

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО ТЛЕЮЩЕГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В CO₂-ЛАЗЕРЕ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА С КОНВЕКТИВНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

*П. И. Беломестнов, А. И. Иванченко,
Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби*

(Новосибирск)

Анализируются особенности режима мощного электрического тлеющего разряда, используемого в лазерной системе на CO₂ для накачки протяженного однородного потока рабочей среды, циркулирующей по замкнутому контуру. Скорость среды 30 м/сек, давление до 20 мм рт. ст. Преодолены трудности, связанные с неустойчивостью и возможностью шнурования разряда (переход в дугу). Приводятся результаты систематических экспериментальных исследований рабочих режимов разряда. Показано, что достигнутый уровень мощности (10 Вт/см²) зависит от выбора конструкции резонатора и не является предельным для выбранной системы.

1. В поиске эффективных газовых лазерных систем важную роль играет правильный выбор системы и конкретной конструкции схемы возбуждения активной среды. Электроразрядные лазеры на CO₂ позволяют получить к.п.д., близкий к квантовому [1]. Максимально достижимая мощность генерации таких систем, в предположении идеального резонатора, определяется величиной $P = \epsilon N W V / \tau$, где ϵ — квантовый к.п.д. (равный 0.41), N — число молекул CO₂ в единице объема, W — потенциал возбуждения верхнего лазерного уровня 00⁰1, V — объем активной среды, τ — время опустошения нижнего лазерного уровня 10⁰0, которое совпадает с временем релаксации уровня лишь в газе с бесконечной теплоемкостью. В реальном газе величина τ лимитируется скоростью охлаждения газа. В лазерах с продольным (относительно оптической оси) разрядом газ охлаждается в основном путем кондуктивной теплопроводности через стенки разрядной трубки. Время диффузии

$$\tau_d \approx d_1^2 / \lambda v$$

где d_1 — поперечный размер трубки, λ — длина свободного пробега молекулы, v — тепловая скорость. Мощность лазера в этом случае нельзя повысить ни увеличением площади сечения рабочего объема активной среды (в той же пропорции растет τ_d), ни увеличением плотности газа (из-за одновременного уменьшения длины свободного пробега). Более эффективным способом предотвращения перегрева является быстрая прокачка рабочего газа через область разряда. Время обмена и конвекционного охлаждения активной среды при этом определится как $\tau_c = d_2 / u$, где d_2 — длина активной среды вдоль по потоку, u — скорость потока. Мощность генерации линейно возрастает при повышении плотности газа и ширины канала разрядной камеры.

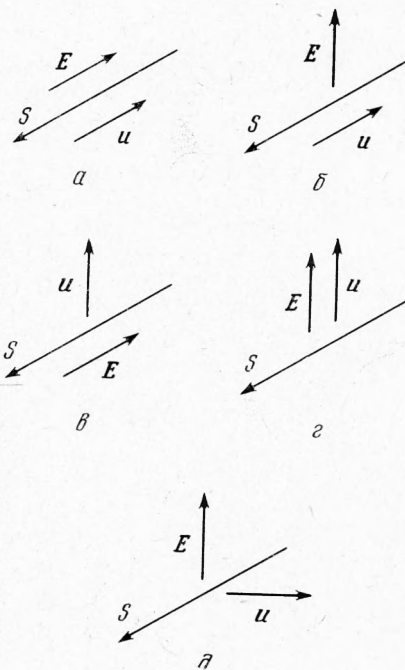
Время обмена газа τ_c определяется сечением канала разрядной камеры и не может быть большим в лазерах с продольным разрядом. Стремление увеличить скорость обмена рабочей среды привело к созданию электроразрядных лазеров с поперечной прокачкой газа [2-7], что обеспечило

резкое возрастание мощности генерации по сравнению с предыдущими типами лазеров на CO_2 . При сохранении высокого энергетического к.п.д. лазеры с поперечной прокачкой требуют исключительно больших расходов газа, что лимитирует длительность их непрерывной работы в системах открытого типа. Представляет интерес возможность осуществления режима замкнутого цикла с непрерывной циркуляцией и охлаждением рабочей среды [6].

В данной работе описывается один из вариантов лазерной системы на CO_2 с относительно простой геометрией возбуждения — использование для накачки протяженного однородного тлеющего разряда большой мощности (до 10 кВт) с быстрой циркуляцией рабочей среды по замкнутому контуру.

Оптимальная геометрия проточной разрядной камеры должна определяться взаимной ориентацией оптической оси резонатора S , вектора скорости потока u и вектора напряженности электрического поля E . Можно выделить пять возможных вариантов взаимной ориентации (фиг. 1). С точки зрения получения эффективного вывода излучения выгодно было бы располагать оптическую ось вдоль большего размера разрядной камеры. В этом случае получается большое усиление за один проход электромагнитной волны внутри резонатора. Такой вариант a реализуется в традиционной схеме лазера с продольным разрядом и продольным протоком [8]. Он не позволяет осуществить эффективное конвекционное охлаждение. Тот же недостаток относится к варианту b с поперечным разрядом и продольной прокачкой [9]. В варианте $в$ с поперечной прокачкой и продольным разрядом длинный разряд сильно «выдувается» вдоль по потоку. Стабилизация разряда может быть осуществлена дополнительным наложением внешнего магнитного поля [6]. Конфигурация $г$, описанная в работе [3], обладает тем недостатком, что электроды находятся в потоке газа и тормозят его. Вариант $д$ с взаимно ортогональными векторами скорости потока, напряженности электрического поля и оптической осью лишен указанных недостатков. В нем требуется выполнить существенное условие — обеспечить устойчивость поперечного разряда на большой длине.

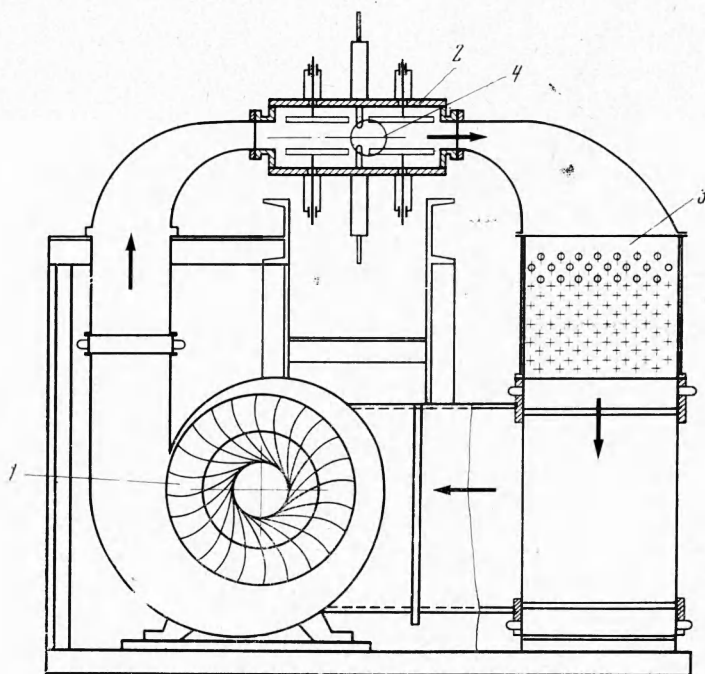
Существуют конструкции, в которых разрядная камера представляет собой систему из большого количества секционированных электродов, равномерно распределенных в плоскости, которая параллельна потоку [4]. При этом трудности связаны с необходимостью создания одинаковых условий возбуждения активной среды в каждом из многочисленных разрядных промежутков. Даже если предположить, что это условие выполнено, «дискретность» разряда не позволяет осуществить равномерного возбуждения всей прокачиваемой массы газа. Отметим существенное усложнение аэродинамики потока в такой системе и оптическую неоднородность среды в резонаторе. В [10] предлагалось использовать поперечный разряд нового типа, имеющий лишь два длинных трубчатых электрода. Эта про-



Фиг. 1

стая система привлекательна, но имеют место трудности, связанные с поддержанием равномерно горящего на большой длине разряда и предотвращения его шнурования в дугу.

В данной работе описана конструкция и лазерная система, использующая такой тип разряда. После исследования роли приэлектродных явлений и гидродинамики разряда в различных режимах работы удалось преодолеть трудности, связанные с неустойчивостью процесса и возможностью шнурования разряда (переход в дугу) и добиться устойчивой и эффективной работы системы в широком диапазоне изменения состава, плотности среды и энергетических характеристик разряда.

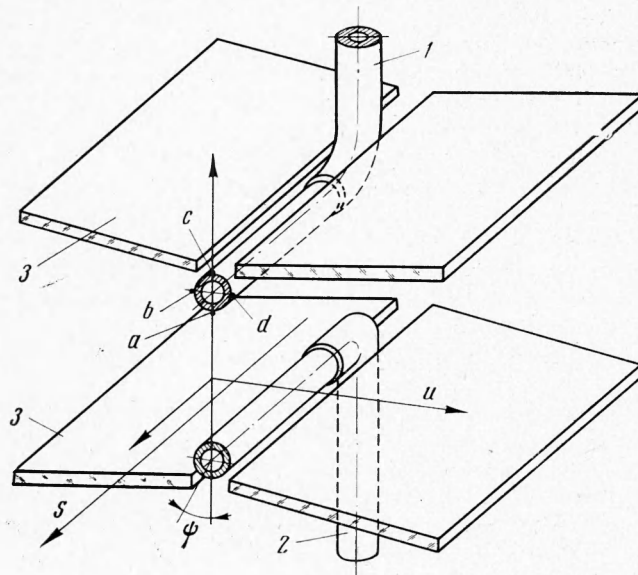


Фиг. 2

2. Принципиальная схема лазерной установки с замкнутым циклом представлена на фиг. 2. Ее основными узлами являются вентилятор 1, разрядная камера 2 и холодильник 3, заключенные в герметичный корпус, а также резонатор 4. Предварительная откачка осуществляется до 0.1 мм рт. ст. Затем из баллонов с помощью тарированных игольчатых натекателей в систему вводится необходимое количество газовой смеси из азота, гелия и углекислого газа. Для циркуляции газа используется вентилятор, приводимый в движение мотором 8 с применением вакуумного вращающегося ввода со «скользящим» уплотнением.

Скорость прокачки газа при изменении давления рабочей среды от 5 до 50 мм рт. ст. могла поддерживаться на уровне 30 м/сек. Холодильник представляет собой разветвленную систему трубок с проточной водой, которые обтекаются потоком газа, выходящего из разрядной камеры. Расположение электродов в разрядной камере показано на фиг. 3. Электроды длиной 100 см выполнены из медных полированных трубок диаметром 10 мм, охлаждаемых внутри проточной водой. Расстояние между анодом 1 и катодом 2 может варьироваться от 4 до 8 см. Разряд питается от источ-

ника постоянного напряжения на 1.5 кВ. Падение напряжения в разрядном промежутке ~ 1 кВ. Газовый поток u проходит через разряд в направлении, указанном стрелками. Для ограничения потока и наиболее эффективного его использования введены стеклянные дефлекторы 3, положение



Фиг. 3

которых относительно электродов также регулируется. На торцах разрядной камеры расположены окна Брюстера из каменной соли. Для визуального наблюдения разряда в камере имеются большие прозрачные окна сверху, снизу и сбоку. В камеру вмонтирован электрический зонд для определения скорости потока по методу плазменной метки. Резонатор лазера механически развязан с остальной установкой. В качестве резонатора были использованы сферическое металлическое зеркало с радиусом кривизны 5 м и плоское выходное зеркало из германия.

3. Приведем оценки условий существования стационарного разряда в режиме с поперечным потоком среды. Напряженность поля на оси симметрии в пространстве между двумя длинными параллельными цилиндрами без учета экранировки поля плазмой приближенно можно определить по формуле [11]

$$E \approx \frac{U}{\ln(2h/r)} \frac{1}{h}$$

где $2h$ — расстояние между осями электродов, r — радиус цилиндра. Для $2h = 7$ см и $r = 0.5$ см при $U = 800$ в имеем $E = 7 \cdot 10^3$ в/м. Поле вблизи проводников оценим по формуле

$$E = \frac{U}{2r \ln(2h/r)} \approx 2.5 \cdot 10^4 \text{ в/м}$$

Напряженность поля вблизи проводников в отсутствие разряда более чем в три раза превышает напряженность на оси симметрии. Учет несимметрии поля вблизи проводников. В пределах одной эквипотенциали

$$E \approx \frac{U}{2 \ln(2h/r)} \frac{h}{r(h + r \cos \psi)} n$$

где n — нормаль к поверхности, ψ — угол между нормалью и плоскостью симметрии (фиг. 3). Численный расчет показывает, что напряженность поля в точке a на 14% больше, чем в средних точках b и d , а в точке c на 14% меньше.

Учтем наличие газоразрядной плазмы между электродами и ее снос вдоль по потоку. При наличии разряда в прикатодной области существует большая напряженность поля и имеется поток заряженных частиц (ионов) со скоростями, значительно превышающими скорость потока газа. Вследствие этого существование протока не должно заметно сказаться на электрических характеристиках прикатодной области. Значение катодного падения потенциала и толщина области катодного падения для различных газов известны из [12, 13] и в данном случае составляют 400 в и 0.5 см . С учетом катодного падения уточненное значение напряженности поля в межэлектродном промежутке $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ в/м}$, а в прикатодной области $8 \cdot 10^3 \text{ в/м}$.

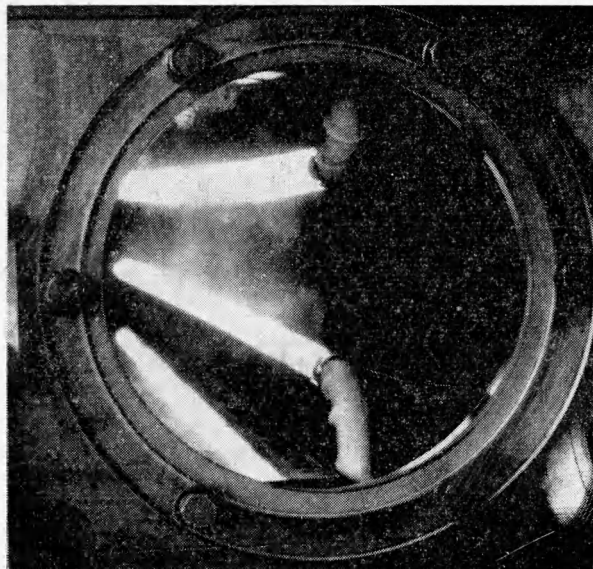
Из данных о подвижности ионов и напряженности поля можно оценить длину сноса по потоку и ширину разряда. Потокосносятся ионы, обладающие меньшей подвижностью, чем электроны. Электроны увлекаются ионами. Разряд не сможет существовать на таком расстоянии от электродов, на котором скорость дрейфа ионов к электродам сравнима со скоростью потока. Ионы из этой зоны уносятся вниз по потоку и рекомбинируют в дальнейшем с электронами, которые увлекаются ионами в силу квазинейтральности плазмы. Поскольку потенциалы ионизации для азота (15.6 эв) и углекислого газа (13.8 эв) значительно меньше, чем для гелия (24.6 эв), можно предполагать, что количество ионов гелия в разряде незначительно. Это подтверждается малым (по сравнению с азотом и углекислым газом) влиянием концентрации гелия на вольт-амперные характеристики разряда. Подвижности ионов CO_2 и N_2 при $p = 10 \text{ мм рт. ст.}$ равны 100 и 300 $\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Скорость дрейфа ионов падает по мере удаления от плоскости, проходящей через центры электродов, и на расстоянии 5 см составляет для CO_2 и N_2 7 и 20 м/сек (напряженность поля в этой области $\sim 7 \text{ в/см}$).

Поскольку скорость потока 30 м/сек , передний фронт разряда не может быть смещен относительно электродов более чем на 4—5 см . Положение заднего фронта разряда должно определяться только сносом разряда по потоку, поскольку напряженность вблизи плоскости, проходящей через электроды ($\sim 30 \text{ в/см}$), соответствует скорости дрейфа для ионов $\sim 100 \text{ м/сек}$ и времени дрейфа для ионов $\sim 4 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$. Снос заднего фронта должен составлять несколько миллиметров. Ширина активной зоны должна превышать ширину разряда, поскольку колебательно-возбужденный азот продолжает осуществлять накачку верхнего лазерного уровня CO_2 также и после выхода из области разряда. Константа скорости этого процесса $7.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ [14]. При парциальном давлении азота 3 мм рт. ст. характерное время обмена $\tau = 1 / KN \approx 10^{-3} \text{ сек}$, что при скорости 30 м/сек соответствует длине возбуждения $\sim 3 \text{ см}$. Проведенный анализ предполагает факт устойчивого поддержания однородного протяженного тлеющего разряда по всей длине электродов, что не является тривиальной задачей. Локальное повышение плотности тока может привести к шнурованию разряда и необратимому переходу в дуговой режим. Причинами такого явления могут быть различные процессы как на электродах, так и в газоразрядной плазме.

4. Перечислим мероприятия, с помощью которых осуществлялась стабилизация однородного протяженного тлеющего разряда. Это предварительная полировка электродов, их тщательное обезжиривание органическими растворителями, ионная очистка электродов от окислов непосредственно в рабочем положении с помощью высокочастотного разряда

с частотой 1.5 мГц и мощностью 500 Вт при давлении в камере $\sim 1 \text{ мм рт. ст.}$, турбулизация течения вблизи электродов подведением стеклянных дефлекторов вплотную к электродным трубкам (фиг. 3). Как показано в [15], турбулизация потока эффективна, так как с ее помощью удается выравнивать возможные неоднородности плотности плазмы в разрядном объеме.

Пробивание межэлектродного промежутка при запуске должно производиться с помощью независимого генератора импульсов длительностью

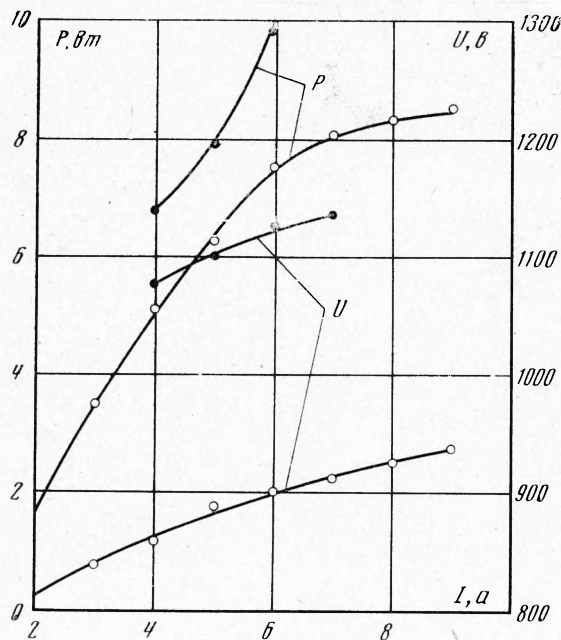


Фиг. 4

$\sim 1 \text{ мксек}$ при напряжении порядка 10 кВ . В таком режиме пробой происходит равномерно по всей длине электродов, что способствует равномерному зажиганию основного разряда. Введение системы поджига позволяет значительно расширить диапазон устойчивых режимов существования основного разряда, не ограничиваясь областью напряжений самопробоя. Только при выполнении всех этих условий удастся обеспечить устойчивую работу разрядного устройства в течение не менее нескольких часов.

Разряд осуществлялся при давлениях $10\text{--}20 \text{ мм рт. ст.}$ Внешний вид разряда необычен (фиг. 4). Равномерно по всей длине электрода светится прикатодный слой. Наблюдается слабое свечение около анода. В межэлектродном промежутке нет видимого свечения при токах менее 4 а . При дальнейшем повышении тока появляется светящийся анодный слой, который распространяется в сторону катода и заполняет при токе $\sim 10 \text{ а}$ большую часть межэлектродного пространства. Для поддержания равномерного разряда строгой параллельности электродов не требуется. Экспериментально установлено, что равномерность свечения в прикатодной области сохраняется даже при прогибе одного из электродов на несколько сантиметров. Свечение промежутка (при малых токах) и анода имеет место лишь в случае плохой очистки электродов. Относительная малость расстояния между электродами позволяет считать, что прикатодное пространство относится к темному фарадееву пространству, кроме отрицательного свечения вблизи катода.

Накладывая на основной разряд слабое (~ 200 вт) высокочастотное поле, можно визуально выявить форму разрядного «облака». При этом передний фронт разряда смещен вниз по потоку на 3 см, а задний фронт отстоит от плоскости, проходящей через центры электродов, на 0.5 см. Следует отметить существенное уменьшение величины смещения переднего и заднего фронтов при наличии гелия в смеси. Это объясняется высокой (по отношению к CO_2 и азоту) подвижностью ионов гелия. Сечение катода при умеренных токах полностью «перекрыто» областью разряда,

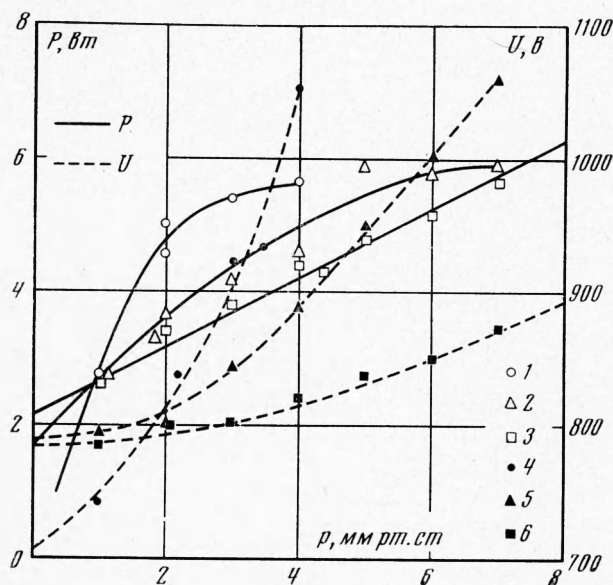


Фиг. 5

а анод «заполнен» приблизительно на одну треть. Ток в разряде варьировался от 2 до 10 а (фиг. 5). При этом напряжение на электродах U менялось слабо (от 810 до 950 в при давлении 10 мм рт. ст.), внешний вид разряда практически не менялся. Возрастающая вольт-амперная характеристика позволяет классифицировать разряд как аномальный тлеющий. По вольт-амперной характеристике можно судить о плотности тока и напряженности электрического поля в разряде. Так, для тока 8 а плотность тока на катоде 0.025 а/см², на аноде (с учетом неравномерности свечения) ~ 0.075 а/см², а в промежутке между электродами ~ 0.025 а/см².

5. Цель данного исследования — выяснение особенностей рабочего режима разряда, определение диапазона допустимых изменений его газодинамических и электрических параметров и оценка предельного значения электрической мощности, которую можно вкладывать в протяженный тлеющий разряд при сохранении устойчивости его режима горения. Задача получения предельных выходных мощностей лазера и оценки его энергетического к.п.д. не ставилась. Однако полученный в опытах с генерацией ряд зависимостей уровня выходной мощности от вариаций основных параметров рабочего режима и состояния рабочей среды представляет интерес с точки зрения их использования в качестве диагностического метода — контроля эффективности используемого разряда для получения оптимальных режимов инверсии.

Экспериментально исследовалась зависимость мощности генерации от тока разряда, скорости вращения вентилятора и от состава газовой смеси. Ось резонатора была смещена на 1.5 см вдоль по потоку относительно оси симметрии. Одновременно регистрировалось падение напряжения на разряде. Чтобы избавиться от погрешностей, связанных с возможным изменением химического состава исходной газовой смеси, в опытах осуществлялась частичная прокачка газа через систему. За время одного цикла состав газа обновлялся на 0.1%.



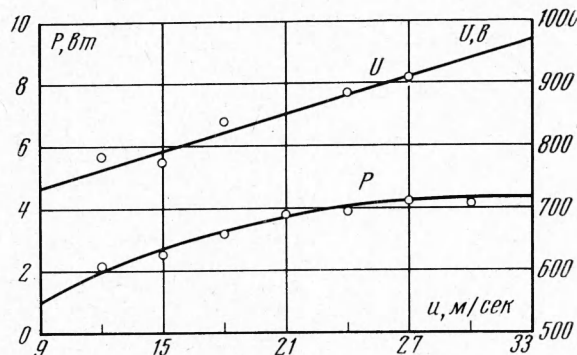
Фиг. 6

Мощность генерации регистрировалась стандартным термоэлектрическим калориметром. На фиг. 5 приведена зависимость мощности генерации P от тока разряда I при составе газовой смеси гелий — азот — углекислый газ соответственно 5 : 3 : 2 и 7.5 : 4.5 : 3 (в мм рт. ст.). При росте тока выходная мощность пучка имеет тенденцию к насыщению. Увеличение парциального давления p любой из газовых компонент при фиксированном токе (фиг. 6) приводит к увеличению мощности генерации. Наиболее сильно влияет увеличение содержания углекислого газа (1), меньше — азота (2) и еще меньше — гелия (3). При изменении концентрации одной из компонент смеси заметна тенденция к насыщению мощности генерации. Иначе влияет увеличение общего давления при фиксированном составе рабочего газа. Уровень выходной мощности генерации быстро растет с увеличением давления и вкладываемой электрической мощности.

На фиг. 7 представлена зависимость выходной мощности при токе 4 а от скорости потока u . При этом также имеется тенденция к насыщению. Это может быть связано с тем, что при фиксированном составе газа мощность генерации должна определяться одним из лимитирующих факторов — либо вкладываемой в разряд электрической мощностью, либо скоростью потока. Падение напряжения в области разряда, как это видно из фиг. 6, определяется в основном концентрацией углекислого газа (4) и азота (5) и слабо зависит от содержания гелия (6). Перечисленные особенности режима генерации четко коррелируют с влиянием аналогичных факторов

(состава, полного давления газа, скорости потока и т. п.) на основные характеристики разряда.

Решение основной задачи данного исследования — стабилизации мощного протяженного тлеющего разряда с поперечной прокачкой газа —



Фиг. 7

в широком диапазоне гидродинамических и электрических характеристик создает предпосылки к использованию таких устройств в лазерных системах с высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световую.

Поступила 16 X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев Н. Н., Соколов В. В. Оптические квантовые генераторы на CO_2 . Усп. физ. н., 1971, т. 91, вып. 3.
2. Buczek C. J., Wayne R. I., Chenausky P., Freiberg R. I. Magnetically stabilized cross — field CO_2 -laser. Appl. Phys. Letters, 1970, vol. 16, No. 8.
3. Hill A. E. Uniform electrical excitation of large volume high-pressure nearsonic CO_2 — N_2 —He flowstream. Appl. Phys. Letters, 1971, vol. 18, No. 5.
4. Matoba M., Sasaki M., Nakai S. High flow CW CO_2 -laser. Institute of laser engineering. Osaka Univ., 1972, Progress Rept, No. 8.
5. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Применение газодинамических течений в лазерной технике. Физика горения и взрыва, 1972, № 2.
6. Tiffany W. B., Targ R., Foster J. D. Kilowatt CO_2 gas-transport laser. Appl. Phys. Letters, 1969, vol. 15, No. 3.
7. Seguin H. G., Sedgwick J. Low voltage gas TEA CO_2 laser. Appl. Optics, 1972, vol. 11, No. 4.
8. Patel C. K. N. CW high power N_2 — CO_2 laser. Appl. Phys. Letters, 1965, vol. 7, No. 1.
9. Smith D. C., De Maria A. J. Parametric behaviour of the atmospheric pressure pulsed CO_2 -laser. Appl. Phys., 1970, vol. 41, No. 13.
10. Ben-Yosef N., Bin-Nun E., Deutsch F., Jatsiv S. Electrode configuration and power output for a transverse flow CO_2 -laser. J. Phys. E., Sci. Instrum., 1974, vol. 4, No. 9.
11. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. М., «Энергия», 1968.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Ф. — М., «Наука», 1971.
13. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
14. Гордиец Б. Ф., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Кинетика физических процессов в ОКГ на CO_2 . ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 5.
15. Eckbreth A. C., Owen F. S. Flow conditioning in electric discharge convection lasers. Rev. Sci. Instrum., 1972, vol. 43, No. 7.