

## МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ОДНОРОДНОГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ ГАЗА И РАЗРАБОТКА ЭФФЕКТИВНЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

**В.П. Зимаков, В.А. Кузнецов, А.Ю. Кедров, Н.Г. Соловьев, А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов**

*Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского Российской академии наук,  
Москва, 119526, проспект Вернадского 101-1*

### Аннотация

Для стабилизации мощного однородного тлеющего разряда в потоке газа применяется оригинальная технология комбинированного разряда: продольный разряд постоянного тока (РПТ), поддерживаемый емкостным импульсно-периодическим разрядом (ИР). Комбинированный разряд не требует газодинамических методов стабилизации, что позволяет повысить КПД устройств на основе РПТ-ИР. Исследовано влияние различных факторов на стабильность и однородность характеристик РПТ-ИР в схеме с быстрой осевой прокачкой. Разработаны методы оптимизации формы и взаимного расположения электродов РПТ-ИР, что при соответствующей организации потока газа позволило получить лазерную мощность более 2.2 кВт с метра активной длины в непрерывном и импульсно-периодическом режиме при КПД 20% в относительно простой по конструкции и надежной лазерной установке. Подтверждена возможность увеличения мощности путем масштабирования. На установке продемонстрирована возможность поддержания непрерывного оптического разряда (НОР) в атомарных и молекулярных газах при атмосферном давлении.

### STABILIZATION OF THE UNIFORM DISCHARGE IN FAST GAS FLOW AND DEVELOPMENT OF THE EFFICIENT GAS LASERS

High power uniform glow discharge in a fast gas flow is stabilized by means of original combined discharge technology: longitudinal direct current glow discharge (DC) is sustained by capacitively coupled periodic-pulsed (CPD) discharge. Combined discharge technology does not require power consuming gas dynamical stabilization techniques so that system design may be simplified with increased efficiency. The influence of different factors on the stability and homogeneity of DC-CPD characteristics has been studied under fast-axial-flow conditions. Methods for optimization of the shape and mutual arrangement of DC-CPD electrodes together with adequate flow channel design permit to obtain more than 2.2 kW/m of the active length CW and periodic-pulsed laser power with discharge efficiency 20% on the reliable and relatively simple laser device. Possibilities of laser power scaling were approved. The sustaining of continuous optical discharge (COD) in argon and air under atmospheric pressure was demonstrated.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Несамостоятельный разряд постоянного тока с ионизацией емкостным импульсно-периодическим разрядом (комбинированный разряд), находит применение в газовых лазерах различных типов благодаря возможности регулирования в широких пределах величины электрического поля и концентрации заряженных частиц в плазме [1, 2]. В последнее время интерес к разряду этого типа усилился в связи с попытками создания кислород-йодного лазера с газоразрядным генератором активного кислорода [3, 4]. Для эффективной генерации синглетного кислорода требуется разряд с высокой концентрацией электронов при низкой электронной температуре – условия, трудно-выполнимые в самостоятельном разряде [3].

До последнего времени широкое применение комбинированного разряда в технике мощных лазеров в значительной степени сдерживалось трудностями, связанными с эксплуатацией мощных импульсно-периодических генераторов наносекундных импульсов на тиратронах или тиристорах с магнитным сжатием импульсов. С развитием элементной базы электроники в последнее время появились генераторы мощных наносекундных импульсов нового поколения, отличающиеся высоким КПД, небольшими габаритами и высокой надежностью, и вместе с тем обеспечивающие генерирование импульсов со скоростью нарастания напряжения в десятки киловольт за наносекунду [5].

Авторы данной работы, обладающие опытом применения техники комбинированного разряда в мощ-

ных CO<sub>2</sub>-лазерах с поперечной прокачкой [1], провели экспериментальное исследование новых возможностей, которые технология комбинированного разряда дает в применении к лазерам с быстрой осевой прокачкой.

Газовые лазеры с охлаждением активной среды путем быстрой прокачки рабочего газа вдоль оптической оси резонатора в настоящее время широко используются в промышленности и характеризуются высоким КПД и качеством излучения. Для возбуждения активной среды в таких лазерах, как правило, применяются две различных схемы организации газового разряда – самостоятельный разряд постоянного тока, стабилизированный интенсивной турбулентностью, и емкостный высокочастотный разряд.

В разряде постоянного тока КПД преобразования электрической мощности в лазерное излучение достигает 25%, однако, для сохранения пространственной однородности разряда нужна сильная искусственная турбулизация потока, что влечет за собой применение мощного высоконапорного средства прокачки лазерной смеси, что снижает полный КПД лазера. ВЧ-разряд сохраняет однородность вдоль оптической оси и в отсутствие сильной турбулентности, тем не менее, в этом случае снижается КПД преобразования электрической мощности в лазерное излучение, как по причинам физическим, связанным со структурой ВЧ-разряда, так и из-за низкого КПД ВЧ-генераторов (50÷60%). Кроме того, в мощных лазерах (20÷30 кВт в непрерывном режиме) ВЧ-разряд проявляет попереч-

ную неоднородность, для устранения которой применяют газодинамические методы, также требующие увеличения мощности средства прокачки [6]. Применяемые в настоящее время средства прокачки составляют значительную долю стоимости лазеров и потребляют в некоторых случаях до 50% электрической мощности, необходимой для питания лазера.

В качестве альтернативы разрядам рассмотренных типов авторами был предложен разряд постоянного

тока с ионизацией емкостным импульсным разрядом (РПТ-ИР), успешно применяемый в  $\text{CO}_2$ -лазерах с поперечной прокачкой "Лантан" мощностью до 5 кВт [1]. В разряде этого типа емкостный импульсно-периодический разряд (ИР) обеспечивает однородную ионизацию в объеме разрядной трубки (Рис. 1). Вклад мощности в возбуждение лазерных энергетических уровней осуществляется несамостоятельным разрядом

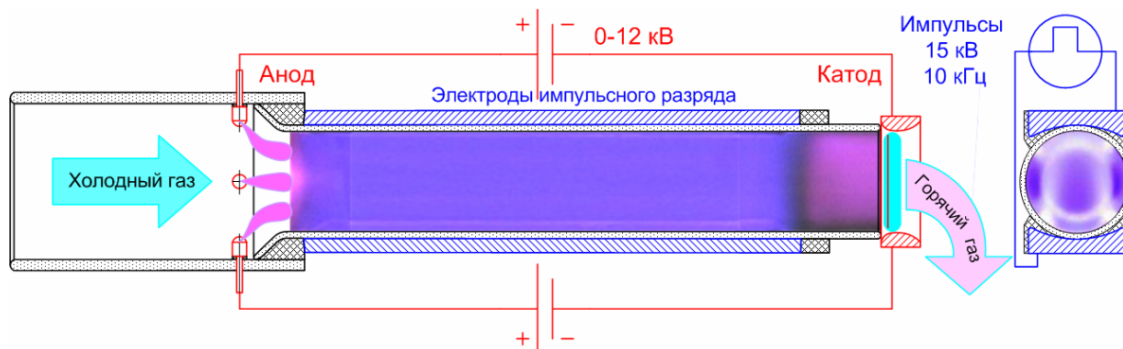


Рис. 1. Схема организации РПТ-ИР в трубке с быстрой осевой прокачкой газа

постоянного тока (РПТ) между штыревыми анодами и кольцевым катодом. Напряженность электрического поля РПТ выбирается недостаточной для ионизации, что позволяет достигать высоких энерговкладов в газ при сохранении пространственной однородности накачки, причем сильная турбулизация потока для РПТ-ИР не требуется.

На первый взгляд, предлагаемый вариант отличается от ранее разработанного авторами лазера с быстрой поперечной прокачкой "Лантан" [1] только геометрией активной среды (прямоугольный канал в случае [1] и трубка круглого сечения (Рис.1)) и расположением оптической оси по отношению к газовому потоку. Однако, по сравнению со случаем быстрой поперечной прокачки, в случае быстрой продольной прокачки метод управления параметрами разряда постоянного тока с помощью емкостного импульсного разряда предоставляет новые возможности для повышения КПД и качества излучения лазера, что позволяет создать лазер с набором характеристик, превосходящим существующие типы лазеров на  $\text{CO}_2$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ОРГАНИЗАЦИИ РПТ-ИР

В данной работе авторами было проведено экспериментальное исследование возможности эффективного применения РПТ-ИР в лазере с быстрой осевой прокачкой с целью создания  $\text{CO}_2$ -лазера мощностью до 6 кВт с высоким КПД и качеством излучения. На основе двухступенчатого радиального турбокомпрессора, обеспечивающего перепад давления до 1.4 при работе на смесях с содержанием гелия до 75%, была создана экспериментальная установка для отработки разрядной схемы и определения параметров активной среды (Рис.2). Исследовались характеристики разряда в диапазоне скоростей газового потока в разрядной трубке до 250 м/с для лазерной смеси  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:7:12$  при давлениях до 90 Торр. В

результате оптимизации формы электродов и характеристик потока на входе в разрядную трубку была достигнута плотность вкладываемой мощности 15 Вт/см<sup>3</sup>.

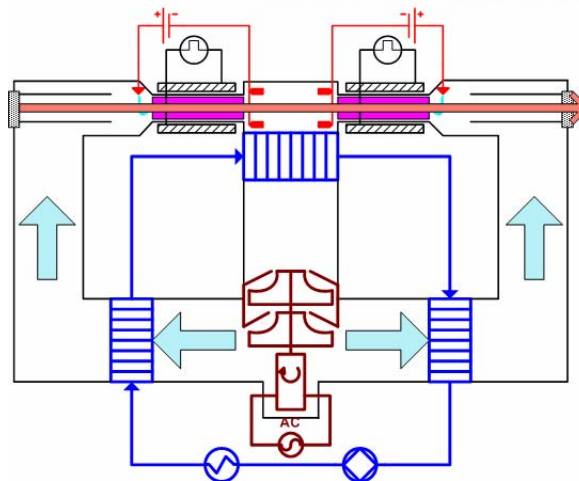


Рис. 2. Экспериментальная установка для изучения характеристик активной среды

Внешний вид разрядной трубки и картина свечения разряда проиллюстрированы на Рис. 3. На Рис. 3,а) разрядная трубка показана сбоку. Справа видны вводы напряжения анодов, катод расположен слева, белые пластины сверху и снизу трубки – внешние электроды ИР. На Рис. 3, б) - г) показан вид разряда с торца трубки, со стороны входа потока в трубку. На Рис. 3, б) напряжение на электроды разряда постоянного тока не подано. Яркое белое свечение на периферии разрядной трубки представляет собой отражение от стенок трубки. На Рис. 3,в) мощность разряда постоянного тока составляет менее трети от максимальной. Свечение центральной области разряда в этом случае увеличилось, а периферическое относительно ослабло. На Рис. 3, г) ток разряда близок к предельному. Вблизи штыревых анодов в этом случае плотность тока уже настолько велика, что разряд контрагирует, и ток протекает в виде тонких ярко светящихся шнуров. При этом в объеме разрядной трубки плазма остается достаточно однородной.

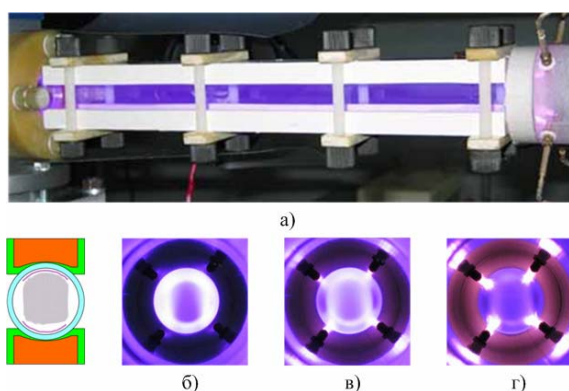


Рис. 3. Внешний вид свечения разряда РПТ-ИР в разрядной трубке

На Рис. 4 приведены типичные осциллограммы импульсного напряжения и тока ИР, а также полученные путем пересчета осциллограммы напряжения, приложенного непосредственно к разрядному промежутку и к стенкам трубки.

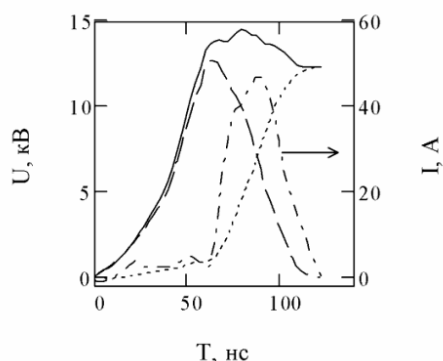


Рис. 4. Осциллограммы импульсного напряжения и тока

Из осциллограмм видно, что длительность фронта нарастания напряжения на плазме составляет 50 нс, приведенная напряженность электрического поля, при которой начинает идти ток – 53 Кв/см/Торр. Амплитуда импульса тока около 50 А. Длительность импульса тока определяется временем зарядки электрической емкости стенок трубки и составляет около 50 нс. Следует отметить, что определенное из ос-

циллограмм пробойное напряжение для смеси 1CO<sub>2</sub>:7N<sub>2</sub>:12He в газе, движущемся со скоростью 200 м/с вдоль оси трубки, значительно выше пробойного напряжения в неподвижном газе (Рис. 5).

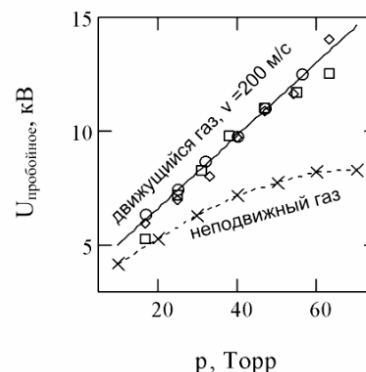


Рис. 5. Амплитуда пробойного напряжения в импульсно-периодическом разряде в неподвижном и движущемся газе

Причина этого заключается в нагреве и накоплении ионов в импульсно-периодическом разряде в неподвижном газе.

### 3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА

Эксперименты проводились в основном на смеси 1CO<sub>2</sub>:7N<sub>2</sub>:12He. Давление смеси на входе в трубку (Рис. 1) менялось от 80 до 100 Торр, на выходе из трубки – от 60 до 80 Торр. На графиках приведено среднее давление.

Скорость газа на оси трубки без разряда составляет 200 м/с, что в первом приближении соответствует объемному расходу газа через трубку  $Q = 200 \text{ дм}^3/\text{с}$  или, если среднюю плотность смеси при  $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $p = 75 \text{ Торр}$  взять  $\rho_{75} = 0.057 \text{ кг/м}^3$  (получено усреднением справочных данных для индивидуальных газов, взятых из [7]), массовый расход будет  $G_{75} = 0.0114 \text{ кг/с}$ . Течение дозвуковое. При вкладе мощности до 5÷6 кВт при давлении 75 Торр (526 Вт/г) газ в трубке может нагреться на 250÷300 градусов, при этом скорость на выходе будет соответственно больше скорости на входе, но останется дозвуковой (скорость звука в гелиевой смеси более 500 м/с).

Оценку вязкости смеси в первом приближении получаем усреднением динамических вязкостей индивидуальных газов. Допустимость такого подхода обусловлена близкими значениями динамической вязкости для всех трех газов, взятыми из того же справочника [7] (с ростом температуры эти значения сближаются еще больше). Для той же смеси получаем при  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $\eta_{300} = 1.85 \times 10^{-5} \text{ Н}\cdot\text{с/м}^2$  (при  $T = 500^\circ\text{K}$ , соответственно,  $\eta_{500} = 2.65 \times 10^{-5} \text{ Н}\cdot\text{с/м}^2$ ). Кинематическую вязкость для оценки числа Рейнольдса получаем для  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $p = 75 \text{ Торр}$ :  $\nu_{75} = \eta_{300} / \rho_{75} = 3.25 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Оценку числа Рейнольдса в коаксиальном канале на входе трубки (как на Рис. 8) проводим при следующих условиях:  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $p = 75 \text{ Торр}$ , объемный расход  $Q = 200 \text{ дм}^3/\text{с}$ , ширина кольцевого зазора – 7.5 мм, площадь сечения  $S_{\text{коакс}} = 0.11 \text{ дм}^2$ , что дает скорость потока в коаксиальном зазоре около 180 м/с. Откуда  $Re_{\text{коакс}} \approx 4000$ . Для круглой трубы  $d = 36 \text{ мм}$   $S_{\text{круг}} = 0.1 \text{ дм}^2$ ,  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $p = 75 \text{ Торр}$ , объемный

расход  $Q = 200 \text{ дм}^3/\text{с}$ , что дает скорость потока 200 м/с.  $Re_{\text{круг}} \approx 22000$ .

#### 4. СТАБИЛИЗАЦИЯ РПТ-ИР

При увеличении мощности разряда постоянного тока происходит нарушение однородности протекающего тока в сечении трубки, так называемая контрак-

ция. Как видно на Рис. 3, контракция происходит в первую очередь вблизи анода, где, во-первых, плотность тока повышена из-за эффекта нормальной плотности тока на аноде, а во-вторых, действие внешней ионизации, производимой импульсно-периодическим разрядом, в районе анода ослаблено,

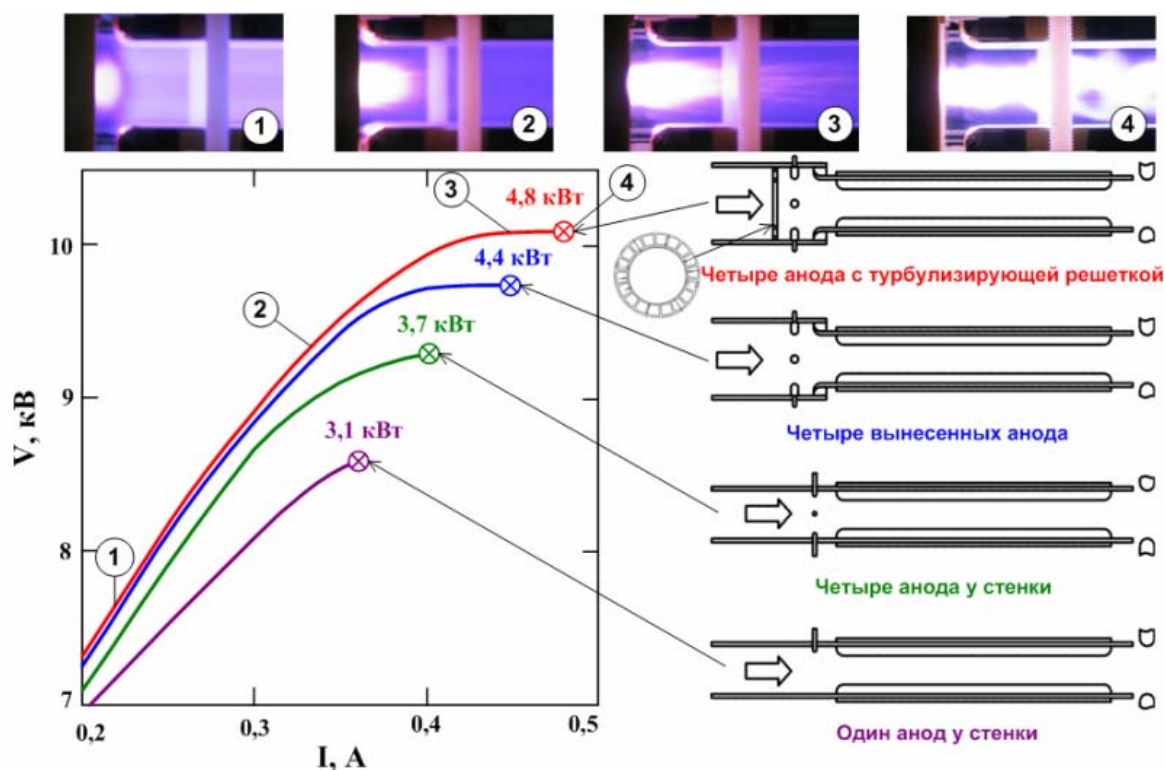


Рис. 6. Контракция разряда постоянного тока и методы стабилизации разряда

т.к. он расположен вверх по потоку от зоны импульсного разряда. На Рис. 6 на фото сверху показан процесс нарастания прианодной зоны контракции по мере увеличения мощности РПТ (цифрами помечено положение на ВАХ, которому соответствует снимок), и распространение контракции на весь разрядный промежуток, когда мощность достигает некоторого предельного значения. На Рис. 6 показаны также различные конфигурации анода, для которых были проведены эксперименты по определению предельной вкладываемой мощности. Было показано, что предельная вкладываемая мощность существенно растет при уменьшении плотности тока на аноде, которая достигалась при секционировании анода, а также при удалении токового пятна из пристеночного пограничного слоя потока, которое обеспечивалось удлинением анодных штырьков, а также применением турбулизаторов, разрушающих пристеночный пограничный слой.

Однако наибольшего эффекта увеличения предельной мощности РПТ удалось добиться при организации втекания газа в прианодную зону через кольцевой зазор (Рис.7), площадь поперечного сечения которого не меньше площади поперечного сечения разрядной трубки. Во внутренней трубке коаксиального зазора, предназначенной для вывода лазерного излучения, газ практически неподвижен – с противоположного конца трубка заглушена зеркалом. Небольшой поток газа, направленный от зеркала

в сторону разряда (не более десятых процента от основного расхода), подается в нее для вентиляции от пыли и нагретого излучением газа.

Как видно из Рис. 7, закругленные концы анодных штырьков, на которых и находятся токовые пятна (см. Рис. 3) попадают при этом в центральную часть потока кольцевого сечения, формирующегося между сходящимися наподобие бутылочного горлышка стенками внешней трубки и вихревой застойной зоной, образующейся у торца внутренней трубки: на Рис. 7 показана схематически картина течения в анодной области, наложенная на полученную в сходных условиях теньевую картину продольного обтекания цилиндра.

Поскольку застойная зона у торца цилиндра играет важную роль в формировании потока вблизи анодов, следует ожидать зависимости предельных характеристик разряда от взаимного расположения торца внутренней трубки и электродов, описываемого расстоянием  $X$ . Действительно, как видно из приведенных на Рис.7 графиков, при изменении расстояния  $X$  от 11 до 3 мм наблюдалось увеличение предельной мощности на 10-15% в рассматриваемом диапазоне давлений, обусловленное в основном ростом предельного тока и отчасти ростом предельного напряжения. Максимальные достигнутые при  $X = 3 \text{ мм}$  характеристики РПТ в зависимости от давления газа и частоты ИР более полно представлены на Рис. 8.



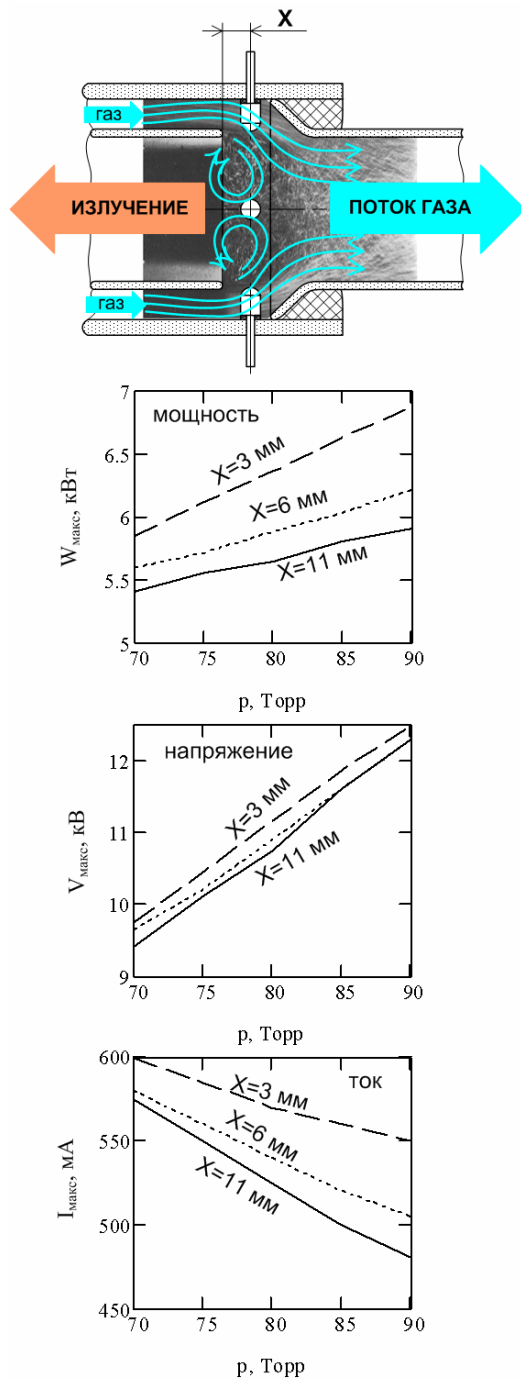


Рис. 7. Течение газа вблизи анода и зависимость предельных характеристик РПТ-ИР от давления при втекании газа в разрядную камеру через кольцевой зазор. Частота следования импульсов ИР  $f = 10$  кГц

На Рис. 8,а приведены графики зависимости предельной мощности РПТ от частоты следования импульсов ИР при различных давлениях газовой смеси. Предельные характеристики определялись по визуальному нарушению однородности разряда, а также по появлению колебаний тока и напряжения. Рост предельной мощности с давлением, а также линейный характер зависимости предельной мощности от времени между последовательными импульсами (Рис. 8,б) указывает на перегревно-ионизационную природу неустойчивости, приводящей к нарушению однородности разряда [8].

Предельный ток разряда растет при увеличении частоты следования импульсов и уменьшается с ростом давления (Рис. 8, г). Предельное напряжение увеличивается с ростом давления, а с ростом частоты следования импульсов снижается (Рис. 8, в). Это обстоятельство открывает возможность регулирования напряженности постоянного поля РПТ и устанавливать значения, оптимальные для накачки колебательных уровней азота и углекислого газа.

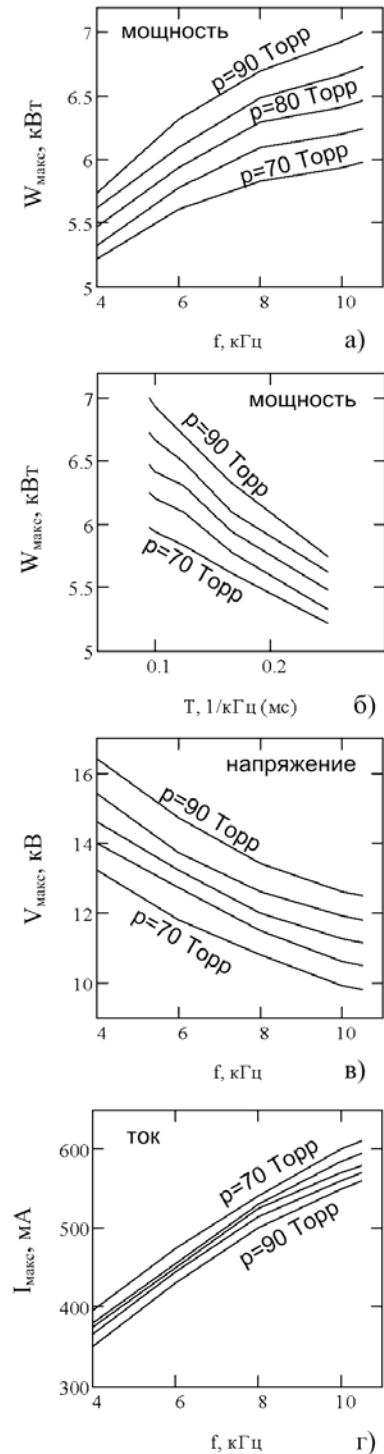


Рис. 8. Предельные характеристики РПТ-ИР в зависимости о частоты следования импульсов при различном давлении газовой смеси для  $X = 3$  мм

### 5. ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПОВОДУ НЕОДНОРОДНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Эксперименты по генерации излучения на двух разрядных трубках с полуконфокальным устойчивым резонатором позволили изучить, в частности, вопросы оптической однородности активной среды. Получена максимальная мощность излучения 1500 Вт при длине активной среды 0.9 м. Излучение многомодовое, характеризуемое  $M^2=9.5$  при диаметре луча на выходе из резонатора 17 мм.

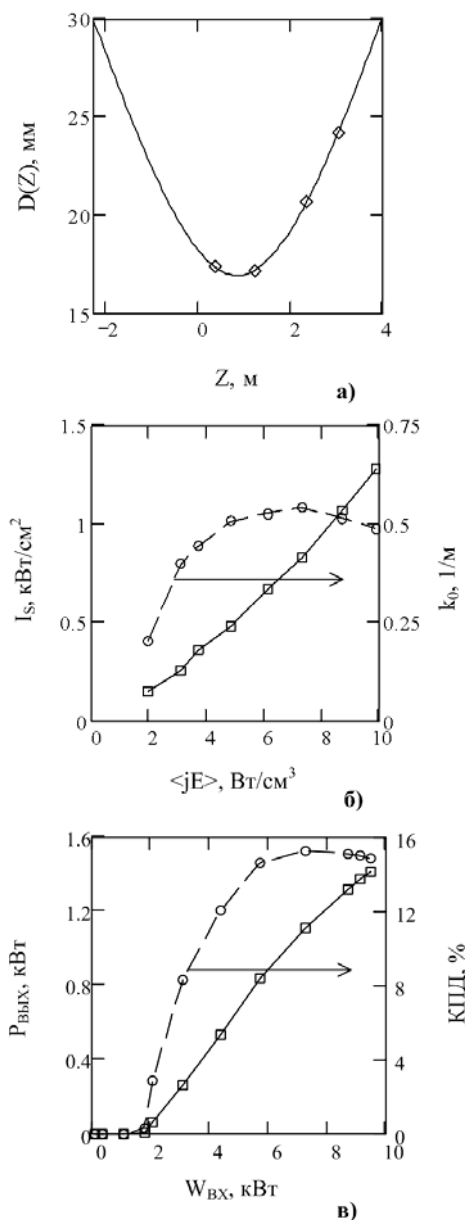


Рис. 9. Характеристики лазерной генерации

На Рис. 9,а показана зависимость среднего диаметра пучка от расстояния от выходного зеркала вне и внутри резонатора. Пучок измерялся в нескольких точках вне резонатора, затем через экспериментальные точки проводилась гипербола, описывающая распространение пучка. Диаметр луча определялся из измеренных распределений интенсивности согласно стандарту ISO 11146 [9] методом вторых моментов, дающим адекватные результаты в случае многомодовых пучков, полученных в устойчивых

резонаторах. Кривая на Рис. 9, а) определяет, таким образом, область пучка внутри резонатора, содержащую не менее 90% полной мощности пучка. Таким образом, было найдено, что суммарно в двух трубках объем моды составляет не более 40% от полного объема активной среды.

Методом калиброванных потерь были определены основные феноменологические характеристики активной среды – коэффициент усиления слабого сигнала  $k_0$  и интенсивность насыщения  $I_s$  (Рис. 9, б).

На Рис. 9,в показана зависимость выходной мощности лазера от суммарной электрической мощности, выделяющейся в двух трубках. Максимальный КПД генерации при коэффициенте отражения выходного зеркала 70% составил 15.8%. Если при этом учесть, что объем, занимаемый излучением в резонаторе, составляет 40%, и в этом объеме находится 90% излучения, то можно найти, что средняя по объему, занимаемому в активной среде излучением, плотность выводимой из резонатора мощности достигает  $3,5 Wt/cm^3$ , при средней по объему активной среды плотности вкладываемой мощности  $10 Wt/cm^3$ .

На основании этих, средних по объему активной среды величин, конечно, нельзя делать прямого заключения о том, что в установке достигим КПД 35%, однако, эта цифра свидетельствует о больших потенциальных возможностях рассматриваемого метода.

При вычислении параметров активной среды необходимо учитывать перенос возбужденных частиц за счет турбулентной диффузии.

Частоту турбулентного выноса частиц из единицы объема среды, имеющей цилиндрическую геометрию, можно оценить, используя выражение [10]:

$$v_T = \frac{D_T}{\Lambda^2}, \quad (1)$$

где 
$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.4}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \quad (2)$$

Здесь  $\Lambda$  – характерная диффузионная длина в среде, имеющей форму цилиндра радиусом  $r_0$  и длиной  $L$ ;  $D_T$  – коэффициент турбулентной диффузии. Коэффициент турбулентной диффузии можно оценить, как это сделано, например, в [10], с помощью соотношения  $D_T = 0.009 \cdot r_T \cdot u$   $cm^2/c$ , где  $r_T$ ,  $cm$  – половина минимального размера прямоугольного канала или диаметра трубы,  $u$ ,  $cm/c$  – скорость течения газа на оси канала. Следовательно, в трубе радиуса  $r_T = 1.8$   $cm$  при скорости потока  $u = 2 \cdot 10^4$   $cm/c$   $D_T = 324$   $cm^2/c$ .

Безвозвратная потеря колебательно возбужденных молекул происходит при их выносе на стенки трубки. Частота турбулентного выноса на стенки, вычисленная по приведенной выше формуле, составляет  $v_T \approx 576$   $c^{-1}$ . При вычислении  $v_T$  пренебрегаем величиной  $(\pi/L)^2$  по сравнению с  $(2.4/r_0)^2$ .

Частота выноса частиц из активной среды с потоком газа (конвективного выноса) составляет  $v_C = u/L$ , где  $L$  – длина активной среды в разрядной трубке. Подставляя численные значения  $L = 45$   $cm$ ,  $u = 2 \cdot 10^4$   $cm/c$ , получаем  $v_C \approx 445$   $c^{-1}$ . Таким образом, суммарная частота потерь возбужденных частиц, связанных с движением газа  $v_F = v_C + v_T \approx 1000$   $c^{-1}$ , а характерное время выноса  $\tau_F = 1/v_F \approx 10^{-3}$   $c$ . Эта величина

сравнима с характерным временем релаксации верхнего лазерного уровня в типичном CO<sub>2</sub>-лазере, и должна учитываться при написании кинетических уравнений.

Решая простейшие кинетические уравнения четырехуровневой модели лазера, учитываем VV- и VT-релаксацию верхнего и нижнего лазерных уровней, потери за счет турбулентного и конвективного выноса, а также накачку и потерю инверсии населенностей за счет вынужденного излучения.

Эффективное сечение вынужденного излучения для перехода P20 молекулы CO<sub>2</sub> в смеси CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>/He/H<sub>2</sub>O вычисляем по формуле, экспериментально проверенной в работе [11]:

$$\sigma_{eff} = \frac{8.9 \times 10^{-16} \cdot \exp(-215/T)}{\sqrt{T} \cdot (\xi_0 + 0.733 \cdot \xi_1 + 0.64 \cdot \xi_2 + 0.43 \cdot \xi_3) \cdot p} \left( \frac{\xi_0}{\xi_0 + \xi_1} \right) \quad (3)$$

где  $T$  – температура газа в градусах Кельвина;  $\xi_0$ – $\xi_3$  – парциальные соотношения компонентов смеси (соответственно: CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, H<sub>2</sub>O)  $\sum \xi_i = 1$ ;  $p$  – давление смеси в Торр. Величина  $\sigma_{eff}$  выражена в см<sup>2</sup> и отнесена к полному количеству возбужденных частиц на верхнем лазерном уровне (CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub>), поэтому может использоваться в простейшей кинетической схеме, где первый колебательный уровень антисимметричной моды колебаний молекулы CO<sub>2</sub> объединен с первым колебательным уровнем молекулы N<sub>2</sub> в единый верхний лазерный уровень как в смысле взаимодействия с излучением, так и в смысле релаксации и потерь, связанных с потоком (это учитывает последний член в скобках в выражении (3)). Решая кинетические уравнения, находим соотношения для основных феноменологических характеристик активной среды:

$$k_0 = \sigma_{eff} \cdot \frac{\tau_{II} \cdot \tau_F}{\tau_{II} + \tau_F} \cdot \left( \frac{jE}{h\nu} \cdot \eta_q \cdot \eta_p \right) \quad (4)$$

$$I_S = \frac{h\nu}{\sigma_{eff}} \cdot \left( \frac{\tau_{II} \cdot \tau_F}{\tau_{II} + \tau_F} + \frac{\tau_I \cdot \tau_F}{\tau_I + \tau_F} \right)^{-1} \quad (5)$$

$$k = \frac{k_0 I_S}{I + I_S}, \quad (6)$$

где  $k$  – коэффициент усиления в зависимости от интенсивности  $I$ ;  $k_0$  – коэффициент усиления слабого сигнала;  $I_S$  – интенсивность насыщения коэффициента усиления;  $\sigma_{eff}$  – эффективное сечение вынужденного перехода;  $\tau_b$ ,  $\tau_{II}$ ,  $\tau_F$  – характерные времена релаксации и выноса потоком для первого и второго лазерных уровней;  $jE$  – мощность энергоклада в единицу объема активной среды;  $h\nu$  – энергия кванта излучения на переходе P20;  $\eta_q$  – квантовый КПД перехода;  $\eta_p$  – эффективность накачки.

Предполагая, что температура газа в трубке растет по мере продвижения от входа газа в трубку до выхода от 300 до 600 °K, вычисляем величины  $k_0$  и  $I_S$  в зависимости от температуры и усредняем по длине трубки. Для средней по объему плотности вкладываемой мощности  $jE = 10$  Вт/см<sup>2</sup> для  $p = 80$  Торр получим:  $k_0 = 0.003$  см<sup>-1</sup> и  $I_S = 1.14$  кВт/см<sup>2</sup>. Экспериментально полученные значения составили  $k_0 = 0.005$  см<sup>-1</sup> и  $I_S = 1.15$  кВт/см<sup>2</sup> при той же удельной мощности накачки. Хорошее совпадение расчетного и из-

меренного значений  $I_S$  свидетельствует об адекватности предположений, положенных в основу расчета  $\sigma_0$ ,  $\tau_b$ ,  $\tau_{II}$ ,  $\tau_F$ , и взятого диапазона температур. Значительное расхождение измеренного и вычисленного значений  $k_0$ , как видно из сравнения соответствующих выражений, может быть отнесено на счет дополнительного канала накачки верхнего лазерного уровня, а именно турбулентного переноса возбужденных частиц из зоны, не занятой излучением, где также происходит накачка. Учтем поток возбужденных частиц, который вносится в зону, занятую излучением, за счет турбулентной диффузии. Для этого представим активную среду, находящуюся в поле лазерного излучения, в виде цилиндра с радиусом равным среднему радиусу лазерного луча в резонаторе (в нашем случае  $R = 1.1$  см). При  $I \gg I_S$  разность концентрации возбужденных молекул в зоне, занятой излучением, и окружающем пространстве без излучения можно оценить как  $N_v = k_0 / \sigma_{eff}$  см<sup>-3</sup>, где в качестве  $k_0$  следует взять величину коэффициента усиления слабого сигнала в зоне, не занятой излучением. Тогда скорость поступления возбужденных частиц в единицу объема зоны, занятой излучением, за счет турбулентной диффузии можно оценить как  $W_T = v_T \cdot N_v = D_T \cdot (2.4/r)^2 \cdot k_0 / \sigma_{eff}$ , где  $r = 1.1$  см – средний радиус луча в трубке. Считаем  $D_T = 324$  см<sup>2</sup>/с,  $(2.4/r)^2 = 4.76$  см<sup>-2</sup>,  $k_0 / \sigma_{eff} = 5.78 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, получаем  $W_T = 8.9 \cdot 10^{19}$  с<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>. Если в формуле для коэффициента усиления  $k_0$  добавить полученное значение  $W_T$  к выражению в скобках, описывающему накачку, то расчетное значение  $k_0 = 0.0045$  см<sup>-1</sup>, что близко к измеренному значению (Рис. 9, б).

На Рис. 10 показана зависимость характеристик лазерного пучка от полной мощности излучения. Характеристики измерялись в двух направлениях  $X$  и  $Y$ , причем направление  $Y$  соответствует линии, соединяющей центральные оси внешних электродов импульсно-периодического разряда, а направление  $X$  перпендикулярно  $Y$ , как показано также на Рис. 11, а).

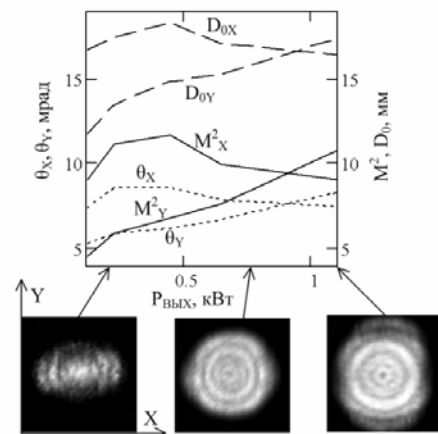


Рис. 10. Показывает изменение формы распределения интенсивности излучения в ближней зоне (показано на врезках внизу) и характеристик пучка ( $D_0$  – диаметр,  $\theta$  – расходимость,  $M^2$  – число дифракционных пределов) в соответствии с изменением структуры РПТ-ИР в зависимости от мощности излучения. Данные получены в экспериментах на лазере с двумя разрядными трубками, электроды импульсно-периодического разряда в которых были ориентированы одинаково

На Рис. 10  $D_0$  – диаметр пучка в области перетяжки,  $\theta$  – расходимость излучения в дальней зоне,  $M^2$  – число дифракционных пределов. Из данных Рис. 10 следует, что при малой мощности излучения луч имеет эллиптическую форму и сжат вдоль направления, соединяющего электроды импульсного разряда. При увеличении мощности луч становится круглым, а при дальнейшем увеличении мощности он становится вновь эллиптическим, но уже в другом направлении. Анализ, проведенный в следующей главе, показывает, что такое поведение излучения отражает изменение структуры импульсно-периодического разряда при изменении мощности разряда постоянного тока, и эта особенность разряда рассматриваемого типа может быть использована для управления характеристиками лазерного излучения.

## 6. ОДНОРОДНОСТЬ РПТ-ИР В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ В ТРУБКЕ

Существенной особенностью лазеров с быстрой осевой прокачкой является цилиндрическая геометрия разряда, благоприятная для генерации лазерного излучения, но более сложная с точки зрения обеспечения однородности емкостного импульсного разряда, чем канал прямоугольного сечения разрядной камеры лазера с поперечной прокачкой. Тем не менее, вместе со сложностями в такой геометрии возникают и новые возможности управления параметрами лазерного излучения. В данном разделе приведены теоретические оценки и экспериментальные данные, касающиеся этих особенностей.

Взаимное расположение электродов поперечного емкостного импульсно-периодического разряда и продольного разряда постоянного тока в разрядной трубке лазера с быстрой осевой прокачкой показано на Рис. 1. Основная трудность при организации комбинированного разряда в трубке – обеспечение однородности поперечного емкостного импульсно-периодического разряда в цилиндрической геометрии. Следует сразу отметить, что при неизменной форме электродов импульсного разряда невозможно одновременно обеспечить однородность импульсно-периодического разряда в отсутствие и при наличии постоянного электрического поля. Дело в том, что в постоянном электрическом поле, приложенном вдоль оси трубки, электроны приобретают среднюю энергию порядка 1 эВ, а скорость рекомбинации электронов с такой энергией в промежутке между ионизирующими импульсами значительно ниже, чем у электронов, движущихся с тепловыми скоростями в отсутствие разряда постоянного тока. Поэтому проводимость плазмы к моменту начала следующего импульса сильно зависит от величины приложенного постоянного напряжения.

На Рис. 11, б) показана картина свечения импульсно-периодического разряда в отсутствие постоянного электрического поля. Внешние электроды емкостного разряда расположены так же, как показано на Рис. 1, 11 а), и имеют цилиндрическую форму. Из-за сравнительно низкой начальной концентрации электронов в начале очередного импульса пробой сначала развивается в виде поверхностного разряда вдоль стенок трубки, на что указывает яркое свечение. Поверхностный разряд, по-видимому, вызывает фотоионизацию газа в прилегающих слоях, где также

начинает течь ток и появляется более слабое свечение, однако, середина трубки остается темной. Картина меняется при приложении постоянного напряжения вдоль оси трубки (Рис. 11, в). С теми же самыми электродами разряд уже не идет вдоль стенок, хотя при внимательном рассмотрении можно заметить небольшое потемнение в середине разрядного промежутка, указывающее на неоднородность в протекании импульсного тока (напряжение разряда постоянного тока при этом далеко от пробойного, и поэтому излучает в основном импульсный разряд).

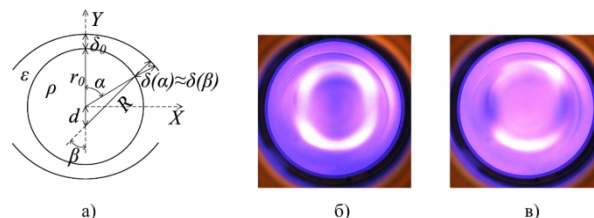


Рис. 11. а) Рисунок к математической модели для расчета оптимальной формы электродов:  $r_0$  – внутренний радиус разрядной трубки,  $R$  – радиус поверхности достаточно широкого внешнего электрода ИР,  $\epsilon$  – диэлектрическая постоянная стенок трубки и внешней изолирующей среды,  $\rho$  – электрическое удельное сопротивление плазмы внутри трубки; б) Картина свечения емкостного импульсно-периодического разряда с частотой повторения 10 кГц в трубке – разряд постоянного тока отсутствует; в) То же с разрядом постоянного тока

Для того чтобы понять физическую причину неоднородности, рассмотрим простую физическую модель протекания переменного высокочастотного и импульсного тока через цилиндрическую проводящую среду, отделенную от электродов слоями диэлектрика переменной толщины. При этом зависимость толщины диэлектрика между внутренней поверхностью трубки и поверхностью внешнего электрода  $\delta$  от углов  $\alpha$  или  $\beta$  задает форму электродов импульсно-периодического разряда (Рис. 11, а).

### 6.1. Оптимальная форма внешних электродов для разряда переменного тока

В качестве модели для расчета распределения плотности импульсного тока по сечению разрядной трубки рассмотрим цилиндрическую полость радиуса  $r_0$  внутри трубки с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , ограниченной снаружи поверхностями электродов радиуса  $R_0$ , как показано на Рис. 11, а) (в случае электродов произвольной формы считаем, что  $R$  зависит от  $\beta$ ). Из соображений необходимости получения в импульсном разряде как можно более однородной по сечению плазмы, считаем в первом приближении, что плазма однородна, т.е. полость заполнена однородной проводящей средой с удельным сопротивлением  $\rho$ . В случае комбинированного разряда величину  $\rho$  можно оценить из вольт-амперных характеристик разряда постоянного тока.

Для того чтобы выработать исходное представление о том, какой должна быть оптимальная форма электрода для получения однородного разряда, рассмотрим протекание через трубку переменного тока с частотой  $\omega$ . Сходная ситуация реализуется, например, в поперечном высокочастотном разряде в



трубках [12]. Считаем, что форма электродов, задаваемая параметром  $\delta(\alpha)$  такова, что плотность ВЧ-тока не меняется вдоль оси  $X$ :  $j(\alpha) = \text{const}$ . Разобьем внутреннюю поверхность трубки на элементарные полоски шириной  $r_0 d\alpha$ , длиной  $L$ , ориентированные вдоль оси цилиндра. Считаем, что ток, проходящий через емкость между данной полоской и электродом, которую можно приблизительно вычислить по формуле плоского конденсатора  $\frac{\varepsilon\varepsilon_0 L r_0 d\alpha}{\delta(\alpha)}$ , далее

идет перпендикулярно оси  $x$  по полоске плазмы шириной  $r_0 \cos(\alpha) d\alpha$  и высотой  $2r_0 \cos(\alpha)$ , а затем проходит через емкость  $\frac{\varepsilon\varepsilon_0 L r_0 d\alpha}{\delta(\alpha)}$  у другого электродов.

Плазму считаем активным сопротивлением, а емкость – реактивным. Считаем, что ВЧ-напряжение на электродах представляет собой векторную сумму падения напряжения на активном и реактивном импедансах в соответствии со значениями емкости и сопротивления указанных элементов, а также плотности тока  $j(\alpha)$ . Записав соответствующие уравнения, из условия  $j(\alpha) = \text{const}$  получаем:

$$\delta(\alpha) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \omega}{\cos(\alpha)} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta_0}{\varepsilon\varepsilon_0 \omega}\right)^2 + (\rho \cdot r_0)^2 \cdot \sin^2(\alpha)}, \quad (7)$$

или то же самое в зависимости от угла  $\beta$  (Рис.11, а):

$$\delta(\beta) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \omega}{X(\beta) \cos(\beta) - d} \times \sqrt{\left(\frac{\delta_0}{\varepsilon\varepsilon_0 \omega}\right)^2 + (\rho \cdot X(\beta))^2 \cdot \sin^2(\beta)}, \quad (8)$$

где

$$X(\beta) = d \cdot \cos(\beta) + \sqrt{d^2 \cdot \cos^2(\beta) + r_0^2 - d^2}. \quad (9)$$

Для кривой, заданной выражением (7), можно рассчитать зависимость радиуса кривизны  $R_{opt}$  от  $\alpha$ :

$$R_{opt}(\alpha) = \frac{(r_0 + \delta_0)^2 + r_0^2 - 2 \cdot (r_0 + \delta_0) \cdot r_0 \cdot \cos(\alpha) - \delta^2(\alpha)}{2 \cdot (r_0 + \delta_0 - r_0 \cdot \cos(\alpha) - \delta(\alpha))} \quad (10)$$

Для  $1/\omega = 2 \times 10^{-8}$  с,  $\varepsilon = 5$ ,  $r_0 = 1.8$  см,  $\delta_0 = 0.2$  см,  $\rho = 7 \times 10^3$  Ом·см,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$  Ф/см вид кривой (10) представлен на Рис. 12, где  $x = r_0 \sin \alpha$ .

Из графиков на Рис. 12, 13 видно, что кривая, определяемая уравнениями (7) или (8) мало отличается от дуги окружности радиусом  $R = 2.9$  см.

Рассмотрим пример ВЧ-разряда в трубке [12, 13]. Для лучшей стабильности поперечного ВЧ-разряда часто выбирают расстояние между электродом и разрядной трубкой таким, что импеданс емкости между электродом и трубкой значительно превосходит импеданс плазмы, т.е.  $(\delta_0/\varepsilon\varepsilon_0 \omega)^2 \gg (\rho \cdot r_0)^2$ . В этом случае формула (6) переходит в простое соотношение  $\delta(\alpha) = \delta_0/\cos(\alpha)$ . Для определения радиуса кривизны электрода при  $\alpha = 0$ , найдем предел  $R_{opt}(\alpha)$  при  $\alpha \rightarrow 0$ . Для этого воспользуемся разложением в ряд функции  $\cos(\alpha)$ , оставив два члена разложения. Тогда  $\delta(\alpha) \approx \delta_0 \cdot (1 + \alpha^2/2)$ . Для формулы (10) получим

$$R_{opt}(0) = \delta_0 + \frac{r_0^2}{r_0 - \delta_0}. \quad (11)$$

При подстановке численных значений  $r_0 = 2.3$  см,  $\delta_0 = 1.3$  см из [13] получаем  $R_{opt} = 6.59$  см, что совпадает с радиусом кривизны электрода из [13].

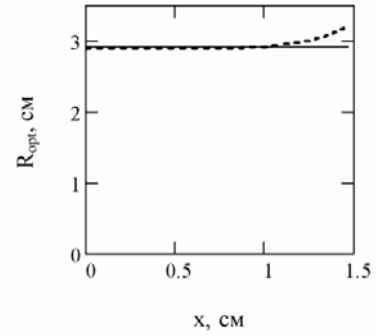


Рис. 12. Зависимость радиуса кривизны  $R_{opt}$  от  $x = r_0 \sin \alpha$  (пунктирная кривая). Сплошная прямая – постоянный радиус  $R = 2.9$  см

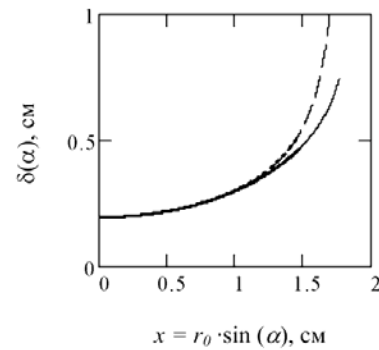


Рис. 13. Зависимость толщины слоя диэлектрика  $\delta(\alpha)$  (Рис. 1) от  $x = r_0 \sin \alpha$  в случае формы электрода, рассчитанной по формуле (7) (штриховая кривая) и цилиндрической с  $R = 2,9$  см. (сплошная кривая)

В случае [12] импедансы емкости и плазмы сравниваются по величине. В этом случае, пользуясь разложением  $\delta(\alpha) \approx \delta_0 \cdot (1 + \alpha^2)$ , получим для  $R_{opt}$

$$R_{opt}(0) = \delta_0 + \frac{r_0^2}{r_0 - 2 \cdot \delta_0}. \quad (12)$$

При подстановке численных значений  $r_0 = 0.65$  см,  $\delta_0 = 0.06$  см из [12] получаем  $R_{opt} = 0.86$  см, что близко к радиусу кривизны электродов, использовавшихся в [12] (0.8 см).

## 6.2. Расчет распределения плотности импульсного тока при заданной форме электродов импульсного разряда

Для проверки предположения о том, что электроды цилиндрической формы позволяют получить однородное распределение плотности амплитуды тока также в импульсно-периодическом разряде, а формулы (7) и (8), полученные из элементарных соображе-

ний, определяют оптимальную форму электрода также для случая импульсного разряда, рассчитаем распределение амплитуды импульсного тока по оси  $x$  для электродов, форма которых определяется выражением (7), и для цилиндрических электродов. Распределение тока в поперечном сечении разрядной трубки (в зависимости от  $x$ ) рассчитываем из следующих соображений. Пусть на электроды импульсного разряда подается импульс напряжения трапецевидной формы, причем напряжение на переднем фронте нарастает линейно в течение времени  $\tau$  до величины  $U$ , а затем в течение некоторого времени остается постоянным. Рассматриваем ток, протекающий через разряд вследствие прохождения переднего фронта напряжения, считая длительность заднего фронта большой по сравнению с длительностью переднего – ситуация, часто реализующаяся на практике. Разделим трубку на каналы, состоящие из вертикальных пластинок плазмы, и прилегающих к ним полосок диэлектрика, как это делалось при выводе формул (7) и (8). Электрическое сопротивление пластинок плазмы  $r(\beta)$  и емкость двух последовательно соединенных полосок диэлектрика  $C(\beta)$  выражаем в зависимости от  $\beta$  (Рис. 11, а), причем емкость в отличие от случая (7) подсчитываем по формуле для цилиндрического конденсатора. Для амплитуды плотности импульсного тока в каждой из этих элементарных цепей имеем простую формулу:

$$J(\beta) = \frac{C(\beta)U}{\tau \cdot L \cdot X(\beta) \cos(\beta) d \beta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{r(\beta)C(\beta)}\right) \right], \quad (13)$$

где

$$C(\beta) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 L}{2 \ln(R/X(\beta))} d \beta,$$

$$r(\beta) = \frac{2 \cdot \rho \cdot (X(\beta) \cdot \cos(\beta) - d)}{L \cdot X(\beta) \cdot \cos(\beta) \cdot d \beta},$$

а  $X(\beta)$  определяется по формуле (9). Стоящий в знаменателе неопределенный множитель  $L \cdot d \beta$  сокращается с таким же множителем, входящим в формулу для  $C(\beta)$ .

Отсюда получаем распределение плотности импульсного тока в зависимости от угла  $\beta$  между радиус-вектором, описывающим поверхность электрода и осью, соединяющей электроды. Варьируя  $R$ , можно добиться, чтобы распределение плотности тока было максимально однородным, и тем самым определить оптимальное значение  $R$  для заданных условий.

По формуле (13) можно подсчитать распределение амплитуды плотности тока для случая электрода, форма которого определяется соотношением (8), полученным для ВЧ-тока с частотой  $\omega$ , подставив в формулу (13)  $R = R(\beta) = X(\beta) + \delta(\beta)$ . Для того, чтобы установить соответствие между ВЧ и импульсным токами, положим в формуле (8)  $\omega = 1/\tau$ . Нетрудно показать, что в этом случае будут одинаковы максимальные значения величин  $dU/dt$  для обоих случаев.

На Рис. 14 показаны распределения плотности тока в зависимости от координаты  $x(\beta) = X(\beta) \sin(\beta)$ , где  $X(\beta)$  определяется по формуле (9), подсчитанные для приведенных выше численных значений параметров для случаев цилиндрического электрода с радиусом кривизны, близким к оптимальному (см. Рис. 12, 13), и для формы электрода, определяемой формулой (8). Значения  $U$  и  $\tau$  принимались равными 15 кВ и 20 нс, соответственно, что близко к реальным значениям, использовавшимся в экспериментах.

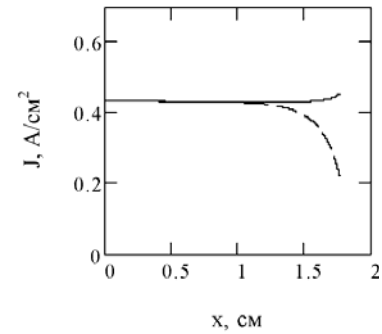


Рис. 14. Распределение плотности амплитуды импульсного тока  $J$  по сечению разрядной трубки в случае электродов цилиндрической формы с радиусом кривизны  $R = 2,9$  см (сплошная кривая) и электрода, форма которого задается соотношениями (7-9) (показано штриховой линией)

Из Рис. 14 видно, что электрод с цилиндрической поверхностью позволяет получить более равномерное распределение тока по сечению, чем электрод с формой поверхности, определяемой соотношением (8, 9). Это обусловлено тем, что при выводе соотношения (8, 9) для подсчета емкости использовались простые формулы плоского конденсатора (иначе не получились бы аналитические выражения (7-9) для формы поверхности), которые дают завышенные значения емкости на краю электрода, где угол между касательными к внутренней поверхности трубки и к поверхности электрода становится существенным. Способ подсчета емкости Рис. 14, основанный на формулах для цилиндрического конденсатора, также дает ошибку на краях электрода, но несколько меньшую и с другим знаком. Тем не менее, формулы (7-10) позволяют получить верную оценку для оптимального радиуса кривизны цилиндрических электродов, что и показывает Рис. 14.

Почему так важно при выборе формы электрода импульсного разряда добиваться как можно более равномерного распределения амплитуды плотности импульсного тока  $J$ ? Дело в том, что когда в комбинированном разряде ток импульсно-периодического разряда течет по однородной проводящей среде, скорость ионизации обусловлена величиной электрического поля  $E$  в плазме, которая связана с  $J$  соотношением  $E = J \cdot \rho$ . Но скорость ионизации сильно и нелинейно зависит от электрического поля, а значит и от  $J$ , и даже небольшая неоднородность  $J$  приведет к значительной неоднородности скорости ионизации и, следовательно, к неоднородности протекания импульсного и постоянного тока в комбинированном разряде.

Следует определенное внимание уделить также выбору величины  $\tau$  для расчета. Однородность протекания тока обеспечивается балластирующим влиянием емкости стенок трубки. Из приведенного выше рассмотрения следует, что для того, чтобы емкость стенок трубки оказывала влияние на протекание тока в разряде, локальный импеданс емкости стенок трубки должен преобладать над импедансом плазмы разряда. Обойтись без балластирующего влияния стенок трубки, используя весьма короткие импульсы и при этом добиваясь однородности ионизации, вероятно, можно, однако при этом неизбежно возникнет сильное взаимное влияние распределений токов в импульсном разряде и в разряде постоянного тока, что приведет к нарушению однородности разряда в целом. Балластирующее влияние стенок трубки сглаживает неоднородности. Для постоянной времени системы емкость стенок трубки – сопротивление плазмы  $\tau_{wp}$  имеем следующее выражение (центру электрода импульсного разряда соответствует  $\alpha = 0$ ):

$$\tau_{wp}(\alpha) = r(\alpha)C(\alpha) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\rho r_0 \cos(\alpha)}{\delta(\alpha)} \Big|_{\alpha=0} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\rho r_0}{\delta_0}. \quad (14)$$

Подстановка параметров, указанных выше, дает для  $\tau(\alpha)$  значение около 28 нс при  $\alpha = 0$ , и менее 10 нс на краю электрода. Условие преобладания импеданса емкости стенки трубки запишется в виде  $\tau > \tau_{wp}(\alpha)$ . С другой стороны,  $\tau$  следует выбирать как можно меньше для того, чтобы обеспечить достаточно высокую плотность импульсного тока (в соответствии с соотношением (13)), от которого прямо зависит скорость ионизации и достижимая плотность электронов, т.е.

$$\tau \approx \tau_{wp}(\alpha), \quad (15)$$

поэтому для расчета выше была выбрана величина  $\tau = 2 \times 10^{-8}$  с.

Из соотношения (14) следует, что чем меньше радиус и чем больше толщина стенок трубки (вернее, соотношение  $\delta_0/\varepsilon$ ), тем короче должен быть фронт нарастания напряжения, и тем короче будет импульс тока при заданном  $\rho$ . Напротив, если задана длительность фронта  $\tau$ , из соотношения (14) можно оценить проводимость плазмы, которая может быть достигнута при условии сохранения однородности разряда. Конечно, для того чтобы такая проводимость реально была достигнута, импульсный генератор должен обеспечивать соответствующие напряжение и максимальный ток.

### 6.3. Возможность управления параметрами лазерного излучения

Рассмотрим на конкретном примере, как влияет неоднородность распределения тока импульсного разряда на характеристики комбинированного разряда, в частности, на характеристики лазера с таким разрядом.

В экспериментах использовался лазер на двух разрядных трубках каждая из которых имела параметры, близкие к указанным выше. Электроды им-

пульсно-периодического разряда имели радиус кривизны 3 см. Из вольт-амперных характеристик определяем проводимость плазмы в трех случаях – при малой мощности генерации (до 200 Вт)  $\rho_1 = 1 \times 10^4$  Ом·см, при средней мощности (600-800 Вт)  $\rho_2 = 7 \times 10^3$  Ом·см. При мощности свыше 1.2 кВт  $\rho_3 = 5.5 \times 10^3$  Ом·см. На Рис. 15 приведены распределения амплитуды плотности импульсного тока, рассчитанные для этих трех случаев.

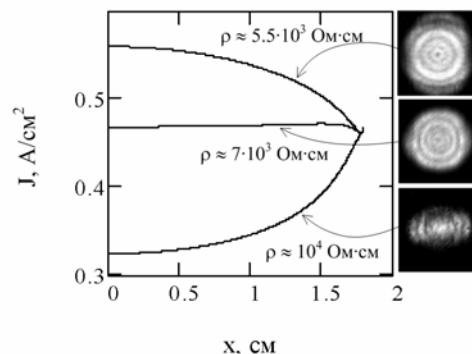


Рис. 15. Распределение амплитуды плотности импульсного тока, рассчитанные для трех значений проводимости активной среды:  $\rho = 1 \times 10^4$  Ом·см (нижняя кривая – соответствует порогу лазерной генерации),  $\rho = 7 \times 10^3$  Ом·см (средняя кривая - средняя мощность от 600 до 800 Вт),  $\rho = 5.5 \times 10^3$  Ом·см (верхняя кривая – мощность свыше 1.2 кВт). Справа показаны соответствующие распределения интенсивности лазерного излучения

Из Рис. 15 видно, что при повышении удельного сопротивления плазмы в разрядном промежутке амплитуда плотности импульсного тока на оси трубки падает, и ток стремится идти вблизи стенки трубки. С распределениями плотности импульсного тока на Рис. 15 сопоставляются конфигурации пучка выходного излучения для трех случаев, различающихся удельным сопротивлением плазмы в трубке  $\rho$ . В присутствии разряда постоянного тока даже при небольшой мощности средняя кинетическая энергия электронов в разряде возрастает от тепловой до величины порядка 1 эВ, вследствие чего снижается скорость их гибели в объеме и возрастает проводимость плазмы. Тем не менее, при малой мощности проводимость плазмы еще недостаточна для того, чтобы ток импульсного разряда тек однородно, что проявляется в распределении интенсивности излучения выходного пучка вблизи порога генерации.

При дальнейшем повышении мощности разряда проводимость растет, и распределение тока становится более однородным, что также проявляется в структуре излучения – пучок становится круглым и симметричным. При этом происходит некоторое сжатие разряда в поперечном направлении, которое усугубляется при дальнейшем росте мощности. Как показано на графиках Рис. 15, при высокой проводимости плазмы ток начинает идти ближе к середине трубки. В выходном пучке это проявляется в том, что луч выглядит как бы обрезанным по бокам.

Перераспределение тока по сечению трубки с увеличением мощности генерации, как наблюдается в данной конфигурации, на первый взгляд выглядит вредным для лазера, т.к. приводит к нарушению осе-

вой симметрии пучка при изменении мощности. Тем не менее, осевую симметрию легко можно восстановить, по-разному ориентируя внешние электроды импульсного разряда в разных трубках вокруг оптической оси. При этом стягивание разряда к оси при увеличении мощности, например, такое, какое можно видеть на Рис. 15, будет способствовать сохранению модового состава пучка при увеличении мощности. Как видно из приведенных распределений интенсивности выходного излучения, количество дифракционных колец в распределении (а значит, и количество генерируемых мод) в вертикальном направлении возрастает с увеличением мощности, а в горизонтальном (в котором происходит перераспределение плотности тока импульсного разряда) остается неизменным.

Таким образом, правильный выбор формы внешних электродов импульсно-периодического разряда может способствовать сохранению высокого качества излучения в широком диапазоне мощностей.

## 7. МАСШТАБИРОВАНИЕ ЛАЗЕРА И ДЕМОНСТРАЦИЯ НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

На основе результатов описанных выше экспериментов на установке с двумя разрядными трубками была разработана и построена более мощная установка с 4-мя разрядными трубками (Рис. 16, а). Трубки соединяются параллельно по отношению к системе прокачки газа и последовательно по отношению к оптическому резонатору.

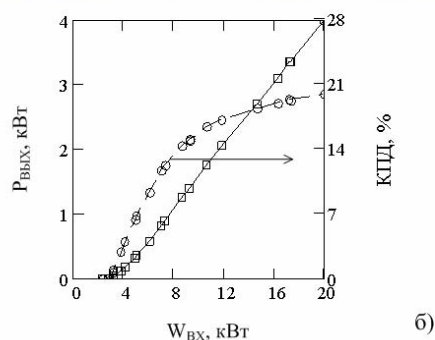
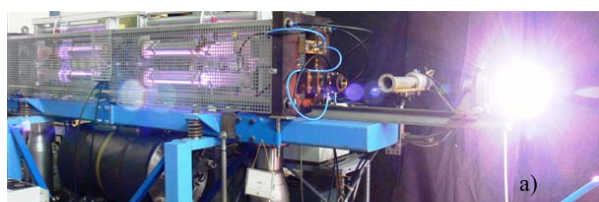


Рис. 16. а) Лазер с четырьмя разрядными трубками с комбинированным разрядом РПТ-ИР, поддерживающий непрерывный оптический разряд в воздухе (яркое свечение справа). б) Зависимость выходной мощности и КПД лазера от мощности, вкладываемой в РПТ-ИР

Общая длина резонатора 4800 мм, резонатор П-образный, содержит 2 дополнительных поворотных зеркала. Глухое зеркало вогнутое, радиус кривизны 10 м. Выходное – плоское, коэффициент отражения 50%. Диаметр выходного пучка в перетяжке 22 мм, параметр, характеризующий его расходимость при распространении,  $M^2 = 6$ . На графике Рис. 16.б) представлены зависимости выходной мощности лазера и

КПД разряда от суммарной электрической мощности РПТ-ИР во всех четырех трубках. Получена максимальная мощность лазерной генерации 4 кВт в непрерывном режиме с КПД 20% при средней плотности мощности, вкладываемой в активную среду, 12.5 Вт/см<sup>3</sup>. В данных экспериментах объем моды в резонаторе составлял 40-50% активного объема. Такое соотношение между объемами моды и активной среды сохраняется и при увеличении длины резонатора, в частности, в случае генерации небольшого числа мод низкого порядка с высоким качеством излучения для промышленного применения. Расчет по формуле Ригрода [14] с полученными экспериментально параметрами активной среды показал, что мощность излучения 6 кВт может быть получена на восьми разрядных трубках с резонатором, работающем в режиме одной или нескольких поперечных мод низкого порядка. Результаты аналогичных расчетов для случаев 2-х и 4-х разрядных трубок подтверждены экспериментально.

Негативное влияние нарушения осевой симметрии пучка в РПТ-ИР, подробно обсуждавшееся выше, в лазере с большим количеством трубок легко устраняется при различной ориентации электродов ИР в разных трубках: например, можно, переходя от трубки к трубке вдоль оптической оси поворачивать каждую последующую трубку на определенный угол относительно предыдущей вокруг их общей оси. Кроме того, форма электродов ИР, как было показано выше, может быть специально подобрана таким образом, чтобы обеспечить повышение плотности тока РПТ в объеме лазерной моды, и тем самым способствовать повышению КПД и устойчивости режима одномодовой генерации.

Мощности лазера с четырьмя разрядными трубками РПТ-ИР (до 4 кВт в непрерывном режиме) вполне достаточно для поддержания непрерывного оптического разряда (НОР). Обзор наиболее важных результатов по исследованию НОР можно найти, например, в монографии [15].

Условия для поддержания НОР в луче достаточно мощного СО<sub>2</sub>-лазера в различных газах при атмосферном или более высоком давлениях возникают при фокусировке излучения линзой с фокусным расстоянием 100 мм. Площадь поперечного сечения луча в фокусе составляла около 0.1 мм<sup>2</sup>. При мощности излучения свыше 3 кВт плазма легко инициировалась непосредственно в лабораторном воздухе или аргоне при атмосферном давлении путем внесения в область фокуса на короткий момент металлической проволочки, после чего разряд горел в чистом газе непрерывно за счет поглощения лазерного излучения.

На Рис. 17 представлены фотографии НОР в лабораторном воздухе и аргоне при атмосферном давлении при различной мощности лазера. Измеренные пороговые мощности поддержания НОР в данных условиях составили для аргона  $^{Ar}P_0 = 1.2$  кВт и для воздуха  $^{возд}P_0 = 2.3$  кВт. Контурные графики на врезках в фото Рис. 4 представляют собой линии равной яркости оптического излучения плазмы. Графики были получены из фотографий, сделанных через светофильтр в узком спектральном диапазоне в области 550 нм, где большая часть излучения плазмы представлена непрерывным спектром. Состав плазмы близок к термически равновесному состоянию. В



чистых молекулярных газах ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$  и др.) для реализации НОР достаточно лазера мощностью до 6 кВт в непрерывном режиме.

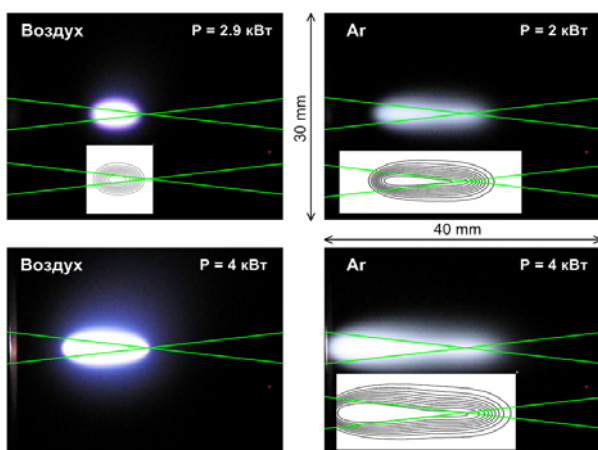


Рис. 17. Фотографии непрерывного оптического разряда в аргоне и воздухе при атмосферном давлении. Прямыми линиями показаны условные границы лазерного луча. Контурные графики на врезках показывают линии одинаковой яркости изображения разряда, полученного в зеленых лучах в области спектра, не содержащей сильных линий атомов и ионов

Возможности практического применения НОР могут использовать то обстоятельство, что НОР легко реализуется в химически чистых средах по причине естественного исключения примесей (удаленность от стенок, отсутствие электродов), которые могут сильно влиять на излучательную способность и другие свойства плазмы. НОР представляет собой идеальный объект для исследования спектроскопических свойств газов при высоких температурах (до 25 тыс.  $^{\circ}K$ ), а также для проверки компьютерных моделей лучистого теплообмена. Он представляет собой мощный и легко управляемый источник коротковолнового ультрафиолетового излучения. Возможны применения НОР также в области высокотемпературной газодинамики, лазерного реактивного движения, термоэлектрических явлений, плазмохимии, напыления пленок, получения мелкодисперсных порошков и т.п.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторами было проведено экспериментальное исследование возможности эффективного применения разряда постоянного тока с ионизацией емкостным импульсно-периодическим разрядом в лазере с быстрой продольной прокачкой с целью создания  $CO_2$ -лазера мощностью до 6 кВт с высоким КПД и качеством излучения.

Была создана экспериментальная установка для отработки разрядной схемы и определения параметров активной среды. Исследовались характеристики разряда в диапазоне скоростей газового потока в разрядной трубке до 250 м/с для лазерной смеси  $CO_2:N_2:He = 1:7:12$  при давлениях до 90 Торр. Были проведены исследования влияния параметров газового потока на однородность РПТ и его предельные характеристики.

В экспериментах по генерации излучения на двух разрядных трубках с устойчивым резонатором исследовались вопросы организации однородного комбинированного разряда в условиях лазера с быстрой осевой прокачкой. Из приближенного теоретического рассмотрения модели протекания тока через цилиндрическую проводящую среду получены аналитические выражения для формы электродов емкостного импульсно-периодического разряда, обеспечивающей однородное протекание тока в цилиндрической проводящей среде. Показано, что цилиндрическая форма электродов импульсно-периодического разряда обеспечивает однородное протекание тока в цилиндрической проводящей среде при соответствующем выборе радиусов кривизны. Выведено соотношение, связывающее длительность нарастания импульсного напряжения с параметрами разрядной трубки: радиусом, толщиной стенок, диэлектрической проницаемостью материала стенок и электропроводностью среды внутри трубки. Полученные соотношения могут быть использованы при проектировании газоразрядных устройств на основе комбинированного разряда, поддерживаемого емкостным импульсным разрядом.

Продемонстрирована экспериментально возможность масштабирования  $CO_2$ -лазера с быстрой осевой прокачкой с комбинированным разрядом типа РПТ-ИР. На лазере с четырьмя разрядными трубками достигнута выходная мощность более 2.2 кВт с метра длины активной среды с КПД разряда 20%. Разработаны принципы конструирования лазера мощностью до 6 кВт с высокими КПД и качеством излучения.

Показана возможность поддержания непрерывного оптического разряда в аргоне и воздухе. Стабильный и симметричный лазерный луч, получаемый в лазере с быстрой осевой прокачкой, в состоянии поддерживать стабильную и симметричную плазму, благоприятную для проведения диагностики и различных прикладных исследований.

В настоящее время в ИПМех РАН созданы лазеры с характеристиками излучения, достаточными для поддержания НОР, а также существует необходимое экспериментальное оборудование для проведения исследований в этой новой и многообещающей области плазменной технологии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Generalov N.A., Gorbulyenko M.I., Solov'yov N.G., Yakimov M.Yu., Zimakov V.P. High-power industrial  $CO_2$  lasers excited by a non-self sustained glow discharge // *Gas Lasers - Recent Developments and Future Prospects*, W.J. Witteman, V.N. Ochkin, Eds., Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1996, pp.323–341.
2. Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н., Савинов С.Ю. Несамостоятельный щелевой разряд как эффективный способ возбуждения активной лазерной среды // *Квантовая электроника*, 2003, Т.33, №5, С.419–424.
3. Napartovich A.P., Deryugin A.A., Kochetov I.V. Discharge production of the singlet delta oxygen for an iodine laser // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001, V.34, pp.1827–1833.
4. Hicks A., Norberg S., Shawcross P., Lempert W.R., Rich J.W., Adamovich I.V. Development of a Non-Self-Sustained Electric Discharge Pumped Oxygen-Iodine Laser // *36th Plasmadynamics and Lasers conference*, 6–9 June 2005, Toronto, ON, Canada, AIAA-2005-4916.

5. Grekhov I.V., Mesyats G.A. Physical basis for high-power semiconductor nanosecond opening switches // IEEE Transactions on Plasma Science, 2000, V.28, №5, pp.1540–1544.
6. Habich U., Loosen P., Hertzler C., Wollermann-Windgasse R. Industrial 30-kW CO<sub>2</sub> laser with fast axial flow and rf excitation // Gas and Chemical Lasers. Robert C. Sze, Ed. Proc. SPIE, V.2702, 1996, P.374-384.
7. Голубев И.Ф., Гнездилов Н.Е. Вязкость газовых смесей. М: ГК стандартов СМ СССР, 1971. 328 с.
8. Wiegand W.J., Nighan W.L. Influence of fluid-dynamic phenomena on the occurrence of constriction in cw convection laser discharges // Applied Physics Letters, 1975, V.26, №10, pp.554–557.
9. International standard ISO 11146-1:2005. Lasers and laser related equipment. Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams. 2005.
10. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
11. Кузяков Б.А., Хорьков В.Ф. Измерение сечения вынужденного излучения молекулы CO<sub>2</sub> модуляционным методом в волноводном лазере // Радиотехника и электроника, 1984, Т.29, №1, С. 120–125.
12. Generalov N.A., Kuznetsov V.A., Shemyakin A.N., Solov'yov N.G., Yakimov M.Y., Yatsenko N.A., Zimakov V.P. 27.1 MHz transverse RF discharge performance in a sealed-off CO<sub>2</sub> laser // Proc. SPIE, V.6053, 2006, P.133-140.
13. Pfeiffer W., Schmitz C., Giesen A., Huegel H. Optimization of laser active media for fast-flowing gas lasers // Proc. SPIE, V.3574, 1998, P. 209-212.
14. Rigrod W. W. Homogeneously broadened CW lasers with uniform distributed loss // IEEE Journal of Quantum Electronics, 1978, V.14, №5, pp.377–381.
15. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Е.Баумана, 2006. 640 с.