

А. А. ВЕДЕНОВ

---

**ФИЗИКА  
ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ  
СО<sub>2</sub> - лазеров**



МОСКВА • ЭНЕРГОИЗДАТ • 1982

УДК 621.375.8

Веденов А. А. Физика электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров. — М.: Энергоиздат, 1982, 112 с.

В книге рассмотрены вопросы физики электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров, которые за 15 лет с момента их изобретения прошли путь от настольных лабораторных приборов до промышленных установок мощностью порядка сотни киловатт. Большую часть этих вопросов исследовали в течение последнего десятилетия: это физика тлеющего разряда в потоке молекулярного газа; физика резонаторов с потоком активной среды; распространение мощного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в атмосфере, парах вещества и жидкостях; физика взаимодействия мощного ИК-излучения с веществом и т. п. Описан ряд первых отечественных стационарных и импульсно-периодических электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров.

Книга рассчитана на научных работников, специализирующихся в области физики плазмы и квантовой электроники, а также на аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Табл. 7. Ил. 103. Библиогр. 101.

Рецензент Б. М. Смирнов

## О Г Л А В Л Е Н И Е

|  |    |
|--|----|
| Предисловие . . . . .  | 5  |
| Г л а в а 1. Основные элементы электроразрядных $\text{CO}_2$ -лазеров . . . . .   | 7  |
| § 1.1. Лазеры в трубках с продольным разрядом . . . . .  | 7  |
| § 1.2. Лазеры с поперечной прокачкой . . . . .   | 9  |
| Г л а в а 2. Оптические резонаторы электроразрядных $\text{CO}_2$ -лазеров. . . . .  | 14 |
| § 2.1. Резонаторы . . . . .  | 14 |
| § 2.2. Усилители . . . . .   | 20 |
| § 2.3. Генераторы . . . . .  | 21 |
| § 2.4. Импульсный $\text{CO}_2$ -лазер . . . . .   | 25 |
| § 2.5. Окна и волноводы . . . . .  | 27 |
| Г л а в а 3. Электрический разряд и накачка $\text{CO}_2$ -лазеров . . . . .   | 29 |
| § 3.1. Тлеющий разряд в потоке газа . . . . .  | 29 |
| § 3.2. Эффективность накачки электроразрядных $\text{CO}_2$ -лазеров . . . . .   | 34 |
| § 3.3. Тепловая контракция, страты и домены в тлеющем разряде в потоке газа [8 – 12]. . . . .  | 35 |
| § 3.4. Тлеющий ВЧ-разряд и несамостоятельный разряд в потоке газа . . . . .  | 39 |
| § 3.5. Импульсный тлеющий разряд. . . . .  | 42 |
| Г л а в а 4. Газодинамический контур электроразрядного $\text{CO}_2$ -лазера . . . . .   | 43 |
| § 4.1. Замкнутый и открытый контуры . . . . .  | 43 |
| § 4.2. Предельная частота следования импульсно-периодических $\text{CO}_2$ -лазеров . . . . .  | 46 |
| § 4.3. Плазмохимические реакции в электроразрядных $\text{CO}_2$ -лазерах . . . . .  | 47 |
| Г л а в а 5. Распространение излучения $\text{CO}_2$ -лазера . . . . .   | 51 |
| § 5.1. Тепловая дефокусировка в покоящейся газе . . . . .  | 51 |
| § 5.2. Влияние ветра на мощный фокусированный пучок . . . . .  | 54 |
| Г л а в а 6. Взаимодействие интенсивного излучения с веществом . . . . .   | 57 |
| § 6.1. Закалка металлов . . . . .  | 57 |
| § 6.2. Нанесение покрытий . . . . .  | 58 |
| § 6.3. Резка и сварка . . . . .  | 59 |
| § 6.4. Плазменный факел . . . . .  | 60 |
| § 6.5. Пробивание отверстий светом импульсно-периодического лазера . . . . .   | 61 |
| § 6.6. Нелинейная оптика и генерация излучения дальнего ИК-диапазона. . . . .  | 63 |
| § 6.7. Разделение изотопов [12] и химические реакции в газах под действием излучения $\lambda = 10$ мкм. . . . .                     | 65 |
| П р и л о ж е н и е 1. Теория оптического квантового генератора с потоком активной среды и однородной интенсивностью света . . . . . | 66 |
| П р и л о ж е н и е 2. Пульсации интенсивности в двух связанных резонаторах. . . . .   | 70 |
| П р и л о ж е н и е 3. Нормальное катодное падение и плотность тока. . . . .   | 71 |
| П р и л о ж е н и е 4. Экспериментальное исследование тлеющего разряда в потоке газа в длинной камере . . . . .                      | 74 |

|   |     |
|---|-----|
| Приложение 5. Расчеты на ЭВМ баланса энергии в тлеющем разряде $\text{CO}_2$ -лазеров . . . . .                                 | 77  |
| Приложение 6. Домены в разряде в потоке газа. . . . .   | 81  |
| Приложение 7. Теоретическое и экспериментальное исследование емкостного разряда переменного тока при средних давлениях. . . . . | 89  |
| Приложение 8. 5-киловаттный лазер замкнутого цикла . . . . .  | 93  |
| Приложение 9. 10-киловаттный лазер замкнутого цикла на безгелиевой смеси . . . . .  | 94  |
| Приложение 10. Импульсно-периодический лазер открытого цикла . . . . .  | 99  |
| Приложение 11. Импульсно-периодический лазер для разделения изотопов. . . . .   | 101 |
| Приложение 12. Импульсно-периодический $\text{CO}_2$ -лазер с замкнутым газовым циклом и длинным световым импульсом . . . . .   | 103 |
| Приложение 13. Теория сварки Свифт-Хука и Гика . . . . .  | 106 |
| Список литературы . . . . .   | 107 |
| Алфавитно-предметный указатель. . . . .   | 111 |



## ПРЕДИСЛОВИЕ

За 15 лет с момента изобретения (1964 г.) электроразрядные  $\text{CO}_2$ -лазеры прошли путь от настольных лабораторных приборов до промышленных установок со стационарной световой мощностью порядка сотни киловатт. Такое бурное развитие было связано с тем, что в современной электронике уже имелся опыт вклада большой электрической мощности в газ (плазмотроны, МГД-генераторы, установки для исследований в области управляемых термоядерных реакций), а в газодинамике — опыт работы с потоками газа с высокой скоростью и теплосодержанием (реактивные двигатели, компрессоры и насосы).

Наименее известным физическим элементом электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров, о которых пойдет речь в этой книге\*, — был тлеющий разряд (стационарный и импульсный) в потоке смеси азота, углекислого газа и гелия при давлении 0,1 — 1 атм. С помощью этого разряда получается инверсная населенность  $\text{CO}_2$ ; быстрое течение необходимо, чтобы смесь не успела нагреться до того, как ее молекулы испустят ИК-кванты с длиной волны 10 мкм. Хотя тлеющий разряд изучают уже около 150 лет, о его поведении в относительно плотном, быстро текущем (скорости до нескольких сот метров в секунду) молекулярном газе почти ничего не было известно. Исследования последних десяти лет выявили многие свойства такого разряда, их изучение и осмысливание продолжается и сейчас.

Уже созданные к настоящему времени  $\text{CO}_2$ -лазеры, излучение которых достаточно просто можно сфокусировать в пятно диаметром в доли миллиметра, открывают недоступную ранее область взаимодействия мощного света с веществом — твердым, жидким, газообразным и плазмой (см. гл. 6). В результате появились новые способы обработки материалов (лазерная сварка, резка, закалка), применения в медицине, способы контроля окружающей среды,  $\text{CO}_2$ -радарные системы. С помощью излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров производят необычные химические реакции, разделяют изотопы, генерируют электромагнитное излучение дальнего (с длиной волны от 200 мкм до 2 мм) ИК-диапазона. Имеются проекты передачи энергии с помощью  $\text{CO}_2$ -лазеров с Земли в Космос, в Космосе и из Космоса на Землю; обсуждается реактивный двигатель, использующий излучение  $\text{CO}_2$ -лазера\*.

В этой книге рассмотрены вопросы физики электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров. Большая часть этих вопросов исследовалась в течение последнего десятилетия: физика резонаторов  $\text{CO}_2$ -лазеров с потоком активной среды; физика стационарного тлеющего разряда в потоке молеку-

---

\* О газодинамических  $\text{CO}_2$ -лазерах см., например, Дж. Андерсон. Газодинамические лазеры. Пер. с англ. М., Мир, 1979.

\*\* Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров. — Успехи физ. наук, 1976, т. 119, с. 425.

лярного газа\* и импульсного тлеющего разряда; вопросы плазмохимии в газодинамическом контуре электроразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера; распространение мощного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в атмосфере, парах вещества и жидкостях; физика взаимодействия мощного ИК-излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с веществом.

Некоторые данные опытов еще окончательно не осмыслены; теория не всегда успевает за потоком экспериментальных фактов.

Для удобства читателя ряд отдельных экспериментальных исследований, описаний первых отечественных установок, модельных теоретических расчетов вынесен в приложения.

Автор приносит благодарность за обсуждение ряда вопросов, изложенных в книге, А. С. Ахманову, В. Ю. Баранову, Г. Г. Гладушу, В. С. Голубеву, С. В. Дробязко, Г. Д. Мыльникову, А. А. Самохину.

Рисунки 3.4 – 3.6, 3.8, 3.11, 3.14, 3.17 любезно предоставлены Г. Д. Мыльниковым, рис. 4.9 – 4.11 – С. В. Дробязко, рис. 6.2 и 6.6 – Ф. К. Косыревым – автор признателен им за это.

---

\* В книге рассматривается в основном “поперечный” разряд (электрический ток перпендикулярен потоку газа).

## § 1.1. Лазеры в трубках с продольным разрядом

Тлеющий разряд в азоте и его смесях с различными газами исследовался давно и подробно [1]: в газосветных трубках, в счетчиках Гейгера—Мюллера, при попытках синтеза аммиака из смеси N<sub>2</sub> и H<sub>2</sub> в тлеющем разряде, в связи с исследованиями короны линий электропередач, СВЧ-пробоем в волноводах и другими техническими и физическими задачами.

Поэтому после 1964 г., когда появились сообщения о создании инверсной населенности у CO<sub>2</sub>, добавленного к азоту, в тлеющем разряде, в течение пятилетия были опубликованы сотни работ (ссылки см., например, в [2]), посвященных теории, эксперименту и описанию установок с электроразрядными CO<sub>2</sub>-лазерами.

**Принцип работы CO<sub>2</sub>-лазера.** Согласно этим работам почти вся “электрическая” мощность, выделяющаяся в положительном столбе тлеющего разряда в азоте, идет на возбуждение колебаний молекул азота. Время релаксации колебательного состояния  $\nu = 3300 \text{ см}^{-1}$  равно

$$\tau = (0,035\rho_{N_2} + 0,28\rho_{O_2} + 175\rho_{H_2O})^{-1}$$

( $\tau$  измеряется в с,  $\rho$  — в мм рт. ст.) и при типичных давлениях в газоразрядных трубках  $\rho \sim 10$  мм рт. ст.  $\tau = 0,01 \div 0,1$  с значительно превышает время передачи энергии при соударениях от молекул N<sub>2</sub> к молекулам CO<sub>2</sub> (в состоянии (001), рис. 1.1)

$$\tau = 5 \cdot 10^5 / \rho_{CO_2},$$

если концентрация последних больше нескольких процентов. Таким образом, вся энергия колебаний N<sub>2</sub> переходит в энергию верхнего рабочего уровня (001) CO<sub>2</sub> и либо релаксирует в результате столкновений при соударениях с He, N<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub>

$$1/\tau = 85\rho_{He} + 110\rho_{N_2} + 365\rho_{CO_2},$$

либо [если населенность нижних рабочих лазерных уровней (100) и (020) меньше населенности уровня (001)] 40% этой энергии излучается в виде ИК-квантов с длиной волны 9,6 — 10,4 мкм, а 60% переходит в тепло при релаксации уровней 100 и 020 в основное состояние.

**Разряд в трубках.** В этих же работах 1965 — 1970 гг. было, однако, установлено, что в традиционных электроразрядных трубках (с совмещенными зонами разряда и резонатора, рис. 1.2) на смесях N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> и He не удастся получить световую мощность более 100 Вт на 1 м длины трубки. Действительно, если все тепло, выделяющееся в газе при работе CO<sub>2</sub>-лазера (60% электрической мощности), отводится на стенки трубки теплопроводностью, то электрическая мощность на 1 см длины

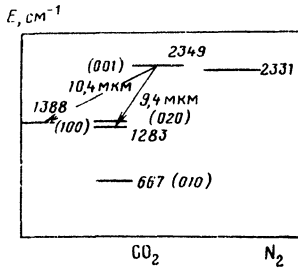


Рис. 1.1

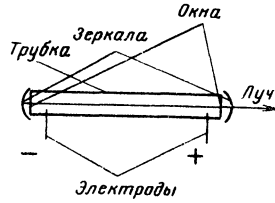


Рис. 1.2

трубки примерно равна  $W_1 \approx k_T T$ , где  $k_T = k_{T1} + k_{T2}$ ,  $k_{T1} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  Вт/(см x градус) — коэффициент теплопроводности азота;  $k_{T2} = 10^{-3}$  Вт/(см x градус) — турбулентная теплопроводность\*;  $T = T_2 - T_1$  — разность температур газа на оси ( $T_2$ ) и стенке ( $T_1$ ) трубки; поскольку  $T_2$  не должна превышать 600 — 700 К (иначе инверсия вследствие роста населенности нижнего рабочего уровня станет малой и эффективность лазера упадет), то при  $T_1 = 300$  К  $W_1 \approx 1$  Вт/см. При КПД лазера меньше 40% световая мощность на 1 м длины трубки составит  $\leq 100$  Вт.

Попытка отводить тепло из трубки лазера (с совмещенными зонами разряда и резонатора, рис. 1.2) быстрой прокачкой газа вдоль трубки не приводит к резкому улучшению, поскольку даже при околосвуковых скоростях прокачки (порядка сотен метров в секунду), требующих больших перепадов давления, время смены газа в трубке метровой длины составляет несколько миллисекунд и лишь ненамного меньше времени переноса тепла с оси трубки на ее стенку  $t = a^2 / \chi$  ( $a$  — радиус трубки,  $\chi$  — температуропроводность азота): при давлении  $\sim 10$  мм рт. ст.  $\chi = 10^2$  см<sup>2</sup>/с и для  $a = 1$  см  $t = 10^{-2}$  с. Кроме того, из-за сноса ионов плазмы тлеющего разряда потоком газа возрастает напряжение горения разряда и ухудшается его устойчивость.

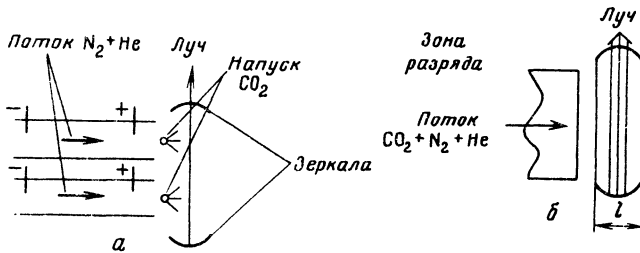


Рис. 1.3

\* Турбулентная теплопроводность

$$k_{T2} = C_p \rho l V,$$

где  $C_p$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $l$  — основной масштаб турбулентности;  $V$  — пульсация скорости. Для азота  $C_p = 0,25$  кал/(г · градус),  $\rho = 1,25$  г/см<sup>3</sup> (0° С; 1 атм), и при  $\rho = 10$  мм рт. ст.,  $l = 1$  см,  $V = 1$  м/с получаем  $k_{T2} \approx 10^{-3}$  Вт/(см x градус).

Некоторым преимуществом обладает схема открытого цикла со смешением (рис. 1.3, а), в которой к потоку колебательно-возбужденного (разрядом в трубках) азота перед входом в оптический резонатор подмешивается  $\text{CO}_2$ . Для хорошей работы этой схемы нужна быстрая прокачка рабочей смеси через резонатор, чтобы обеспечить отвод тепла, выделяющегося при работе лазера, и таким образом устранить нагрев  $\text{CO}_2$ .

### § 1.2. Лазеры с поперечной прокачкой

При прокачке рабочей смеси через резонатор в направлении, перпендикулярном его оптической оси, мощность  $W$ , которую можно снять с единицы длины резонатора, определяется расходом возбужденного разрядом газа:

$$W \approx \hbar \omega n_{N_2} v l,$$

где  $\hbar \omega$  — энергия излучаемого кванта;  $n_{N_2}$  — плотность возбужденных молекул азота;  $v$  — скорость газа;  $l$  — поперечный размер резонатора (рис. 1.3, б), и при  $v = 100$  м/с,  $l = 10$  см, давлении 100 мм рт. ст. и 30% возбужденного азота составляет 5 кВт/см. В связи с необходимостью быстрой прокачки газа (со скоростью десяти — сотни метров в секунду) возник вопрос о физике тлеющего разряда в потоке смеси атомарных и молекулярных газов и о работе оптического резонатора в потоке смеси колебательно-возбужденных газов с инверсной населенностью.

После первых работ по физике тлеющего разряда в потоке газа [3], в которых исследовались вольт-амперные характеристики, вид разряда, плотность плазмы, условия устойчивости разряда, характер его контрагирования и перехода в дугу, в течение десяти лет опубликованы сотни экспериментальных, теоретических статей, модельных расчетов на ЭВМ по плазме разряда в потоке газа. Некоторые результаты этих работ, существенные для работы электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров, излагаются в гл. 3. Наиболее важным результатом этих исследований явилось обнаружение максимального значения плотности мощности, которую можно выделить в тлеющем разряде в потоке газа (перевести электрическую энергию в колебания азота) без контрагирования (т. е. перехода в дугу, сопровождающегося вредным для лазера нагревом газа, см. гл. 3)

$$jE = \Delta p v / l, \quad p \ll p_k, \quad (1.1)$$

где  $j$  — плотность тока;  $E$  — напряженность электрического поля;  $p$  — давление;  $v$  — скорость газа;  $l$  — характерная длина, по порядку величины равная межэлектродному расстоянию;  $p_k \sim 100$  мм рт. ст.,  $\Delta \sim 1$ . В настоящее время считают, что при плотности мощности, превышающей предельное значение (1.1), развиваются электроионизационная и (или) тепловая неустойчивости (см. гл. 3).

Из аналитических теоретических расчетов и работ по моделированию на ЭВМ следует ряд наблюдаемых характерных особенностей тлеющего разряда в потоке газа, однако полного объяснения свойств разряда в настоящее время еще нет.

**Резонатор, окна и зеркала  $\text{CO}_2$ -лазеров с потоком газа.** Работа оптического резонатора в потоке газа существенно зависит от конкретной его схемы, однако общим требованием для высокоэффективной работы резонатора является малость времени пролета рабочей смеси через резона-

тор  $t_1 = l/v$  по сравнению с временем дезактивации рабочей смеси  $t_2 = (ckN/n)^{-1}$  ( $c$  — скорость света;  $k$  — коэффициент усиления среды на входе в резонатор;  $N$  — плотность фотонов в резонаторе;  $n$  — плотность молекул инвертированной среды) и по сравнению со временем релаксации  $\tau$  верхнего лазерного уровня  $\text{CO}_2$  [4]. Эти условия налагают ограничения на размеры резонатора, скорость газа, его давление и степень возбуждения; они рассмотрены в гл. 2.

Большая мощность ИК-излучения, получаемая в быстропоточных электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазерах, при сравнительно небольших размерах разрядной камеры и резонатора, обусловила высокие плотности светового потока на поверхности зеркал и в окнах для вывода излучения. При средних световых потоках  $\sim 100 \text{ Вт/см}^2$  в современных материалах окон (KCl, GaAs и др.) тепловое расширение от поглощенной в окнах части ИК-излучения приводит (при диаметре окна  $\sim 10 \text{ см}$ ) к возникновению напряжений порядка разрушающих. Материал окон считают тем более высококачественным, чем выше величина

$$F = k_T \rho / a \beta E_Y, \quad (1.2)$$

где  $k_T$  — коэффициент теплопроводности;  $\rho$  — напряжение разрушения;  $a$  — коэффициент теплового расширения;  $\beta$  — коэффициент поглощения ИК-излучения;  $E_Y$  — модуль Юнга. Что касается зеркал, то их поверхности при световых потоках  $\sim 100 \text{ Вт/см}^2$  могут искажаться, что приводит к ухудшению работы резонатора.

**Оптимальное давление.** Оценку расхода газа  $Q$ , необходимого для работы стационарного быстропоточного электроразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера мощностью  $W$ , можно произвести, задаваясь КПД лазера  $\eta$  и долей возбужденных молекул азота  $\xi$

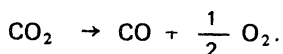
$$Q = W / \xi \eta \hbar \omega, \quad (1.3)$$

где  $\hbar \omega$  — энергия первого возбужденного состояния  $\text{N}_2$ . Например, при  $W = 100 \text{ кВт}$ ,  $\xi = 10\%$ ,  $\eta = 10\%$  получаем  $Q = 3 \text{ кг/с}$ , что при давлении  $80 \text{ мм рт. ст.}$  соответствует объемному расходу  $30 \text{ м}^3/\text{с}$ .

Увеличивая давление рабочей смеси, можно уменьшить объемный расход в установке (при заданном массовом расходе), т. е. использовать насосы (вентиляторы, компрессоры) с меньшей производительностью. Однако при этом возрастает напряженность электрического поля  $E$  в электроразрядной камере (ЭРК) и полное напряжение  $U$  на ней. Сильно уменьшить межэлектродные расстояния для сохранения  $U$  при росте  $E$  в быстропоточных электроразрядных лазерах обычно не удается, так как это уменьшает размер зеркал и окон резонатора и повышает их световую нагрузку.

Поэтому компромисс между ростом объемного расхода или напряжения в лазерной установке определяет давление рабочей смеси, которое обычно составляет величину порядка сотен миллиметров ртутного столба.

**Химические реакции в рабочей смеси  $\text{CO}_2$ -лазеров.** В электрическом разряде лазерных установок вследствие электронных ударов и столкновений возбужденных молекул происходит частичный распад молекул  $\text{CO}_2$



В схемах замкнутого цикла (рис. 1.4), где рабочая смесь многократно (по крайней мере  $10^2 - 10^3$  раз) проходит через зону разряда, регенера-

ция  $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$  производится на специальном катализаторе (в основном контуре или байпасе — параллельном участке контура, через который постоянно течет часть газа). В схемах открытого цикла (рис. 1.5) регенерация не нужна, однако здесь недопустимо использование дорогого гелия, обычно добавляемого к рабочей смеси для лучшего расселения нижнего рабочего уровня  $\text{CO}_2$ , а также для повышения теплоемкости сме-

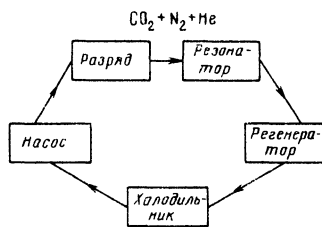


Рис. 1.4

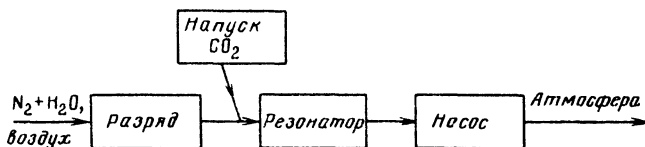


Рис. 1.5

си и улучшения горения разряда; вместо гелия для расселения нижнего рабочего уровня могут использоваться, например, пары воды.

Степень разложения  $\text{CO}_2$  в разряде определяется длительностью пребывания молекулы в зоне разряда, напряженностью электрического поля и давлением и составляет в типичных условиях несколько процентов.

**Импульсно-периодические лазеры.** Для ряда задач, связанных с обработкой материалов и лазерной химией (см. гл. 6), нужны мощные ( $10^7 - 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) кратковременные (0,1 мкс — 1 мс) потоки излучения. Для создания таких потоков используют сфокусированное излучение импульсно-периодических электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров, в которых к разрядной камере прикладывается периодическая последовательность импульсов напряжения (длительностью 0,1 — 1 мкс, с частотой повторения порядка 1 кГц); каждый из них вызывает импульсный тлеющий разряд, сопровождающийся возбуждением колебаний молекул азота, передачей колебательного возбуждения молекулам  $\text{CO}_2$  и индуцированным высвечиванием последних в течение 0,2 — 100 мкс. В импульсно-периодических лазерах зона резонатора обычно совмещена с зоной разряда, и за время протекания порции рабочей смеси через разрядную камеру может быть приложен один или несколько импульсов. Основные элементы лазерной импульсно-периодической установки те же, что и стационарных проточных лазеров, — разрядная камера, резонатор, компрессор (вентилятор, насос) и (для замкнутого цикла) холодильник и регенератор. Электрическая мощность, вкладываемая в 1 см<sup>3</sup> объема разряда в импульсных лазерах, примерно на три порядка превышает соответствующую мощность в стационарных проточных лазерах; вклад энергии в одинаковые порции газа в этих двух случаях (при сравнимых давлениях) одного порядка, а длительность накачки в проточных лазерах обычно в  $10^3$  раз больше (~1 мс), чем в импульсных (~1 мкс).

**Вспомогательная ионизация** [5]. Для иницирования и поддержания импульсного разряда используют различные способы вспомогательной ионизации: плазменный катод, УФ-ионизация от вспомогательного разря-

Таблица 1.1. Основные параметры советских технологических быстропотоčných

| Литература | Мощность излучения, кВт | Длительность работы | Газодинамический тракт | Лазерная смесь                                     | Давление в ЭРК, мм рт.ст. | Характере   |
|------------|-------------------------|---------------------|------------------------|--|---------------------------|-------------|
|            |                         |                     |                        |  |                           | Тип разряда |
| [6]        | 2,6                     | Стационарный        | O*                     | Воздух + CO <sub>2</sub>                           | 63                        | C           |
| [7]        | 5,2                     | То же               | 3                      | CO <sub>2</sub> : N <sub>2</sub> : He<br>(1:20:20) | 40                        | C           |
| [8]        | 6                       | "                   | 3                      | CO <sub>2</sub> + азот + воздух                    | 30                        | C           |
| [9]        | 11                      | "                   | 3                      | CO <sub>2</sub> + азот + воздух                    | 40                        | C           |
| [10]       | 20                      | 1 мин               | O                      | CO <sub>2</sub> + He                               | 80                        | C           |
| [11]       | 40                      | 1 мин               | O                      | CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> + He              | 60                        | K           |
| [12]       |                         | Стационарный        | 3                      | CO + N <sub>2</sub> + He                           | 30                        | K'          |

\* O — открытый контур (выхлоп в атмосферу); 3 — замкнутый контур; C — саморазрядный разряд с емкостной связью; H — неустойчивый резонатор; Y — устойчивый резонатор и газоразрядная камера.

Таблица 1.2. Основные параметры зарубежных быстропотоčných стационарных

| Литература | Мощность, кВт             | КПД, % | Смесь  | Вид разряда   |
|------------|---------------------------|--------|--|---|
| [13]       | 19 (усилительный канал)   | 24     | CO <sub>2</sub> : N <sub>2</sub> : He<br>(1:5:69)  | Продольный, катод вниз по потоку                                      |
| [14]       | 14 (замкнутый контур)     | 14     |  | ВЧ-разряд   |
| [15]       | 27,2 (усилительный канал) | 17,2   | CO <sub>2</sub> : N <sub>2</sub> : He<br>(5:32:63) | Продольный с наложением разряда поперек потока, катод вверх по потоку |
| [16]       | 11,5                      | 13     | —  | —   |

да, ионизация пучком ускоренных (примерно до 200 кэВ) электронов из вакуумной электронной пушки, проходящих в зону разряда через фольгу (например, из титана толщиной 20 — 50 мкм). Такой "несамостоятельный" разряд позволяет относительно независимо выбирать оптимальные



стационарных лазеров с самостоятельным разрядом

| ристика ЭРК                           |           | Зазор анод — катод, см | Длина по потоку, см | Схема резонатора и размер активной среды вдоль луча | Способ вывода излучения | Примечание |
|---------------------------------------|-----------|------------------------|---------------------|---|-------------------------|------------|
| Удельная мощность, Вт/см <sup>3</sup> | $v$ , м/с |                        |                     |   |                         |            |
| 6                                     | 70        | 3                      | 28                  | У   | Окно                    | Р          |
| 4                                     | 100       | 4                      | 40                  | $L_p = 1$ м<br>Н                                    | NaCl                    | С'         |
| 3                                     | 100       | 3,5                    | 25                  | $L_p = 1$ м<br>Н                                    | То же                   | Р          |
| 2,5                                   | 130       | 3,6                    | 35                  | $L_p = 1,3$ м<br>Н                                  | Окно                    | Р          |
| 10                                    | 200       | 3,5                    | 50                  | $L_p = 1,3$ м<br>Н                                  | КCl                     | С'         |
| 20                                    | 200       | 3,5                    | 50                  | $L_p = 78$ см<br>Н                                  | То же                   | Р          |
| 26                                    | 230       | Продольный разряд 5,5  | 65                  | $L_p = 78$ см                                       | Газодинамическое окно   | Р          |
|                                       |           |                        |                     |   | То же                   | С'         |

мостоятельный поперечный разряд; К — комбинированный разряд; К' — комбинатор; Р — разнесенные резонатор и газоразрядная камера; С' — совмещенные

лазеров

| Газодинамические параметры      | Резонатор                              | Геометрия камеры, электродов   | Примечание  |
|---------------------------------|--|--|---|
| $p = 150$ мм рт. ст.<br>250 г/с | 17-проходной резонатор                 | 5,6 x 76 x 100 см; катод в виде решетки, анод в виде сопла   | Задающий лазер 120 Вт   |
| —                               | Неустойчивый с коэффициентом связи 40% | —  | —   |
| $p = 30$ мм рт. ст.<br>0,4 кг/с | 11-проходной резонатор                 | 244 x 6,3 x 53 см; катод в виде штырей из W; балластное сопротивление каждого 50 кОм; камера из пирокерамики; анод — 2 медных прутка | Задающий лазер 150 Вт; выходное окно резонатора из KCl диаметром 9 см |
| 225 г/с;<br>150 м/с             |  | Длина вдоль оптической оси 1 м   | CO <sub>2</sub> подмешивается после разряда                           |

значения давления смеси  $p$  и напряженности электрического поля  $E$ ; значение  $E/p \approx 7$  В/(см · мм рт. ст.) обеспечивает наилучшую "накачку" верхнего лазерного уровня электрическим разрядом; в то же время давление с целью сокращения объемного расхода смеси может быть

Таблица 1.3. Основные характеристики импульсно-периодических технологических быстропоточных лазеров

| Литература | Средняя мощность, Вт | Частота следования импульсов, Гц | Энергия в импульсе, Дж | КПД, % | Скорость потока, м/с | Смесь, давление  |
|------------|----------------------|----------------------------------|------------------------|--------|----------------------|--|
| [17]       | 2000                 | 100                              | 20                     | 17,4   | 50                   | CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> + He;<br>$p = 1$ атм                            |
| [18]       | 8000                 | 520                              | 16                     | 20     | 50                   | $p = 1$ атм  |
| [19]       | 320                  | 1000                             | 0,32                   | 4,5    | 50                   | CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> + He;<br>$p = 1$ атм                            |
| [20]       | 200                  | 500                              | 0,4                    | 6      | 41                   | CO <sub>2</sub> : N <sub>2</sub> : He<br>(50 : 50 : 400);<br>$p = 510$ мм рт.ст. |
| [21]       | 500                  | 250                              | 2                      |        | 26                   | Воздух + CO <sub>2</sub> ;<br>$p = 200$ мм рт. ст.                               |
| [22]       | 2000                 | 200                              | 10                     |        | 30                   | —  |
| [23]*      | 1000                 | 500                              | 2                      |        | 40 — 80              | CO <sub>2</sub> : N <sub>2</sub> : He<br>(10 : 45 : 45);<br>$p = 120$ мм рт. ст. |

\* Регулируемая длительность импульса 10 — 100 мкс.

увеличено (однако ограничение, связанное с ростом плотности потока излучения в оптических окнах и на зеркалах, остается в силе). При этом мощность, вкладываемая в 1 см<sup>3</sup> разряда, может варьироваться в широких пределах.

Вспомогательная ионизация может быть использована и в схемах стационарных быстропоточных лазеров, например, для повышения давления примерно до 1 атм, что упрощает газодинамическую часть схемы; однако при этом полный энерговклад в единицу массы газа несколько падает.

Современные электроразрядные лазерные установки на CO<sub>2</sub>. В табл. 1.1 — 1.3 приведены характеристики ряда лазерных установок (1981 г.).

## Глава 2

### ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ

#### § 2.1. Резонаторы

Собственные частоты резонатора. Чтобы получить представление о характеристиках пустых резонаторов, рассмотрим вначале движение волнового светового пакета между двумя идеально-отражающими вогнутыми цилиндрическими зеркалами (рис. 2.1) с радиусами кривизны  $R_{1,2}$  и

расстоянием между зеркалами  $L \ll R_{1,2}$ . При движении пакета к краю зеркал вдоль оси  $x$  по сужающемуся волноводу его частота

$$\omega = c \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (2.1)$$

сохраняется и волновое число  $k_y = n_y \pi / L$  растет, поскольку число узлов  $n_y$  при этом не меняется, а расстояние между зеркалами

$$L(x) \approx L_0 - \frac{x^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.2)$$

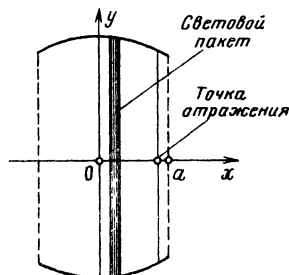


Рис. 2.1

падает. Таким образом, при движении пакета к краю зеркал волновое число  $k_x$  (и групповая скорость  $v_x = \partial \omega / \partial k_x$ ) уменьшаются, пакет останавливается и отражается в той точке  $x'$ , где

$$L(x') = c n_y \pi / \omega. \quad (2.3)$$

Различные моды резонатора можно найти, налагая условие, чтобы в направлении оси волновода  $x$  между точками отражения  $-x'$  и  $+x'$  укладывалось целое число  $n_x$  полуволн

$$\int_{-x'}^{+x'} k_x dx = n_x \pi. \quad (2.4)$$

Подставив в (2.4)

$$\begin{aligned} k_x &= \sqrt{(\omega^2/c^2) - (n_y \pi/L)^2} \approx \\ &\approx \sqrt{k_{x0}^2 - k_{y0}^2 x^2 / L_0 R}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где

$$\begin{aligned} 1/R &= 1/R_1 + 1/R_2; \\ k_{y0} &= n_y \pi / L_0; \end{aligned} \quad (2.5a)$$

$$k_{x0} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{y0}^2}.$$

получим

$$\frac{k_{x0}^2 \sqrt{L_0 R}}{2k_{y0}} \approx n_x. \quad (2.6)$$

Подставив в (2.6) выражения  $k_{x0}$  и  $k_{y0}$  из (2.5a), найдем частоты пустого резонатора

$$\frac{\omega^2}{c^2} \approx \left( \frac{n_y \pi}{L_0} \right)^2 + \frac{4\pi n_x n_y}{L_0^{3/2} R^{1/2}}. \quad (2.7)$$

Для CO<sub>2</sub>-лазера при  $\lambda = 10$  мкм и  $L_0 = 1$  м  $\omega = 2 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>,  $n_y \approx 10^5$ , разность частот двух соседних продольных мод составляет:

$$\Delta\omega' \approx \omega/n_y \approx 1 \text{ ГГц} = 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1},$$

разность частот соседних поперечных мод равна:

$$\Delta\omega'' \approx \Delta\omega' \sqrt{L_0/R}.$$

Распределение квадрата напряженности поля по оси  $x$  в устойчивом резонаторе для определенной моды с числами узлов  $n_x, n_y$  (усредненное по расстояниям в несколько длин волн) обратно пропорционально групповой скорости  $v_x$ .

Потери в пустом резонаторе складываются из дифракционных потерь, потерь на отражение на зеркалах и потерь излучения, выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало или выходящее отверстие.

**Дифракционные потери.** Дифракционные потери для цилиндрического резонатора на рис. 2.1 легко оценить, если расстояние между точкой отражения пакета  $x'$  и краем зеркала  $a$  велико, т. е. потери малы; тогда декремент потерь

$$\gamma = \omega_1 \exp - \int_x^a |k_x| dx, \quad \omega_1 \approx c/a. \quad (2.8)$$

Подставляя  $k_x$  из (2.5), получаем:

$$\gamma \approx \omega_1 \exp \left[ - \frac{2}{3} (2\pi)^{3/4} n_x^{1/4} n_y^{3/4} \frac{(a-x')^{3/2}}{L_0^{9/8} R^{3/8}} \right]. \quad (2.9)$$

Таким образом, дифракционные потери становятся порядка 1% ( $\gamma = 10^{-2} \omega_1$ ), если

$$a - x' < 10^{-2} L_0^{3/4} R^{1/4}. \quad (2.10)$$

**Неустойчивый резонатор.** В неустойчивом резонаторе (рис. 2.2) при небольшом отражении светового пакета от концов зеркала  $\pm a$  пакет проходит резонатор лишь один раз. Представляет интерес время  $t'$  прохождения пакетом резонатора, поскольку при наличии активной среды это время определяет, насколько усилится поле пакета за пролет. Для неустойчивого резонатора в соответствии с (2.5)

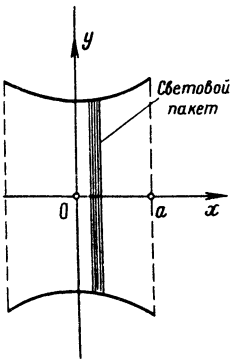


Рис. 2.2

$$k_x = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{n_y \pi}{L}\right)^2} \approx \sqrt{k_{x0}^2 + k_{y0}^2 \frac{x^2}{L_0 |R|}}$$

$$\left[ \text{поскольку в этом случае } L \approx L_0 + \frac{x^2}{2} \left( \frac{1}{|R_1|} + \right. \right.$$

+  $\frac{1}{|R_2|}$ ]]. Групповая скорость пакета  $v_x = \partial\omega/\partial k_x = c^2 k_x/\omega$

и, следовательно,

$$t' = \int_{-a}^{+a} \frac{dx}{v_x} \cong \frac{2\omega}{c^2} \int_0^a \sqrt{\frac{dx}{k_{x0}^2 + k_{y0}^2 \frac{x^2}{L_0|R|}}} \approx$$

$$\approx \frac{2\omega}{c^2} \frac{\sqrt{L_0|R|}}{k_{y0}} \ln \frac{a}{x''}, \quad k_{x0} \rightarrow 0, \quad (2.11)$$

где  $x'' \cong \sqrt{L_0|R|} k_{x0}/k_{y0}$ .

Таким образом, для пакетов световых волн, почти останавливающихся в середине резонатора ( $k_{x0} \rightarrow 0$ ), время пролета средней части резонатора растет как  $\ln 1/k_{x0}$ .

**Потери на зеркалах.** Потери на отражение определяются коэффициентом отражения (табл. 2.1) для гладких зеркал и рассеянием на микро-неоднородностях для шероховатых зеркал.

Нужно отметить, что глубина скин-слоя для  $\lambda = 10$  мкм на хороших проводниках (например, медь  $\sigma = 0,5 \cdot 10^{19} \text{ c}^{-1}$ ,  $1/\sigma = 2 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ )

$$\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma} \quad (2.12)$$

Таблица 2.1. Характеристики инфракрасных материалов

| Вещество                       | Длина волны, мкм | Показатель преломления | Растворимость, г/100 г H <sub>2</sub> O | Относительная твердость | Потери на отражение, % |
|--------------------------------|------------------|------------------------|---|-------------------------|------------------------|
| BaF <sub>2</sub>               | 0,3 – 8,5        | 1,474                  | 0,12                                    | 11,4                    | 7,2                    |
| CaF <sub>2</sub>               | 0,125 – 12       | 1,434                  | 0,0017                                  | 21,9                    | 6,3                    |
| CsBr                           | 0,3 – 30         | 1,698                  | 124                                     | 1,1                     | 12,8                   |
| CsI                            | 0,235 – 60       | 1,788                  | 160                                     | Очень мягкий            | 15,1                   |
| GaAs                           | 1,0 – 15         | 3,76                   | 0,005                                   | 44                      | —                      |
| LiF                            | 0,104 – 7        | 1,392                  | 0,27                                    | 6,6                     | 5,3                    |
| MgF <sub>2</sub>               | 0,11 – 7,5       | 1,475                  | 0,0076                                  | —                       | 5,0                    |
| KBr                            | 0,205 – 25       | 1,540                  | 65,2                                    | 4,1                     | 9,1                    |
| KCl                            | 0,18 – 20        | 1,490                  | 34,35                                   | 0,3                     | 7,6                    |
| AgBr                           | 0,45 – 35        | 2,253                  | $1,2 \cdot 10^{-4}$                     | 0,6                     | 27,4                   |
| AgCl                           | 0,40 – 30        | 2,071                  | $1,5 \cdot 10^{-4}$                     | 0,5                     | 23,0                   |
| NaCl                           | 0,17 – 17        | 1,544                  | 36                                      | 1,0                     | 8,7                    |
| SrF <sub>2</sub>               | 0,13 – 11        | 1,438                  | $1,2 \cdot 10^{-2}$                     | —                       | 6,3                    |
| KRS-5                          | 0,60 – 40        | 2,610                  | 0,0476                                  | 2,2                     | 36,0                   |
| ZnS                            | 1,0 – 12         | 2,26                   | $6,5 \cdot 10^{-5}$                     | 19,7                    | —                      |
| ZnSe                           | 0,5 – 22         | 2,45                   | 0,001                                   | 8,3                     | —                      |
| CdTe                           | 0,9 – 31         | 2,71                   | —                                       | 2,5                     | 32,0                   |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 0,17 – 5,6       | 1,74                   | $9,8 \cdot 10^{-5}$                     | 380,0                   | 12,0                   |
| Ge                             | 1,8 – 16,7       | 4,01                   | Нерастворим                             | 160,0                   | 52,9                   |
| Si                             | 1,2 – 15         | 3,48                   | "                                       | 160,0                   | 46,1                   |

составляет около  $100 \text{ \AA}$ , тогда как обычно при механической обработке глубина деформаций (трещин, дислокаций и т. п.) в проводнике не меньше  $0,1 - 1 \text{ мкм}$ ; поэтому высокая электропроводность и, следовательно, высокий коэффициент отражения

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 \cong 1 - 2\delta/\lambda, \quad (2.13)$$

где  $\epsilon = 1 + 4\pi\sigma/i\omega$  — диэлектрическая проницаемость металла, реализуются, только если глубина необратимых деформаций внутри металла будет меньше  $\delta$ . В противном случае глубину скин-слоя (2.12) и коэффициент отражения (2.13) будет определять плохая электропроводность искаженного обработкой поверхностного слоя.

**Окна резонаторов.** Коэффициенты отражения различных прозрачных на  $\lambda = 10 \text{ мкм}$  материалов приведены в табл. 2.1.

**ИК-спектр поглощения  $\text{CO}_2$  в области  $\lambda = 10 \text{ мкм}$ .** Колебательно-вращательная полоса спектра поглощения  $\text{CO}_2$  в области перехода (001) — (010) приведена на рис. 2.3. Положение отдельных вращательных компонент  $P$ - и  $R$ -ветвей дается формулой

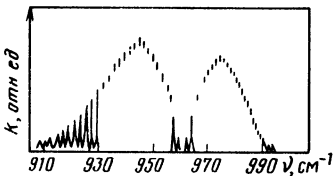


Рис. 2.3

$$\omega = \begin{cases} \omega_0 - 2B(j + 1), & P\text{-ветвь,} \\ \omega_0 + 2Bj, & R\text{-ветвь,} \end{cases} \quad (2.14)$$

где  $\omega_0 = 960 \text{ см}^{-1}$ ,  $2B = 1,8 \text{ см}^{-1}$ .

**Ширина уровней.** Ширина отдельных вращательных компонент складывается из доплеровской (низкие давления,  $p < 10 \text{ мм. рт. ст.}$ )

$$\gamma_g = v_T/c \quad (2.15)$$

и столкновительной ширины ( $p > 10 \text{ мм рт. ст.}$ )

$$\gamma_c = \beta p, \quad (2.16)$$

где  $\beta = 0,1 \div 0,2 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$  [1].

**$\text{CO}_2$ -лазеры высокого давления.** При давлении  $10 - 20 \text{ атм}$  линии соседних переходов в колебательно-вращательном спектре перекрываются и коэффициент усиления становится плавной функцией длины волны излучения в интервалах  $910 - 960 \text{ см}^{-1}$  ( $P$ -ветвь) и  $960 - 1000 \text{ см}^{-1}$  ( $R$ -ветвь) [1].

**VT-релаксация.** Времена релаксации состояний (001) и (010) определяются неупругими столкновениями молекул  $\text{CO}_2$  в этих состояниях с невозбужденными молекулами и атомами ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{H}_2$  и т. д.), в результате чего колебательная энергия молекулы  $\text{CO}_2$  переходит в энергию поступательного движения разлетающихся после столкновения невозбужденных молекул. Сечение этого процесса часто описывают [2] формулой типа формулы Ландау—Теллера

$$\frac{1}{\tau} = p \exp \left[ - [1,16 \cdot 10^{-3} \mu^{1/2} E^{1/3} (T^{-1/3} - 0,015 \mu^{1/4}) - 18,42] \right], \quad (2.17)$$

где  $1/\tau$  измеряется в  $\text{с}^{-1}$ ;  $\mu$  — приведенная масса сталкивающихся молекул, а. е.;  $T$  и  $E$  — поступательная температура и энергия колебательного кванта, К;  $p$  — давление, атм. Отклонение экспериментального хода частоты релаксации от (2.17) при высокой температуре связано с неадиабатичностью процесса. При малых  $T$  длительность столкновения  $t_c$  много больше периода молекулярных колебаний, вероятность передачи энергии колебательного кванта пролетающей молекуле пропорциональна  $\exp(-\omega t_c)$ , где  $t_c = R/v$ ;  $R$  — радиус действия молекулярных сил;  $v$  — скорость относительного движения сталкивающихся молекул. Усреднение по максвелловскому распределению по  $v$  дает частоту  $VT$ -релаксации

$$\int \exp\left(-\frac{\omega R}{v} - \frac{\mu v^2}{2T}\right) dv \propto \exp[-(\omega R)^{2/3} \mu^{1/3} T^{-1/3}],$$

т. е. закон Ландау—Теллера.

При больших  $T$  частота  $VT$ -релаксации падает с ростом температуры, поскольку длительность столкновения  $t_c$  становится меньше периода колебаний, с увеличением  $T$   $t_c$  падает вместе с вероятностью дезактивации колебательно-возбужденной молекулы.

Приведем численные значения некоторых скоростей [3]. Скорость релаксации уровня (001)

$$k = 85\rho_{\text{He}} + 110\rho_{\text{N}_2} + 365\rho_{\text{CO}_2} \quad (2.18)$$

( $k$  — в  $\text{с}^{-1}$ ,  $p$  — в мм рт. ст.).

Скорость релаксации уровня (100) при переходе на уровень (020) [4]

$$k' = 1,4 \cdot 10^5 (\rho_{\text{CO}_2} + 0,46\rho_{\text{N}_2} + 0,056\rho_{\text{He}}) \quad (2.19)$$

( $k'$  — в  $\text{с}^{-1}$ ,  $p$  — в мм рт. ст.); считается, что переход (020)  $\rightarrow$  (010) происходит быстрее, и поэтому величина  $k'$  определяет распад уровня (100).

Скорость релаксации уровня (010)

$$k'' = 4 \cdot 10^3 \rho_{\text{He}} + 40\rho_{\text{N}_2} + 200\rho_{\text{CO}_2} \quad (2.20)$$

( $k''$  — в  $\text{с}^{-1}$ ,  $p$  — в мм рт. ст.).

**Колебательный обмен.** Скорость обмена колебательным возбуждением между уровнем (001)  $\text{CO}_2$  и азотом

$$k = 5,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}.$$

**Коэффициент усиления** для колебательно-вращательных переходов (001) — (020) или (001) — (100) записывается следующим образом [5]:

$$k(\nu) = \frac{c^2}{8\pi^2\nu^2} \frac{hcB_1}{T} \sum_j \frac{(2j+1)A_j \Lambda(\nu - \nu_j) \Delta\nu_j}{\Delta\nu_j^2 + (\nu - \nu_j)^2} \times \\ \times \left[ N_1 - N_2 \frac{B_2}{B_1} \exp\left(-\frac{hcB_1}{T}\right) F(j) \right] \times \\ \times \exp\left[-\frac{hcB_1}{T} j(j+1)\right], \quad (2.21)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — концентрации молекул  $\text{CO}_2$  на верхнем и нижнем лазерных уровнях соответственно;  $\nu$  — частота;  $B_1$  и  $B_2$  — вращательные постоянные для верхнего и нижнего уровней;  $T$  — температура газа;  $j$  — вращательное квантовое число;  $\Delta\nu_j$  — ширина уровня  $j$ ;  $A_j$  — вероятность излучательного вращательно-колебательного перехода  $j \rightarrow j' \pm 1$ ,

$$F(j) = \begin{cases} -2j, & P\text{-ветвь,} \\ 2(j+1), & R\text{-ветвь;} \end{cases}$$

$\Lambda(\nu - \nu_j)$  — коэффициент, зависящий от формы линии.

Ширина отдельной линии колебательно-вращательного перехода при давлении  $\sim 100$  мм рт. ст. составляет  $\sim 1$  ГГц, так что внутрь этой линии обычно попадает одна или несколько продольных или поперечных мод устойчивого резонатора (2.7).

## § 2.2. Усилители

В квантовом усилителе с покоящейся активной средой мощность электромагнитной волны нарастает вдоль пути распространения как  $\exp \int k dx$ , где коэффициент усиления  $k$  определяется инверсной населенностью, устанавливающейся в результате локального равенства внешней накачки и релаксации из-за индуцированного излучения.

В простейшем усилителе с поперечным (относительно направления луча света) потоком активной среды ее инверсия уменьшается и в направлении вниз по потоку, и в направлении вдоль по лучу (рис. 2.4). В пренебрежении процессами релаксации имеем

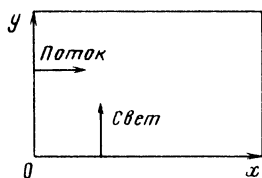


Рис. 2.4

$$\nu \frac{\partial n}{\partial x} = - \frac{1}{\hbar \omega} anI; \quad (2.22)$$

$$c \frac{\partial I}{\partial y} = canI, \quad (2.23)$$

где  $n$  — инверсия населенности;  $a = k/\nu$ ;  $I = cE^2/4\pi$  — интенсивность или плотность потока энергии излучения, с граничными условиями

$$n(x=0) = n_0, \quad I(y=0) = I_0. \quad (2.24)$$

Решение (2.22) — (2.24) имеет вид:

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{1 - e^{n_0 \tilde{y}} (1 - e^{I_0 \tilde{x}})}; \quad (2.25)$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{n_0 \tilde{y}} + I_0 \tilde{x}}{1 - e^{n_0 \tilde{y}} [1 - e^{I_0 \tilde{x}}]}; \quad (2.26)$$

$$x = (ca/\nu\hbar\omega) \tilde{x}, \quad \tilde{y} = ay. \quad (2.27)$$

В "двухпроходном" усилителе (рис. 2.5) возникают зоны I, II, в которых по движущейся активной среде усиливающаяся электромагнит-



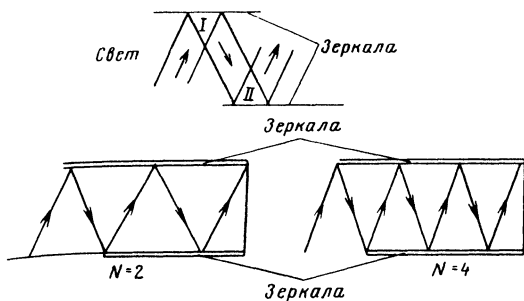


Рис. 2.5

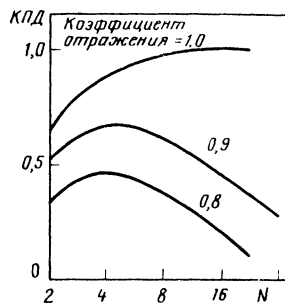


Рис. 2.6

ная волна неизбежно проходит дважды. Это затрудняет аналитический расчет усилителя и заставляет прибегнуть к численным расчетам на ЭВМ. Результаты некоторых таких расчетов\* для элемента усилителя, изображенного на рис. 2.5, приведены на рис. 2.6.

### § 2.3. Генераторы

**Лазер с покоящейся активной средой.** Элементарная теория квантового генератора с покоящейся активной средой при непрерывной накачке основывается на уравнениях для населенностей верхнего  $n_2$  и нижнего  $n_1$  рабочих уровней  $\text{CO}_2$

$$\frac{dn_2}{dt} = - \frac{1}{\hbar \omega} anI + N - \frac{n_2}{\tau_2}; \quad (2.28)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = + \frac{1}{\hbar \omega} anI - \frac{n_1}{\tau_1}; \quad (2.29)$$

$$n = n_2 - n_1$$

(для простоты пренебрежем населенностями уровней 1, 2 в тепловом равновесии);  $\tau_{1,2} = 1/\nu_{1,2}$  — времена релаксации нижнего и верхнего рабочих уровней;  $N$  — число возбужденных молекул, создаваемых внешним источником в 1 с в  $1 \text{ см}^3$  объема;  $I = I_+ + I_-$ ;  $I_{\pm} = cE^2/4\pi$  — интенсивности волн, бегущих в противоположных направлениях вдоль оси резонатора\*\*.

В смеси  $\text{CO}_2$  с азотом  $\text{N}_2$  вследствие быстрого обмена колебательной энергией между  $\text{N}_2$  и верхним рабочим уровнем (001)  $\text{CO}_2$  эффективная населенность  $n_2$  увеличивается в  $1/x_c$  раз ( $x_c$  — молярная доля  $\text{CO}_2$  в рабочей смеси), в то же время скорость релаксации смеси связана только с релаксацией уровня (001)  $\text{CO}_2$  ( $\text{N}_2$  релаксирует медленно), так что в (2.28) нужно произвести замену:

$$\frac{dn_2}{dt} \rightarrow \frac{1}{x_c} \frac{dn_2}{dt}. \quad (2.30)$$

\* Расчеты проведены А. М. Камчатновым, А. Ф. Мамзером и А. Л. Черняковым.

\*\* Здесь проведено усреднение по расстояниям в несколько длин волн, чтобы не рассматривать интерференционных эффектов.

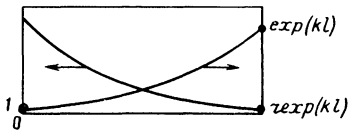


Рис. 2.7

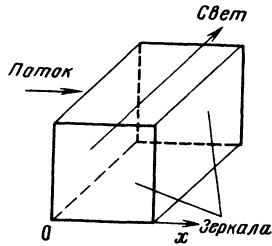


Рис. 2.8

Интенсивности  $I_{\pm}$  волн, бегущих вдоль оси  $x$  резонатора, в отсутствие интерференционных эффектов, удовлетворяют уравнениям для волн в среде с коэффициентом усиления

$$k = an; \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial I_{\pm}}{\partial t} \pm c \frac{\partial I_{\pm}}{\partial x} = ck I_{\pm} \quad (2.32)$$

с граничными условиями на зеркалах (рис. 2.7), где заданы коэффициенты отражения  $r$  и пропускания  $t$  (поглощение в зеркале равно  $1 - r - t$ ).

В стационарном случае  $\partial/\partial t = 0$ , находя из (2.28), (2.29) инверсию  $n$  и рассматривая для простоты симметричный (с одинаковыми зеркалами) резонатор, малые коэффициент усиления  $kl \ll 1$  и пропускание  $t \ll 1^*$ , из (2.32) с учетом граничных условий получаем значение инверсной населенности  $n = (1 - r)/al$  и выражение для плотности мощности генерации лазера

$$I' = t(I_+ + I_-) = \frac{h\omega}{a} \frac{t}{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2}} (N - N_n), \quad (2.33)$$

где пороговая плотность мощности накачки

$$N_n = \frac{1-r}{al} \frac{1}{\tau_2}. \quad (2.34)$$

Коэффициент усиления работающего лазера

$$k = an = \frac{N}{\frac{1}{a\tau_2} + \frac{c}{h\omega} \left(1 + \frac{\tau_1}{\tau_2}\right) I}. \quad (2.35)$$

**Стационарный лазер с потоком рабочей среды** (см. также приложение 1). Элементарная теория лазера с потоком активной среды (см. [4] к гл. 1) включает вместо (2.28), (2.29) уравнение

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v \frac{\partial n}{\partial x} = -a'nI - \frac{n}{\tau}; \quad a' = a/h\omega \quad (2.36)$$

\* Этот случай соответствует почти однородной в пространстве интенсивности излучения.

с граничным условием (рис. 2.8)

$$n(x = 0) = n_0. \quad (2.37)$$

В приближении однородной по резонатору интенсивности излучения  $I = \text{const}$ , интегрируя (2.36) для стационарного лазера  $\partial/\partial t = 0$ , получаем закон падения инверсии активной среды вдоль потока

$$n = n_0 \exp - \frac{a'I + 1/\tau}{v} x, \quad (2.38)$$

и из условия равенства полных потерь излучения  $t/l$  среднему (вдоль потока) усилению

$$\langle k \rangle bl = abl \langle n \rangle,$$

$$\text{где } \langle n \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l n(x) dx;$$

$l$  — ширина резонатора вдоль потока,  $b$  — расстояние между зеркалами, находим интенсивность излучения лазера

$$I' = tI, \quad (2.39)$$

где  $I$  определяется уравнениями

$$t = abn_0 \frac{1 - \exp(-F)}{F}; \quad (2.40)$$

$$F = \frac{a'I + 1/\tau}{v} l_0. \quad (2.41)$$

Если релаксационные потери населенности малы ( $l/v\tau \ll 1$ ), то

$$I' \approx t \frac{v}{dl} F, \quad (2.42)$$

где  $F$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{F}{1 - \exp(-F)} = \frac{an_0b}{t}. \quad (2.43)$$

Правая часть (2.43) представляет собой отношение коэффициента усиления на входе в резонатор к пороговому коэффициенту усиления.

**КПД лазера с потоком активной среды.** Эффективность  $\eta$  лазера, равная отношению его мощности к потоку запасенной в активной смеси энергии, будет высокой, если релаксация за время пролета резонатора мала

$$l/v\tau \ll 1, \quad (2.44)$$

и вынужденное испускание за время пролета резонатора достаточно полно опустошает верхний рабочий уровень, так что из резонатора выходит почти полностью дезактивированная рабочая смесь

$$a'l/v \gg 1. \quad (2.45)$$

Тогда

$$\eta \approx \frac{1}{1 + \frac{L}{vT} \left/ \frac{k_0 b}{t} \right.}, \quad (2.46)$$

$$k_0 = an_0.$$

Более точное исследование работы лазера с потоком активной среды можно провести вблизи порога генерации, когда возбуждается лишь одна мода. Для устойчивого резонатора с поперечным потоком легче всего возбуждаются поперечные моды, имеющие пучность в месте входа активной среды в резонатор.

**Слабонеустойчивый резонатор.** В слабонеустойчивом резонаторе (т. е. в резонаторе с почти плоскими зеркалами, расстояние между которыми слабо увеличивается к периферии) при повышении коэффициента усиления вблизи порога генерации последовательно возбуждаются моды, имеющие возрастающее число узлов на оси или, для сферических зеркал, возрастающее число узлов в радиальном направлении (и по азимутальному углу) [6].

**Неустойчивый резонатор.** Рассмотрим сильнонеустойчивый резонатор с цилиндрическими зеркалами и поперечным потоком активной среды. Наибольшее усиление в этом резонаторе будет достигаться для такого пакета световых волн, который, двигаясь вдоль потока, отражается от средней плоскости резонатора и, следовательно, находится в резонаторе дольше и усиливается больше, чем любой другой световой пакет. Аналогично в неустойчивом резонаторе со сферическими зеркалами наибольшее усиление будет достигаться для цилиндрического пакета, доходящего при движении от периферии зеркал до самой оси резонатора.

Отражение выходящего волнового пакета (идущего от оси резонатора со сферическими зеркалами к периферии зеркала) от края зеркал неустойчивого резонатора (дифракция на краю зеркала) носит сложный характер и зависит от деталей формы и оптических свойств краев зеркал.

Примеры численного расчета светового поля в неустойчивом резонаторе с потоком активной среды приведены в [10] (см. также [13] и цитированную там литературу).

**Пульсации излучения в лазерах с потоком активной среды.** Пульсация скорости и коэффициента усиления на входе потока в резонатор проточного лазера приводят [см. формулы (2.42), (2.43)] к пульсациям интенсивности излучения [11].

Более сложным и менее изученным является процесс взаимодействия двух (или более) частей единого резонатора, которые последовательно пересекает поток активной среды. Примером может служить центральная и входная части неустойчивого резонатора (в центральной части световые пакеты почти останавливаются и поэтому их усиление в этой части при наличии активной среды может быть большим; на входе коэффициент усиления наибольший), резонаторы между крайними зеркалами в системе с многими зеркалами [7] и т. п. В качестве модели рассмотрим два последовательно пересекаемых потоком активной среды резонатора 1 и 2, оптически связанных между собой так, что интенсивность света в них одинакова (см. рис. П2.1). Оказывается, что пульсации  $\delta k$  входного коэффициента усиления с частотой  $\Omega$  приводят к пульсациям интенсивности излучения  $\delta I$

$$\delta I \propto \frac{\delta k}{k} \frac{l_1 + l_2}{l_1^2 + l_2^2 + 2l_1 l_2 \exp(i \Omega \tau)} \quad (2.47)$$

(вблизи порога), где  $l_{1,2}$  — длины резонаторов;  $\tau$  — время пролета активной среды между резонаторами 1 и 2 (см. приложение 2).

## § 2.4. Импульсный $\text{CO}_2$ -лазер

Длительность светового импульса в  $\text{CO}_2$ -лазерах, возбуждаемых импульсным электрическим разрядом (длительностью  $\sim 1$  мкс), меняется в широких пределах — от  $10^{-9}$  до  $10^{-3}$  с. Световые импульсы более короткие, чем импульс тока (его длительность, как правило, порядка  $10^{-6}$  с, см. гл. 3), обычно получают с помощью лазера, работающего в режиме синхронизованных мод (mode locking), путем усиления одного или нескольких импульсов (длительностью  $\sim 10^{-9}$  с), следующих в этом режиме друг за другом с периодом  $2L/c$ , где  $L$  — расстояние между зеркалами. Световые импульсы более длинные, чем импульс тока, получают: 1) увеличивая долю  $\text{N}_2$  в рабочей смеси  $\text{CO}_2$ -лазеров; 2) в быстропроточных импульсных  $\text{CO}_2$ -лазерах — путем сдвига резонатора вниз по потоку рабочей смеси относительно разрядной камеры.

Рост длительности импульса излучения с увеличением доли  $\text{N}_2$  в покоящейся среде можно найти из уравнений (2.28), (2.29). Во время генерации длинного светового импульса в резонаторе устанавливается квазистационарное значение инверсной населенности  $n$ , обеспечивающее равенство усиления электромагнитной волны при проходе от одного зеркала к другому и потерь (на поглощение и пропускание) на зеркале:

$$kl = 1 - r, \quad \text{т. е.} \quad n = (1 - r)/al.$$

При такой постоянной разности  $n = n_2 - n_1$  населенностей верхнего ( $n_2$ ) и нижнего ( $n_1$ ) рабочих уровней  $\text{CO}_2$  сами населенности удовлетворяют уравнениям

$$\frac{1}{x_c} \frac{dn_2}{dt} = -\frac{1}{\hbar \omega} a n l - \nu_2 n_2;$$

$$\frac{dn_1}{dt} = +\frac{1}{\hbar \omega} a n l - \nu_1 n_1.$$

Подставив  $n_1 = n_2 - n$ ,  $n = \text{const}$ , получим

$$\frac{d}{dt} n_2 \left( \frac{1}{x_c} + 1 \right) = -(\nu_1 + \nu_2) n_2 + \nu_1 n.$$

Таким образом, эти населенности и интенсивность излучения  $I$  будут экспоненциально падать со временем, приближаясь к постоянным значениям:

$$\left. \begin{aligned} n_2 &= A \exp(-\Gamma t) + n \nu_1 / (\nu_1 + \nu_2); \\ n_1 &= A \exp(-\Gamma t) - n \nu_2 / (\nu_1 + \nu_2), \end{aligned} \right\} \quad (2.48)$$

где

$$\Gamma = \frac{\nu_1 + \nu_2}{\frac{1}{x_c} + 1}; \quad (2.49)$$

$$A = n_2(0) - n\nu_1/(\nu_1 + \nu_2);$$

$n_2(0)$  — значение населенности верхнего уровня в момент начала генерации. Световой импульс имеет вид

$$I = B \exp(-\Gamma t) - C,$$

где

$$B = \frac{\hbar \omega}{ca} \left( \frac{n_2(0)}{n} - \frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} \right) \frac{\nu_1/x_c - \nu_2}{1/x_c + 1};$$

$$C = \frac{\hbar \omega}{ca} \frac{\nu_1 \nu_2}{\nu_1 + \nu_2}$$

Световой импульс обрывается в момент, когда согласно (2.48)  $n_1 = 0$ . Длительность импульса

$$t_1 = \frac{1}{\Gamma} \ln \left[ \frac{n_2(0)}{n} \left( 1 + \frac{\nu_1}{\nu_2} \right) - \frac{\nu_1}{\nu_2} \right]. \quad (2.50)$$

Согласно (2.50) длительность импульса увеличивается с ростом доли азота в рабочей смеси и уменьшением доли  $\text{CO}_2$ .

В экспериментах [12] на смеси 90% He;  $\text{N}_2 + \text{CO}_2$ ,  $p = 1$  атм было показано, что изменение доли  $\text{CO}_2$  от 0,1 до 7% (при одновременном изменении коэффициента отражения зеркала от 98 до 50%) приводит к изменению  $t_1$  от  $1,5 \cdot 10^{-4}$  до  $5 \cdot 10^{-8}$  с.

При  $\nu_2 \rightarrow 0$  получаем:

$$\left. \begin{aligned} n_2 &= A \exp(-\Gamma t) + n; & n_1 &= A \exp(-\Gamma t); \\ I &= \frac{\hbar \omega}{ca} \left( \frac{n_2(0)}{n} - 1 \right) \frac{\nu_1}{x_c + 1} \exp(-\Gamma t); \\ \Gamma &= \frac{\nu_1}{\frac{1}{x_c} + 1}. \end{aligned} \right\} \quad (2.51)$$

КПД импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера в этом случае и при  $x_c \ll 1$  равен

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_2} \left( 1 - \frac{n}{n_2(0)} \right), \quad (2.52)$$

где  $\hbar \omega_2$  — энергия верхнего рабочего уровня.

В импульсном электроразрядном лазере с поперечным (относительно оси резонатора) потоком рабочей смеси длительность импульса излучения можно дополнительно увеличить, смещая резонатор вниз по потоку относительно зоны разряда. При этом, если возбужденная разрядом рабочая смесь медленно релаксирует и если коэффициент усиления этой среды достаточно высок, генерация будет продолжаться все время, пока возбужденная порция инвертированной смеси протекает через резонатор:

$$t_2 \approx l/v,$$

где  $t_2$  — длительность импульса излучения;  $l$  — длина (вдоль потока) возбужденной "пробки" смеси;  $v$  — ее скорость. Например, при  $l = 10$  см,  $v = 100$  м/с получаем  $t_2 = 1$  мс.

В действительности в импульсном электроразрядном  $\text{CO}_2$ -лазере с поперечным потоком рабочей смеси оказывается существенным также эффект расширения нагретой порции газа: ее длина вдоль потока увеличивается, и длительность светового импульса соответственно растёт.

### § 2.5. Окна и волноводы

Коэффициенты поглощения и потери на отражение материалов окон резонатора, предназначенных для вывода излучения  $\lambda = 10$  мкм из лазера, приведены в табл. 2.1 и 2.2. Как указывалось в гл. 1, высококачественные окна для вывода мощного излучения должны обладать высоким значением величины  $F$  [см. формулу (1.2)]. Действительно, рассматривая тепловое расширение окна от нагрева при объемном поглощении ИК-излучения в материале окна, получаем оценку повышения температуры окна

$$\beta W \approx k_T \Delta T / L^2, \quad (2.53)$$

Таблица 2.2. Свойства материалов для окон

| Вещество   | CdTe  | ZnSe  | GaAs   | Ge     | NaCl  | KCl   |
|--|-------|-------|--------|--------|-------|-------|
| Коэффициент поглощения, $\text{см}^{-1}$                                     | 0,002 | 0,005 | 0,020  | 0,032  | 0,002 | 0,001 |
| Теплоемкость, Дж/ ( $\text{см}^3 \cdot \text{град}$ )                        | 1,23  | 1,87  | 1,42   | 1,65   | 3,74  | 2,99  |
| Коэффициент теплового расширения, $10^{-6} \text{ град}^{-1}$                | 5,9   | 8,5   | 5,7    | 5,7    | 44    | 36    |
| Теплопроводность, Вт/ ( $\text{см} \cdot \text{град}$ )                      | 0,06  | 0,18  | 0,48   | 0,59   | 0,07  | 0,07  |
| Модуль разрушения, 0,07 атм  | 3200  | 8500  | 20 000 | 13 500 | 350   | 350   |
| Модуль Юнга, $7 \cdot 10^4$ атм  | 5,3   | 10,3  | 12,3   | 14,9   | 5,8   | 4,3   |
| Качество $\rho k_T / \alpha \beta E \gamma$                                  | 53    | 69    | 5300   | 1673   | —     | —     |
| Качество для угла Брюстера $\sqrt{1 + n^2} \rho k_T / \alpha \beta E \gamma$ | 151   | 179   | 17 214 | 6898   | —     | —     |

деформации окна

$$\Delta x \approx \alpha l \Delta T \quad (2.54)$$

и напряжения при закрепленной периферической части окна

$$p_1 \approx E_Y \Delta x / l \quad (2.55)$$

( $l$  и  $2L$  – толщина и диаметр окна). Отношение (2.55) к напряжению разрушения  $p$  обратно пропорционально качеству материала  $F$  (1.2):

$$\frac{p_1}{p} \approx \frac{1}{F} W L^2. \quad (2.56)$$

Значения параметров материалов окон приведены в табл. 2.1 и 2.2. Для GaAs при  $2L = 10$  см,  $l = 1$  см и  $W = 100$  Вт/см<sup>2</sup>  $\Delta T \approx 100$  К,  $\Delta x \approx 10$  мкм,  $p \approx 10^3$  атм.

Искажения металлических зеркал, обусловленные тепловыми деформациями из-за нагрева в скин-слое, можно оценить аналогично, заменив лишь объемное тепловыделение  $\beta I$  в 1 см<sup>3</sup> диэлектрического окна тепловыделением в 1 см<sup>3</sup> скин-слоя:

$$l / \delta, \quad (2.57)$$

где  $\delta = c / \sqrt{2\pi\sigma\omega}$  – глубина скин-слоя. Таким образом, качество зеркал определяется  $F$  (1.2) при замене  $\beta \rightarrow \sqrt{\sigma}$

$$F' = k_T p / E \alpha \sqrt{\sigma}. \quad (2.58)$$

Кроме эффектов теплового искажения и разрушения окон (и зеркал), при высокой плотности мощности возможно ухудшение качества окон. Примером может служить тепловой пробой в полупроводнике Ge, где коэффициент поглощения  $\beta$  резко растет с температурой (из-за роста концентрации электронов в зоне проводимости), и поэтому зеркала или окна из Ge не выдерживают  $T > 500$  °С и потоков больше 100 Вт/см<sup>2</sup>.

Аналогичный "саморазогрев" окна может произойти и в диэлектрике, где при больших световых потоках в поглощение вносят вклад процессы распада фотонов  $\lambda = 10$  мкм с испусканием нескольких оптических фононов.

**Газодинамические окна.** Газодинамическое окно представляет собой малое отверстие в стенке камеры резонатора (отделяющей объем камеры от окружающей атмосферы), через которое выводится сфокусированный (это нужно, чтобы уменьшить размер окна) пучок ИК-излучения. Разность давлений на газодинамическом окне выравнивается с помощью отсоса, осуществляемого специальным насосом.

**Волноводы для ИК-излучения** [9]. Для различных приложений при резке, сварке, термообработке и в медицине полезно иметь возможность проводить излучение СО<sub>2</sub>-лазера на расстояние в несколько метров, осуществляя повороты примерно на 90° с радиусом кривизны ~1 м. Это достигается с помощью гибких волноводов, в которых удаётся в таких условиях проводить на расстояние 1 м 80% излученной энергии (на уровне десятков ватт).



## § 3.1. Тлеющий разряд в потоке газа

Классификация разрядов по Брауну [1] приведена на рис. 3.1. Тлеющий разряд характеризуется относительно большой удельной электрической мощностью ( $1 - 10 \text{ Вт/см}^3$ ) и "отрывом" электронной температуры  $T_e$  ( $T_e = 1 \div 2 \text{ эВ}$ ) от температуры газа  $T_r$  ( $T_r = 300 \div 600 \text{ К}$ ); обе эти черты тлеющего разряда важны при его использовании для возбуждения колебаний молекул азота и накачки колебательного уровня (001) молекулы CO<sub>2</sub>. Тлеющий разряд в трубке, подробнее всего изученный к моменту изобретения CO<sub>2</sub>-лазера, делят на три области: область катодного падения (значение его в N<sub>2</sub> равно 340 В, протяженность области катодного падения  $d = 0,4/p$ ;  $d$  — в см,  $p$  — в мм рт. ст.), область анодного падения (падение напряжения составляет несколько десятков вольт, протяженность порядка 1 см) и положительный столб, в котором поддерживается определенная (для данного газа) напряженность электрического поля  $E$ , пропорциональная давлению и слабо зависящая от диаметра трубки и пропускаемого через столб тока (рис. 3.2). Для азота  $E/p \approx 5 \text{ В/см} \times \text{х мм рт. ст.}$ .

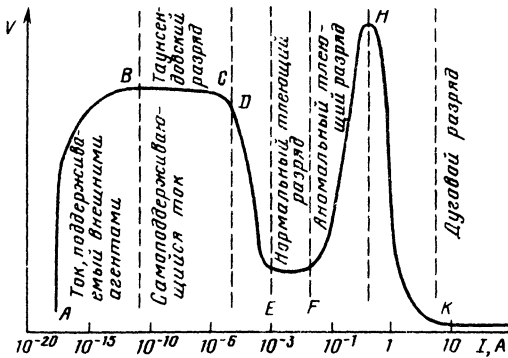


Рис. 3.1

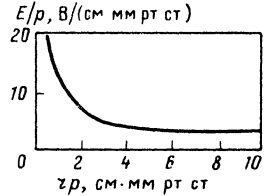


Рис. 3.2

Плотность тока в столбе имеет максимум в центре трубки и падает до нуля на ее стенках, меняясь с радиусом  $r$  в круглой трубке радиусом  $a$  пропорционально бесселевой функции  $J_0(2,4 r/a)$  [1].

**Нормальная плотность тока на катоде.** На поверхности катода ток распределен иначе: при малых токах катодное свечение (наблюдающееся в тех местах, где идет ток) покрывает часть площади катода, пропорциональную полному току, т. е. плотность тока на катоде постоянна — это так называемая нормальная плотность тока, пропорциональная квадрату давления газа и равная для азота и медного катода  $0,240 \text{ мА/(см} \times \text{х мм рт. ст.)}^2$  (см. приложение 3). При увеличении тока, после заполнения свечением всей площади катода, плотность тока возрастает пропорционально току, а катодное падение медленно растет (примерно в 2 раза при увеличении плотности тока на два порядка выше нормальной).

**Анодная нормальная плотность тока.** В ряде экспериментов с тлеющим разрядом на сплошном аноде также наблюдались свечящиеся пятна

в тех местах, где на анод шел ток. Это явление наблюдалось в покоящемся газе как при низких давлениях, так и при давлениях в несколько десятков миллиметров ртутного столба в воздухе и азоте [2]. Измерения нормальной плотности тока  $j_a$  на аноде из нержавеющей стали в этом интервале давлений дали значение  $j_a = 4,2 \cdot 10^{-4} p^2$  [ $j_a$  — в А/(см × мм рт. ст.)<sup>2</sup>,  $p$  — в мм рт. ст.] для азота,  $j_a = 2,6 \cdot 10^{-4} p^2$  для воздуха. В ламинарном потоке газа, создаваемом с помощью введения марлевых сеток (при скорости 30 м/с, давлении воздуха  $N_2$ ,  $CO_2$  20 — 70 мм рт.ст.), на аноде наблюдались светящиеся слои [3].

**Разряд в потоке газа.** Тлеющий разряд в потоке газа имеет много общего с разрядом в трубке (сохраняются области катодного и анодного падения, есть нормальная плотность тока) и в то же время проявляет ряд новых особенностей.

**Разряд в поперечном потоке с одной парой электродов** [4]. В простейшей геометрии тлеющего разряда в поперечном потоке газа (рис. 3.3) плазма создается в основном вблизи того поперечного сечения канала, где лежат электроды А—К (так как здесь наибольшая напряженность электрического поля, с ростом которой резко растет скорость ионизации газа), сносится потоком вниз и рекомбинирует в области слабого поля (в удалении от электродов), а также диффундирует в область вверх по потоку. В такой простой модели

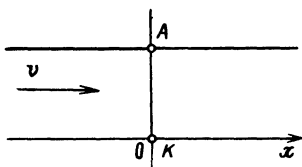


Рис. 3.3

для средней по сечению плотности плазмы  $n$  имеем

$$-D \frac{d^2 n}{dx^2} + v \frac{dn}{dx} + \frac{n}{\tau} = Cn\delta(x), \quad (3.1)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии;  $v$  — скорость потока;  $\tau$  — время жизни плазмы, определяемое рекомбинацией и гибелью в результате ламинарной и турбулентной диффузии на боковые стенки канала, по которому течет газ; величина  $C$  пропорциональна частоте ионизации молекул нейтрального газа электронами

$$C = \nu_i l, \quad (3.2)$$

$l$  — характерный размер (по оси  $x$ ) падения электрического поля (порядка межэлектродного расстояния). Величина  $\nu_i$  описывается выражением

$$\nu_i = \alpha v_e; \quad (3.3)$$

$$\alpha = \rho A \exp(-B\rho/E), \quad (3.4)$$

где  $v_e$  — средняя направленная скорость электронов;  $\rho$  — давление;  $E$  — напряженность электрического поля между электродами; постоянные  $A$  и  $B$  приведены в [1]. Для азота  $A = 12$  1/(см · мм рт. ст.),  $B = 340$  В/(см · мм рт. ст.). Решая (3.1) выше и ниже точки  $x = 0$  по потоку, из равенств

$$n(x - 0) = n(x + 0); \quad (3.5)$$

$$D \frac{dn}{dx} \Big|_{-0}^{+0} = Cn(0) \quad (3.6)$$

находим значение электрического поля, необходимое для поддержания разряда.

При  $x > 0$  решение (3.1) имеет вид

$$n = n(0) \exp(-k_1 x);$$

$$k_1 = -\frac{v}{2D} + \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}; \quad (3.6a)$$

при  $x < 0$  решение есть

$$n = n(0) \exp(-k_2 |x|);$$

$$k_2 = \frac{v}{2D} + \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}, \quad (3.6b)$$

так что

$$C = \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}, \quad (3.7a)$$

т. е.

$$v_e \lambda_{Dp} \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) = \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}. \quad (3.7b)$$

С ростом скорости потока в результате усиленного выноса плазмы из зоны разряда и последующей ее гибели напряженность поля растет в соответствии с экспериментом [4].

Следует отметить, что диффузия плазмы в потоке может быть как молекулярной (она существенна при малых давлениях, порядка нескольких миллиметров ртутного столба), так и турбулентной [такая диффузия существенна при высоких давлениях (около 100 мм рт. ст. и выше), когда роль молекулярной диффузии невелика].

**"Ножевые" катоды и штырьковые катоды.** Необходимость работы с активной средой  $\text{CO}_2$ -лазеров при относительно высоком давлении примерно 100 мм рт. ст. (см. гл. 1) и требование однородности разряда (вдоль электрода) приводят к тому, что площадь катода должна быть весьма малой — так называемые "ножевые катоды". Действительно, согласно [1] при  $p = 100$  мм рт. ст. нормальная плотность тока для  $\text{N}_2$  и медного катода  $j = 2,4 \text{ А/см}^2$ . Учитывая, что напряженность поля в плазме  $\sim 0,7 - 1 \text{ кВ/см}$  при  $p = 100$  мм рт. ст., а плотность мощности составляет  $\sim 10 \text{ Вт/см}^2$ , получаем значение средней плотности тока  $\sim 10 \text{ мА/см}^2$ ; поэтому площадь ножевых катодов должна составлять  $\sim 0,5\%$  площади сплошного анода. Экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ), карты поля и распределения тока даны на рис. 3.4–3.6. Вольт-амперная характеристика имеет вид, качественно подобный ВАХ Шоттки. Образование "струи тока" над ножевым электродом можно пояснить на элементарной (весьма грубой) модели; учитывая, что скорость ионизации

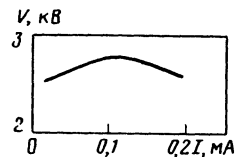


Рис. 3.4



ции (а поэтому плотность плазмы и плотность тока  $j$ ) очень резко растет с увеличением электрического поля  $E$  [в соответствии с (3.4)], примем, что (рис. 3.7, а)

$$j = \begin{cases} 0 & \text{при } E < E_k \\ \sigma E & \text{при } E > E_k \end{cases} \quad (3.8)$$

(где  $\sigma = \text{const}$  — эффективная проводимость), и заменим непрерывную проводящую среду-плазму дискретной проводящей сеткой с нелинейной проводимостью (3.8). Распределение токов в сетке для двух случаев показано на рис. 3.7, б и в, поле  $E_k$  составляет 1/4 приложенного к электродам АК поля. Видна "струя тока", связанная с резкой нелинейностью ВАХ отдельного проводника сетки.

**Разряд в поперечном потоке газа в многоэлектродной камере** (см. также приложение 4). Если длина электродной системы значительно меньше  $1/k_1$  и  $1/k_2$  [см. (3.6а), (3.6б)], ВАХ многоэлектродного разряда будет такой же, как для одной пары электродов. В противоположном случае, не учитывая граничных эффектов и пренебрегая неоднородностью плазмы около секционированных электродов, найдем электрическое поле  $E$  из равенств скоростей ионизации и прилипания:

$$a(E/N) = a(E/M). \quad (3.9a)$$

При этом напряженность электрического поля в разряде не зависит от тока. Поскольку из-за нагрева газа в разряде его температура вниз по потоку растет и, следовательно (при дозвуковом течении), плотность падает, электрическое поле  $E$  согласно (3.9а) вниз по потоку также уменьшается; в разрядной камере возникает продольная (направленная вдоль потока) разность потенциалов.

В длинных разрядных камерах при давлениях  $\sim 100$  мм рт. ст. и значительном вкладе электрической энергии в газ в тлеющем разряде образуется большое количество активных частиц, при ударах которых об отрицательные ионы происходит отлипание электронов. В предельном случае, когда скорости процессов прилипания и отлипания электронов очень велики, равенство скоростей рождения и гибели электронов в плазме дает

$$a(E/N) = \beta_{\text{эф}} n_e. \quad (3.96)$$

Здесь  $n_e$  — плотность электронов, а эффективный коэффициент рекомбинации (см., например, [5] и цитированную там литературу):

$$\beta_{\text{эф}} = (1 + \eta) (\beta_e + \beta_- \eta),$$

где  $\eta$  — отношение коэффициентов прилипания и отлипания;  $\beta_e, \beta_-$  — коэффициенты рекомбинации электронов и отрицательных ионов. Поскольку  $\beta_{\text{эф}}$  зависит от  $E$  слабее, чем  $a$  (см. [5]), из (3.96) следует, что и в этом случае электрическое поле в разряде

$$\frac{E}{N} = \frac{BT_0}{\ln(v_e AN T_0 / \beta n_e)}$$

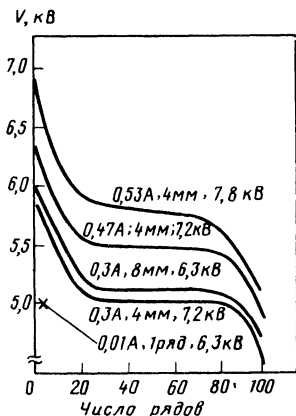


Рис. 3.8

( $T_0 = 300$  К) слабо зависит от тока. Нагрев газа, протекающего через разряд, здесь также приводит к уменьшению поля вдоль потока и появлению продольного поля. Пример экспериментального распределения напряжения вдоль потока в камере с большим числом электродов приведен на рис. 3.8.

### § 3.2. Эффективность накачки электроразрядных $\text{CO}_2$ -лазеров

Расчет долей электрической мощности, идущих на возбуждение колебательных степеней свободы  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ , на упругие потери электронов при соударениях электронов с атомами и молекулами, на возбуждение вращательных степеней свободы молекул (релаксация которых проходит обычно настолько быстро, что эта часть мощности переходит в тепловую энергию поступательного движения молекул), на электронное возбуждение молекул и на ионизацию проводился с помощью ЭВМ в [6]. Основой расчета является кинетическое уравнение для функции распределения электронов, с учетом их столкновений различного типа с тяжелыми частицами, для однородной плазмы с заданным значением электрического поля.

Результаты расчета функции распределения для  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  при различных  $E/N$  (числа на кривых) приведены на рис. 3.9. Функция распределения  $f$  почти постоянна в области малых энергий (примерно до 2 эВ для  $\text{N}_2$ ), затем она резко падает на один-два порядка при энергиях выше порога возбуждения колебательных степеней свободы молекул, а при больших энергиях  $f$  имеет примерно больцмановский характер  $f \propto \exp(-\epsilon/T_{\text{эф}})$ , причем  $T_{\text{эф}}$  растет с увеличением  $E/N$ .

Пример распределения мощности по различным каналам в азоте в зависимости от  $E/N$  показан на рис. 3.10 (см. также приложение 5). Имеется область оптимальных для электроразрядной накачки лазеров значений  $E/p = 7 \div 15$  В/(см · мм рт. ст.), при меньших полях возбуждаются

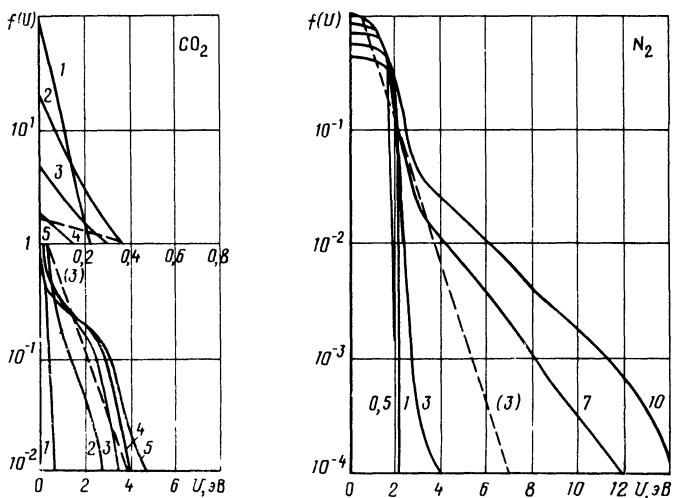


Рис. 3.9

вращательные степени свободы (быстро переводящие свою энергию в тепло), при больших имеет место электронное возбуждение и возникают потери на ионизацию. В области оптимальных  $E/p$  эффективность накачки  $N_2$  велика — более 90% [7].

Следует заметить, что в расчетах [6] не учитывалась полностью возможность диссоциации молекул; однако эксперимент и аналитические оценки показывают, что столкновения возбужденных молекул могут приводить в тлеющем разряде при  $E/p >$

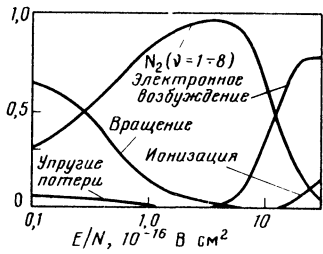


Рис. 3.10

$> 10 \text{ В} / (\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})$  к сильной диссоциации  $\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2$  (см. гл. 5).

Абсолютное значение скорости накачки колебательных уровней электронными ударами равно для  $\text{CO}_2$  (уровень 001)

$$n_e \cdot 6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \text{ для азота } n_e \cdot 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$$

(рассчитано для  $E/N > 2 \cdot 10^{16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  [6],  $n_e$  измеряется в  $\text{см}^{-3}$ ).

### 5 3.3. Тепловая контракция, страты и домены в тлеющем разряде в потоке газа [8 – 12]

При повышении тока в трубках в тлеющем разряде наблюдается контракция: разряд постепенно стягивается к оси трубки, а затем скачком переходит в дугу. Контракцию в трубках обычно связывают с повышенным нагревом газа на оси трубки, что приводит (ввиду постоянства давления газа по радиусу) к уменьшению плотности газа на оси, повышению в этой присосевой области значения  $E/N$ , росту потерь на электронное возбуждение и ионизацию, резкому увеличению электропроводности газа, увеличению тока и переходу к дуговому разряду (см. рис. 3.1).

Кроме тепловой контракции рассматривались и другие механизмы неустойчивости покоящейся плазмы [5]: ступенчатая ионизация, неустойчивость колебательно-возбужденного проводящего газа и др.

Аналогичное явление имеет место и в потоке газа [8], рис. 3.11, на котором приведены 16 фотографий (выдержка 2 мкс, длительность времени между кадрами 10 мкс) разрядного промежутка при развитии дуги в воздухе.

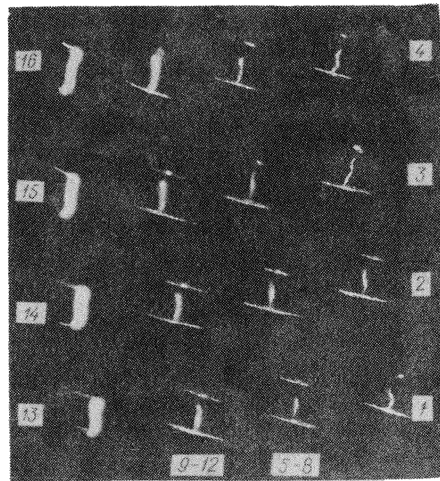


Рис 3.11

В разряде с поперечным потоком и ножевым катодом, где наблюдается "струя тока" (см. рис. 3.6), тепловая контракция и переход в дугу в азоте происходит, если за время пролета струи тока успевает нагреться газ и скорость  $VT$ -релаксации возрастает настолько, что за это же время пролета значительная часть колебательной энергии переходит в тепло.

Расчет на ЭВМ образования дуги в тлеющем разряде в потоке газа [12]. При расчете на ЭВМ тлеющего разряда в геометрии пластинчатый электрод (катод) — плоскость (анод) использовалось приближение квазинейтральной плазмы. Распределение электрического поля при фиксированной разности потенциалов между электродами зависит в соответствии с уравнением непрерывности тока от распределения проводимости плазмы. Концентрация плазмы устанавливается в результате конкуренции процессов ионизации молекул, с одной стороны, и рекомбинации и выноса плазмы потоком газа — с другой. Состояние потока газа, возмущаемого протекающим электрическим током, описывалось в предположении, что звуковая волна уходит на расстояние, большее размера камеры, прежде, чем заметно изменятся газодинамические параметры (это условие выполняется при рассмотрении как стационарных режимов горения разряда, так и явления тепловой контракции, если последняя развивается достаточно долго). Рассматривались малые числа Маха; давление считалось неизменным во всем объеме камеры. Кроме того, учитывая, что контракция развивается при относительно небольшом изменении плотности газа, авторы [12] считали скорость газа постоянной.

Пример возникновения дуги в тлеющем разряде в потоке газа, полученной в результате расчета, показан на рис. 3.12, на котором приведено распределение плазмы в столбе в последовательные моменты времени в контрагирующем разряде в потоке азота:  $p = 100$  мм рт. ст., расстояние между катодом и анодом  $L = 1$  см,  $E/p = 20$  В/(см · мм рт. ст.),  $v = 68$  м/с ( $a - t = 1,03$  мс,  $J = 75,6$  мА/см;  $b - t = 1,06$  мс,  $J = 97,2$  мА/см;  $c - t = 1,08$  мс,  $J = 157$  мА/см). Значения плотности плазмы на линиях уровня даны в единицах  $4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Из-за резкого падения времени  $VT$ -релаксации с ростом температуры газа [ $\tau \propto \exp(-\text{const } T^{-1/3})$ , см. формулу (2.17)] существует некоторая критическая температура  $T_k$  (~ 800 К для  $N_2$  при  $p = 100$  мм рт. ст.), выше которой релаксация колебательного возбуждения резко ускоряется и разряд переходит в дугу. Поэтому условие перехода в дугу тлеющего разряда в поперечном потоке газа можно записать так:

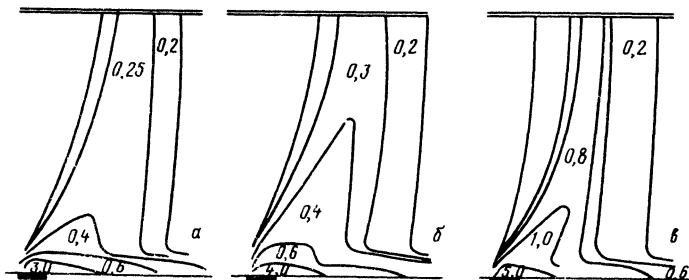


Рис. 3.12



$$\xi jEl/v = NT_{к.} \quad (3.10)$$

где  $j$  — плотность тока;  $E$  — напряженность электрического поля;  $v$  — скорость газа;  $l$  — толщина струи тока;  $N$  — плотность молекулярного газа;  $\xi$  — доля мощности разряда, идущая в тепло (вращательные и упругие потери). Критерий (3.10) определяет предельную электрическую мощность в  $1 \text{ см}^3$ , которую можно ввести в тлеющий разряд в потоке газа, не вызывая тепловой контракции.

Образование дуги при росте тока тлеющего разряда часто связывают с падающей ВАХ. Рассмотрим влияние процессов рекомбинации и нагрева на ВАХ типа Шоттки (напряжение постоянно, ток произволен) для разряда в потоке газа с одной парой электродов [9] [формула (3.7)] при  $\tau \rightarrow \infty$ . Поскольку рекомбинация увеличивает скорость гибели плазмы, заменим в (3.76)

$$\frac{v}{2D} \rightarrow \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\beta n}{D}} \approx \frac{v}{2D} \left( 1 + \frac{2D\beta n}{v^2} \right)$$

( $\beta$  — коэффициент рекомбинации); нагрев газа приводит к падению его плотности (поскольку давление в дозвуковом потоке почти постоянно) и изменению скорости ионизации:

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) &\rightarrow \exp\left(-\frac{Bp}{E} \frac{1}{1 + jEl/pv}\right) \approx \\ &\approx \left(1 + \frac{Bp}{E} \frac{jEl}{pv}\right) \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right). \end{aligned}$$

Уравнение ВАХ примет вид

$$\frac{v_e l A p \exp(-Bp/E)}{v/2D} = \frac{1 + (2D\beta n/v^2)}{1 + (Bp/E)(jEl/pv)}. \quad (3.11)$$

Из (3.11) видно, что ВАХ при больших токах имеет падающий участок. В [9] были проведены численные расчеты разряда в поперечном потоке азота, аналогичные [12], но с учетом диффузии плазмы. Расчеты показали, что напряжение на разряде сначала слабо растет с ростом тока, а затем, при больших значениях тока, падает. Известно, что падающий участок ВАХ неустойчив по отношению к неоднородным (вдоль длинного размера катода) возмущениям даже при наличии балластного сопротивления. Поэтому предельный энерговклад определялся по току, при котором напряжение на разряде максимально. Оказалось, что энерговклад растет с увеличением скорости потока газа и его давления. Аналогичные зависимости наблю-

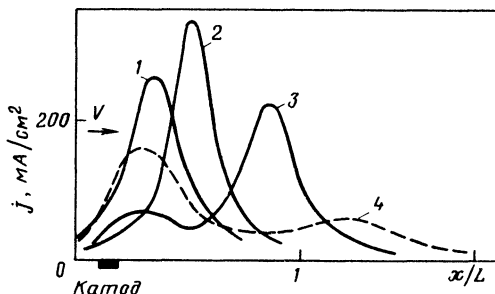


Рис. 3.13

даются и на эксперименте [11], однако абсолютные экспериментальные значения заметно ниже расчетных.

Поскольку в расчетах [9] разряд полагался однородным вдоль длинного размера катода, то балластное сопротивление играло стабилизирующую роль. Однако и в этом случае на отрицательном участке ВАХ развивается перегревная неустойчивость. Во внешней цепи появляются колебания тока и напряжения, а в зазоре возникают и выносятся потоком газа токовые шнуры. На рис. 3.13 изображены распределения плотности тока на аноде в последовательные моменты времени 1 – 4: кривая 1 – начало периодического процесса, кривая 4 – его конечная стадия. Период колебаний близок ко времени выноса токового шнура из зоны разряда. Следует отметить, что и на эксперименте наблюдается, по-видимому, аналогичное явление. Вблизи порога образования дуги в межэлектродном зазоре появляются, а затем выносятся потоком тонкие светящиеся плазменные нити, переходящие с ростом тока в яркие дуги [11].

Из эксперимента известно, что энерговклад сначала растет с ростом скорости потока газа и его давления, но при  $p \geq 100$  мм рт. ст. и  $v \geq 100$  м/с начинает падать [11]. Понижение устойчивости разряда при больших давлениях и скорости потока можно понять из анализа выражения (3.11). Поскольку  $j = \mu E$ , при малых токах ВАХ будет падающей, если правая часть (3.11) будет меньше единицы, т. е. если

$$\frac{Bp}{E} \frac{\mu E^2 l}{\rho v} > \frac{2D\beta}{v^2}$$

или [9]

$$\rho v l > \frac{2D}{\mu} \frac{\beta}{BE/p} . \quad (3.12)$$

Таким образом, если в разряде в потоке газа существенны рекомбинация плазмы и нагрев газа, ВАХ должна стать падающей при большом давлении

и скорости газа. При  $e^2 D/\mu = 1$  эВ,  $\beta = 10^{-7}$  см<sup>3</sup> · с<sup>-1</sup>,  $Bp/E = 10$ ,  $E/p = 7$  В/(см · мм рт. ст.) получим  $\rho v l > 1$  атм · (м/с) · см. Диффузия в (3.12) может быть как молекулярной, так и турбулентной.

**Страты и домены в тлеющем разряде CO<sub>2</sub>-лазеров.** За 130 лет исследований страт тлеющего разряда в длинных трубках подробно изучены их свойства, особенности, поняты условия возникновения (см., например, [10] и цитированную там литературу). В разрядах в поперечном (относительно тока) потоке газа, используемых в CO<sub>2</sub>-лазерах, расстояние между анодом и катодом, как правило, меньше, чем в трубках, а давление —

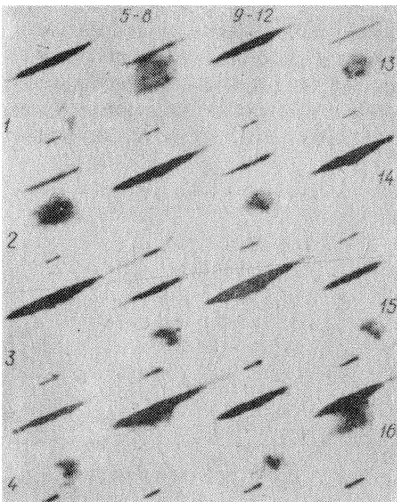


Рис. 3.14

выше. Страты в таких разрядах более короткие, движутся быстрее, часто имеют вид одиночных областей — доменов, пересекающих межэлектродный промежуток [10]. На рис. 3.14 приведены 16 фотографий доменов, движущихся от катода к аноду (выдержка 0,2 мкс, интервал между кадрами 1 мкс) в разряде в потоке воздуха. Области существования страт и доменов в условиях, типичных для разряда  $\text{CO}_2$ -лазеров, показаны на рис. П6.4, П6.5. Подробное описание доменов в разряде с потоком газа см. в приложении 6.

### § 3.4. Тлеющий ВЧ-разряд и несамостоятельный разряд в потоке газа

В ряде работ для возбуждения рабочей среды  $\text{CO}_2$ -лазеров использовался тлеющий ВЧ-разряд либо сам по себе, либо в комбинации с тлеющим разрядом постоянного тока (см., например, [5]). Физическим основанием для применения ВЧ-разряда служит то обстоятельство, что вблизи катода в таком разряде последовательно с нелинейным "омическим" сопротивлением плазмы (обладающей отрицательным дифференциальным сопротивлением) включено емкостное сопротивление  $1/\omega C_{\text{эф}}$ , где  $C_{\text{эф}}$  — эффективная емкость конденсатора, образованного зазором с диэлектриком между плазмой и внешней металлической обкладкой. Нормальная плотность тока в таком разряде меньше, чем в разряде постоянного тока (при том же давлении), поэтому струя тока становится менее выраженной или исчезает совсем. Таким образом, тлеющий ВЧ-разряд менее подвержен контракции и допускает введение больших, чем на постоянном токе, мощностей в единицу объема разрядной камеры.

Результаты одномерного (в направлении катод — анод) расчета на ЭВМ распределения характеристик плазмы в пространстве и времени, зависимость плотности тока  $j$  от времени  $t$ , ВАХ ВЧ-разряда [13, 14] приведены в приложении 7. Примеры распределения плотности плазмы (характеризующегося появлением движущегося домена слабого поля), зависимость  $j(t)$  и ВАХ приведены на рис. П7.1 — П7.3. Экспериментальные ВАХ [14] даны на рис. П7.3.

**Схема Хилла [15].** К комбинированному тлеющему разряду (ВЧ-разряд одновременно с разрядом постоянного тока) и к самому ВЧ-разряду близок комбинированный разряд по схеме Хилла [15], в которой к разрядному промежутку с постоянным во времени напряжением (меньшим, чем напряжение пробоя этого промежутка) прикладываются короткие ( $\sim 10$  нс) импульсы высокого напряжения (такого, что соответствующее  $E/p$  превышает напряжение пробоя от источника сильного тока). Эти импульсы создают "затравочную" плазму с концентрацией, быстро падающей до  $10^{10}$   $\text{см}^{-3}$ , которая в постоянном поле в промежутке между импульсами примерно сохраняет это значение. При этом удаётся большую часть времени поддерживать в разряде значение  $E/p = \approx 7 \div 10$  В/(см · мм рт. ст.), оптимальное для накачки рабочей смеси (см. рис. 3.10) и более низкое, чем значение  $E/p \sim 20$  В/(см · мм рт. ст.), характерное для пробоя (см. приложение 5). Аналогичное преимущество имеет и ВЧ-разряд, в котором, грубо говоря, в момент максимума напряжения создается плазма, а значительную часть каждого полупериода электрическое поле меньшей напряженности производит накачку азота и  $\text{CO}_2$ .

**Вспомогательная ионизация УФ-излучением.** В обычном тлеющем разряде в области катодного падения образуется "плазменный катод" —

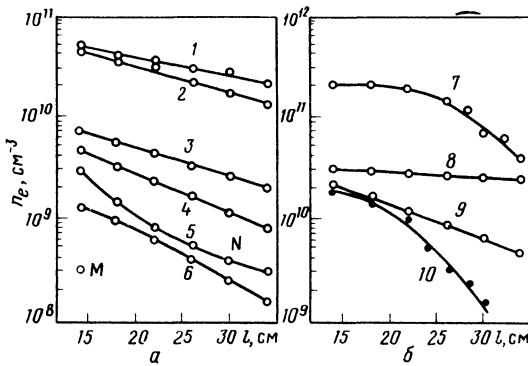


Рис. 3.15

область плазмы повышенной концентрации, создаваемой энергичными (с энергией в несколько десятков электронвольт) электронами из области катодного падения [в которой  $E/\rho \approx U/pd \approx 300/0,4 = 750$  В/(см  $\times$  мм рт. ст.)]. В области плазменного катода рождается и УФ-излучение, уходящее в глубь разрядной камеры и производящее ионизацию в объеме.

Для ионизации УФ-излучением рабочей смеси в электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазерах часто используют систему вспомогательных разрядов, УФ-излучение которых производит ионизацию в объеме и создает "затравочную плазму".

В работе [16] проводилось измерение абсолютной величины и распределения в пространстве концентрации плазмы, создаваемой УФ-излучением дополнительных искровых разрядов. Результаты измерений приведены на рис. 3.15. Цифры у кривых относятся к различным газам (1 — азот + ортоксилон; 2 — азот + диметиланилин; 3 — азот; 4 — азот, освещаемый через подложку экрана из LiF; 5 — смесь газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 7 : 0$  + диметиланилин; 6 — азот, освещаемый через подложку, на которой установлен экран из LiF; 7 — гелий + диметиланилин; 8 — гелий; 9 — гелий, освещаемый через экран из LiF; 10 — смесь газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$  + диметиланилин. Во всех случаях  $p = 1$  атм). Источник УФ-излучения — плоский.

ВАХ тлеющего разряда при наличии вспомогательной ионизации УФ-излучением меняется. Например, для продольного разряда в трубке при низком давлении, когда рекомбинация незначительна, плотность плазмы  $n$  определяется балансом рождения электрон-ионных пар в результате ионизации газа внешним источником и электрическим полем и гибелью в результате диффузии (молекулярной или турбулентной) на стенки:

$$n/\tau = \dot{N} + \nu_i n, \quad (3.13)$$

где  $\dot{N}$  — скорость ионизации газа внешним источником;  $\tau \approx a^2/D$  — время жизни;  $a$  — радиус трубки;  $D$  — коэффициент амбилярной диффузии;  $\nu_i$  — частота ионизации газа электронами разряда [формулы (3.3) и (3.4)]. Определяя из (3.13)  $n$ , находим ВАХ разряда

$$j = \mu E \frac{\dot{N}}{\frac{1}{\tau} - \nu_e \rho A \exp(-B\rho/E)} =$$

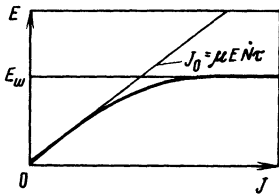


Рис. 3.16

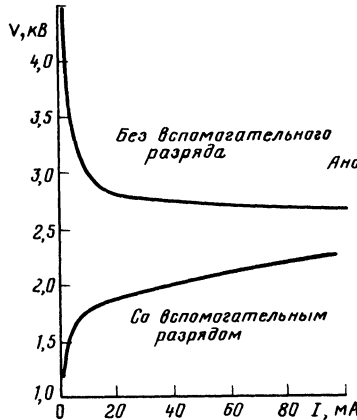


Рис. 3.17

$$= j_0 \frac{1}{1 - \exp \left[ \beta \rho \left( \frac{1}{E_{Ш}} - \frac{1}{E} \right) \right]} \quad (j_0 = \mu E N t c). \quad (3.14)$$

ВАХ разряда со вспомогательной ионизацией (3.14) изображена на рис. 3.16: она линейна при малых  $j$  и переходит в ВАХ Шоттки  $E = E_{Ш}$  при больших  $j$ . Экспериментальные ВАХ с дополнительной ионизацией УФ-излучением от вспомогательного разряда и без дополнительной ионизации приведены на рис. 3.17.

**Стабилизация разряда при внешней ионизации.** Вспомогательная ионизация от внешнего источника стабилизирует разряд и затрудняет возникновение контракции. Рассмотрим, например, однородный тлеющий разряд с внешней ионизацией, горящий между двумя параллельными пластинами. Пусть из-за флуктуаций в газе или неоднородности электродов в некоторой трубке тока повысилось тепловыделение. Тогда температура ее возрастет, плотность понизится (из-за постоянства давления вдоль электродов) и из-за роста  $E/N$  (при постоянном напряжении между пластинами) скорость нагрева газа в этой трубке возрастет и процесс перегрева трубки будет развиваться. Если, однако, электрическое поле  $E$  значительно меньше поля Шоттки  $E_{Ш}$ , то плотность плазмы почти целиком определяется ионизацией от внешнего источника и слабо зависит от  $E/N$ . Время перегрева трубки в этом случае становится очень большим; если оно превысит длительность импульса (в импульсном разряде) или время пролета газа через разрядную камеру (в системе с потоком газа), контракция не возникает.

При ВАХ, описываемой формулой (3.14), флуктуация температуры  $\Delta T$  в трубке тока будет нарастать по закону

$$\Delta T(t) = \Delta T(0) \exp(\Gamma t),$$

где инкремент

$$\Gamma = \frac{2}{5} \frac{\xi j E}{\rho} \frac{\partial \ln a}{\partial \ln (E/\rho)} \eta; \quad (3.15)$$

$\xi$  — доля электрической мощности разряда, идущая непосредственно на нагрев газа;  $a$  — первый таунсендовский коэффициент ионизации [для воздуха  $\partial \ln a / \partial \ln (E/p) \cong 10$  при  $E/p = 25$  В/(см · мм рт. ст.)], а фактор  $\eta$  отражает стабилизирующую роль внешней ионизации:

$$\eta = (j/j_0 - 1), \text{ при } j \rightarrow j_0 \quad \eta \rightarrow 0 \text{ и } \Gamma \rightarrow 0.$$

**Вспомогательная ионизация электронными и протонными пучками.** Вспомогательная ионизация тлеющего разряда в  $\text{CO}_2$ -лазерах электронными пучками, проникающими в разрядную камеру через металлическую фольгу, широко использовалась в экспериментальных лазерных установках (см., например, обзоры [17]).

В трубках с продольным тлеющим разрядом при наличии ионизирующего пучка ВАХ имеет вид (3.11).

### § 3.5. Импульсный тлеющий разряд

**Самостоятельный разряд.** Накачка активной среды в импульсных (и импульсно-периодических)  $\text{CO}_2$ -лазерах производится с помощью импульсного тлеющего разряда. Длительность этого разряда обычно  $t < < 1$  мкс — она определяется полным энерговыделением  $Q$  в единицу объема активной среды, давлением газа и временем релаксации  $\tau$ :

$$t \ll \frac{Q}{n\hbar\omega/\tau}, \quad (3.16)$$

где  $n$  — плотность активных молекул;  $\hbar\omega$  — квант энергии возбуждения. Полный энерговыделением  $Q$  ограничен сверху величиной порядка  $p$  — при этом условия согласно (3.15) не успеют развиться неоднородности в разряде. С учетом этого для  $p = 1$  атм (3.16) дает  $t < 1$  мкс.

При такой малой длительности влияние движения газа (в импульсно-периодических лазерах) со скоростью  $\sim 100$  м/с на разряд (в течение одного импульса) несущественно и газ можно считать покоящимся. Разряд, как правило, обладает малым сопротивлением, так что колебания тока в цепи (состоящей из зарядной емкости, индуктивности подводных проводов и сопротивления плазмы разрядной камеры) быстро затухают. При этом напряжение на разряде стремится к постоянной величине

$$U = Ed,$$

где  $d$  — межэлектродное расстояние, а электрическое поле  $E$  определяется равенством коэффициентов ионизации и прилипания [18]

$$a(E/N) = a'(E/N).$$

Значения  $E/N$  приведены в табл. 3.1. Ток при разряде падает вместе с напряжением на батарее конденсаторов; напряжение на разряде во время импульса не меняется.

Начальная стадия самостоятельного разряда довольно сложна; она определяется приэлектродными процессами, внешней цепью и процессами установления степени возбуждения молекул, электронной плотности и температуры в плазме.

Таблица 3.1. Значения  $E/N$  в условиях равенства ионизации и прилипания

| $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{H}_2\text{O}$ | 1 : 7 : 0 : 0 | 1 : 2 : 3 : 0 | 1 : 7 : 30 : 0 | 0 : 1 : 0 : 0 | 0 : 100 : 0 : 1 |
|---|---------------|---------------|----------------|---------------|-----------------|
| Давление, мм рт. ст.  | 200–600       | 200–600       | 200–600        | 400–600       | 400             |
| $E/N, 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$                 | 8,1           | 5,0           | 2,7            | 6,8           | 8,2             |

**Несамостоятельный импульсный разряд.** При самостоятельном импульсном разряде в  $\text{CO}_2$ -лазерах вспомогательный источник ионизации (УФ-излучение, электронный пучок) создает электроны в рабочей смеси (при ионизации УФ-излучением к смеси  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{He}$  обычно добавляют доли процента какого-либо легкоионизирующегося летучего органического вещества — ксилола, толуола, три-*n*-пропиламина и т. п.), а энергия основной батареи конденсаторов при разряде переходит в энергию этих электронов, возбуждающих, в свою очередь, молекулы смеси. Напряженность электрического поля в самостоятельном разряде в несколько раз ниже, чем в самостоятельном, и вклад от ионизации электрическим полем мал. В этих условиях плазма представляет собой омический проводник, ток и напряжение на разряде падают со временем экспоненциально.

Длительность импульса тока (и импульса излучения) в  $\text{CO}_2$ -лазерах с самостоятельным разрядом в соответствии с формулой (3.15) может на два порядка превышать длительность импульса тока в самостоятельных разрядах и достигает нескольких десятков микросекунд [19].

В результате стабилизации тепловой неустойчивости при внешней ионизации [см. формулу (3.15)] энерговклад в единицу объема тлеющего разряда может быть сделан настолько высоким, что он будет превышать оптимальный для работы лазера энерговклад. Так, в [20] предельный энерговклад составлял  $\sim 6 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{атм})$ , тогда как максимальный коэффициент усиления достигался при энерговкладе  $\sim 1 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{атм})$ .

## Глава 4

### ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ КОНТУР ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕРА

#### § 4.1. Замкнутый и открытый контуры

Газодинамические контуры электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазеров бывают двух типов — замкнутые и открытые.

**Замкнутый контур** [1]. Контур (см. рис. 1.4) состоит из разрядной камеры, резонатора, холодильника, вентилятора (насоса, компрессора) и участка восстановления рабочей смеси. В холодильнике рабочая смесь, нагревшаяся в разряде и резонаторе, охлаждается (обычно водой комнатной температуры) и далее, минуя участок восстановления рабочей смеси (в котором происходит гетерогенная каталитическая реакция соединения продуктов разложения  $\text{CO}_2$  в электрическом разряде  $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ ), возвращается вентилятором в разрядную камеру.

Характеристика вентилятора, дающая зависимость перепада давления

от расхода газа, должна быть такой, чтобы, с одной стороны, вентилятор компенсировал потери давления в газодинамическом тракте — разрядной камере, резонаторе, холодильнике и камере регенерации (если она включена в контур последовательно, как показано на рис. 1.4), с другой — вентилятор должен обеспечить расход рабочей смеси ( $N_2$ ,  $CO_2$ , He или  $H_2O$ ), соответствующий заданной мощности лазера, при определенном выходе энергии ИК-излучения ( $\lambda = 10$  мкм) с единицы массы протекающего газа (около 30 Дж/г). Выбирая определенное рабочее давление в контуре и зная скорость газа, можно оценить потери давления в газодинамическом тракте и по характеристике вентилятора найти расход в контуре.

**Открытый цикл.** Схема открытого цикла содержит систему подачи рабочего газа, разрядную камеру, резонатор и насос (см. рис. 1.5).

В качестве примера приведем описание быстропроточного непрерывного электроразрядного  $CO_2$ -лазера на смеси атмосферного воздуха с  $CO_2$  (см. [6] к гл. 1); в этом лазере расселение нижнего рабочего уровня молекулы  $CO_2$  обеспечивается парами воды. Схема проточной части лазера изображена на рис. 4.1.

Атмосферный воздух поступал в форкамеру через систему калиброванных расходных сопел 1, равномерно распределенных по сечению канала. Достаточно большой перепад давления на соплах (5 — 7 раз) гарантировал сверхзвуковое истечение воздуха сквозь сопла. Дросселирующая решетка 2, расположенная между форкамерой 2 и разрядной камерой 3, обеспечивала выравнивание профиля скоростей потока на входе в разрядную камеру. Относительный перепад давления на дросселирующей решетке составлял  $\Delta p/p = 0,8 \div 1,2$ .

Сформированный в форкамере поток воздуха проходил через разрядную камеру, в которой в плазме тлеющего разряда происходило возбуждение колебательных уровней молекул азота. Непосредственно перед резонатором к возбужденному воздуху с помощью специальной системы 6 подмешивалось заданное количество  $CO_2$ , и эта смесь поступала в резонатор 5, где часть запасенной колебательной энергии переходила в энергию излучения. Отработанная смесь выбрасывалась в атмосферу. Быстрая прокачка рабочей смеси обеспечивалась несколькими насосами.

Геометрия разрядной камеры такова, что ток разряда, направление прокачки и оптическая ось взаимно перпендикулярны. Стационарный разряд постоянного тока (подводимого через токопроводы 4) возбуждался в потоке газа с помощью электродной системы, состоящей из плоского медного анода 8 и катодной платы 7 с катодными элементами, секционированными вдоль и поперек потока, каждый из которых под-

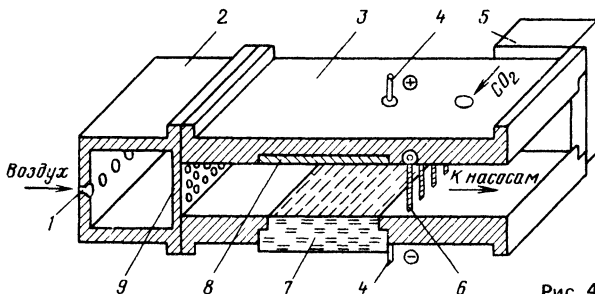


Рис. 4.1



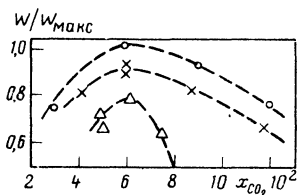


Рис. 4.2

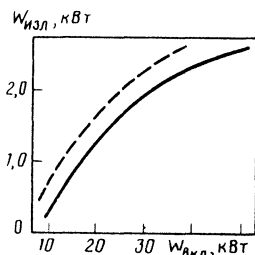


Рис. 4.3

ключался к общему источнику питания через индивидуальное балластное сопротивление.

Установка имела следующие параметры: сечение разрядной камеры 30 x 1000 мм; длина зоны разряда по потоку 280 мм; объемный расход рабочей смеси 1,5 – 2,0 м<sup>3</sup>/с; рабочее давление в камере 40 – 100 мм рт. ст.; вкладываемая мощность 0 – 50 кВт.

Оптический резонатор был образован двумя вогнутыми сферическими зеркалами диаметром 60 мм с радиусом кривизны 10 м, разнесенными по оптической оси на расстояние 164 см друг от друга. Вывод излучения осуществлялся через отверстие связи в одном из зеркал диаметром 7 – 15 мм. Расстояние от системы подмешивания до оси резонатора составляло 18 мм. Полированные без покрытия зеркала изготавливались из меди или бронзы и охлаждались проточной водой. Приведенные ниже результаты получены при работе с медным выходным зеркалом (диаметр отверстия связи 12 мм).

Мощность выходного излучения измерялась с помощью прибора, позволяющего регистрировать уровень мощности непрерывного излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм до 2,5 кВт, либо с помощью калиброванного поглощающего конуса, изготовленного из алюминиевого сплава с оксидированной внутренней поверхностью.

На рис. 4.2 приведены результаты измерения мощности излучения  $W_{изл}$  в зависимости от концентрации  $CO_2$ ,  $x_{CO_2}$ , полученные при работе на атмосферном воздухе различной влажности при  $p = 63$  мм рт. ст., расходе 175 г/с, вкладываемой мощности 39 кВт, максимальной световой мощности 2,2 кВт;  $x_{H_2O} = 7,1 \cdot 10^{-3}$  (○);  $5,8 \cdot 10^{-3}$  (x);  $1,25 \cdot 10^{-2}$  (△). Характерная зависимость выходной мощности  $W_{изл}$  от вкладываемой электрической мощности  $W_{вкл}$  приведена на рис. 4.3 при  $p = 63$  мм рт. ст.,  $x_{CO_2} = 6 \cdot 10^{-2}$ ,  $x_{H_2O} = 7,1 \cdot 10^{-3}$ . Сплошной кривой показана зависимость  $W_{изл}$  от интегральной мощности, подводимой к разряду, пунктирной – от мощности, вкладываемой в положительный столб разряда. КПД установки имеет максимальное значение при влажности  $x_{H_2O} = 0,7\%$  (по объему). При увеличении влажности КПД падает: во-первых, вследствие возрастания потерь колебательной энергии возбужденного азота в зоне разряда и за время пролета от разряда до резонатора, во-вторых, вследствие увеличения роли столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня по сравнению с излучательной в зоне резонатора. При уменьшении влажности КПД падает, по-видимому, из-за недостаточной скорости расселения уровня (01'0) молекулы  $CO_2$  в зоне резонатора.

Максимальная мощность излучения, выведенного в измеритель мощности через окно из NaCl, при работе на смеси атмосферного воздуха с углекислым газом в стационарном режиме составила 2,6 кВт при КПД 6,3%. Малое значение полученного КПД объясняется значительными потерями за счет релаксации колебательно-возбужденного азота и низкой эффективностью использованного устойчивого резонатора с выводом излучения через отверстие связи.

В качестве примеров стационарных электроразрядных быстропотоковых лазеров замкнутого цикла в приложениях приведено описание двух установок замкнутого цикла (см. [7 – 9] к гл. 1), разрядные камеры которых были созданы по аналогии с использованными в описанной установке и на основе результатов, полученных на этой установке.

#### § 4.2. Предельная частота следования импульсно-периодических CO<sub>2</sub>-лазеров

В импульсно-периодических электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазерах импульсный разряд периодически зажигается в разрядной камере, через которую протекает рабочий газ; возбужденная разрядом смесь в резонаторе (который либо совмещен с разрядной камерой, либо расположен ниже по потоку) излучает световой импульс, затем, если цикл замкнутый, проходит через холодильник и регенератор и возвращается в разрядную камеру, а если контур открытый – выбрасывается в атмосферу.

Характеристики импульса излучения, возбуждаемого импульсным разрядом, были описаны в гл. 2, а свойства импульсного разряда – в гл. 3.

Если в импульсно-периодическом CO<sub>2</sub>-лазере с заданным расходом рабочей смеси, разрядной камерой и резонатором мы стремимся полностью использовать смесь, то возникает вопрос: чем определяется наибольшее возможное значение частоты следования импульсов? При заданной энергии одиночного импульса  $E$  мощность  $W$  лазера равна

$$W = Ef. \quad (4.1)$$

В идеальном случае, если бы каждый импульс не влиял на следующие, частота следования в импульсно-периодическом CO<sub>2</sub>-лазере была бы равной

$$f_0 = v/l, \quad (4.2)$$

где  $v$  – скорость газовой смеси;  $l$  – длина (по потоку) области разряда.

Однако в действительности электроразрядный импульс оказывает влияние на следующие, и предельной частоты (4.2) достичь не удастся. Основные процессы, вынуждающие оставлять невозбужденные “пробки” газа между порциями смеси, подвергшимися действию электрического разряда, следующие:

- 1) расширение нагретого разрядом газа вверх по потоку и нагрев набегающего газа за счет теплопроводности;
- 2) влияние пристеночных слоев газа (оставшихся после каждого импульса тока и слабо сносящихся потоком) на развитие и устойчивость следующего разряда;
- 3) возбуждение собственных колебаний акустического резонатора

(образованного газовым трактом лазера) при периодическом выделении энергии в разряде и резонаторе.

С помощью подбора геометрии элементов газодинамического тракта можно уменьшить значение этих эффектов. Адиабатическое расширение горячего газа вверх по потоку можно уменьшить, установив на входе в разрядную камеру обратный клапан или использовав входной канал малого сечения. Ударную волну, идущую от разрядной камеры вверх по потоку, можно ослабить, использовав плавный газодинамический вход в камеру из большей полости. Вредное влияние пограничных слоев, по-видимому, можно уменьшить с помощью отсоса (например, через пористые электроды). Совпадения частоты следования с собственными акустическими частотами тракта можно избежать, меняя длину канала (вдоль потока).

В результате эмпирического подбора элементов газодинамического тракта достигнуто наибольшее значение частоты, в 2,5 – 3 раза меньшее (4.2) (см. [21, 22] к гл. 1).

В приложениях 10 – 12 описаны три импульсно-периодических лазера: лазер открытого цикла (см. [21] к гл. 1), лазер замкнутого цикла с коротким импульсом, предназначенный для лазерного разделения изотопов (см. [22] к гл. 1), и лазер замкнутого цикла с длительностью импульса, меняющейся в широких пределах (20 – 300 мкс) (см. [23] к гл. 1).

#### § 4.3. Плазмохимические реакции в электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазерах

Под действием электронных ударов и в результате столкновений возбужденных молекул в тлеющем разряде в CO<sub>2</sub>-лазерах происходит частичная диссоциация углекислого газа



Атомарный кислород в типичных для CO<sub>2</sub>-лазеров условиях быстро рекомбинирует при тройных столкновениях



с константой рекомбинации [2]

$$K = 5,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}; \quad (4.5)$$

при  $p = 100$  мм рт. ст. и плотности атомарного кислорода  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  время рекомбинации составляет  $10^{-3}$  с.

Если в результате воздействия на рабочую смесь одного электроразрядного импульса или при однократном прохождении данной порции газа через разрядную камеру разлагается доля  $a$  ( $\sim 10^{-3}$ , см. ниже) CO<sub>2</sub>, то после разряда концентрация атомарного кислорода  $n_0$  падает со временем из-за реакции (4.4) и рекомбинации с накопившимся (в результате действия предыдущих импульсов разряда) CO



с константой

$$K' = 3,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \quad (4.7)$$

(столкновения CO и O, в которых "третьим телом" является молекула CO<sub>2</sub>, в 500 раз менее вероятны [3]):

$$\frac{dn_O}{dt} = -\mathcal{K} n_{CO}^2 n_{CO_2} - \mathcal{K}' n_{CO} n_{CO} n_{O_2}. \quad (4.8)$$

Интегрируя (4.8), получаем

$$\frac{n_O(t)}{n_O(0)} \frac{1 + n_O(0)/n_1}{1 + n_O(t)/n_1} = \exp(-\Gamma t),$$

где  $n_O(0) = a n_{CO_2}$  — плотность атомарного кислорода сразу после данного импульса:

$$n_1 = \frac{\mathcal{K}' n_{CO} n_{O_2}}{\mathcal{K} n_{CO_2}} \quad \text{и} \quad \Gamma = \mathcal{K}' n_{CO} n_{O_2}.$$

Полное количество CO, исчезнувшего при рекомбинации атомарного кислорода в реакции (4.6), равно

$$\mathcal{K}' n_{CO} n_{O_2} \int_0^\infty n_O(t) dt = n_1 \ln \left( 1 + \frac{n_O(0)}{n_1} \right).$$

Таким образом, концентрация CO, образовавшегося из CO<sub>2</sub> исходной смеси после воздействия  $N$  импульсов, определяется уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dn_{CO}}{dN} &= a n_{CO_2} - \\ &- \frac{\mathcal{K}'}{\mathcal{K}} \frac{n_{CO} n_{O_2}}{n_{CO_2}} \ln \left( 1 + \frac{a \mathcal{K} n_{CO_2}^2}{\mathcal{K}' n_{CO} n_{O_2}} + \frac{2 a' \mathcal{K} n_{CO_2}}{\mathcal{K}' n_{CO}} \right), \end{aligned} \quad (4.9)$$

где  $a'$  — доля O<sub>2</sub>, разложившегося за импульс.

Если степень разложения CO<sub>2</sub> невелика (т. е.  $n_{CO}/n_{CO_2} \ll 1$ ), (4.9) упрощается, так как  $n_{CO_2}$  можно считать равным исходной плотности; в этом случае, полагая в (4.9)

$$n_{O_2} = \frac{1}{2} n_{CO},$$

получаем для доли разложившегося CO<sub>2</sub> ( $x = n_{CO}/n_{CO_2}$ ):

$$\frac{dx}{d(aM)} = 1 - \frac{\mathcal{K}'}{2 a \mathcal{K}} x^2 \ln \left( 1 + \frac{2 a \mathcal{K}}{\mathcal{K}' x^2} + \frac{2 a' \mathcal{K}}{\mathcal{K}' x} \right),$$

т. е.

$$x = \begin{cases} aN & \text{при } t \ll 1, \\ x_0 & \text{при } t \gg 1, \end{cases}$$

где

$$t = aN/x_0; \quad x_0 = \sqrt{2a\mathcal{K}/\mathcal{K}'\eta},$$

$a$  и  $\eta$  определяется уравнением

$$\exp(\eta) = 1 + \eta + \lambda\sqrt{\eta},$$

где

$$\lambda = \sqrt{2a'^2\mathcal{K}/a\mathcal{K}'}$$

Оценку величины  $a$  можно получить из соотношения

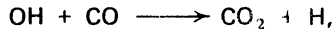
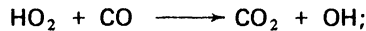
$$a = k_g n_e t_{\text{и}}, \quad \text{где [3]} \quad k_g = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^3/\text{с}$$

– константа диссоциации  $\text{CO}_2$  электронным ударом;  $n_e \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  – плотность электронов в газе;  $t_{\text{и}} \approx 10^{-6} \text{ с}$  – длительность импульса.

Таким образом,  $a \approx 10^{-3}$  и  $x_0 \approx 20\%$ .

Аналогично при прохождении порцией газа разрядной камеры  $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $t \approx 1 \text{ мс}$  и  $a \approx 10^{-2}$ .

При наличии в рабочей смеси паров воды вследствие ее разложения в электрическом разряде возможно появление в смеси атомарного водорода. В этом случае окисление угарного газа, возникшего в электрическом разряде, может ускориться за счет цикла с перекисным радикалом и гидроксилом [4]:



где  $\text{M}$  – третье тело.

Пример зависимости от времени степени диссоциации  $\text{CO}_2$  (появление  $\text{O}_2$ ) в замкнутом газодинамическом контуре со стационарным тлеющим разрядом [4, 5] приведен на рис. 4.4. Аналогичные зависимости степени разложения  $\text{CO}_2$  в замкнутой камере от числа импульсов разряда даны на рис. 4.5 [4].

В результате появления в рабочей смеси  $\text{CO}_2$ -лазера  $\text{CO}$  и  $\text{O}_2$  при сохраняющемся энергокладе в смесь изменяется распределение вложений в смесь электрической энергии между различными степенями свободы – возрастают потери на диссоциацию и возбуждение электронных состоя-

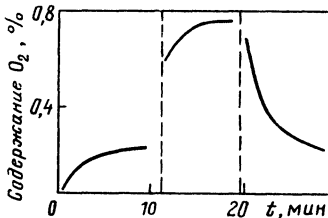


Рис. 4.4

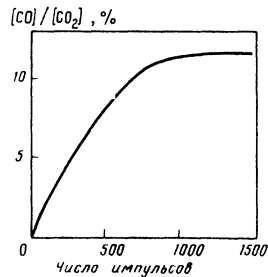


Рис. 4.5

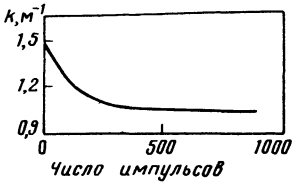


Рис. 4.6

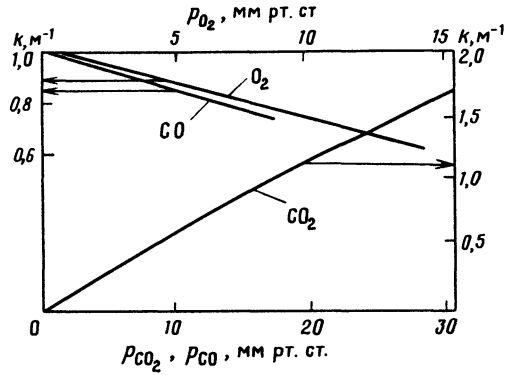


Рис. 4.7

ний и на возбуждение колебаний  $O_2$ ,  $CO$ . Поэтому населенность верхнего рабочего уровня  $CO_2$  падает и коэффициент усиления уменьшается.

Пример экспериментально наблюдаемого падения коэффициента усиления  $k$  в  $CO_2$ -лазере из-за наличия  $O_2$ ,  $CO$  (появляющихся как в результате разложения  $CO_2$  в электрическом разряде, так и при введении извне этих газов в смесь [6]) приведен на рис. 4.6, 4.7. Указывая, что скорость расселения верхнего рабочего уровня  $CO_2$  молекулами  $CO$  и  $O_2$  недостаточна, чтобы объяснить падение коэффициента усиления  $k$ , и отмечая, что поглощение  $\lambda = 10$  мкм газами  $CO$  и  $O_2$  мало, авторы [6] приходят к выводу о том, что падение  $k$  связано с изменением баланса энергии в разряде с  $CO$  и  $O_2$  и уменьшением накачки  $CO_2$ .

Поскольку ресурс работы  $CO_2$ -лазера, определенный требованиями экономичности этих установок, оценивается несколькими сотнями часов, а существенный (порядка десятков процентов) рост доли  $CO_2$  и  $O_2$  при обращении рабочей смеси в замкнутом контуре измеряется минутами (см. рис. 4.4, 4.5), необходимо включение в контур регенератора, в котором частично восстанавливается рабочая смесь, например, за счет реакции

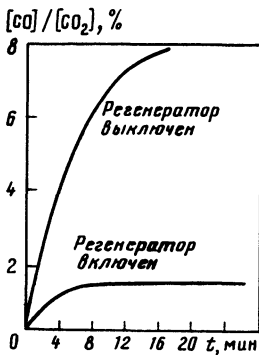
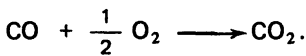


Рис. 4.8

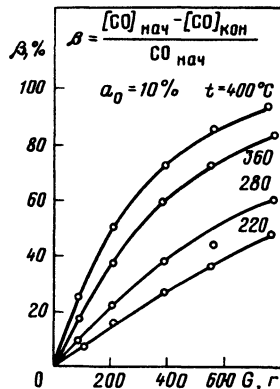


Рис. 4.9

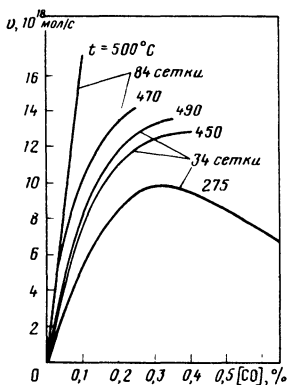


Рис. 4.10

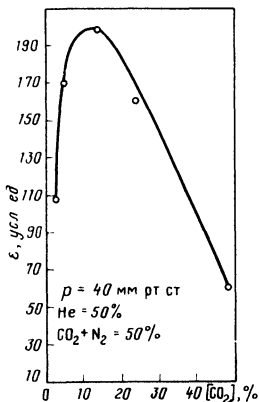


Рис. 4.11

В работе [6] описана регенерация  $\text{CO}_2$  в замкнутом контуре импульсно-периодического лазера с помощью каталитического реактора, выполненного в виде ряда нагреваемых до  $500^\circ\text{C}$  стальных сеток с искусственно развитой поверхностью, покрытой палладием. На нагретой поверхности палладия происходит гетерогенно-каталитическое окисление  $\text{CO}$ . Результаты эксперимента приведены на рис. 4.8.

На рис. 4.9 приведена зависимость доли регенерированного  $\text{CO}$  от температуры и массы катализатора (при начальной относительной концентрации  $\text{CO}$   $n_{\text{CO}}/n_{\text{CO}_2} = 10\%$ ). На рис. 4.10, где приведена зависимость скорости регенерации от концентрации  $\text{CO}$  и температуры, показан эффект падения скорости окисления с ростом концентрации  $\text{CO}$ , связанный, по-видимому, с насыщением активной части поверхности катализатора молекулами  $\text{CO}$ .

В заключение заметим, что в зависимости от исходного содержания  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  в рабочей смеси частичное разложение  $\text{CO}_2$  в тлеющем разряде может как уменьшать, так и увеличивать выход света  $\epsilon$  (рис. 4.11).

## Глава 5

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕРА

#### § 5.1. Тепловая дефокусировка в покоящемся газе

В связи с относительно высокими мощностями  $\text{CO}_2$ -лазеров, при распространении их излучения часто проявляются нелинейные эффекты, в основном из-за образования "тепловой линзы" в среде, по которой проходит луч, при частичном поглощении энергии излучения.

**Распространение в атмосфере.** Коэффициент линейного поглощения излучения при  $\lambda = 10$  мкм в сухом чистом воздухе при нормальных условиях ( $p = 1$  атм,  $T = 300$  К) определяется переходами  $(100) \rightarrow (001)$  и  $(020) \rightarrow (001)$  и составляет согласно эксперименту [1]  $a = 0,072 \text{ км}^{-1}$  [для центра линии Р 20 перехода  $(100) \rightarrow (001)$ ].

При передаче  $\text{CO}_2$ -излучения через атмосферу (например, для космической энергетики) на большие расстояния, когда приемник излучения

невелик и требуется высокая степень фокусировки, необходимо уменьшить суммарную расходимость лучей, обусловленную дифракцией и тепловой дефокусировкой.

**Дифракционная расходимость.** Дифракционная расходимость в дальней зоне при достаточно большом передающем зеркале равна

$$d \approx \sqrt{\lambda L}, \quad (5.1)$$

где  $d$  — диаметр пятна;  $\lambda$  — длина волны;  $L$  — расстояние от зеркала до приемника; при  $\lambda = 10$  мкм и  $L = 100$  км  $d \approx 10$  см.

**Тепловая дефокусировка стационарного пучка в покоящемся газе.** Тепловую расходимость можно просто оценить для случая стационарного

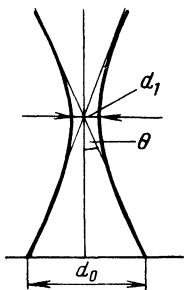


Рис. 5.1

плоского пучка мощностью  $W$ , фокусируемого цилиндрическим зеркалом шириной  $d_0$ , в приближении геометрической оптики. Будем считать, что все лучи от зеркала при малой мощности лазера сходятся в фокусе (рис. 5.1). При большой мощности эти лучи вследствие поглощения воздухом нагревают его и (поскольку давление воздуха постоянно и плотность его при нагреве падает) отклоняются от точки фокуса рассеивающей "воздушной линзой", образующейся вблизи фокуса. Показатель преломления  $N_n$  линзы, переменный в пространстве и постоянный во времени (поскольку поглощенное воздухом тепло отводится теплопроводностью) меньше показателя преломления окружающего холодного воздуха:

$$N_n = 1 - aT, \quad a = 10^{-6} \text{ град}^{-1}, \quad (5.2)$$

где  $T$  — увеличение температуры воздуха из-за нагрева, определяемое уравнением баланса тепла

$$a_n I = k_T d^2 T / dx^2, \quad (5.3)$$

где  $a_n$  — коэффициент поглощения;  $I = cE^2/4\pi$  — интенсивность ИК-излучения ( $E$  — напряженность электрического поля световой волны);  $k_T$  — коэффициент теплопроводности;  $x$  — координата, перпендикулярная центральному лучу ("тепловая линза" вблизи фокуса вытянута вдоль луча, так что по этому направлению градиенты малы и уходом тепла из-за теплопроводности можно пренебречь).

Рефракция лучей вблизи фокуса описывается уравнением ( $N_n \approx 1$ ,  $\frac{d}{dt} = c \frac{\partial}{\partial z} + c \frac{k_{\perp}}{k} \frac{\partial}{\partial x}$ ):

$$dk_{\perp} / dt = -\omega \partial N_n / \partial x \quad (5.4)$$

или в соответствии с (5.2)

$$dk_{\perp} / dt = \omega a \partial T / \partial x. \quad (5.5)$$

Наконец, уравнение непрерывности потока фотонов определяет изменение интенсивности  $I(x, z)$  вдоль "трубки потока" световых лучей

$$c \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{c}{k} \frac{\partial (k_{\perp} I)}{\partial x} = 0. \quad (5.6)$$



Уравнения (5.3), (5.5) и (5.6) вместе с граничными условиями (на зеркале) для интенсивности

$$I(x; z = 0) = I_0(x) \quad (5.7)$$

и для направления лучей

$$k_{\perp}(x; z = 0) = k_{0\perp}(x) \quad (5.8)$$

дают решение задачи о тепловой дефокусировке для рассматриваемого стационарного случая.

Эта система уравнений имеет электростатическую аналогию: заменяя  $I \rightarrow \rho$ ;  $k_{\perp} \rightarrow v$ ;  $T \rightarrow \varphi$ , получаем вместо (5.3), (5.5), (5.6) соответственно

$$\partial^2 \varphi / \partial x^2 = 4\pi\rho; \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{e}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0 \quad (5.11)$$

и вместо (5.7) и (5.8) соответственно граничные условия:

$$\rho(x; t = 0) = \rho_0(x), \quad (5.12)$$

$$v(x; t = 0) = v_0(x). \quad (5.13)$$

Уравнения (5.9) — (5.11) вместе с граничными условиями (5.12), (5.13) описывают одномерное нестационарное сжатие (или разрежение) плоского заряженного сгустка с определенной скоростью и плотностью в начальный момент времени.

Точно так же задача о тепловой дефокусировке симметричного цилиндрического светового пучка, уходящего от вогнутого сферического зеркала к его фокусу, аналогична задаче о сжатии во времени цилиндрического заряженного сгустка, всем точкам которого в начальный момент времени придана такая скорость, что они в отсутствие электростатического отталкивания одновременно сойдутся на оси сгустка. Эта задача решается в лагранжевых координатах; в частности, если у цилиндрического сгустка резкая граница  $r = \xi$ , то уравнение движения заряда на краю сгустка будет ( $v = d\xi/dt$ ,  $\xi$  — лагранжева координата крайнего заряда)

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = \frac{2e}{m} \frac{Q}{\xi}; \quad (5.14)$$

$$\left. \frac{d\xi}{dt} \right|_{t=0} = v_0, \quad (5.15)$$

где  $Q$  — полный заряд сгустка на единицу длины.

В момент наибольшего сжатия (предполагаем  $v_0 < 0$ , что соответствует случаю фокусировки лучей мощного  $\text{CO}_2$ -лазера)  $\xi = \xi_1$ ,

$$d\xi/dt = 0$$

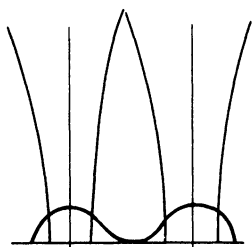


Рис. 5.2

$$\text{и} \quad \frac{2eQ}{m} \ln \xi_1 = \frac{2eQ}{m} \ln \xi_0 + \frac{v_0^2}{2}. \quad (5.16)$$

Таким образом, минимальный поперечник сгустка заряженных частиц определяется отношением кинетической энергии, соответствующей поперечному движению, к полному заряду сгустка

$$\xi_1 = \xi_0 \exp(-mv_0^2/4eQ). \quad (5.17)$$

Возвращаясь к световым пучкам, получаем минимальный поперечник  $d_1 = 2\xi_1$  пучка от фокусирующего зеркала диаметром  $d_0$  (см. рис. 5.1):

$$d_1 = d_0 \exp(-\theta^2/\theta_0^2); \quad (5.18a)$$

$$\theta_0^2 = \frac{a a_n}{2\pi k_T} W, \quad (5.18b)$$

$2\theta$  – угол, под которым видно зеркало из фокуса.

Например, для  $\text{CO}_2$ -лазера мощностью 25 кВт с диаметром пучка 50 см на расстоянии 3 км получим  $\theta = 0,8 \cdot 10^{-4}$ ,  $\theta_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ ,  $d_1 \sim d_0$ , т. е. тепловая дефокусировка очень сильная [дифракционная расходимость меньше, она равна 17 см согласно (5.1)].

Если интенсивность  $I_0$  на зеркале имеет в центре минимум (рис. 5.2), то из-за рефракции в нагретом излучением воздухе параллельный вначале пучок лучей на периферии расплывается, а центральная часть потока вследствие рефракции отклоняется к оси пучка ("банановая фокусировка", см. [4]). Исходя из уравнений (5.3), (5.5), (5.6), можно найти траектории лучей до точки первого пересечения лучей на оси  $z = z_1$ ; при  $z > z_1$  возникает "многоскоростное" течение потока фотонов, когда через одну точку проходит несколько пучков лучей. При этом система уравнений (5.3), (5.5), (5.6) становится несправедливой.

## § 5.2. Влияние ветра на мощный фокусированный пучок

Боковой (по отношению к оси пучка) ветер, сносящий минимум плотности нагретого газа, вызывает отклонение светового пучка; в то же время охлаждение газа, вызываемое ветром, уменьшает тепловую дефокусировку [1].

В этом случае уравнение непрерывности для фотонов (5.6) и уравнение рефракции (5.5) имеют прежний вид, но градиент температуры определяется равенством тепловыделения при поглощении излучения и конвективного уноса тепла ветром

$$n_a u \partial T / \partial x = a_n I, \quad (5.19)$$

где  $u$  – скорость ветра, которую мы для простоты считаем постоянной;  $n_a$  – плотность атомов.

**Влияние ветра на плоский фокусированный пучок.** Для пучка лучей, фокусируемых цилиндрическим зеркалом, и ветра, дующего перпендикулярно плоскости фокусировки (рис. 5.3), получаем:

$$c \frac{\partial k_{\perp}}{\partial z} + c \frac{k_{\perp}}{k} \frac{\partial k_{\perp}}{\partial x} = \frac{\omega a a_{\pi}}{n_a u} l; \quad (5.20)$$

$$c \frac{\partial l}{\partial z} + \frac{c}{k} \frac{\partial (k_{\perp} l)}{\partial x} = 0. \quad (5.21)$$

Если перейти к переменным

$$z/c = t, \quad ck_{\perp}/k = v, \quad \frac{\omega ca a_{\pi}}{kn_a u} l = n,$$

то система (5.20), (5.21) принимает вид:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = n; \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0,$$

и в лагранжевых переменных (см., например, [3])

$$x = x(a, t), \quad v = \partial x / \partial t, \quad n = n_0(a) / (\partial x / \partial a)$$

запишется так

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = \frac{n_0(a)}{\partial x / \partial a}. \quad (5.22)$$

При  $n_0(a) = n_0 = \text{const}$  и начальных условиях

$$x(a, 0) = a;$$

$$\left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{t=0} = -\theta ca/l$$

(где  $\theta$  — угол, под которым видно зеркало диаметром  $2l$  из точки фокусировки) решение (5.22) имеет вид:

$$x = a(1 - \tau) - d[(1 - \tau) \ln(1 - \tau) + \tau], \quad (5.23)$$

где

$$\tau = \theta ct/l; \quad d = n_0 (l/\theta c)^2.$$

Траектории лучей (5.23) изображены на рис. 5.3; точка фокусировки сносится против ветра на расстояние

$$d = a a_{\pi} l^2 / n_a u \theta^2. \quad (5.24)$$

Например, при  $l/\theta = 10^5$  см,  $a = 10^{-6}$  1/град,  $a_{\pi} = 10^{-6}$  см<sup>-1</sup>,  $n_a = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $u = 1$  м/с,  $l = 10^2$  Вт/см<sup>2</sup> получим  $d = 1$  м.

**Искажение ветром цилиндрического фокусированного пучка.** Согласно (5.24) для плоского пучка смещение фокуса в направлении против ветра растет с плотностью мощности пучка. Поэтому, если рассеять цилиндрический пучок на плоские пучки (параллельные направлению ветра) и к каждому из них для оценки смещения применить формулу (5.24), окажется, что они сместятся навстречу ветру в центральной области больш

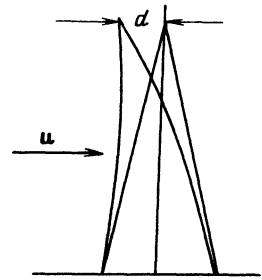


Рис. 5.3

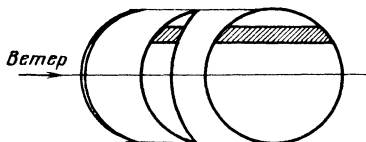


Рис. 5.4

ше, чем на периферии. Центры этих плоских пучков, находившиеся на диаметре, перпендикулярном ветру, расположатся на дуге, а весь пучок из круглого станет серпообразным. (Это схематически показано на рис. 5.4.) Степень искажения пучка определится отношением смещения к диаметру пучка.

При наличии в воздухе золя (частицы песка, глины, капли воды, кристаллики соли), кроме рассеяния излучения с  $\lambda = 10$  мкм на частицах, возникает дополнительный нагрев воздуха (и поэтому и уменьшение его плотности, сопровождающееся рефракцией лучей) из-за поглощения ИК-излучения в частицах. Расчет дефокусировки для аэрозоля осложняется фотофоретическим эффектом для частиц золя, имеющих сложный характер.

**Распространение нестационарных световых пучков.** Нестационарные задачи о распространении мощного  $\text{CO}_2$ -излучения в атмосфере (встречающиеся, например, при изучении импульсно-периодического радара с  $\lambda = 10$  мкм) отличаются от стационарной меньшей ролью теплопроводности (которая может не успеть отвести поглотившееся в газе тепло вовне пучка лучей за время светового импульса) и более слабым влиянием ветра (который за время импульса может не успеть снести тепло).

**Световая турбулентность.** Совместное действие дифракции и тепловой рефракции мощного ИК-излучения может привести к "световой турбулентности". Разбиение однородного по интенсивности на зеркале пучка из-за эффектов дифракции на  $N \sim a^2/\lambda L$  пучков ( $L$  — длина тепловой дефокусировки или тепловой "банановой" фокусировки) приводит к их дальнейшему тепловому взаимодействию, проявляющемуся в том, что максимумы и минимумы интенсивности имеют тенденцию меняться местами.

**Распространение в парах материалов при резке и сварке.** Для оценки тепловой дефокусировки в парах вещества при сверлении, резке или сварке твердых материалов можно воспользоваться формулой (5.18).

В этом случае  $d_0$  — диаметр луча при входе в облако испаряющегося вещества,  $\theta$  — угол схождения пучка фокусируемых лучей.

При  $d_0 \sim 1$  см,  $\theta \sim 10^{-1}$ ,  $a \sim 10^6$  1/град,  $a_n \sim 0,1$  см $^{-1}$ ,  $k \sim 10^{19}$  (см  $\times$  с) $^{-1}$  получаем, что дефокусировка существенна при  $W > 0,1$  кВт.

Для оценки степени тепловой дефокусировки в движущемся паре воспользуемся формулой (5.24). Например, при  $l/\theta \sim 10$  см,  $a \sim 10^6$  1/град,  $a_n \sim 1$  см $^{-1}$ ,  $n_a \sim 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $1$  м/с,  $u \sim 10$  Вт/см $^2$  получим  $d \sim 1$  мм.

**Распространение в жидкости.** Тепловая дефокусировка в жидкости при  $a_n \sim 0,01$  см $^{-1}$ ,  $a \sim 10^4$  1/град,  $k \sim 10^3$  Вт/(см  $\cdot$  град),  $\theta \sim 10^{-1}$  существенна согласно (5.18) при  $W > 0,1$  кВт. При скорости  $u \sim 1$  см/с,  $l/\theta \sim 10$  см,  $l \sim 10^2$  Вт/см $^2$ ,  $n_a = 10^{22}$  см $^{-3}$  из (5.24) получим  $d \sim 1$  мм.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

При взаимодействии сфокусированного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с поглощающими  $\lambda = 10$  мкм веществами удобно рассматривать отдельно две области интенсивности излучения  $I$ : 1)  $I = 1 \div 10$  МВт/см<sup>2</sup>, где происходят процессы нагрева, плавления и испарения вещества, и 2)  $I \geq 100$  МВт/см<sup>2</sup>, где электрические световые поля лишь в 100–10 раз меньше внутриугонных электрических полей и где проявляются нелинейные оптические свойства вещества. Первая область достигается при использовании излучения непрерывных и импульсных  $\text{CO}_2$ -лазеров, вторая – с помощью импульсных  $\text{CO}_2$ -лазеров.

Рассмотрим последовательно, по мере повышения мощности лазера, процессы, протекающие вблизи поверхности конденсированного вещества (см. также обзор [1]).

### § 6.1. Закалка металлов

Фазовая диаграмма сплавов железо – углерод представлена на рис. 6.1. Для закалки исходной стали с определенным содержанием (меньше 2%) углерода необходимо нагреть элемент объема образца до температуры, превышающей  $T_1$  примерно на  $50 - 100^\circ\text{C}$  (для увеличения скорости процесса превращения нагретой исходной стали в аустенит и достижения термодинамического равновесия за время порядка 0,1 с при лазерной закалке), и затем быстро охладить до температуры меньше  $T_2$ . В зависимости от скорости охлаждения и конечной температуры образуются различные модификации закаленной стали: мартенсит, перлит, бейнит.

Для определения кинетической кривой каждого элемента объема в нагреваемом слое под поверхностью образца при лазерной закалке нужно знать его "тепловую историю". Оценку максимальной температуры  $T$ , длительности жизни в "перегретой" аустенитной фазе  $t$  и скорости охлаждения можно провести по формулам

$$T \approx I' \sqrt{\chi t} / k_T; \quad (6.1)$$

$$t \approx d/v; \quad (6.2)$$

$$I' = I(1 - r), \quad (6.3)$$

где  $\chi$  – температуропроводность;  $k_T$  – коэффициент теплопроводности;  $d$  – диаметр пятна лазерного луча;  $v$  – скорость движения пятна по поверхности;  $I$  – интенсивность в пятне;  $r$  – коэффициент отражения.

Наименее определенной величиной, входящей в результаты расчетов процесса лазерной закалки, является коэффициент отражения, сильно зависящий от температуры поверхности образца, химического состава адсорбированного на стали слоя и состава окружающей газовой среды.

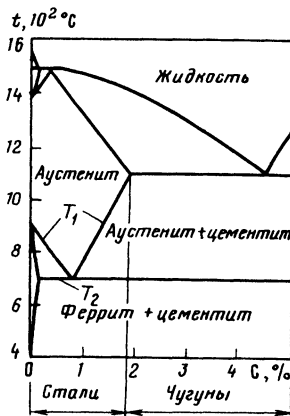


Рис. 6.1

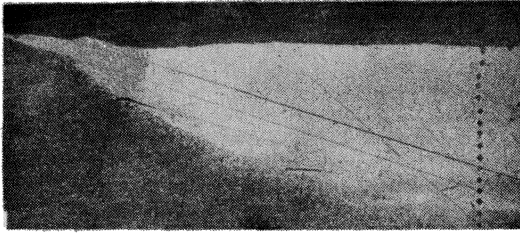


Рис. 6.2

Фотография шлифа среза закаленного лучом  $\text{CO}_2$ -лазера образца приведена на рис. 6.2.

### § 6.2. Нанесение покрытий

При нанесении покрытия путем полного расплавления лазерным лучом слоя (порошка или осажденной пленки) материала покрытия и расплавления поверхностного слоя материала подложки для получения однородного раствора материала покрытия в подложке необходима достаточно быстрая молекулярная или конвективная взаимная диффузия расплавленных веществ.

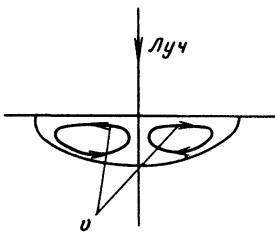


Рис. 6.3

Схема гидродинамического движения в мелкой (когда глубина гораздо меньше ширины) "ванне расплава" для случая нагрева лазерным лучом поверхности однородного металла приведена на рис. 6.3.

Движение расплавленной жидкости в ванне для схемы рис. 6.4 возникает из-за разности сил поверхностного натяжения в центре и на периферии поверхности ванны из-за неоднородного нагрева. Жидкость в ванне расплава вблизи поверхности течет от центра к периферии, опускается, возвращается от периферии к центру в глубине ванны и поднимается вверх.

Скорость  $v$  такого вихревого движения жидкости определяется равенством сил поверхностного натяжения и вязких сил [2]

$$\eta v/h \sim (\sigma/d) \Delta T/d,$$

где  $\eta$  — вязкость;  $h$  и  $d$  — глубина и диаметр ванны расплава;  $\sigma$  — поверхностное натяжение.

**Волны на поверхности расплава.** Такое вихревое движение может стать турбулентным за счет возбуждения гравитационно-капиллярных волн, если интенсивность лазерного излучения превышает критическое значение [3]

$$I > I_{кр}; \text{ для железа } I_{кр} \cong 0,4 \text{ кВт/см}^2.$$

### § 6.3. Резка и сварка

Для резки тугоплавких материалов лучом мощного непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера интересен режим так называемого "кинжального проплавления", при котором сфокусированное излучение, падающее на поверхность образца, создает в нем глубокий (10 – 100 диаметров луча), узкий (несколько диаметров луча) конусообразный канал (каверна), из глубины которого навстречу лучу движется горячий пар вещества (иногда вместе с каплями); каверна окружена расплавом вещества.

При лазерной резке расплав обычно сдувается струей инертного газа, направленной на расплавленную область. Глубина  $l$  канала при кинжальном проплавлении (рис. 6.4) зависит от скорости движения луча по поверхности образца: при достаточно больших скоростях  $l$  определяется равенством мощности лазерного луча  $W$  и теплосодержания вещества, расплавленного (по мере продвижения) за единицу времени ([4], см. приложение 13):

$$Hvld \cong 0,96W, \quad (6.4)$$

где  $d$  — ширина расплавленной зоны;  $v$  — скорость движения луча по поверхности образца;  $H = CT_{пл} + q_{пл}$ ;  $C$  — теплоемкость;  $T_{пл}$  и  $q_{пл}$  — температура и теплота плавления. Экспериментальная зависимость  $l(W)$  приведена на рис. 6.5 [5]; точка — результат работы Г. И. Левина (Автоматическая сварка, 1980, № 5, с. 69).

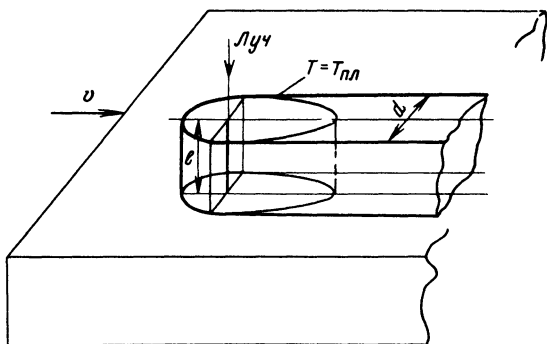


Рис. 6.4

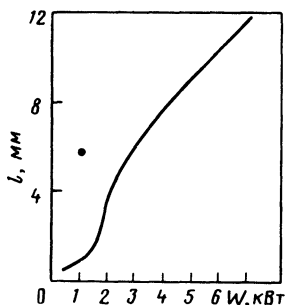


Рис. 6.5

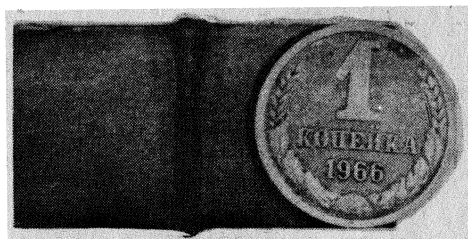


Рис. 6.6

При малых скоростях луча глубина каверны близка к предельной глубине  $l_0$ , соответствующей неподвижному лучу. Величина  $l_0$  определяется многими факторами, и ее значение зависит от деталей организации течения влажного пара в каверне, от фокусировки лазерного луча, отражающегося от стенок каверны, от движения окружающей каверну жидкости [6].

В отличие от резки, где расплав должен быть убран, при сварке в режиме кинжального проплавления наиболее важны процессы в охлаждающемся после прохождения луча расплаве двух свариваемых материалов. Каверна при сварке примерно такая же, как при резке.

Фотография шлифа среза образцов, сваренных лазерным лучом, приведена на рис. 6.6.

#### § 6.4. Плазменный факел [7]

При лазерной резке и сварке пары вещества, отходящие от места фокусировки луча на поверхности образца, могут поглощать излучение. Если в этих условиях отдельные электроны, находящиеся в паре, разогреваются до температуры  $T_1$ , при которой становится существенной ионизация пара (при атмосферном давлении  $T_1$  для многих веществ составляет несколько тысяч градусов), то над поверхностью вспыхивает факел.

Интенсивность излучения  $I$ , необходимая для зажигания факела, определяется условием нагрева электронов до температуры  $T_1$  за время разлета  $t$  из области фокуса:

$$a_n t \approx n_e T_1, \quad (6.5)$$

где

$$a_n = \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon}$$

— коэффициент поглощения;

$$\epsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + i\nu\omega}$$

— диэлектрическая проницаемость слабоионизованного пара;  $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$  — плазменная частота;  $n_e$  — плотность электронов;  $\nu$  — частота столкновений электронов с молекулами пара;  $\omega$  — частота лазерного излучения;

$$t \approx d/\nu;$$

$d$  — диаметр фокуса;  $\nu \leq \sqrt{T_1/M}$  — скорость разлета пара;  $M$  — масса молекул пара. Для обычно реализующегося случая  $\omega \gg \omega_p$ ,  $\nu$  из (6.5) получаем

$$I \approx \frac{T_1}{2\lambda r_0} \frac{\omega}{\nu t},$$

где  $r_0 = e^2/mc^2 = 3 \cdot 10^{-13}$  см;  $\lambda = 2\pi c/\omega = 10$  мкм. При  $t = 10^{-6}$  с,  $T_1 = 1$  эВ и давлении 1 атм ( $\nu \sim 10^{10}$  с<sup>-1</sup>) получим  $I \approx 10$  МВт/см<sup>2</sup> в соответствии с экспериментом.



## § 6.5. Пробивание отверстий светом импульсно-периодического лазера

Экспериментальные данные по пробиванию отверстий ("сверление") в пластине излучением импульсно-периодического лазера [8] показывают, что:

1) глубина отверстия пропорциональна числу импульсов, а его диаметр порядка диаметра сфокусированного пучка лучей; отверстие имеет вид цилиндра или конуса;

2) при фиксированной энергии импульса излучения  $Q$  и изменении его длительности  $t$  затраты энергии  $\epsilon$  на единицу объема образовавшегося отверстия резко возрастают, если длительность становится меньше некоторой минимальной  $t_1$  или больше максимальной  $t_2$  (рис. 6.7);

3) затраты энергии  $\epsilon$  порядка теплоты, необходимой для нагрева материала до точки кипения (рис. 6.7).

Эти экспериментальные данные позволяют предположить, что при  $t_1 < t < t_2$  во время каждого импульса поверхность дна каверны нагревается до температуры порядка температуры кипения материала, и реактивная сила отходящих паров дает импульс жидкой "пробке" расплава, образовавшегося за время импульса и находящегося непосредственно под дном каверны, после чего эта пробка приходит в движение и, двигаясь навстречу лучу вдоль стенок каверны (и частично разбрызгиваясь), выбрасывается из нее.

Минимальная длительность эффективного для обработки импульса излучения  $t_1$  определяется условием поглощения значительной части энергии излучения плазменным факелом. Эффективный радиус факела  $R$  определяется равенством поглощенной мощности излучения лазера  $(Q/t) [1 - \exp(-a_n R)]$  и уходом энергии из факела из-за теплопроводности  $k_T T 4\pi R$  (см., например, [9]):

$$4\pi R k_T T \approx (Q/t) [1 - \exp(-a_n R)]$$

[ $k_T \sim 0,01$  Вт/(см · град) — коэффициент теплопроводности;  $T \sim 1$  эВ — температура плазмы факела в воздухе;  $a_n \sim 1$  см<sup>-1</sup> — коэффициент поглощения]. С ростом мощности размер факела увеличивается (рис. 6.8) и мощность лазерного излучения, прошедшего сквозь факел и попавшего на мишень, начинает резко падать при

$$Q/t > 4\pi k_T T / a_n, \text{ т. е. при } t < t_1,$$

$$\text{где } t_1 = a_n Q / 4\pi k_T T.$$

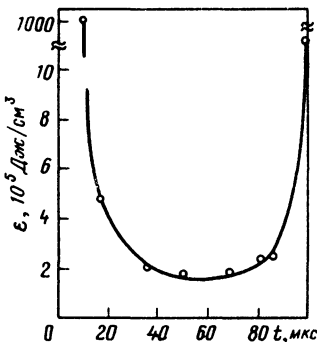


Рис. 6.7

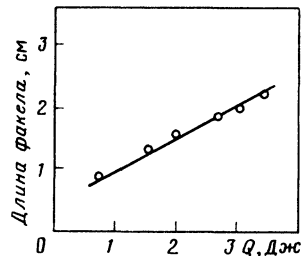


Рис. 6.8

Максимальную длительность эффективного импульса  $t_2$  можно найти из условия, что за время порядка длительности импульса поверхность дна каверны уже не успевает нагреться до температуры кипения  $T_{\text{кип}}$

$$Q/St < k_T T_{\text{кип}} / \sqrt{\chi t},$$

где  $S$  — площадь фокального пятна;  $\chi$  — температуропроводность. Для этого необходимо  $t > t_2$ ,

где

$$t_2 = (Q/ST_{\text{кип}})^2 / k_T C,$$

$C$  — теплоемкость единицы объема материала.

**Пульсирующий режим [10].** Если время  $t'$ , за которое поверхность дна каверны нагревается до температуры кипения  $T_{\text{кип}}$ , больше времени выбрасывания давлением паров расплавленной пробки материала на стенки каверны, может возникнуть пульсирующий режим, когда одна жидкая пробка толщиной  $l' \sim (\chi t')^{1/2}$  выбрасывается, расплавляется следующая пробка, вновь выбрасывается и т. д. Время выбрасывания складывается из времени разгона

$$t'' \sim \rho l' v / p$$

( $v$  — скорость жидкой пробки;  $\rho$  — плотность жидкости;  $p$  — давление пара) и времени вытекания на стенки

$$t''' \sim d/v.$$

Минимальное значение времени выбрасывания

$$t'' + t''' \geq 2d/v_0$$

достигается при значении скорости

$$v_0 \sim (\rho d / \rho l')^{1/2}. \quad (6.6)$$

Пульсирующий режим может осуществляться, если

$$t'' + t''' < t',$$

где  $t' \sim l'^2 / \chi$ , а  $l'$  определяется условием

$$l \sim k_T T_{\text{кип}} l', \quad (6.7)$$

$l$  — интенсивность сфокусированного лазерного излучения. Таким образом, пульсирующий режим возможен, если интенсивность не слишком велика

$$l < k_T T_{\text{кип}} / (\chi d / v_0)^{1/2},$$

или в соответствии с (6.6), (6.7)

$$l < \frac{k_T T_{\text{кип}}}{d^{1/3} (\chi / v_1)^{2/3}}, \quad (6.8)$$

где

$$v_1 = \sqrt{\rho / \rho}. \quad (6.9)$$

Для  $p = 1$  атм,  $\rho = 10$  г/см<sup>3</sup>,  $\chi = 0,03$  см<sup>2</sup>/с,  $d = 0,3$  мм,  $k_T = 0,3$  Вт/(см × град),  $T_{\text{кип}} = 3000$  К получаем  $v_1 = 3$  м/с,  $I < 1$  МВт/см<sup>2</sup>.

### § 6.6. Нелинейная оптика и генерация излучения дальнего ИК-диапазона

При плотности мощности излучения CO<sub>2</sub>-лазера 10 – 100 МВт/см<sup>2</sup> электрическое поле электромагнитной волны становится уже настолько сильным, что при ее распространении в газе, жидкости или твердом теле начинают проявляться их нелинейные оптические свойства. При этом становятся возможными такие процессы, как нелинейное смещение частот (например, выделение разностной или суммарной частоты при распространении двух волн в кристалле или кювете с жидкостью или газом), вынужденное комбинационное рассеяние (когда значительная доля, порядка десятков процентов, энергии излучения  $\lambda = 10$  мкм может переходить, например, в энергию красного сателлита), оптическая накачка излучением  $\lambda = 10$  мкм других газовых лазеров, вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюена и т. п.

С помощью CO<sub>2</sub>-лазеров за десятилетие 1970 – 1980 гг. были созданы источники излучения, перекрывающие весь дальний ИК-диапазон, длина волны  $\lambda = 30$  мкм – 3 мм (см. обзор [11]).

Физические процессы, протекающие в таких квантовых генераторах дальнего ИК-излучения, – это нелинейные оптические процессы.

Один из них – это биения двух монохроматических электромагнитных волн различной частоты, посылаемых в образец (кристалл или кювету с газом) внешним источником; из-за нелинейности электромагнитных свойств образца в нем возникает электромагнитная волна с частотой и волновым вектором, равными соответственно разности частот и волновых векторов двух падающих волн. Этот процесс не имеет порога по амплитуде падающих волн, амплитуда волны с разностной частотой (в стационарном случае) монотонно растет внутри образца с расстоянием от входной грани кристалла.

Три других нелинейных оптических процесса идут, когда на образец падает одна сильная электромагнитная волна с частотой  $\omega_1$ , близкой к одной из собственных частот колебаний (или вращений, или их комбинации) молекул образца, – это: 1) распад волны  $\omega_1$  на две другие,  $\omega_2$  и  $\omega_3$  (с сохранением частоты и волнового вектора,  $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ ,  $k_1 = k_2 + k_3$ ); 2) вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), когда (для стоксова сателлита) сохраняется частота  $\omega_1 = \omega_2 + \Omega$  ( $\Omega$  – частота колебания или вращения молекулы), но не сохраняется волновое число, и 3) возникновение инверсии и возбуждение лазера с оптической накачкой волны  $\omega_1$ , когда разность энергий кванта накачки  $\hbar\omega_1$  и кванта лазера дальнего ИК-диапазона  $\hbar\omega_2$  выделяется в образце в виде тепла. Каждый из этих процессов идет, если амплитуда падающей волны выше соответствующего порогового значения  $E$ ; при этом в процессе 1 в образце нарастают обе волны,  $\omega_2$  и  $\omega_3$ , образующиеся в результате распада, а в процессе 2 нарастает стоксов сателлит  $\omega_2$  и амплитуда колебания  $\Omega$ .

Пороги процессов 1 и 2 близки

$$E \cong \frac{1}{d_{(2)}} \frac{\sqrt{\gamma_2 \gamma_3}}{\omega}.$$

Здесь  $\omega$  — порядка частоты волны накачки;  $\gamma_{2,3}$  — декременты затухания волн  $\omega_2$  и  $\omega_3$  в случае, когда идет процесс 1; для процесса 2  $\gamma_3$  — декремент затухания молекулярного колебания;  $d_{(2)}$  — величина порядка коэффициента нелинейной поляризуемости среды:

$$P = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E + d_{(2)} EE + \dots$$

Значение порога для процесса 3 по порядку величины равно

$$E \cong \sqrt{n\hbar\omega_1} \frac{\sqrt{\gamma/\tau}}{\omega_p},$$

где  $n$  — плотность молекул;  $\omega_p = (4\pi ne^2/M)^{1/2}$  — “плазменная частота” для колебания среды  $\omega_1$ ;  $\gamma$  — декремент затухания этого колебания;  $\tau$  — время жизни верхнего рабочего уровня.

Поскольку обычно в ИК-диапазоне в газах  $\sqrt{n\hbar\omega_1} \ll 1/d_{(2)}$ , порог процесса 3 лежит ниже, чем порог процесса 2, и оптически накачиваемый лазер начинает действовать раньше (при меньших полях волны), чем возникает ВКР; исключение составляет случай резонансного ВКР, когда процессы 2 и 3 могут сосуществовать.

За последнее десятилетие созданы импульсные и стационарные квантовые источники излучения, перекрывающие весь дальний ИК-диапазон 50 — 1000 мкм (табл. 6.1).

Таблица 6.1. Лазеры дальнего ИК-диапазона (на основе преобразования излучения CO<sub>2</sub>-лазера)

| Типы лазеров                 | Импульсная мощность, Вт           | Длительность импульса, с            | Длина волны, мкм | Непрерывная мощность, Вт |
|------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------|--------------------------|
| Смещение волн в твердом теле | 1 — 10 <sup>3</sup>               | 10 <sup>-8</sup> — 10 <sup>-6</sup> | 700 — 1000       | 10 <sup>-6</sup>         |
| Параметрический генератор    | 10 <sup>2</sup>                   | 10 <sup>-8</sup>                    | 50 — 700         | —                        |
| Оптическая накачка           | 10 <sup>3</sup> — 10 <sup>7</sup> | 10 <sup>-6</sup>                    | Дискретная       | 10 <sup>-2</sup> — 10    |

Наиболее перспективными среди этих источников представляются лазеры с оптической накачкой (эффективность их составляет десятки процентов, число линий генерации будет увеличиваться) и генераторы на резонансном ВКР, допускающие при высокой (десятки процентов по числу квантов) эффективности непрерывную перестройку.

Созданные генераторы дальнего ИК-диапазона можно использовать для физических исследований газов (исследование процессов релаксации, селективная флорохимия, нелинейная оптика), жидкостей (колебания групп атомов в органических молекулах), твердых тел (спектры полупроводников), плазмы (диагностика плазмы больших установок для термоядерных исследований).

Кроме того, излучение дальнего ИК-диапазона может найти применение в молекулярной биологии — при исследовании движений крупных

молекул (белков, нуклеиновых кислот, фосфолипидов), мембран и более сложных структур. Это относится, в частности, к ламеллярным структурам лиотропного типа, для которых характерно существование пространственных периодов  $d \sim 100 \text{ \AA}$  и в которых должны существовать коллективные колебания с частотой  $f \sim s/d$  (где  $s$  — величина порядка скорости звука), лежащей в дальнем ИК-диапазоне.

Одним из возможных технических приложений дальнего ИК-излучения может быть получение изображений предметов, скрытых от прямого наблюдения (например, закрытых диэлектрическим экраном, непрозрачным для видимого или ближнего ИК-излучения).

Предполагается, что в результате освоения дальнего ИК-диапазона в ближайшие несколько лет будут созданы системы формирования изображения в лучах этого диапазона для промышленности (неразрушающий контроль), медицины (например, снимки ранений под повязкой, нахождение скоплений воды) и других областей.

### § 6.7. Разделение изотопов [12] и химические реакции в газах под действием излучения $\lambda = 10 \text{ мкм}$

Один из способов разделения изотопов с помощью лазерного излучения состоит в следующем.

Молекулы газа, содержащие атомы одного из изотопов вещества, подлежащего разделению, селективно "нагреваются" (т. е. возбуждаются их колебательные степени свободы) при поглощении мощного лазерного излучения и либо диссоциируют, либо вступают в некоторую химическую реакцию. После этого продукты диссоциации (или химической реакции), содержащие необходимый изотоп, отделяются химическим или физическим (например, осаждение твердой или жидкой фазы) способом от осального газа.

Физической основой этого метода является обнаруженный экспериментально [13] факт поглощения отдельной многоатомной молекулой ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{BCl}_3$ ,  $\text{UF}_6$ ,  $\text{OsO}_4$  и др.) нескольких десятков ИК-квантов ( $\lambda \sim 10 \text{ мкм}$ ) мощного лазерного излучения ( $\sim 10^8 \text{ Вт/см}^2$ ) за время  $\sim 100 \text{ нс}$ .

В процессе этого поглощения существенно перераспределение поглощаемой энергии между различными колебательными и вращательными степенями свободы отдельной молекулы, в результате чего и происходит ее "нагрев".

Селективность такого поглощения для изотопов легких элементов может быть достигнута относительно легко, поскольку сдвиг частот для двух изотопов

$$\Delta\omega/\omega \cong \frac{1}{2} \Delta M/M$$

довольно велик и обычно превышает ширину линии линейного поглощения молекулы и "штарковскую" ширину, связанную с большой напряженностью электрического поля световой волны лазера.

Для тяжелых элементов изотопический сдвиг мал, и для улучшения селективности применяют "двухступенчатый" метод [12], когда молекула, содержащая один из изотопов, вначале селективно возбуждается вспомогательным лазером, переходя с нулевого на первый колебательный уровень, а затем уже эти слабозвозбужденные молекулы (с нужным изотопом) "нагреваются" до диссоциации мощным ИК-излучением.

Другим способом улучшения селективности для изотопов тяжелых элементов является глубокое охлаждение смеси изотопов в струе газа [12].

**Химические реакции в газах под действием мощного излучения  $\lambda = 10$  мкм.** Говоря о "нагретой" мощным ( $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) ИК-излучением отдельной многоатомной молекуле, можно представить два крайних случая: в молекуле могут быть либо 1) одинаково нагреты все колебательные степени свободы, либо 2) может быть сильно возбуждено одно нормальное колебание (в частности, может быть возбуждено движение типа сродитона [14]).

Если движение атомов в молекуле рассматривать как классическое (атомы — материальные точки, связанные нелинейными "пружинами"), то согласно теории [15] с увеличением энергии до некоторого критического значения система переходит из динамического состояния в статистическое, становится стохастической.

Нагрев одной или нескольких колебательных степеней свободы, как правило, облегчает образование активированного комплекса при столкновениях молекул и увеличивает скорость химической реакции [16].

Указание на нестохастическую диссоциацию молекул при поглощении лазерного излучения имеется в [17].

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### ПРИЛОЖЕНИЕ 1

#### Теория оптического квантового генератора с потоком активной среды и однородной интенсивностью света (см. [4] к гл. I)

Рассмотрим ситуацию, характерную для лазеров с разнесенными разрядной камерой и резонатором. На вход резонатора поперек луча подается смесь с коэффициентом усиления  $k_0$  (рис. П1.1). Внутри резонатора запасенная колебательная энергия переходит в световую. Скорость этого процесса определяется интенсивностью света. Характерное значение интенсивности определится коэффициентом

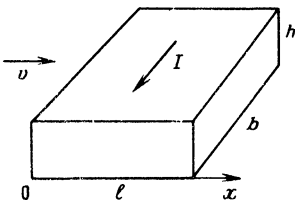


Рис. П1.1

усиления среды на входе и добротностью резонатора. Распределение света внутри резонатора зависит от геометрии резонатора и превышения над порогом генерации. При малом начальном превышении порога естественно ожидать, что это распределение слабо отличается от рассчитанного в пустом резонаторе. При большом превышении порога в быстроточном лазере можно ожидать появление эффекта концентрации излучения к тому краю резонатора, где поступает свежая смесь. Чтобы определить зону генерации, необходимо решать уравнения Максвелла в неоднородно-усиливающей среде. Заметим, что коэффициент усиления в точке в свою

очередь функциональным образом зависит от распределения интенсивности. Таким образом, поставленная задача слишком сложна.

Можно, однако, считать распределение интенсивности в резонаторе заданным. Рассмотрим простейший случай (обобщение не представляет труда), когда интенсивность постоянна в прямоугольнике размерами  $h \times l$ . При заданном распределении интенсивности коэффициент усиления в каждой точке находится из решения кинетических релаксационных уравнений.

Само значение интенсивности излучения должно находиться из условия генерации, означающего равенство потерь и усиления. Поскольку усиление вдоль потока

неоднородно, существенное значение приобретает размер объема, в котором перемешивается излучение. Только для такого объема можно приравнять полное усиление и полные потери излучения, а именно написать равенство:

$$2\langle k \rangle d = \ln 1/r, \quad (\text{П1.1})$$

где  $\langle k \rangle = (1/S) \int k dS$  — коэффициент усиления;  $S$  — площадь поперечного сечения луча (зоны генерации);  $r$  — эффективный коэффициент отражения резонатора, описывающий суммарные потери. Размер генерирующей зоны (длина перемешивания излучения) должен находиться из дифракционной теории резонатора с проточной активной средой или измеряться экспериментально.

Подчеркнем еще раз, что коэффициент усиления усредняется по области перемешивания излучения, размеры которой здесь не определяются. Дальнейший ход решения зависит от выбора подходящей кинетической модели, с необходимой точностью описывающей релаксационные процессы в  $\text{CO}_2$ -лазере (или в любом другом газовом лазере).

Следуя авторам работы [1], будем описывать колебательные возбуждения соответствующими температурами. Наиболее общей была бы модель, в которой каждой степени свободы соответствовала своя температура. Однако реально времена релаксации отдельных мод сильно различаются и это дает возможность значительно упростить модель.

Остановимся подробнее на двухтемпературной модели. Одна из температур  $T_2$  описывает колебания ( $00\nu$ )  $\text{CO}_2$  и колебания азота, вторая — колебания ( $\nu 00$ ) и ( $0\nu 0$ )  $\text{CO}_2$ , вращения и поступательное движение всех молекул. Такая модель применима, когда характерные времена рассматриваемых процессов много больше времени релаксации мод ( $\nu 00$ ) и ( $0\nu 0$ )  $\text{CO}_2$  к равновесию, а также времени обмена энергией между азотом и  $\text{CO}_2$ . Время релаксации моды ( $00\nu$ )  $\text{CO}_2$  достаточно велико, больше  $T_{0\nu 0}$ , если в смеси много азота и, кроме того, присутствуют добавки типа He или  $\text{H}_2\text{O}$ . Для двухтемпературной модели релаксационное уравнение имеет вид

$$\nu \frac{de_2}{dx} = -\frac{e_2}{T_2} - \beta I (n_{001} - n_{100}), \quad (\text{П1.2})$$

где

$$e_2 = (x_C + x_N) N (\exp(\theta_2/T_2) - 1)^{-1}. \quad (\text{П1.3})$$

Здесь  $T_2$  — эффективное время колебательной релаксации моды  $00\nu$   $\text{CO}_2$  в лазерной смеси;  $I$  — интенсивность излучения, Вт/см<sup>2</sup>;  $n_{001}$  ( $n_{100}$ ) — населенность верхнего (нижнего) колебательного лазерного уровня;  $x_C$  ( $x_N$ ) — молярная доля  $\text{CO}_2$  (азота);  $N$  — полная плотность молекул;  $\theta_2 \cong 3360$  К;  $\beta = 1,95/p \sum x_j A_{Cj}$ , см<sup>2</sup>/Дж;  $p$  — давление, атм;  $A_{Cj}$  — эффективная частота уширения лазерной линии, приведенная к частоте уширения в собственном газе ( $\text{CO}_2$ ). При выводе последней формулы использованы данные [2]; предполагалось, что ударное уширение превосходит доплеровское.

При слабой степени возбуждения молекул  $\exp(\theta_2/T_2) \gg 1$ . В этом приближении  $e_2$  и  $n_{001}$  пропорциональны друг другу. При этом же условии повышение температуры за счет релаксации колебательной энергии также невелико. Если этим повышением температуры пренебречь, то  $n_{100} = \text{const}$  и уравнение (П1.2) легко решается. Подставляя решение в условие (П1.1), имеем

$$l_{\text{вых}} l = \frac{t}{2} l l = \frac{t\nu}{2\beta} \left(1 + \frac{x_N}{x_C}\right) \left(F - \frac{l}{\nu T_2}\right), \quad (\text{П1.4})$$

где  $F$  — удовлетворяет уравнению

$$F = \mathcal{X} (1 - e^{-F}) - \delta \left[1 - \frac{1 - e^{-F}}{F}\right]. \quad (\text{П1.5})$$

Здесь

$$\mathcal{X} = 2k_0 d / \ln(1/r), \quad \delta = (n_{100} / n_{001}^0) (l / v T_2);$$

$n_{001}^0$  — населенность верхнего лазерного уровня на входе в резонатор;  $t$  — прозрачность выходного зеркала. При малой температуре газа  $\delta \ll \mathcal{X}$ , при этом уравнение (П1.5) упрощается. Параметр  $\mathcal{X}$  в нем имеет смысл превышения усиления над порогом генерации. При  $\mathcal{X} \gg 1$  эффективность резонатора близка к единице. Увеличение размера пучка (длины перемешивания)  $l$  приводит только к уменьшению мощности света. Формулы (П1.4), (П1.5) дают зависимость порогового усиления от ряда факторов (скорости, давления, состава, длины резонатора вдоль потока, температуры газа). Если на вход подается среда с заданным коэффициентом усиления (или известна его зависимость от указанных параметров), то формулы (П1.4), (П1.5) позволяют оптимизировать условия, получить максимальную мощность или максимальный КПД лазера. Величина

$$(V/\beta l) (1 + x_N/x_C)$$

имеет смысл интенсивности насыщения. Как видно, она растет линейно со скоростью, давлением и увеличением отношения концентраций азота и  $\text{CO}_2$  [следует при этом иметь в виду, что при уменьшении концентрации  $\text{CO}_2$  уменьшается  $\mathcal{X}$  и, как видно из (П1.5),  $F$ ].

При уменьшении времени пролета молекул через резонатор интенсивность насыщения может увеличиться настолько, что генерируемая мощность (равная примерно мощности насыщения) приведет к изменению колебательных температур (неравенству  $T_{00V}$  и  $T_{VN}$  или отличию  $T_{V00}$  от  $T$ ).

В связи с этим рассмотрим четырехтемпературную модель, уравнения для которой имеют вид

$$v \frac{de_2}{dx} = - \frac{e_2}{T_2 C} - \beta I (n_{001} - n_{100}) - \frac{x_N e_2 - x_C e_N}{T_{\text{обм}}}; \quad (\text{П1.6})$$

$$v \frac{de_N}{dx} = \frac{x_N e_2 - x_C e_N}{T_{\text{обм}}}; \quad (\text{П1.7})$$

$$v \frac{de_1}{dx} = - \frac{e_1 - e(T)}{T_1} + \beta I (n_{001} - n_{100}), \quad (\text{П1.8})$$

где

$$e_N = x_N N [\exp(\theta_2/T_N) - 1]^{-1};$$

$$e_1 = x_C N \{ [\exp(\theta_1/T_1) - 1]^{-1} + [\exp(\theta_1/2T_1) - 1]^{-1} \};$$

$$e_2 = x_C N [\exp(\theta_2/T_2) - 1]^{-1};$$

$T_2 C$  — время столкновительной релаксации моды (00v)  $\text{CO}_2$  в отсутствие обмена с  $\text{N}_2$ ;  $T_1$  — время столкновительной релаксации моды (v00)  $\text{CO}_2$ ;  $T_{\text{обм}}$  — время обмена возбуждениями между  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$  (предполагается, что передача  $\text{N}_2^* \rightarrow \text{CO}_2$  и  $\text{CO}_2^* \rightarrow \text{N}_2$  происходит с равной вероятностью). К релаксационным уравнениям следует добавить уравнения гидродинамики с учетом неравновесности колебательных степеней свободы. Решение этих уравнений не представляет принципиальных трудностей, однако чрезвычайно громоздко.

Рассмотрим здесь случай, когда это решение значительно упрощается. Пренебрегаем влиянием колебательных степеней свободы на поступательные (температура газа  $T$  будем считать постоянной и однородной). Будем предполагать выполненными неравенства

$$\exp(\theta_2/T_2) \gg 1, \quad \exp(\theta_1/2T_1) \gg 1, \quad |T_1 - T|/T \ll 1.$$



Тогда система (П1.6) – (П1.8) становится линейной относительно

$$n_{001}, n_{100}, n_{1N} = N x_N \exp(-\theta_2/T_N);$$

$$v \frac{dn_{001}}{dx} = -\frac{n_{001}}{\tau_{2C}} - \beta I (n_{001} - n_{100}) - \frac{x_N n_{001} - x_C n_{1N}}{\tau_{обм}}; \quad (П1.9)$$

$$v \frac{dn_{1N}}{dx} = \frac{x_N n_{001} - x_C n_{1N}}{\tau_{обм}}; \quad (П1.10)$$

$$v \frac{dn_{100}}{dx} = -\frac{n_{100} - n_{100}(T)}{\tau_1} + \beta_1 I (n_{001} - n_{100}), \quad (П1.11)$$

где

$$\beta_1 = \beta \frac{dn_{100}(T)}{dT} \frac{dT}{de_2(T)} = 2\beta \exp(-\theta_1/2T).$$

При этом на входе в резонатор ( $x = 0$ )

$$n_{001} = n_{001}^0, \quad n_{1N} = n_{1N}^0, \quad n_{100} = n_{100}(T).$$

В общем случае решение уравнений (П1.9) – (П1.11) для  $n_{001} - n_{100}$  имеет вид

$$n_{001} - n_{100} = C_1 \exp(-s_1 x/v) + C_2 \exp(-s_2 x/v) + C_3 \exp(-s_3 x/v) - \frac{n_{100}(T)}{1 + \beta I \tau_{20} + \beta_1 I \tau_1}. \quad (П1.12)$$

Величины  $s_{1,2,3}$  – корни уравнения

$$(-s + \tau_{2C}^{-1} + \beta I + x_N / \tau_{обм}) (-s + x_C / \tau_{обм}) (-s + \tau_1^{-1} + \beta_1 I) = (-s + x_C / \tau_{обм}) \beta_1 \beta I^2 + (-s + \tau_1^{-1} + \beta_1 I) \tau_{обм}^{-2} x_C x_N. \quad (П1.13)$$

Константы  $C_{1,2,3}$  определяются из условий на входе в резонатор. В случаях, когда одно из времен сильно отличается от двух других, уравнения упрощаются.

Если резонатор частично или полностью совмещен с разрядом, ход расчета аналогичен предыдущему. Основное условие (П1.1) остается в силе. Необходимо только в кинетической модели учесть процессы накачки энергии в колебания. Формально введем скорость накачки в уравнение (П1.2), добавив к правой части член  $Q_2$ , который в принципе можно выразить через плотность электрической мощности. Будем считать, что разряд однороден, поэтому  $Q_2 = \text{const}$  при  $0 < x < l_p < l$ .

В предположениях двухтемпературной модели и постоянства температуры газа уравнение (П1.2) легко решается. Для интенсивности излучения имеем

$$I_{\text{вых}} l \cong \frac{t}{2} I l = \frac{t v}{2\beta} \left(1 + \frac{x_N}{x_C}\right) \left(F_1 - \frac{l}{v \tau_2}\right), \quad (П1.14)$$

где

$$F_1 = \mathcal{X} \left[ 1 - e^{-F_1} \frac{\exp(\xi F_1) - 1}{\xi F_1} \right] - \delta \left( 1 - \frac{e^{-F_1}}{F_1} \right). \quad (П1.15)$$

Здесь  $\xi = l_p/l \leq 1$ ;  $\mathcal{X} = (2aQ_2 l_p / v d) (\ln 1/r)^{-1}$ ;

$$\delta = \frac{n_{100}(T)}{Q_2 \tau_2} \frac{l}{l_p}; \quad a = \beta \hbar \omega;$$

$\hbar \omega$  — энергия кванта излучения. Легко видеть, что при  $\xi = 0$  (П1.14), (П1.15) совпадают с (П1.4), (П1.5), если положить

$$Q_2 l_p \nu = n_{001}^0, \quad a Q_2 l_p / \nu = k_0.$$

В то же время при  $\xi = 1$  и  $\nu \rightarrow 0$  формулы (П1.14), (П1.15) переходят в известную формулу теории газовых лазеров

$$I_{\text{вых}} \cong \frac{t}{2\beta\tau_2} \left( \frac{2aQ_2\tau_2 d}{\ln 1/r} - 1 \right). \quad (\text{П1.16})$$

Таким образом, уравнения (П1.14), (П1.15) описывают работу газового лазера в широком интервале условий при непрерывном изменении скорости от нуля до больших значений.

Когда интенсивность излучения достаточно велика, необходимо вводить большее количество температур. Расчеты при этом усложняются, но остаются на уровне элементарных. Не представляет труда использовать более реальное распределение интенсивности в луче.

В заключение кратко обсудим роль температурных эффектов (нагрева газа) в быстропоточных  $\text{CO}_2$ -лазерах. Известно, что при повышении температуры газа КПД лазера резко падает за счет увеличения населенности нижнего лазерного уровня. В тлеющем разряде почти вся энергия электронов, теряемая в разряде, переходит в энергию колебательного возбуждения. По мере релаксации колебательной энергии газ нагревается. Вынужденная релаксация под влиянием света ускоряет нагрев газа и не позволяет разнести зону нагрева и резонаторную зону. Нагрев газа в резонаторе приведет к ухудшению свойств активной среды и ограничению полной вкладываемой в разряд мощности. Если длина перемешивания света  $l$  достаточно мала, то выделение тепла на размере  $l$  (или размере  $\nu\tau_1$ , если  $l < \nu\tau_1$ ) может существенно влиять на характер газодинамического течения и привести к срыву расчетного режима.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### Пульсации интенсивности в двух связанных резонаторах

Уравнение для интенсивности излучения  $I(t)$ , которая предполагается одинаковой в резонаторах 1 и 2 (рис. П2.1), имеет вид:

$$k \frac{1 - \exp(-\tilde{I}l_1)}{\tilde{I}} + k \exp(-\tilde{I}l_1) \frac{1 - e^{-\tilde{I}l_2}}{\tilde{I}} - t = \frac{V}{cS} \frac{1}{\tilde{I}} \frac{d\tilde{I}}{dt}, \quad (\text{П2.1})$$

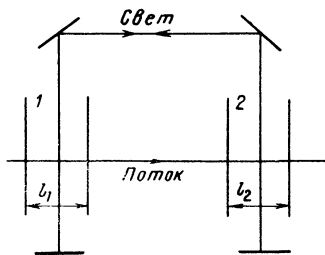


Рис. П2.1

где  $\tilde{I} = a/\nu$ ;  $k$  — коэффициент усиления на входе в систему;  $l_{1,2}$  — длины резонаторов 1 и 2;  $\tilde{t}$  — эффективная прозрачность;  $\tilde{I}_-(t) = \tilde{I}(t - \tau)$ ;  $\tau$  — время пролета активной среды между резонаторами 1 и 2;  $V$  — объем системы;  $S$  — сечение выходящего светового пучка;  $c$  — скорость света.

В стационарном случае, когда  $d\tilde{I}/dt = 0$ ,  $\tilde{I}_- = \tilde{I}$ , получаем (опуская знак  $\sim$ )

$$k \left\{ 1 - \exp[-\tilde{I}(l_1 + l_2)] \right\} = tI. \quad (\text{П2.2})$$

Для пульсаций интенсивности  $\delta I$  (с частотой  $\Omega$ , много меньшей частоты пролета фотона между зеркалами  $cS/V$ ) из (П2.1) находим

$$\delta I \left\{ k l_1 \exp(-l_1) - k l_1 \exp(-l_1) \exp(i \Omega \tau) [1 - \exp(-l_2)] + k l_2 \exp[-l_1(l_1 + l_2)] - t \right\} = \delta k \left\{ 1 - \exp[-l_1(l_1 + l_2)] \right\}. \quad (\text{П2.3})$$

Вблизи порога из (П2.2) следует

$$\frac{k}{2} l_1(l_1 + l_2)^2 = k(l_1 + l_2) - t;$$

тогда (П2.3) принимает вид

$$\begin{aligned} \delta I [k l_1(1 - l_1) - k l_1 \exp(i \Omega \tau) l_2 + k l_2(1 - l_1(l_1 + l_2)) - t] = \\ = \delta I [k(l_1 + l_2) - t] \left\{ 1 - 2 \frac{l_1^2 + l_2^2 + l_1 l_2 [1 + \exp(i \Omega \tau)]}{(l_1 + l_2)^2} \right\} = \\ = -\delta I [k(l_1 + l_2) - t] \frac{l_1^2 + l_2^2 + 2 l_1 l_2 \exp(i \Omega \tau)}{(l_1 + l_2)^2} = \\ = \delta k 2 \frac{k(l_1 + l_2) - t}{k(l_1 + l_2)}. \end{aligned}$$

Таким образом, вблизи порога (вновь восстанавливаем знак  $\sim$ )

$$\delta I \propto \frac{\delta k}{k} \frac{l_1 + l_2}{l_1^2 + l_2^2 + 2 l_1 l_2 \exp(i \Omega \tau)},$$

и при

$$\Omega \tau = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2 \dots$$

в отклике интенсивности на пульсации входного коэффициента усиления возникают резонансы:

$$\delta I \propto \frac{\delta k}{k} \frac{l_1 + l_2}{(l_1 - l_2)^2}.$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ 3

### Нормальное катодное падение и плотность тока

Теоретически нормальное катодное падение и нормальную плотность тока можно найти (в предположении, что они определяются областью катодного падения) следующим образом. Баланс средней по толщине прикатодной области плотности ионов  $n$  определяется равенством скорости диффузии плазмы вдоль электрода и разности скоростей ионизации газа и выноса ионов из прикатодной области на катод электрическим полем:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \Lambda_1 v_i n - \Lambda_2 b(V/d^2)n \equiv -f(n). \quad (\text{П3.1})$$

Здесь  $D$  — коэффициент диффузии;  $v_i$  — частота ионизации;  $b$  — подвижность ионов;  $V$  — катодное падение;

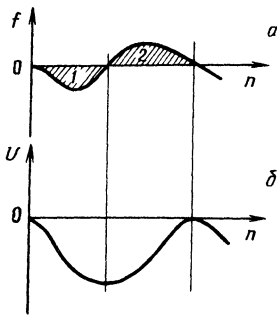


Рис. П3.1

$$d = (V/4\pi ne)^{1/2}$$

— толщина области катодного падения, определяемая законом Пуассона  $V/d^2 = 4\pi ne$ ;  $\Lambda_{1,2}$  — числовые множители порядка единицы. Правая часть (П3.1) как функция  $n$  при заданном  $V$  изображена на рис. П3.1, а.

В стационарном случае для существования таких решений уравнения (П3.1), которые соответствуют разряду, занимающему только часть длины электрода (т. е. границе плазмы, занимающей область  $x > 0$ , и неионизованного газа без тока, занимающей область  $x < 0$ ), необходимо, чтобы заштрихованные площади 1 и 2 на рис. П3.1, а были равны. Действительно, при  $\partial/\partial t = 0$  уравнение (П3.1) имеет вид

$$Dd^2n/dx^2 = f(n),$$

аналогичный уравнению движения механики точечной массы под действием силы  $f$

$$md^2\xi/dt^2 = f(\xi) = -dU(\xi)/d\xi,$$

где  $U(\xi)$  — потенциал силы  $f(\xi)$  — изображен на рис. П3.1, б. Границе газ—плазма в этой механической аналогии соответствует движение массы  $m$  от точки  $\xi = 0$  к точке  $\xi = \xi_2$ , причем потенциал в этих двух точках должен быть одинаковым:

$$U(\xi_2) = U(0),$$

т. е. площади 1 и 2 должны быть равны:

$$\int (1) f(\xi) d\xi = \int (2) f(\xi) d\xi.$$

Подставляя в выражение для  $f$

$$v_j = b(V/d)A\rho \exp(-Bpd/V)$$

и вводя переменные

$$\tilde{n} = n/n_0, \quad \tilde{x} = x/x_0,$$

где

$$n_0 = B^2\rho^2/eV; \quad x_0 = (DeV/bAB^3\rho^4)^{1/2}, \quad (\text{П3.2})$$

получаем вместо (П3.1)

$$\frac{d^2\tilde{n}}{d\tilde{x}^2} = -\tilde{n}^{3/2} \exp(-\tilde{n}^{-1/2}) + \Lambda\tilde{n}^2 = \tilde{f}(\tilde{n}),$$

где

$$\Lambda = B/AV.$$

Условие равенства площадей 1 и 2 для функции  $\tilde{f}$  дает

$$\Lambda \approx 0,36; \quad \tilde{n}_1 \approx 1; \quad \tilde{n}_2 \approx 1,3, \quad (\text{П3.3})$$

т. е.

$$V \approx 2,8 B/A. \quad (\text{П3.4})$$

С помощью (П3.3) и (П3.4) находим нормальную плотность тока

$$j = 1,3b(V/d)n_0.$$

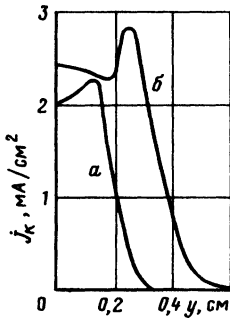


Рис. П3.2

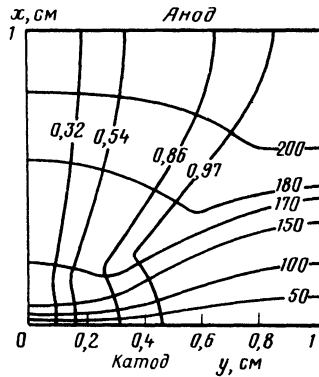


Рис. П3.3

Ширина переходной области плазма — газ

$$x_0 = (De/b)^{1/2} (1/AB\rho^2).$$

При  $x \rightarrow -\infty$  плотность плазмы спадает по закону

$$\frac{n}{n_0} \approx \frac{24}{\Lambda} \left( \frac{x_0}{x} \right)^2,$$

а при  $x \rightarrow +\infty$  приближается к предельной по закону

$$\frac{n}{1,3n_0} - 1 \approx -\exp(-x/x_0).$$

Характерное время установления границы  $t_0 = x_0^2/D$  равно

$$t_0 = e/bAB\rho^2.$$

Шнурование тока на катоде в тлеющем разряде изучалось в [3] численными методами. Учитывалось дрейфовое движение электронов и ионов в самосогласованном электрическом поле, процессы ионизации и рекомбинации и вторичные процессы на катоде. Задача решалась с начальными условиями: вблизи катода располагался узкий неоднородный вдоль катода слой плазмы малой плотности. Изучалось развитие во времени (и выход на стационарное решение) разряда между двумя плоскими металлическими электродами в азоте при давлении 5 мм рт. ст. Решение двумерных уравнений показало, что вблизи катода за короткое время образуется слой объемного заряда, который занимает малую часть площади катода (рис. П3.2, кривая а). В объеме устанавливается диффузный положительный столб. При увеличении тока во внешней цепи в 2 раза площадь на катоде, занятая током, увеличивается тоже в 2 раза (рис. П3.2, кривая б). На рис. П3.3 показана двумерная картина распределения эквипотенциалей и линий функции тока (значения нормированы на полный ток). Из рис. П3.2 и П3.3 видны значения нормального катодного падения потенциала и нормальной плотности тока. Эти значения несколько занижены по сравнению с литературными данными из-за того, что коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma$ , который использовался в численном расчете, был завышен. Таким образом, данный расчет подтверждает, что прикатодный слой неустойчив и уже в процессе развития разряда он становится неоднородным.

Экспериментальное исследование тлеющего разряда  
в потоке газа в длинной камере [4]

Схема экспериментальной разрядной камеры приведена на рис. П4.1. Система вакуумных насосов обеспечивала прокачку рабочей смеси с расходом до  $2 \text{ м}^3/\text{с}$  при давлении в разрядной камере  $30 - 150 \text{ мм рт. ст.}$  В рабочей части разрядной камеры 7 с помощью системы электродов создавался тлеющий диффузный разряд, поперечный по отношению к потоку газа. Анод 8 выполнялся в виде плоской медной пластины; катод 4 состоял из системы медных катодных элементов 5, смонтированных в изолятор 6 с шагом 10 мм. Размер катодного элемента составлял  $0,1 - 1,0 \text{ мм}$  вдоль и  $40 \text{ мм}$  поперек потока. Каждый катодный элемент подключался к общему источнику питания через индивидуальное балластное сопротивление  $R_6 = 10 \div 20 \text{ кОм}$ . Основные исследования проводились на однорядной разрядной камере длиной 1 м вдоль потока (100 катодных элементов). Расстояние между катодной платой и анодом варьировалось от 15 до 55 мм. С помощью расходных сопел 1 на входе в форкамеру 2 и регулируемого дросселя 3 на выходе разрядной камеры задавались требуемый расход рабочей смеси, статическое давление и скорость потока. Доля мощности, идущая на нагрев газа, оценивалась по измерениям температуры с помощью термопар. Питание разряда осуществлялось от выпрямителя мощностью 100 кВт с напряжением, регулируемым в пределах от 0 до 10 кВ.

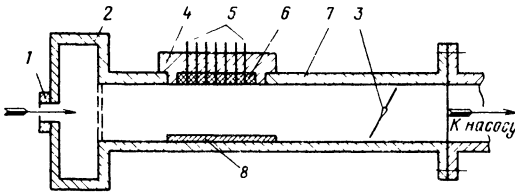


Рис. П4.1

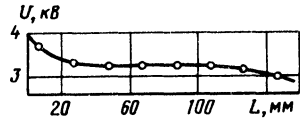


Рис. П4.2

На рис. П4.2 показано типичное распределение по длине камеры (по отдельным катодным элементам;  $R_6 = 10 \text{ кОм}$ ) напряжения горения разряда  $U$  (давление  $p = 60 \text{ мм рт. ст.}$ , ток  $900 \text{ мА}$ , скорость  $150 \text{ м/с}$ , расстояние анод — катод  $30 \text{ мм}$ , расстояние между катодными элементами  $20 \text{ мм}$ ). Видно, что на протяжении всей длины разрядной зоны напряжение горения разряда монотонно падает вдоль потока, причем максимальная скорость падения наблюдается на первых по потоку электродах. При питании от общего источника напряжения это вызывает неравномерный вклад мощности по длине разрядной камеры, что приводит к уменьшению интегральной мощности. Для компенсации падения напряжения горения разряда в отдельных экспериментах балластное сопротивление  $R_6$  подбиралось растущим соответствующим образом вниз по потоку газа, что позволяло увеличить предельный вклад мощности на  $20 - 30\%$ .

Измерения предельной вкладываемой мощности  $W$  показывают рост мощности на единицу расхода  $G$  при увеличении длины разрядной зоны вдоль потока. Однако при межкатодных расстояниях  $\Delta$ , меньших, чем расстояние между анодом и катодной платой  $l$ , обнаружена неаддитивность предельной вкладываемой мощности при увеличении длины разрядной зоны. На рис. П4.3, а, б приведена зависимость  $W/G$  от длины  $L$  разрядной зоны при различных  $\Delta$  (давление  $70 \text{ мм рт. ст.}$ , скорость  $100 \text{ м/с}$ , расстояние анод — катод  $30 \text{ мм}$ ). Во всех случаях режим предельной вкладываемой мощности фиксировался по моменту появления в диффузном разряде электрических дуг; при этом на осциллограммах наблюдаются пульсации напряжения на катодных элементах и полного тока через разрядную камеру с частотой несколько килогерц. При  $\Delta > l$  зависимость  $W$  от длины  $L$  разрядной зоны близка к линейной (рис. П4.3, в) (давление  $70 \text{ мм рт. ст.}$ , скорость  $150 \text{ м/с}$ , расстояние

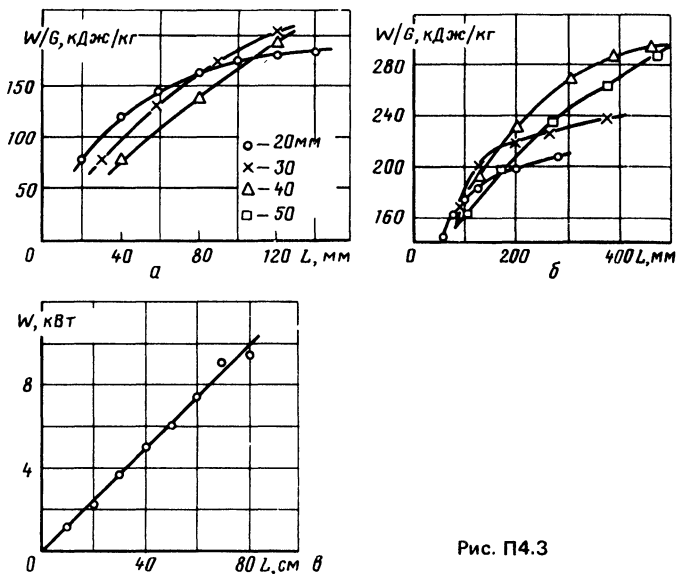


Рис. П4.3

анод — катод 54 мм, расстояние между катодами 100 мм). Графики рис. П4.3 иллюстрируют наличие оптимального межкатодного расстояния при заданной длине разрядной зоны. Однако даже при оптимально подобранных межкатодных расстояниях удельная вкладываемая мощность  $\langle jE \rangle$  падает с увеличением длины  $L$  разрядной зоны (рис. П4.4; давление 70 мм рт. ст., скорость 100 м/с, расстояние анод — катод 30 мм).

Эксперименты, проведенные с трехрядной и двадцатирядной разрядными камерами, показали аддитивность вкладываемой мощности при увеличении размера разрядной зоны поперек потока газа.

Исследовано влияние скорости потока и давления газа на ток, при котором происходит переход разряда из диффузной фазы в контрагированную.

На рис. П4.5 приведены зависимости предельной вкладываемой мощности для многоэлектродной системы от скорости потока  $v$  при фиксированной длине разрядной зоны  $L = 450$  мм, давлении 70 мм рт. ст. и расстоянии анод — катод 30 мм (измерения проведены при различных межкатодных расстояниях), которые показывают, что для заданной длины разрядной зоны существует оптимальная скорость потока, при которой имеет место максимальный энерговыход на единицу массы газа.

Падение предельного энерговыхода при больших значениях скорости  $v$  может быть вызвано:

- 1) увеличением вместе с  $v$  турбулентных пульсаций скорости и связанных с ними пульсаций плотности; в "пробке" газа пониженной плотности  $N$  в зоне разряда отношение  $E/N$  становится большим и может вызвать переход тлеющего разряда в дуговой;
- 2) увеличением с ростом  $v$  величины  $pvL$  (3.12) выше критического значения и смещением падающего участка ВАХ в область малых токов.

На рис. П4.6 представлена зависимость предельной мощности  $W$ , вкладываемой в положительный столб тлеющего разряда, от давления  $p$  газа в разрядной зоне (скорость 110 м/с, длина разрядной зоны 130 мм, расстояние анод — катод 30 мм, расстояние между катодами 20 мм). Оказывается, что  $W$  слабо зависит от давления, однако вклад энергии в единицу массы газа при этом падает с ростом давления.

Уменьшение предельного энерговыхода с ростом давления  $p$  может быть вызвано:

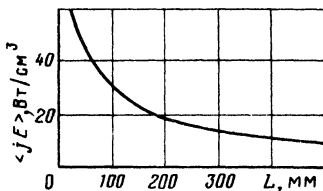


Рис. П4.4

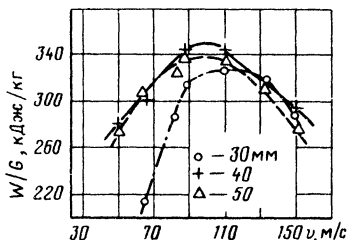


Рис. П4.5

1) увеличением с ростом  $p$  величины  $pvl$  (3.12) и смещением падающего участка ВАХ в область малых токов;

2) уменьшением эффективной длины свободного пробега УФ-излучения из катодной области и соответствующим уменьшением доли "внешней" ионизации в тлеющем разряде, сопровождающимся увеличением инкремента ионизационно-тепловой неустойчивости (3.15).

Разрядные камеры описанного типа могут успешно работать вплоть до давлений порядка 130 мм рт. ст., при этом удельный вклад энергии достигает 130 кДж/кг, а средняя удельная мощность разряда  $\langle jE \rangle = 5 \div 30$  Вт/см<sup>3</sup>.

Исследования предельных характеристик разрядной камеры при работе на смеси воздуха с углекислым газом (добавка  $\text{CO}_2$  варьировалась от 1 до 4% по объему) показали уменьшение предельного энерговклада на 10 — 20% по сравнению с работой на чистом воздухе.

Одним из показателей эффективности преобразования электрической энергии в колебательную энергию молекул является достаточно низкая поступательная температура газа на выходе разрядной зоны. Были проведены измерения нагрева газа за разрядной зоной, которые показали, что нагрев прямо пропорционален вкладываемой в разряд энергии. Это означает, что при заданном давлении рабочей смеси относительная доля энергии, идущая на нагрев газа, постоянна в исследованном диапазоне энерговкладов (50 — 200 кДж/кг). Измерения, проведенные при различных давлениях, позволили исследовать зависимость относительного нагрева газа от давления в разрядной зоне. На рис. П4.7 приведена зависимость доли мощности, идущей на нагрев газа в разрядной зоне,  $Q/W$  от давления (длина разрядной зоны 500 мм, скорость 150 м/с, расстояние анод — катод 20 мм).

Возможен ряд процессов, приводящих к нагреву газа в разрядной зоне; наряду с процессами, приводящими к нагреву газа за времена порядка нескольких столкновений (потери энергии электронов на упругие столкновения, возбуждение вращательных степеней свободы молекул с последующей релаксацией, нагрев газа ионной составляющей тока и т. д.), в разрядной зоне осуществляется и более медленный нагрев за счет релаксации колебательной энергии молекул. Величину этого нагрева можно оценить, воспользовавшись следующим выражением:

$$Q/W = 1 - (\nu\tau/L) [1 - \exp(-\nu\tau/L)]$$

Здесь  $Q$  — мощность, идущая на нагрев газа за счет колебательной релаксации;  $\nu\tau$  — длина релаксации колебательной энергии  $\text{N}_2$ . Для давления 50 и 130 мм рт. ст. получим, что на длине разрядной зоны 500 мм в тепло переходит соответственно 0,15 — 0,2 и 0,3 — 0,35 энергии  $W$ , идущей на возбуждение колебательных степеней свободы молекул (скорость релаксации колебательно-возбужденного азота в воздухе из [5]). Нагрев газа за счет остальных процессов измерялся в [5] и для экспериментальных условий [4] составляет 0,1 — 0,15 $W$ . В интервале давлений 50 — 130 мм рт. ст. на нагрев газа может пойти соответственно 0,25 — 0,5 энергии, вкладываемой в положительный столб тлеющего разряда. Наблюдаемые в эксперименте (см. рис. П4.7) более высокие значения температуры газа (при  $p = 130$  мм рт.ст.) можно объяснить каталитической ролью применявшихся хромель-копелевых термомпар-



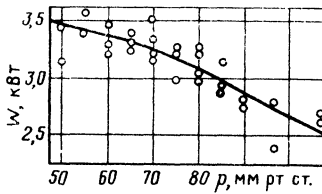


Рис. П4.6

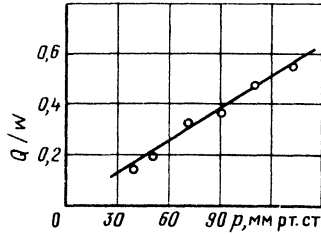


Рис. П4.7

Таким образом, нагрев газа может определять верхнюю по давлению границу применения подобных разрядных камер при работе на атмосферном воздухе в схемах лазеров с разнесенными зонами разряда и резонатора. Эффективность разрядной камеры может быть существенно увеличена при использовании в качестве рабочей среды азота или сухого воздуха. Необходимое для расселения нижнего лазерного уровня молекулы  $\text{CO}_2$  количество воды (или иной присадки) может быть подмешано к потоку рабочей среды непосредственно перед зоной резонатора. В схемах с резонатором, совмещенным с разрядной зоной, нагрев газа за счет релаксации колебательной энергии имеет иной характер и определяется конкуренцией излучательной и столкновительной релаксации.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 5

### Расчеты на ЭВМ баланса энергии в тлеющем разряде $\text{CO}_2$ -лазеров

Расчеты (см. [6] к гл. 3) выполнены на основе численного решения кинетического уравнения для симметричной составляющей функции распределения электронов по энергии:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} \left( \frac{E}{N} \right)^2 \frac{d}{du} \left( \sum_j v_j Q_{mj} \frac{df}{du} \right) + \sum_j \frac{2m}{M} v_j \frac{d}{du} \left( u^2 Q_{mj} f + \right. \\ & \left. + T u^2 Q_{mj} \frac{df}{du} \right) + 6B \frac{d}{du} (u \sigma f) + \sum_{i,j} v_j (u + u_{ij}) f(u + u_{ij}) Q_{ij} (u + \\ & \left. + u_{ij}) - u f(u) \sum_{i,j} v_j Q_{ij} (u) = 0, \end{aligned} \quad (\text{П5.1})$$

где  $v_{1,2,3,4}$  — относительные концентрации  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{H}_2$ ;  $Q_{mj}$  — транспортные сечения столкновений электронов с молекулами;  $Q_{ij}$  — эффективные сечения возбуждения  $i$ -го уровня молекул  $j$ -го сорта;  $u_{ij}$  — соответствующая потеря энергии электрона;  $\sigma(u)$  — сечение резонансного вращательного возбуждения молекул  $\text{N}_2$ ;  $\sigma = \sigma_{02}(u) + \sigma_{04}(u) A(T)$ ;  $\sigma_{02}$ ,  $\sigma_{04}$  — сечения двух- и четырехквантовых вращательных переходов;  $B$  — вращательная постоянная  $\text{N}_2$ ;

$$\begin{aligned} A(T) = & \frac{5}{6} \sum_j \frac{p_j}{p_2} \exp \left[ - \frac{Bj(j+1)}{T} \right] \frac{j(j+1)}{2j+1} \left[ \frac{(j+3)(j+2)}{(2j-1)(2j+3)} - \right. \\ & \left. - \frac{(j-2)(j-1)}{(2j-5)(2j+3)} \right]; \end{aligned}$$

$$p_2 = \sum_j p_j \exp \left[ - \frac{B_j(j+1)}{T} \right],$$

где  $p_j = (2j+1)(t+a)(2t+1)$ ; для  $N_2$   $t=1$ ,  $a=0$ .

В этом уравнении первое слагаемое описывает набор энергии электронов в электрическом поле, второе, третье и четвертое дают в диффузионном приближении потери энергии в упругих столкновениях и при возбуждении вращения. Последние два слагаемых описывают потери энергии в неупругих процессах.

В уравнении (П5.1) учтены процессы резонансного возбуждения вращательных состояний  $N_2$ , которые могут играть значительную роль в балансе энергии электронов в плазме, богатой азотом, при  $E/N \leq 1 \cdot 10^{-16}$  В · см<sup>2</sup>.

Для решения уравнения (П5.1) необходимо знать входящие в него сечения. Учитывалось около 40 различных процессов. Полученные в результате расчета скорости дрейфа  $v_{др}$ , характеристической энергии  $\epsilon = D/\mu$  и константы ударной ионизации  $A_i/N$  для азота вместе с экспериментальными значениями приведены на рис. П5.1, П5.2 (на рис. П5.1 сплошные линии — расчет, точки — экспериментальные результаты различных авторов, на рис. П5.2 линия — усредненные результаты различных экспериментов, точки — расчетные значения).

На рис. П5.3 приведены графики функций распределения электронов по энергиям для различных смесей  $CO_2$ ,  $N_2$ , He при  $E/N = 6 \cdot 10^{-16}$  В · см<sup>2</sup>; можно заметить существенное отклонение действительной функции распределения от максвелловской, которая в полулогарифмическом масштабе рисунка изображается прямой линией.

С помощью найденных функций распределения были определены:  
 скорость дрейфа

$$v_{др} = - \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{E}{3N} \int_0^\infty u \left[ \sum_j \nu_j \Omega_{mj}(u) \right]^{-1} \frac{df}{du} du; \quad (П5.2)$$

средняя энергия электрона

$$u_{ср} = \frac{2}{3} \int_0^\infty u^{3/2} f(u) du; \quad (П5.3)$$

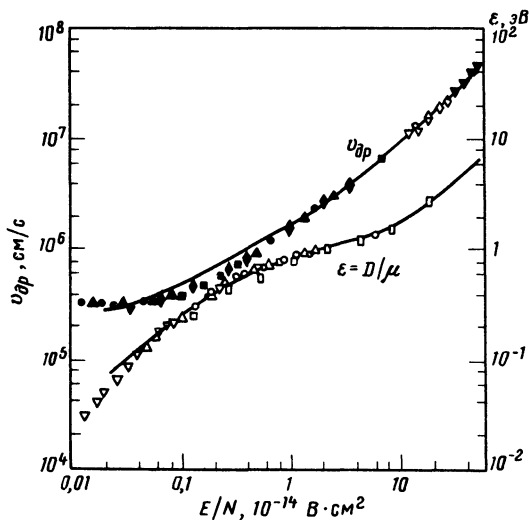


Рис. П5.1

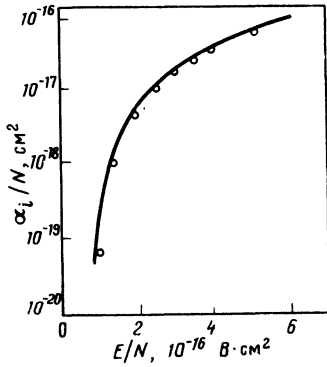


Рис. П5.2

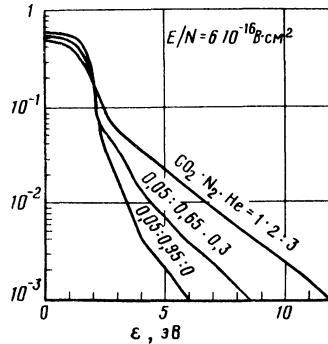


Рис. П5.3

константы скоростей отдельных процессов

$$W_{ik} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^{\infty} u Q_{ik}(u) du ; \quad (\text{П5.4})$$

относительные энергоклады по различным каналам

$$z_{ik} = \frac{\gamma_i u_{ik}}{v_{др} E/N} W_{ik} ; \quad (\text{П5.5})$$

коэффициент диффузии

$$D = \frac{1}{3N} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^{\infty} u \left[ \sum_i \gamma_i Q_{mi}(u) \right]^{-1} f(u) du . \quad (\text{П5.6})$$

В качестве контроля правильности расчетов использовалось условие  $\sum_{i,k} z_{ik} = 1$ , выражающее закон сохранения энергии.

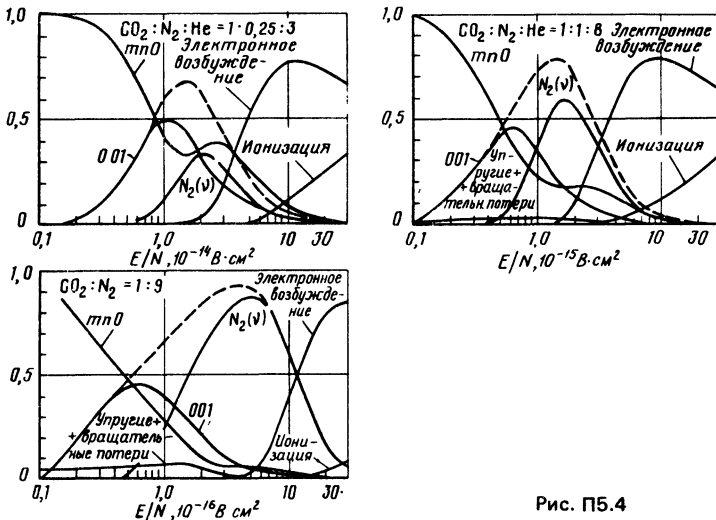


Рис. П5.4

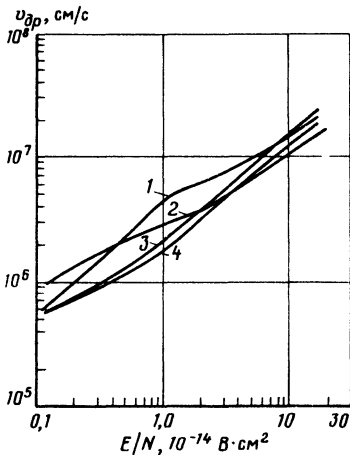


Рис. П5.5

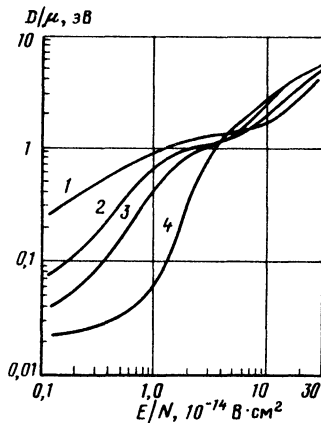


Рис. П5.6

На рис. П5.4 представлены результаты расчета относительного энерговклада в различные степени свободы молекул для различных смесей.

По этим графикам можно судить о балансе энергии электронов в плазме газоразрядных лазеров в зависимости от отношения  $E/N$ . Существует возможность выбрать оптимальный по  $E/N$  режим возбуждения колебательных степеней свободы для любой из рассмотренных смесей. Так, для смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 9$  (см. рис. П5.4) оптимальным будет  $E/N = 3 \div 5 \cdot 10^{16}$  В · см<sup>2</sup>. Приведенные данные показывают, что электронные состояния начинают заметным образом возбуждаться уже при  $E/N = 3 \cdot 10^{16}$  В · см<sup>2</sup>.

На рис. П5.5, П5.6 показаны зависимости от  $E/N$  скорости дрейфа  $v_{др}$  и отношения коэффициента диффузии к подвижности электронов для различных смесей  $D/\mu$  (на рис. П5.5:

- 1 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 0,25 : 3$ ; 2 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 8 : 1$ ;  
3 —  $\text{N}_2 : \text{He} = 2 : 3$ ; 4 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 9$ ;

на рис. П5.6:

- 1 —  $\text{N}_2$ ; 2 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 0,05 : 0,85 : 0,1$ ;  
3 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ ; 4 —  $\text{CO}_2$ ).

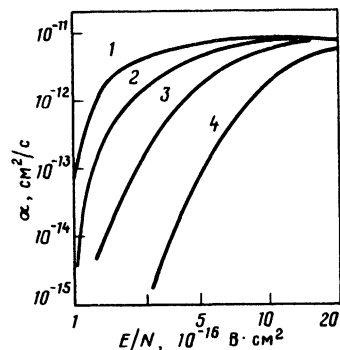


Рис. П5.7

Для максвелловского распределения  $D/\mu = = 2/3 u_{ср}$ . При известной средней энергии электронов величина отношения  $D/\mu$  показывает, насколько функция распределения отличается от максвелловской.

На рис. П5.7 приведены зависимости константы скорости диссоциативного прилипания электронов к молекулам  $\text{CO}_2$  от  $E/N$

- (1 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 16$ ;  
2 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 0,25 : 3$ ;  
3 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ ;  
4 —  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 9$ ).

Эта константа совместно с коэффициентом рекомбинации и скоростью ионизации определяет концентрацию электронов в плазме

$$\frac{dn_e}{dt} = \gamma - a n_e N_{CO_2} - \beta n_e^2.$$

В области  $1,5 \cdot 10^{16} < E/N < 5 \cdot 10^{16}$  В · см<sup>2</sup> эта константа скорости очень сильно зависит от  $E/N$ , возрастающая в этом интервале на три-четыре порядка. При  $n_e \leq 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $E/N > 4 \cdot 10^{16}$  В · см<sup>2</sup> прилипание может определять концентрацию электронов, превышая скорость рекомбинации. При  $E/N < 3 \cdot 10^{16}$  В · см<sup>2</sup> прилипание не играет существенной роли.

Зависимость скорости ионизации  $k$  от колебательной температуры  $T_v$ , найденная с помощью функции ионизации, определяется формулой (для азота  $N_2$ ):

$$\lg \frac{k(E/N, z)}{k(E/N, 0)} = \frac{43,5z}{(E/N)^2},$$

где  $z = \exp(-\hbar \omega / T_v)$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ 6

### Домены в разряде в потоке газа

Существенную часть экспериментальной установки (см. [10] к гл. 3) (рис. П6.1) составлял прямоугольный канал сечением 5 × 10 см с потоком газа, в котором с помощью пары вмонтированных в канал электродов (1 — катод, 2 — анод) возбуждался разряд постоянного тока, направленного перпендикулярно скорости потока  $v$ . Скорость газового потока в этих экспериментах была постоянной и равнялась 30 м/с. Давление газа могло изменяться от 10 до 100 мм рт. ст. Анод установки представлял собой медную пластину большого по сравнению с межэлектродным зазором размера и располагался вдоль одной из стенок канала. Вмонтированные в стенку камеры катоды были двух типов: прямоугольная поверхность медной пластины размером вдоль потока 6 см, поперек потока 0,5 см (рис. П6.1, а) и прямоугольная поверхность медной пластины размером вдоль потока 0,1 см, поперек потока 6 см (рис. П6.1, б). Межэлектродное расстояние могло меняться и не превышало 7 см.

В экспериментах регистрировались осциллограммы тока, напряжения разряда и потенциалы электрических зондов, помещаемых в различные точки разрядного промежутка. Кроме того, производилась скоростная фотография разряда электронно-оптическим преобразователем света в режиме покадровой съемки.

Исследуемый разряд в потоке газа имеет общие черты с хорошо известным тлеющим разрядом при низких давлениях — на катоде имеется тлеющее свечение, на аноде — анодное свечение, есть катодный и анодный скачки потенциала. Поток газа в канале дает возможность осуществлять неконтрагированный разряд при сравнительно высоких давлениях (до 100 мм рт. ст.). Везде дальше, где это специально не оговорено, имеется в виду разряд в потоке воздуха с катодом типа а.

Разряд до появления исследуемой неустойчивости не обладал заметным объемным свечением. При возникновении колебаний тока и напряжения появлялось довольно яркое свечение межэлектродного промежутка. Во всех случаях разряд располагался вблизи нижнего по потоку края катода.

Оказалось, что стационарный разряд существенно неоднороден в направлении потока газа и вдоль разрядного тока. В частности, электрическое поле, измерявшееся в разных точках разрядного промежутка, нарастало при удалении от катода в

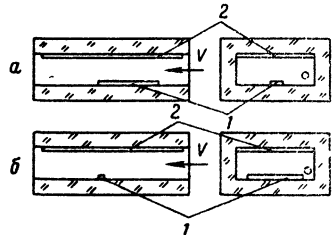


Рис. П6.1

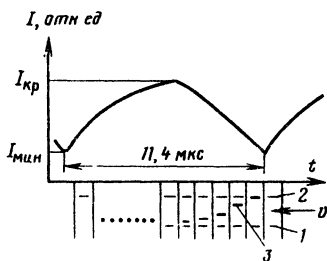


Рис. Пб.2

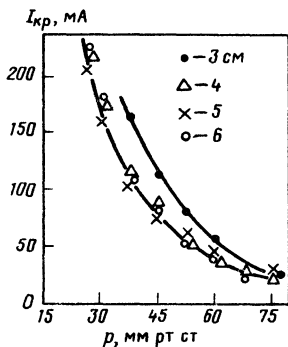


Рис. Пб.3

сторону анода. ВАХ разряда в указанных выше условиях была растущей. Плотность разрядного тока  $j$  при заданном давлении была пропорциональна полному току  $I$ .

При достижении разрядным током критического значения  $I_{кр}$  возникают колебания тока и напряжения на разрядном промежутке, при этом средний ток уменьшается, а среднее напряжение увеличивается. Покадровая съемка электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) разряда в колебательном режиме была синхронизована с осциллограммами тока и напряжения и показала, что в разрядном промежутке у катода возникает домен — светящийся плоский слой, параллельный аноду, который движется от катода к аноду (см. рис. 3.14).

Период колебаний тока слабо уменьшается с ростом среднего тока разряда и состоит из двух участков, на которых происходит уменьшение тока от  $I_{кр}$  до  $I_{мин}$  и последующий рост тока до  $I_{кр}$ . При этом уменьшение тока соответствует образованию и движению домена от катода к аноду, а увеличение — отсутствию доменов в промежутке и восстановлению состояния разряда, предшествующего возникновению домена. На рис. Пб.2 приведена осциллограмма тока разряда, синхронизованная с работой ЭОП (1 — катод, 2 — анод, 3 — домен,  $v$  — скорость потока газа). При заданном напряжении на разряде модуляция тока  $\sim 30\% I_{кр}$ , а при "почти заданном токе"  $\Delta I/I \sim 5\%$  модуляция напряжения равна  $\sim El$ , где  $E$  — напряженность электрического поля вблизи анода в стационарном состоянии,  $l$  — размер домена в направлении его движения (этот факт установлен для давления 30 — 45 мм рт. ст.). Уменьшение тока при заданном напряжении и увеличение напряжения при заданном токе разряда в колебательном режиме свидетельствует о том, что домен обладает повышенным электрическим сопротивлением.

Скорость движения и размер домена измерялись по фотографиям, сделанным с интервалом 1 мкс, при этом минимальная экспозиция была 0,2 мкс. Размер домена  $l$  оказался около 0,2 см при  $p = 30 \div 40$  мм рт. ст. Скорость движения домена  $v$  увеличилась при приближении к аноду и составляла  $\sim 0,1 v_e$  ( $v_e$  — дрейфовая скорость электронов в электрическом токе). Это соотношение скоростей сохранялось и при изменении давления, когда изменение скорости  $v_e$  (например, в прианодной области, обусловленное зависимостью  $E/p$  от  $p$  ( $E$  — напряженность электрического поля), было мало.

Период колебаний тока, в который в качестве одного из слагаемых входит время движения домена через разрядный промежуток, представляет собой сумму характерных времен различных процессов и изменяется с изменением давления примерно как  $1/p$ .

При увеличении давления воздуха и в смесях, содержащих достаточное количество  $CO_2$ , плоскость доменов составляет заметный угол с плоскостью анода, что, по-видимому, связано с увеличением продольной компоненты (по отношению к потоку газа) электрического поля в таком разряде.

Ток  $I_{кр}$ , при котором возникает доменная неустойчивость, зависит от условий существования разряда. На рис. Пб.3 показана зависимость  $I_{кр}$  от давления возду-

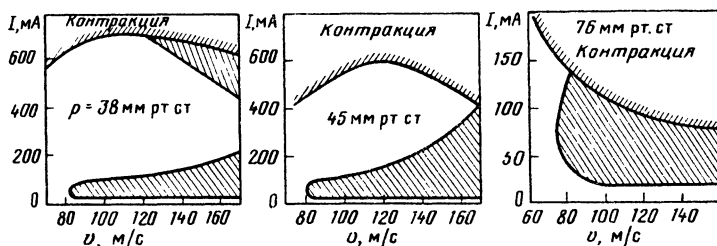


Рис. П6.4

ха при различных межэлектродных промежутках. Такой вид графиков в большой мере связан с тем обстоятельством, что в стационарных разрядах этого типа плотность тока  $j$  при  $I = \text{const}$  увеличивается с ростом давления в канале.

Вольт-амперная характеристика, связывающая средние значения разрядного тока и напряжения при токе, превышающем  $I_{кр}$ , имеет вид  $U_{cp}(I_{cp}) = \text{const}$ . При дальнейшем увеличении среднего тока в зависимости от условий (например, давления) разряд с колеблющимся током может либо шнуроваться (при этом колебания исчезают), либо перейти в разряд, устойчивый по отношению к образованию доменов, со слабо светящимся межэлектродным промежутком.

В разрядах в технически чистых аргоне, гелии, азоте доменная неустойчивость не обнаружена. При добавлении достаточного количества  $\text{CO}_2$  к азоту доменная неустойчивость в смеси возникает, а добавка  $\text{CO}_2$  к воздуху снижает критический ток возникновения неустойчивости.

В работе [6] для создания тлеющего разряда в потоке воздуха использовались разрядные камеры в виде прямоугольного канала сечением  $60 \times 80$  мм с смонтированными внутрь электродными системами двух типов. Необходимые давления и скорости потока воздуха устанавливались с помощью набора входных расходных шайб и регулируемой заслонки, расположенной за зоной горения тлеющего разряда. Требуемый разрядный ток устанавливался с помощью регулируемого высоковольтного (0 — 10 кВ) источника питания.

Электродная система поперечного тлеющего разряда (вектор тока  $j$  перпендикулярен вектору скорости потока  $v$ ) состояла из медной пластины  $70 \times 160$  мм, служившей анодом, и блока из 130 медных штырей диаметром 1 мм, заделанных заподлицо в диэлектрическую стенку камеры. Каждый штырь был нагружен балластным сопротивлением  $R_6 = 450$  кОм. Сечение катодного блока составляло  $35 \times 35$  мм. Электродная система продольного тлеющего разряда  $j \parallel v$  состояла из двух решеток, включающих по 15 проволок диаметром 1 мм. Концы проволок были изолированы, так что рабочая поверхность решеток составляла  $35 \times 35$  мм. Каждая из проволок была нагружена балластным сопротивлением  $R_6 = 91$  кОм.

Были определены области существования ВЧ-колебаний ( $10^5 - 10^6$  Гц) для описанных выше электродных систем в зависимости от давления воздуха  $p$ , скорости потока газа  $v$ , среднего разрядного тока  $I_{cp}$ , межэлектродного расстояния  $h$  и взаимной ориентации скорости потока газа и среднего тока. Эти области существования доменов заштрихованы на рис. П6.4 и П6.5 в плоскостях  $I, v$  и  $I, p$ . Верхняя заштрихованная граница означает начало шнурования разрядов. На рис. П6.4 и П6.5 зависимости приведены для  $h = 3,5$  см.

В продольном разряде домены никогда не возникали, если анод располагался выше по потоку, чем катод ( $A \rightarrow K$ ). В целом графики для поперечного разряда и для продольного с анодом, расположенным ниже по потоку ( $K \rightarrow A$ ), подобны; отличаются лишь критические значения токов и скоростей. В обоих случаях существует нижнее пороговое значение скорости потока; при заданной скорости существует нижнее пороговое значение давления; критическое значение скорости резко и неоднозначно зависит от критического тока. Отметим также, что в поперечном разряде с зазором анод — катод меньше 2 см ВЧ-колебания не возникают.

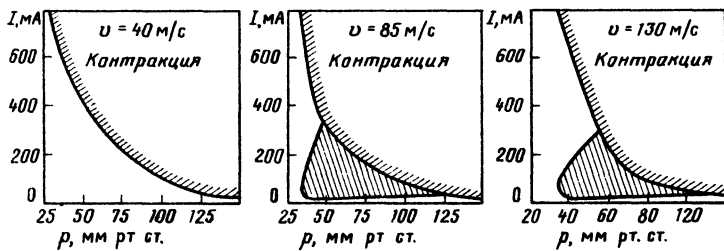


Рис. П6.5

Скоростное фотографирование разряда при наличии ВЧ-колебаний позволило зафиксировать светящиеся слоидомены, возникающие вблизи катода и распространяющиеся к аноду. По снимкам (см. рис. 3.14) определялись форма, размеры и скорость доменов. В частности, было найдено, что в поперечном разряде домены образуются в нижней по потоку части, сдвинутой относительно последних катодных элементов на несколько миллиметров. Таким образом, в этом случае домен перекрывает лишь малую долю сечения, через которое идет ток, причем по мере продвижения домена к аноду размер его увеличивается, а яркость уменьшается. В продольном разряде форма домена приближалась к форме плоской лепешки, перекрывающей все сечение разряда. Размер домена при движении к аноду остается примерно постоянным, а яркость возрастает.

На форму, размер и скорость домена большее влияние оказывает изменение давления. При увеличении скорости потока ( $p = \text{const}$ ,  $I = \text{const}$ ) слабо растут и яркость, и размер, и скорость домена. Отметим, что при этом увеличивается и среднее значение  $E/p$ .

При увеличении давления яркость доменов уменьшается, а их размер увеличивает (при давлении 100 мм рт. ст. размер домена  $\sim 1,5$  см), форма их приближается к шаровой. Осциллограммы напряжения и тока показывают, что при этом уменьшается амплитуда осцилляций. Этот факт согласуется с уменьшением яркости доменов. С ростом давления частота колебаний увеличивается. "Темный" период (время отсутствия домена в разряде) был мал по сравнению с полным периодом, поэтому увеличение частоты с давлением связано с ростом скорости доменов. Как показали измерения, скорость домена вблизи анода максимальна и сохраняется равной  $(1,5 \div 2) \cdot 10^6$  см/с, а растет при увеличении давления в основном скорость вблизи катода и в объеме разряда, приближаясь к максимальной. Следует отметить также, что при повышении давления следующий домен возникает раньше, чем предыдущий "уходит" в анод. Описанные закономерности сохраняются и для продольного разряда ( $A \leftarrow K$ ).

В продольном разряде ( $K \rightarrow A$ ) при  $p = 20$  мм рт. ст. и большом межэлектродном зазоре ( $h = 15$  см) наблюдалось зарождение доменов вблизи анода на расстоянии 2 см. При увеличении тока разряда место зарождения приближалось к катоду, так что область разряда с развитой неустойчивостью занимала все большую часть межэлектродного промежутка. В разряде в технически чистом  $N_2$  такая же картина наблюдалась при увеличении добавки  $CO_2$ .

В условиях экспериментов [6] полная скорость прилипания как функция  $E/N$  обладает минимумом, положение которого с ростом давления сдвигается в сторону больших  $E/N$ . Направление развития флуктуации (рост поля) говорит о том, что в разряде в потоке воздуха осуществляется стационарный режим с пониженным полем, где заметный вклад в прилипание дают трехчастичные столкновения. При повышении давления интервал значений  $E/N$ , при которых развивается неустойчивость, сужается. Этим, видимо, объясняется наблюдаемое с ростом давления ослабление доменов.

Теория. Будем пренебрегать неоднородностью стационарного разряда (некоторым основанием этому служит малый по сравнению с межэлектродным промежутком размер слоя).



Рассматривая развитие домена, учтем только достаточно быстрые процессы, которые могут повлиять на его движение. К таким процессам относятся прилипание, отлипание и перенос электронов. В этих условиях концентрация отрицательных ионов определяется уравнением

$$\partial n_- / \partial t = \nu_a n_e - \nu_d n_- , \quad (П6.1)$$

где  $\nu_a$ ,  $\nu_d$  — частота прилипания и отлипания соответственно;  $n_e$  — концентрация электронов. Концентрация положительных ионов  $n_+$  за указанные времена изменится мало, т. е.

$$n_+ = \text{const.} \quad (П6.2)$$

Значение константы в (П6.2) мы не определяем, так как стационарное состояние не описываем. Остальные переменные: концентрация электронов, напряженность электрического поля  $E$  находятся из уравнений

$$\nabla j_e = 0; \quad (П6.3)$$

$$\nabla \times E = 0; \quad (П6.4)$$

$$\nabla \cdot E = 4\pi e (n_+ - n_- - n_e). \quad (П6.5)$$

Здесь

$$j_e = en_e \mu E + eD \nabla n_e; \quad (П6.6)$$

$\mu = e / m \nu$  — электронная подвижность;  $\nu$  — частота релаксации импульса электрона;  $D = \mu T_e / e$ .

В однородном стационарном состоянии концентрации электронов и электрическое поле определяются равенствами

$$n_e = n_+ \frac{1}{1 + \nu_a(E) / \nu_d}; \quad (П6.7)$$

$$E = (j_0 / en_+ \mu_e) (1 + \nu_a(E) / \nu_d), \quad (П6.8)$$

имеющими в зависимости от вида функций  $\nu(E)$  и  $\nu_a(E)$  одно или два решения. Второе решение возникает, если  $\nu_a(E)$  — достаточно быстро растущая функция. ВАХ разряда при этом имеет отрицательный участок и относится в соответствии с общей классификацией [7] к  $N$ -типу.

Как известно [7], в этом случае однородное состояние плазмы неустойчиво. С максимальным инкрементом нарастают возмущения вдоль тока, которые в зависимости от условий в цепи могут вырасти в домены, распространяющиеся от катода к аноду.

Мы ограничимся рассмотрением возмущений с волновым вектором вдоль тока. При этом уравнения (П6.3) — (П6.7) превращаются в одномерные. Вначале проанализируем линейную стадию развития возмущений. Для этого, как обычно, представим все величины в виде

$$F = F_0 + F_1 \exp(-i \omega t + i k x), \quad (П6.9)$$

где  $F_0$  — решение стационарных уравнений (П6.7) — (П6.8). Линеаризуя (П6.1) — (П6.8), находим дисперсионное уравнение для волн вида (П6.9):

$$-\frac{i \omega}{\nu_d} = -1 + \frac{\nu_a}{\nu_d} \frac{2\hat{\nu}_a - 1}{1 + i a}, \quad (П6.10)$$

где

$$a = k v_e \tau_M; \quad \tau_M = 1/4 \pi n_e e \mu_e; \quad \hat{\nu}_a = \frac{d \ln \nu_a}{d \ln E}$$

(зависимость  $\nu$  от  $E$  пренебрегаем). Инкремент развития неустойчивости максимален для однородных возмущений ( $k = 0$ ) и равен

$$-i \omega (k = 0) = 2\hat{\nu}_a \nu_a - \nu_a - \nu_d. \quad (П6.11)$$

Из (П6.10) следует, что инкремент для коротковолновых возмущений  $k \rightarrow \infty$  отрицателен, существует предельное значение  $k$ , определяемое условием  $\text{Im } \omega(k) = 0$ .

**Нелинейная стадия развития неустойчивости.** В общем случае уравнения достаточно сложны. Рассмотрим предельный случай  $v_a T_M \gg 1$ , пренебрегая переносом энергии и электронной диффузией.

Уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \partial n_- / \partial t &= v_a n_e - v_d n_-, \quad n_+ = \text{const}, \\ j_e &= n_e e \mu_e E = j_0; \end{aligned} \quad (\text{П6.12})$$

$$-\partial E / \partial x = 4\pi e (n_+ - n_- - n_e). \quad (\text{П6.13})$$

Предполагая неустойчивость развитой, ищем решение в виде стационарной волны, перемещающейся от катода к аноду со скоростью  $v$ . Система (П6.12) – (П6.13) для стационарной волны сводится к одному уравнению

$$E'' + E' \left( \frac{4\pi j_0}{\mu_e E^2} - \frac{v_d}{v} \right) + \frac{4\pi e v_d n_+}{v} \left( \frac{j_0}{j(E)} - 1 \right) = 0, \quad (\text{П6.14})$$

где

$$j(E) = \frac{e \mu_e E n_+}{1 + v_a(E) / v_d}$$

– плотность тока однородного состояния. Штрих означает дифференцирование по  $x - vt$ . Анализ (П6.14) можно провести стандартным образом, строя интегральные кривые, однако удобнее использовать аналогию с классической механикой, позволяющую более наглядно представить результаты: уравнение (П6.14) можно интерпретировать как уравнение движения частицы в потенциальном поле при наличии

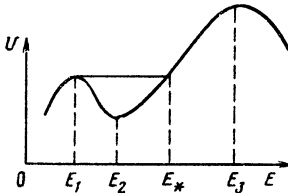


Рис. П6.6

силы трения переменного знака [7]. Потенциал  $U(E)$  качественно имеет вид, представленный на рис. П6.6. Домену соответствует движение частицы от максимума потенциала (точка  $E_1$ ) до барьера ( $E_*$ ) и обратно. Такое движение возможно, если работа силы трения вдоль пути равна нулю, т. е.\*

$$\int_{E_1}^{E_*} E' \left( \frac{4\pi j_0}{\mu_e E^2} - \frac{v_d}{v} \right) dE = 0 \quad (\text{П6.15})$$

(здесь интеграл берется по замкнутой траектории движения частицы). Это условие определяет скорость домена. По порядку величины

$$v \sim v_e(E_0) v_d T_M(E_0),$$

где  $E_0$  примерно соответствует минимуму потенциала  $U(E)$ . Толщина домена определяется периодом движения частицы, по порядку величины  $l \sim v/v_d$ .

В ряде случаев для сопоставления с экспериментом в теории доменов нужно учитывать ионизацию и движение ионов. При этом система уравнений имеет вид [8]:

\* Если сила трения мала.

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} n_e + \frac{\partial}{\partial x} \mu_e n_e E &= \nu_i(E) n_e + \nu_d n_n - \nu_a(E) n_e - \beta_{ie} n_e n_p; \\
 \frac{\partial}{\partial t} n_p - \frac{\partial}{\partial x} \mu_p n_p E &= \nu_i(E) n_e - \beta_{ie} n_p n_e - \beta_{ij} n_p n_n; \\
 \frac{\partial}{\partial t} n_n + \frac{\partial}{\partial x} \mu_n n_n E &= \nu_a(E) n_e - \beta_{ij} n_p n_n - \nu_d n_n; \\
 \partial E / \partial x &= -4\pi e (n_p - n_n - n_e); \quad E > 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (П6.16)$$

В разряде в потоке воздуха, когда колебательное возбуждение молекул азота мало, отлипание электронов, которое происходит за счет соударений с возбужденными молекулами азота, также мало. Поэтому параметр  $\nu_d / 8\pi e \mu_p n_p \ll 1$ ; с учетом этого из (П6.16) можно получить уравнение для электрического поля  $E$ :

$$\left. \begin{aligned}
 \vartheta \epsilon'' + 2\varphi(\epsilon) \epsilon' &= F(\epsilon); \\
 \varphi(\epsilon) &= c/\epsilon^2 - 1, \quad F(\epsilon) = 1 - J_0/J(\epsilon); \\
 \vartheta &= \frac{c\nu_d}{2\pi e n_p \mu_p J_0}, \quad J_0 = \frac{j_0}{\mu_e E_2 n_p}, \quad c = \frac{J_0 v_0}{2\mu_p E_2}, \quad \epsilon = E/E_2.
 \end{aligned} \right\} \quad (П6.17)$$

Штрих означает дифференцирование по величине  $\xi = x'/l$ , где  $x' = x - v_0 t$ ;  $l = E_2 \mu_p / \nu_d$ ;  $v_0$  — скорость домена. После  $E_2$  определяется из условия  $j_0 = j(E)$ , где  $j(E)$  — выражение для однородной ВАХ

$$j(E) = \mu_e E n_p \left[ 1 + \frac{\nu_a}{\nu_d} + \frac{\beta n_p}{\nu_d} - \frac{\nu_i}{\nu_d} \right]^{-1},$$

$$J(\epsilon) = j(E) / \mu_e n_p E_2.$$

При выводе (П6.17) полагаюсь, что скорость домена значительно превосходит дрейфовую скорость ионов  $v_0 / \mu_p E_2 \gg 1$ . Это позволяет не учитывать уменьшение плотности положительных ионов в домене за счет дрейфовой добавки. Изменение  $n_p$  за счет ионизации в сильном поле домена зависит от ширины и особенно от амплитуды домена; как показали численные расчеты, этим изменением можно пренебречь [8].

Можно убедиться, что  $J(\epsilon)$  —  $N$ -образная функция поля. Вследствие этого  $F(\epsilon)$  — обращается в нуль в трех точках:  $\epsilon_1 < 1$ ,  $\epsilon_2 = 1$  и  $\epsilon_3 > 1$ . Решение (П6.17) зависит от внешнего тока  $J_0$  и скорости  $c$ .

Из анализа уравнения на фазовой плоскости [9] легко получить оценки для толщины заднего  $\xi_3$  и переднего  $\xi_n$  фронтов домена:

$$\xi_3 = \frac{\epsilon_1}{1 - \epsilon_1} \frac{2\varphi(\epsilon_1)}{F'(\epsilon_1)}; \quad \xi_n = \frac{\epsilon_3}{(\epsilon_3 - 1)} \frac{\vartheta}{2\varphi(\epsilon_3)}.$$

Для  $J_{\min} < J < J_{\max}$   $\xi_3 \approx 1$ ; если параметр  $\nu_d / 8\pi e \mu_p n_p$  достаточно большой, то  $\vartheta$  мало и передний фронт должен быть круче заднего.

В отличие от предыдущего рассмотрения в данном случае сила трения (П6.17) не мала. Как показали численные расчеты [9], правая точка поворота близка к третьему корню  $E_3$  (см. рис. П6.6). Таким образом, в домене важна ионизация, и амплитуда домена определяется из условия равенства скоростей прилипания и отлипания  $\nu_i(E_3) \approx \nu_a(E_3)$ .

Расчеты показали, что при заданном токе существует предельное значение скорости  $c \leq 1$ , при котором период следования доменов стремится к бесконечности.

Эта величина слабо зависит от тока. Размерная скорость имеет вид

$$v_0 = 1,5\mu_p\mu_e e\eta_p = E_2^2/j_0.$$

Таким образом, в разряде домен в виде уединенной волны распространяется с определенной скоростью и амплитудой.

В другом предельном случае, когда отлипание велико

$$v_d/8\pi e\mu_p\eta_p \gg 1,$$

система (П6.16) также имеет вид (П6.17), но параметры  $\theta, c, J_0, l$  будут другими:

$$\theta = c/J_0, \quad c = \frac{2v_0J_0}{E_2\mu_p} \frac{8\pi e\eta_p\mu_p}{v_d}, \quad J_0 = \frac{j_0}{4\mu_e E_2\eta_p\theta}, \quad l = \frac{E_2}{8\pi e\eta_p}.$$

Скорость доменов в этом случае будет

$$v_0 \approx \mu_e v_d E_2^2/4j_0.$$

Поскольку в данном случае  $\theta \gg 1$ , ширина переднего фронта больше заднего. В размерном виде ширина переднего фронта

$$l_n \approx E_2^2\mu_e/2\pi j_0.$$

а ширина заднего

$$l_3 = E_2/8\pi e\eta_p.$$

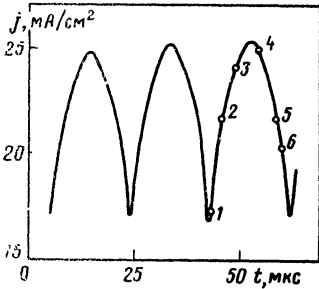


Рис. П6.7

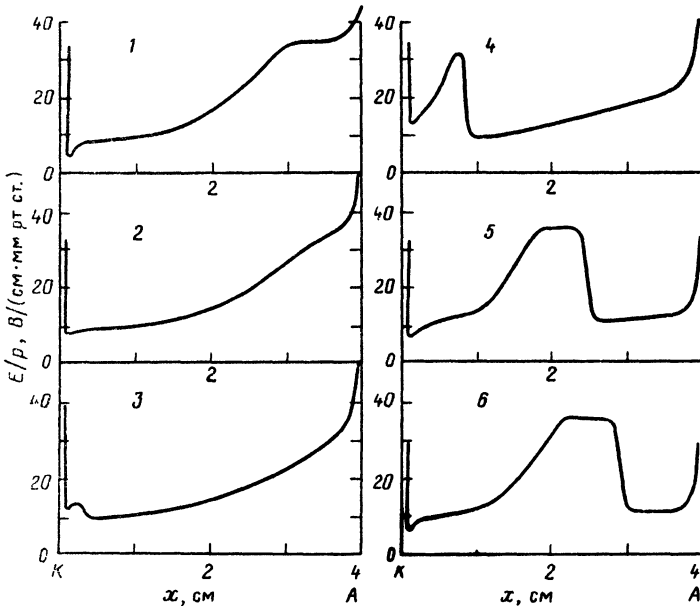


Рис. П6.8

Для того чтобы выяснить, каким образом развивается процесс формирования домена в конечном межэлектродном промежутке, определить амплитуду и частоту колебания тока во внешней цепи, в [8] были проведены расчеты на ЭВМ. Решалась система уравнений (П6.16) с граничными условиями на катоде и аноде и определенными начальными условиями. Показано, что решение системы (П6.16) действительно принимает волновой характер — в зазоре на катоде образуются домены сильного поля, которые движутся к аноду, причем задний фронт домена шире переднего. С уменьшением отлппания ширина заднего фронта увеличивается. На рис. П6.7 представлены зависимости плотности тока  $j$  во внешней цепи от времени  $t$ , а на П6.8 — распределение отношения электрического поля  $E$  к давлению  $p$  в различные моменты времени ( $t - \delta$ ), отмеченные на рис. П6.7. Эти расчеты проведены при расстоянии катод (К) — анод (А), равном 4 см, давлении воздуха 30 мм рт. ст., внешнем сопротивлении 40 кОм и напряжении на источнике 3,6 кВ.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 7

### Теоретическое и экспериментальное исследование емкостного разряда переменного тока при средних давлениях

Теория. В численных расчетах (см. [13] — [14] к гл. 3) использовалась система уравнений

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i; \quad (\text{П7.1})$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial x} = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i; \quad (\text{П7.2})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e (n_i - n_e); \quad (\text{П7.3})$$

$$\frac{\partial U_p}{\partial t} + \frac{e}{cd} \int (\Gamma_e - \Gamma_i) dx = \frac{\partial U_r}{\partial t} \quad (\text{П7.4})$$

(с граничными условиями  $|\Gamma_e| = \gamma |\Gamma_i|$  на катоде и  $\Gamma_j = 0$  на аноде), где  $n_e$  и  $n_i$  — плотности электронов и ионов;  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_i$  — плотности их потоков;  $U_r$  — э. д. с. источника;  $U_p$  — напряжение на электродах. Коэффициент рекомбинации  $\beta$  для простоты полагался не зависящим от поля и равным  $2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

В экспериментах  $f = 10^4$  Гц,  $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ; при этом время рекомбинации значительно превышает период колебаний напряжения и плотность плазмы в основной части объема меняется незначительно. Слабое уменьшение концентрации за счет рекомбинации восполняется ионизацией в моменты времени, когда поле достигает максимального значения. Такая картина наиболее характерна для центральной части межэлектродного зазора. В зонах, более близких к электродам, становятся существенными дрейфовые потери заряженных частиц, приводящие к слабому нарушению квазинейтральности и, как следствие, к неоднородности плазмы. Однако, как показали расчеты, эти неоднородности невелики.

Другим эффектом, приводящим к неоднородности проводимости в столбе, может быть образование слоя квазинейтральной плазмы повышенной плотности у катода. Этот слой образуется при формировании катодной области (пробое) и в дальнейшем распадается. Наличие такого слоя приводит к минимуму поля у катода. Время распада слоя квазинейтральной плазмы может оказаться больше полупериода колебаний тока и при смене полярности он оказывается у анода. Затем, продвигаясь от анода к центру зазора, эта неоднородность постепенно распадается.

С увеличением амплитуды плотности тока  $j_M$  этот эффект уменьшается, а с увеличением частоты увеличивается. В исследованном диапазоне параметров эта неоднородность занимает малую долю объема и слабо влияет на интегральные характеристики разряда.

**ВАХ разряда переменного тока.** ВАХ разряда в азоте можно получить, усредняя уравнение баланса заряженных частиц в столбе по времени:

$$j_M = \frac{e \mu_{e0} (E_M/p)^2}{\beta} \langle a \left( \frac{E_M}{p} |\sin \omega t| \right) |\sin \omega t| \rangle,$$

где приведенная подвижность электронов  $\mu_{e0} = \mu_e p = 4,4 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} \times (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$ , коэффициент диссоциативной рекомбинации  $\beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $p$  — давление газа — в мм рт. ст.;  $e$  — заряд электронов;  $\omega = 2\pi f$ .

Здесь для простоты не учитывается отличие  $U(t)$  от синусоидального и сдвиг фазы между током и электрическим полем [рис. П7.1, где приведены расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости плотности тока разряда  $j$  и расчетная зависимость напряжения на разряде  $U_p$  (3) от времени  $t$  при эффективной э. д. с. источника 10,2 кВ]. При коэффициенте ионизации Таунсенда  $\alpha = A \exp(-Bp/E)$  получаем:

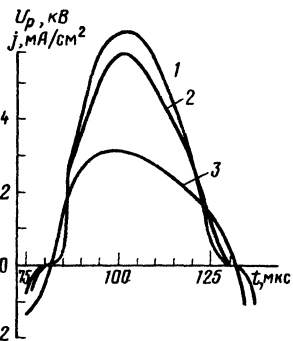


Рис. П7.1

$$j_M = \frac{e \mu_{e0}^2 (E_M/p)^2}{\beta} \frac{\alpha (E_M/p)}{(314 p/E_M)^{1/2}} \quad (\text{П7.5})$$

Зависимость  $j_M$  от  $E_M/p$ , как и для постоянного тока, определяется резкой зависимостью  $\alpha$  от поля. Однако по сравнению с постоянным током, протекающим при  $E = E_M$ , амплитудное значение переменного тока уменьшается в  $(314 p/E_M)^{1/2} \approx 4$  раза. Формула (П7.5) дает хорошее количественное согласие с результатами расчетов системы уравнений (П7.1) — (П7.4) на ЭВМ.

Напряжение зажигания разряда. Поскольку замыкание тока на электродах в рассматриваемых условиях в основном омическое и токи смещения малы, то становится важным вопрос о напряжении пробоя  $U_n$  прикатодной зоны разряда. Если напря-

жение источника не превышает это значение, то даже принудительно подожженный разряд гореть не будет; от  $U_n$  зависит и пауза тока  $T_n$ .

Формирование катодного слоя начинается с оттока электронов от электрода, который в предыдущий полупериод выполнял функции анода. Обнажающийся ионный заряд создает большое электрическое поле у катода, что приводит в дальнейшем к вспышке ионизации и пробую.

Для выяснения зависимости поля у катода от времени необходимо найти профиль концентрации ионов, оставшихся от предыдущего полупериода, т. е. необходимо определить толщину распавшейся прианодной зоны. Анодный слой при больших токах можно рассматривать как квазистационарный. Учитывая в уравнении Пуассона только электронный заряд, получаем выражение для толщины прианодной зоны:

$$d = \mu_e E_a^2 / 8\pi j. \quad (\text{П7.6})$$

Электрическое поле на аноде

$$E_a = \lambda B p; \quad (\text{П7.7})$$

$$\lambda \approx 1/\ln A p d. \quad (\text{П7.8})$$

Характерным временем установления квазистационарного состояния в анодном слое является время дрейфа ионов

$$\tau = d/v_j, \quad v_j = \mu_j E_a. \quad (П7.9)$$

Если характерное время изменения тока больше  $T$ , то слой можно считать квази-стационарным. При уменьшении тока величина  $T$  растет и, начиная с некоторого значения тока, слой становится нестационарным, т. е. вытекающий ионный ток больше не компенсируется ионизацией и анодный слой начинает распадаться.

\* Для оценки за толщину распадающейся анодной зоны можно взять толщину  $d$  при  $T = T/4$  (где  $T$  — период), пренебрегая увеличением зоны на нестационарной стадии:

$$d^* \approx \mu_j \lambda_1 B p T / 4, \quad \lambda_1 \approx 1 / \ln A p d^*. \quad (П7.10)$$

Теперь, зная толщину распадающейся анодной зоны, можно вычислить поле, которое появляется у катода после смены полярности. Электроны, находящиеся ближе к катоду, уходят от него быстрее, чем электроны на границе с квазинейтральной плазмой, так как последние движутся в слабом поле. Вследствие этого профиль электронной концентрации становится крутым, приближаясь по форме к ступеньке, которая постепенно отходит от катода, обнажая ионный заряд [рис. П7.2, на котором приведены результаты расчета распределения потенциала  $\varphi$  (1), плотности ионов  $n_j$  (2) и электронов  $n_e$  (3) в различные моменты времени]. Так как за время формирования катодного слоя ионный профиль изменяется незначительно, то, полагая его линейным, можно определить прикатодное падение  $U_K$  в зависимости от поля  $E_K(t)$

$$U_K = \frac{2}{3} E_K^{3/2} \left( \frac{d^*}{2\pi e n_0} \right)^{1/2}, \quad (П7.11)$$

где  $n_0 = j_M \rho / e \mu_{e0} E_M$  — плотность плазмы в столбе разряда. Моментом пробоя можно считать момент времени, когда  $E_K$  достигает такого значения, что станет существенной ионизация, т. е. длина ионизации приблизительно сравняется с длиной  $d^*$ :

$$E_K = \lambda_1 B \rho. \quad (П7.12)$$

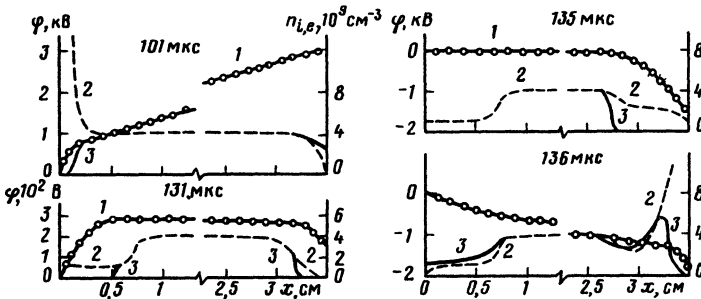


Рис. П7.2.

Подставив в (П7.11) выражения для  $E_K$  (П7.12) и для  $d^*$  (П7.10), получим напряжение зажигания

$$U_n = \frac{2}{3} (\lambda_1 B \rho)^2 \left( \frac{\mu_e \mu_j E_M T}{8 \pi j_M} \right)^{1/2}. \quad (П7.13)$$

Если  $U_n$  меньше напряжения на разряде  $U_p$ , то пауза тока равна:

$$\tau_n \approx \frac{U_n}{dU_p/dt} \approx \frac{2\pi U_n}{\omega E_M h} \omega \left( \frac{\rho}{j_M} \right)^{1/2} \omega^{-3/2}. \quad (П7.14)$$

Здесь  $h$  — межэлектродное расстояние. Видно, что  $\omega \tau_{\text{п}}$  растет с давлением газа и падает с ростом тока и частоты  $\omega$ .

Когда  $U_{\text{п}} > U_{\text{р}}$  или  $\tau_{\text{п}} > T/4$ , разряд существенно перестроится, среднее по времени напряжение на разряде заметно увеличится.

**Напряжение тушения разряда.** На стадии уменьшения плотности тока от  $j_{\text{м}}$  до нуля напряжение на разряде падает, а падение потенциала на прикатодном слое растет, так как рассматриваемые плотности тока значительно меньше нормальных  $j_{\text{н}}$ . В момент времени, когда эти напряжения становятся равными, ток резко уменьшается. Приближенно это напряжение можно найти из равенства:

$$U_{\text{к}}(j) = E_{\text{м}} h j / j_{\text{м}}. \quad (\text{П7.15})$$

Зависимость  $U_{\text{к}}(j)$  для  $j < j_{\text{н}}$  находим, следуя Энгелю и Штеенбеку

$$U_{\text{к}} = \frac{\mu_{i0} E_d^3}{8\pi j \rho}; \quad E_d = \rho B_{\text{к}} \frac{1}{\ln \frac{A_{\text{к}} \mu_i E_d^3}{4\pi j B_{\text{к}} \ln(1 + \gamma^{-1})}}. \quad (\text{П7.16})$$

Из (П7.15) и (П7.16) определяется напряжение  $U_{\text{т}}$ , при котором разряд гаснет:

$$U_{\text{т}} = (\mu_{i0} E_{\text{м}} h / 8\pi \rho j_{\text{м}})^{1/2} E_d^{3/2}. \quad (\text{П7.17})$$

**Эксперимент.** Измерения проводились в потоке технического азота ( $< 0,5\% \text{ O}_2$ ) в диапазоне давлений от 30 до 70 мм рт. ст. Поперечный емкостный разряд ( $f = 10^4$  Гц) осуществлялся между двумя идентичными электродными платами размером  $3 \times 7,5$  см, отстоящими друг от друга на расстоянии 31 мм. Каждая электродная плата набиралась из 35 электродов диаметром 3 мм, расположенных в шахматном порядке и нагруженных на индивидуальные балластные емкости 50 пФ. В экспериментах осциллографировались напряжение на разрядном промежутке и общий ток, объемная амплитудная плотность которого изменялась от 5 до 40 мА/см<sup>2</sup>. Наличие потока газа приводило к неравномерности тока на электродах, находящихся в верхнем и нижнем (по потоку) рядах электродной платы. Однако, как показали измерения, неравномерность эта не превышает 5%.

Экспериментальные (точки и сплошные усредняющие кривые) и расчетные (штриховые кривые) ВАХ разряда представлены на рис. П7.3 [давление равно: 1 — 30 мм рт. ст.; 2 — 50 мм рт. ст.; 3 — 70 мм рт. ст.; расстояние анод — катод 31 мм; 4 — кривая рассчитана по формуле (П7.5), прибавлены приэлектродные падения, взятые из расчета на ЭВМ]. На рис. П7.4 приведены зависимости длительности паузы  $T$  от амплитуды плотности тока  $j_{\text{м}}$ . [Эксперимент: 1 — давление 30 мм рт. ст.; 2 — 40 мм рт. ст.; 3 — 50 мм рт. ст.; 4 — 60 мм рт. ст.; 5 — 70 мм рт. ст.; 6 — диэлектрические электроды, давление 40 мм рт. ст. Расчет: I — давление 30 мм рт. ст.;

II — 50 мм рт. ст.; III — 70 мм рт. ст.; IV — с помощью формулы (П7.13), давление 30 мм рт. ст.] Видно хорошее согласие расчета с экспериментом в исследованном диапазоне давлений и плотностей тока. Формула (П7.14) правильно описывает зависимость  $T$  от  $j$ , однако зависимость от давления в (П7.14) более резкая, чем в эксперименте и расчете на ЭВМ.

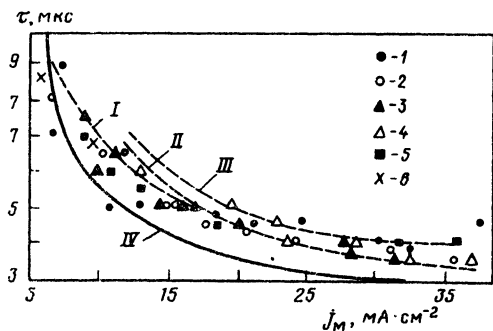


Рис. П7.3



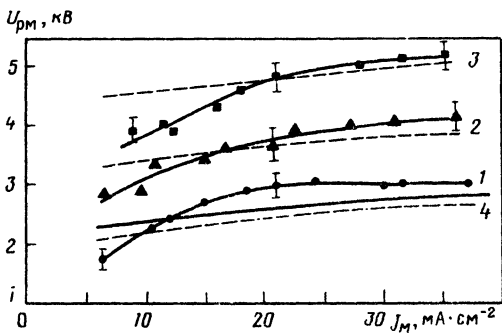


Рис. П7.4

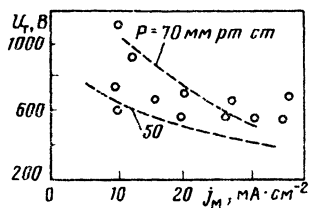


Рис. П7.5

Расчетные и экспериментальные значения напряжения тушения разряда  $U_T$  (рис. П7.5) в зависимости от плотности тока (точки — эксперимент, кривые — расчет) качественно правильно описываются формулой (П7.17).

Необходимо отметить, что одномерная модель, положенная в основу данного рассмотрения, основывается на предположении о равенстве объемных и поверхностных плотностей тока. В описанных экспериментах это отношение равно примерно 0,1. Легко видеть, что это должно было бы привести, например, к уменьшению  $T_p$ . Однако, как следует из численных расчетов, в моменты изменения полярности толщина приэлектродных зон значительно увеличивается по сравнению с толщиной зон при  $j = j_M$  (см. [13] к гл. 3]) и плотность тока на границе приэлектродной зоны с квазинейтральной плазмой становится близкой к объемной. Подтверждением сказанному могут служить эксперименты, выполненные со сплошными диэлектрическими электродами размером 3 × 8 см, в которых зависимость  $T$  от  $j$  совпадает с величинами, полученными с описанной выше электродной системой (см. рис. П7.4).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 8

### 5-киловаттный лазер замкнутого цикла

Установка (см. [7] к гл. 1) представляет собой быстропотоочный электроразрядный  $CO_2$ -лазер с замкнутым газодинамическим контуром и поперечной прокачкой (рис. П8.1). Скорость газового потока в разрядной камере, напряженность электрического поля и ось совмещенного с разрядной камерой оптического резонатора направлены по трем взаимно перпендикулярным осям. Газодинамический контур состоит из разрядной камеры, совмещенной с резонатором 1, параллельно включенных компрессоров 4 и 5, теплообменника 3 и соединяющих коробов. Расход газовой смеси составляет 2,6 — 3,0 м<sup>3</sup>/с.

В качестве рабочего вещества используется смесь  $CO_2 : N_2 : He = 1 : 20 : 20$  при статическом давлении в разрядной камере 40 — 60 мм рт. ст.

Для уменьшения отравления рабочей смеси продуктами плазмохимических реакций, протекающих в разрядной камере, а также из-за возможного натекания воздуха через неплотности контура в установке проводится постоянная частичная замена рабочей смеси до 0,3% полного расхода через разрядную камеру.

Среда возбуждается в разрядной зоне 90 × 20 × 4 см. Разрядный ток стабилизируется путем секционирования катода как вдоль, так и поперек газового потока, а также с помощью балластных сопротивлений, включенных последовательно с каждым отдельным электродом. Для питания разрядной камеры применяется выпрямитель с выходным напряжением до 8 кВ.

В установке используется трехпроходный Z-образный неустойчивый резонатор с прозрачностью 35 — 40%. Все четыре медных зеркала 2 установлены в специальные узлы, позволяющие производить независимую юстировку каждого зеркала. Зеркала

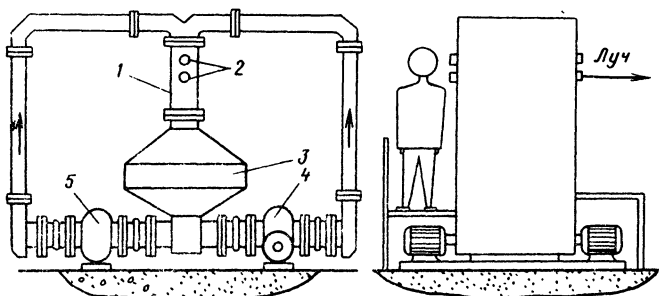


Рис. П8.1

водоохлаждаемые. Для вывода излучения используется окно диаметром 50 мм из КС1. Форма кольца выходящего излучения позволяет применять для его фокусировки как соляные линзы, так и металлические фокусирующие системы.

Примененный теплообменник с площадью теплосъема  $53 \text{ м}^2$  обеспечивает охлаждение газового потока в замкнутом контуре установки с отводом тепловой мощности до 50 кВт.

На установке достигнута длительная непрерывная генерация излучения с длиной волны 10,6 мкм мощностью до 5,2 кВт, осуществлена сварка и резка различных материалов толщиной до 10 мм.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 9

### 10-киловаттный лазер замкнутого цикла на безгелиевой смеси

Схема установки (см. [8, 9] к гл. 1) показана на рис. П9.1. Она состоит из параллельных газодинамических контуров 1, 2, каждый из которых содержит компрессор 3, два теплообменника 4 и газоводы 5. Оба контура замыкаются общей разрядной камерой 6 с резонатором 7. Компрессоры обеспечивают прокачку  $5 \text{ м}^3/\text{с}$  рабочей смеси каждый. Вращение компрессоров со скоростью 15 000 об/мин осуществляется встроенными в контур ВЧ-электродвигателями 8. Внешние габариты установки без источника электропитания и системы откачки составляют  $2 \times 2 \times 2 \text{ м}$ .

Накачка рабочей смеси происходит в разрядной камере, где направления тока, скорости газа и оптической оси взаимно перпендикулярны (размер по оптической оси 1300 мм, скорость в камере 120 м/с). Максимальный ток разряда достигает

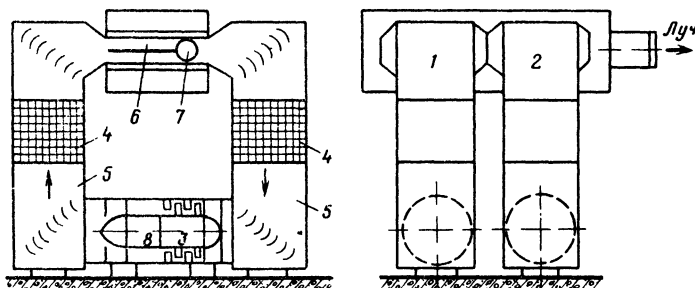


Рис. П9.1

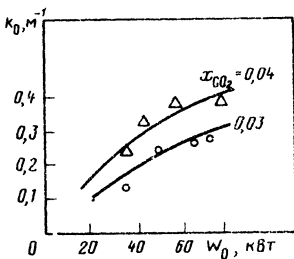


Рис. П9.2

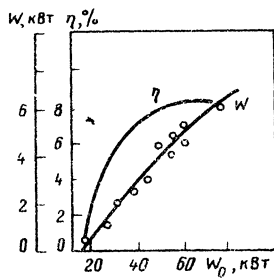


Рис. П9.3

~ 60 А. Напряжение на разрядном промежутке изменяется от 2200 на первом ряду электродов до 1400 В — на последнем.

В работе используются две конструкции катодных плат. В одной из них катодами служат охлаждаемые водой и выступающие в поток медные трубки. Во втором случае используются пластинчатые электроды, заделанные заподлицо с платой на расстоянии 20 мм друг от друга по потоку. Каждый катод присоединяется к общему регулируемому источнику постоянного тока через индивидуальное балластное сопротивление. Расстояние между анодом и катодными платами составляет 38 мм.

Запасенная при прохождении зоны разряда колебательная энергия преобразовывается в излучение в расположенном за разрядной камерой однопроходном неустойчивом резонаторе, образованном двумя медными охлаждаемыми сферическими зеркалами. Прозрачность резонатора составляет 25%. Излучение в виде кольца с наружным диаметром 80 мм выводится из вакуумного объема через окно из монокристалла KCl.

В качестве рабочей среды используется смесь технического азота с  $\text{CO}_2$  и воздухом при статическом давлении на входе в разрядную камеру 30 мм рт. ст. Оптимальное содержание воздуха в рабочей смеси зависит от его влажности и температуры и соответствует отношению объемных концентраций воды и  $\text{CO}_2$  в пределах 0,1 — 0,15 (оптимальная концентрация  $\text{CO}_2$  равняется 3 — 4%).

Работа проводится при частичном обновлении смеси, при этом расход поступающего в установку газа составляет 0,5 — 1% количества, прокачиваемого через разрядную камеру. Постоянное давление в установке поддерживается форвакуумным насосом производительностью 45 л/с. Остаточное давление в контуре составляет 1 — 2 мм рт. ст.

Были проведены измерения выходной мощности излучения  $W$  и топограммы коэффициента усиления слабого сигнала  $k_0$  в зоне резонатора при различных режимах работы установки. Выходная мощность определялась калориметрически, а  $k_0$  измерялся методом усиления сигнала стабильного зондирующего лазера, работающего в центре одной из линий  $P$ -ветви колебательно-вращательного периода ( $00^0_0$ ) — ( $10^0_0$ ) молекулы  $\text{CO}_2$ . Одновременно с помощью термопар измерялась температура газа  $T_r$  в различных точках газодинамического контура.

На рис. П9.2 и П9.3 приведены типичные зависимости коэффициента  $k_0$  на оптической оси и выходной мощности  $W$  ( $x_{\text{CO}_2} = 0,04$ ) от мощности  $W_0$ , вкладываемой в положительный столб разряда. Обе величины растут с увеличением  $W_0$  нелинейно, причем с увеличением концентрации  $\text{CO}_2$  наблюдается тенденция к насыщению этих величин, связанная с возрастанием роли столкновительной релаксации колебательной энергии молекул в зоне разряда. На рис. П9.3 приведена также зависимость электрооптического КПД установки  $\eta$  от  $W_0$  ( $x_{\text{CO}_2} = 0,04$ ) при работе с неустойчивым резонатором с увеличением  $M = 1,15$ .

На рис. П9.4 приведена топограмма распределения коэффициента усиления слабого сигнала в зоне резонатора. Оптическая ось резонатора проходит через точку  $O$  [1 — зона разряда; 2 — зона резонатора; значения коэффициента усиления (числа на кривых) даны в  $\text{м}^{-1}$ ]. Наблюдаемая неоднородность распределения  $k_0$  связана, по-видимому, с неоднородностью профиля скорости потока возбужденного газа по

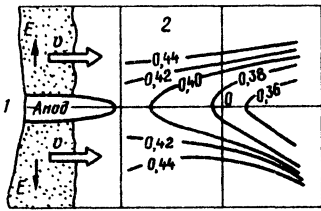


Рис. П9.4

12 Дж/г. Испытания лазера показали возможность использования излучения для технологических целей, в частности для резки листовой углеродистой стали толщиной до 20 мм.

За счет увеличения длины зоны разряда по потоку возможно увеличение удельной накачки рабочей смеси до предельных значений 250 — 300 Дж/г в использованной конструкции разрядной камеры, однако это сопровождается ростом доли колебательной энергии, релаксирующей в тепло до резонатора.

Описанная электрооптическая схема с разнесенными разрядной камерой и резонатором обладает довольно низкой эффективностью, так как ограниченная из-за релаксационных процессов длина разрядной камеры не позволяет достигнуть высоких удельных (в единицу массы) энерговыделений  $W_g$ , а связанный с этим низкий коэффициент усиления среды в резонаторе при реально достижимой прозрачности последнего (20 — 30%) не позволяет эффективно трансформировать запасенную колебательную энергию молекул в излучение.

Указанный недостаток можно почти полностью устранить, используя электрооптическую схему лазера с совмещенным многопроходным резонатором. При этом, во-первых, исчезают ограничения, накладываемые столкновительной релаксацией, и возможно достижение необходимых значений  $W_g$  за счет увеличения длины камеры; во-вторых, с ростом числа проходов растет оптическая длина резонатора, что позволяет работать при большем значении прозрачности оптической системы. Естественно, что большое число проходов в резонаторе приводит к росту числа элементов в оптической схеме, увеличивает потери энергии на зеркалах и предъявляет более высокие требования к конструкции юстировочных узлов.

Второй вариант лазера был создан на базе описанного газодинамического тракта и отличался только геометрией и конструкцией электрооптического блока. Длина зоны разряда по потоку составляла 350 мм, а ширина по оптической оси 1300 мм, расстояние между катодной платой и анодом 60 мм. Анодом служила плоская охлаждаемая водой плита из нержавеющей стали. Катодная плата состояла из секционированных медных катодных элементов. В электрическую цепь каждого катода включалось балластное сопротивление, значение которого возрастало к концу разрядной камеры (РК) и достигало 20 кОм. Для обеспечения зажигания разряда и повышения его устойчивости на входе в РК устанавливался предыонизатор, питаемый постоянным напряжением от отдельного источника и позволяющий заметно (на 30%) повышать предельный ток в разрядной камере.

Оптическая схема лазера приведена на рис. П9.5, она состоит из охлаждаемых зеркал  $Z_1 — Z_6$  и включает в себя неустойчивый конфокальный четырехпроходный резонатор с расчетной прозрачностью 75% и однопроходный усилитель. Использование зеркал диаметром 120 мм и вывод излучения с помощью поворотного плоского зеркала с центральным прямоугольным отверстием связи (25 × 45 мм) позволяют заполнить излучением большую часть зоны разряда. Вывод излучения из установки производится через окно 4 из монокристалла KCl.

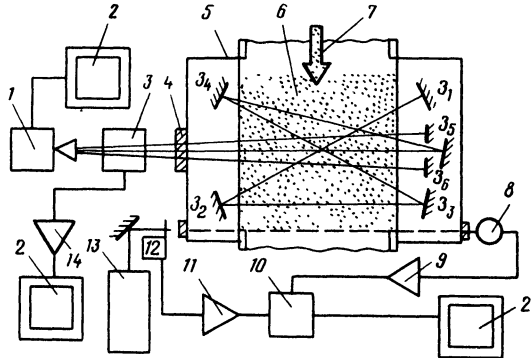
Проводились измерения электрических параметров разряда, газодинамических параметров контура, коэффициентов усиления активной среды на оси резонатора и на выходе из РК, параметров излучения и состава газовой смеси. Электрические и газодинамические параметры измерялись обычными методами. Коэффициент усиления  $k_0$  измерялся по приведенной на рис. П9.5 схеме методом просвечивания актив-

высоте разрядной камеры и препятствует достижению равномерного распределения интенсивности выходного излучения.

Максимальная стационарная мощность излучения, достигнутая на установке, составляла ~6 кВт. При этом к разрядной камере подводилось 90 кВт электрической энергии, из которых 75 кВт вкладывалось в положительный столб разряда. На балластных сопротивлениях выделялась мощность 30 кВт. Таким образом, КПД составил 8%, а полный КПД без учета затрат на прокачку и вспомогательные системы 5%. Удельный энерговыход составлял 150 Дж/г при энерговыходе излучения

Рис. П9.5

ной среды сигналом стабильного тест-лазера 13, мощность излучения лазера определялась с помощью специально малоинерционного датчика проходного типа 3 и калориметра 1 (2 — самописец; 5 — корпус разрядной камеры; 6 — зона накачки; 7 — приток рабочей смеси; 8 — фотосопротивление; 9, 11, 14 — усилители; 10 — синхронный детектор; 12 — модулятор).



Состав газовой смеси по компонентам  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$  анализировали методом газовой хроматографии. Количество паров воды определяли по точке росы и парциальному давлению в контуре атмосферного воздуха, влажность которого измерялась. Суммарная концентрация окислов азота  $\text{NO}$  и  $\text{NO}_2$  определялась титриметрированием. Концентрация  $\text{CO}_2$  непрерывно измерялась также газоанализатором. Исходные концентрации  $\text{N}_2$  и воздуха определялись по величинам соответствующих парциальных давлений.

При использовании рабочей смеси  $\text{N}_2$  + воздух +  $\text{CO}_2$  установка работала в стационарном режиме с объемной концентрацией компонент:  $x_{\text{N}_2} = 0 \div 0,8$ ;  $x_{\text{возд}} = 0,2 \div 0,95$ ;  $x_{\text{CO}_2} = 0 \div 0,05$ . Статическое давление на входе в РК поддерживалось равным 25 мм рт. ст. Степень обновления  $\gamma$  (отношение скорости откачки контура к расходу газа через РК) оставалась постоянной и составляла 0,4%.

Максимальная электрическая мощность, выделяемая в положительном столбе разряда в отсутствие генерации, составляла  $W_0 \approx 70$  кВт. При генерации она уменьшалась на 10 — 15%. Объемный энерговыход  $jE$  возрастал вниз по потоку на 30%, а его среднее по объему РК значение не превышало 2,5 Вт/см<sup>3</sup>.

Расход газа через РК при максимальных значениях  $W_0$  составлял  $G = 260$  г/с, достигнутые значения  $W_0/G = 240$  Дж/г. Скорость газа при прохождении разрядной зоны возрастала из-за нагрева с 90 до 150 м/с, а его температура с 290 до 420 К.

Время непрерывной работы лазера на заданном уровне мощности составляло не менее 1 ч. Изменение мощности генерации во времени после выхода элементов оптической схемы на тепловой режим не превышало 1 кВт. Световой поток выводился из установки в виде прямоугольной рамки, равномерно заполненной излучением.

Максимальная выходная мощность излучения  $W$  достигалась при максимальных значениях  $W_0$  и составляла  $(10 \pm 1)$  кВт, что соответствует удельному энерговыходу излучения  $W/G = 35 \div 40$  Дж/г и электрооптическому КПД  $\eta_{30} = 15\%$ . Полный КПД лазера  $\eta$  (без учета затрат энергии на прокачку и потерь в источнике питания) составил 8%.

Сравнение приведенных характеристик лазера с характеристиками, полученными при аналогичных газодинамических условиях в случае разнесенной электрооптической схемы (где  $\langle jE \rangle = 5$  Вт/см<sup>3</sup>,  $W_0/G = 150$  Дж/г,  $W = 6$  кВт,  $\eta_{30} = 8\%$ ,  $\eta = 5\%$ ,  $W/G = 12$  Дж/г), показывает, что увеличение межэлектродного зазора и совмещение зон разряда и резонатора, несмотря на уменьшение величины  $\langle jE \rangle$ , позволило увеличить в 1,5 раза  $W_0/G$ , в 2 раза  $\eta_{30}$  и в 3 — 4 раза энерговыход излучения с единицы массы газа. При этом выходное излучение такого лазера имеет более равномерное распределение, а плотность мощности излучения на выходном окне ( $\sim 300$  Вт/см<sup>2</sup>) в 1,5 раза ниже соответствующего значения (500 Вт/см<sup>2</sup>) для лазера с разнесенной системой.

На рис. П9.6 приведены типичные результаты оптимизации среднего вдоль оптической оси резонатора значений  $k_0$  от концентрации воды (1), углекислого газа (2) и электрической мощности (3). Оптимальная концентрация  $\text{CO}_2$  в смеси, обеспечи-

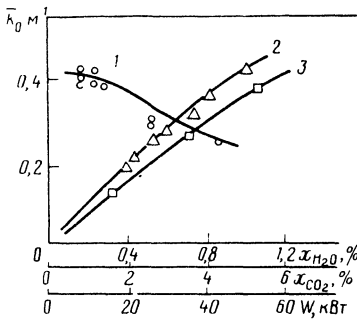


Рис. П9.6

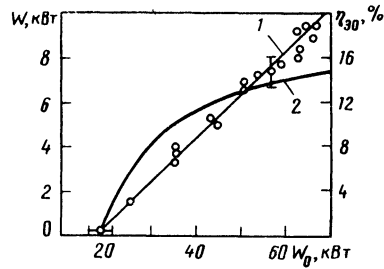


Рис. П9.7

вающая значение  $k_0 \cong 0,4 \text{ м}^{-1}$  без заметного ухудшения  $W_0$ , составляла 5%, а оптимальное значение  $x_{\text{H}_2\text{O}}$  связано с  $x_{\text{CO}_2}$  соотношением  $(x_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{опт}} = (3 \div 5) \cdot 10^{-2} x_{\text{CO}_2}$ .

Типичные зависимости мощности излучения  $W$  (1) и электрооптического КПД  $\eta_{30}$  (2) от вложенной мощности  $W_0$  при оптимальных значениях  $x_{\text{CO}_2}$  и  $x_{\text{H}_2\text{O}}$  приведены на рис. П9.7. На рис. П9.8 приведены зависимости коэффициента усиления  $k$  на выходе из разрядной камеры (1, 2) и КПД резонатора  $\eta = 1 - k(W)/k(0)$  (3) от вкладываемой мощности при наличии генерации (1) и ее отсутствие (2).

Об эффективности используемой оптической схемы можно судить по приведенным на рис. П9.8 зависимостям коэффициента усиления среды  $k$  на выходе из РК от вкладываемой мощности, полученным с генерацией и без нее. При включении генерации значение  $k$  падает до значений, близких к пороговым, и уменьшается с увеличением вкладываемой мощности. Оценка показывает, что из резонатора выносятся не менее 30% колебательной энергии, запасенной в зоне разряда, что хорошо согласуется с дефектом баланса энергии, полученным на основании измерения поступательной температуры газа на выходе из РК и полного энерговклада в РК. Этот вынос связан, по всей вероятности, с неоптимальным значением прозрачности резонатора.

Согласно проведенным исследованиям химического состава смеси в установившемся режиме при начальной смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{воздух} = 1 : 9 : 10$  в контуре содержится меньше  $10^{-2}\%$  водорода,  $\sim 10^{-3}\%$  окислов азота,  $\sim 10\%$  кислорода,  $\sim 5\%$   $\text{CO}_2$ , а стационарная степень диссоциации  $\text{CO}_2$   $a = x_{\text{CO}} / (x_{\text{CO}} + x_{\text{CO}_2})$  в оптимальных ре-

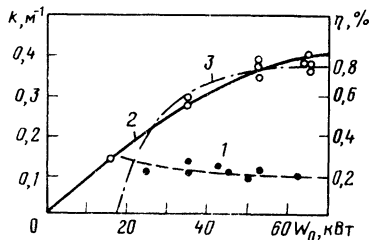


Рис. П9.8

жимах составляет  $\sim 7\%$ . Такие концентрации окислов азота и водорода не влияют существенно на баланс основных газовых компонентов и релаксационные процессы.

Согласно проведенным экспериментам значение  $k$  после включения разряда уменьшается за 2–3 мин до уровня 0,85–0,9 от исходной величины и в дальнейшем меняется очень слабо. Аналогично ведет себя во времени и степень диссоциации  $\text{CO}_2 : a$  возрастает до стационарного значения за 2–3 мин. Время выхода  $a$  на стационарный уровень соответствует скоростям реакций (4.3), (4.4), (4.6) и степе-

ни обновления смеси. Корреляция  $k_0$  и  $a$  во времени позволяет предположить, что ответственной за спад  $k_0$  является диссоциация  $\text{CO}_2$ , которая приводит к уменьшению концентрации  $\text{CO}_2$  и появлению  $\text{CO}$  и  $\text{O}_2$ , однако наблюдаемое уменьшение  $k_0$  превышает то значение, которое следовало бы ожидать лишь на основании измененного изменения концентрации  $\text{CO}_2$

### Импульсно-периодический лазер открытого цикла

На рис. П10.1 приведена схема установки (см. [21] к гл. 1): 1 — разрядная камера; 2 — резонатор; 3 — система откачки; 4 — входное устройство; 5 — смеситель; 6 — дросселирующая решетка; 7 — катод; 8 — анод. Рабочая смесь через входное устройство поступала в смеситель, обеспечивающий однородность перемешивания ~ 5%, а затем через дросселирующую решетку в разрядный промежуток. Насосы обеспечивали расход газовой смеси до 800 л/с при давлении в камере от 0,1 до 0,5 атм.

Импульсный ввод энергии накачки в разряд осуществлялся путем разряда накопительного конденсатора  $C_{нак}$  через разрядный промежуток, который происходил после пробоя дужек вспомогательного разряда через  $C_{всп}$ .

Для создания однородного тлеющего разряда в объеме 64 × 3 × 4 см использовалась электродная система с плазменным катодом и УФ-предыонизацией разрядного промежутка. В качестве анода использовали стальную пластину с закругленными краями (длиной 100 и шириной 6 см), охлаждаемую водой. Катод и анод были смонтированы заподлицо со стенками газового тракта.

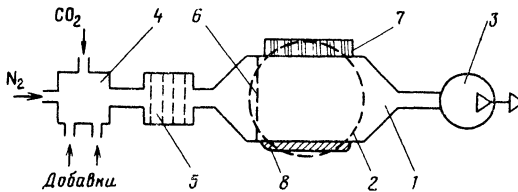


Рис. П10.1

Резонатор состоял из напыленного золотом глухого зеркала  $\phi 60$  мм с  $R = 6$  м и плоской пластины  $\phi 60$  мм и толщиной 10 мм из германия или арсенида галлия.

Энергию одиночного импульса измеряли термодвухлучевым приемником излучения, а среднюю мощность — измерителем. Форма светового импульса измерялась детектором с чувствительностью 0,6 мВ/кВт, разрешающей способностью  $10^{-9}$  с и фиксировалась на осциллографе с полосой 150 МГц. Ток в цепи основного разряда и в цепи вспомогательной емкости  $C_{всп}$  измеряли с помощью малоиндуктивных шунтов, а напряжение — с помощью омического делителя. Типичные осциллограммы тока в цепи основной (1) и вспомогательной (2) емкостей, напряжения разряда (3) и формы импульса света (4) приведены на рис. П10.2 — в воздухе при давлении 100 мм рт. ст. (а) и в смеси состава  $CO_2$  : воздух : *n*-ксилол = 5 : 7,5 : 0,01 при давлении 125 мм рт. ст. (б, в). Видно, что после запуска тиратрона (начало роста напряжения на промежутке) быстро нарастает ток в цепи вспомогательной емкости, что связано с пробоем промежутка штырь — пластина, образованием плазменного катода в виде дужек и зарядом емкости  $C_{всп}$ . После пробоя разрядного промежутка напряжение на нем падает до напряжения горения, ток в цепи вспомогательной емкости меняет знак и ввод энергии в разряд осуществляется как от накопительной, так и от вспомогательной емкости. В нашем случае основная часть энергии вводилась в разряд от  $C_{всп}$ . Квазистационарный разряд горит при  $E/p$ , обеспечивающем равенство коэффициентов ионизации и прилипания.  $E/p$  не зависит от напряжения на накопительной емкости и определяется только составом смеси. Добавки 0,1% ксилола или диметиланилина, потенциалы ионизации которых равны соответственно 8,4 и 7,14 эВ, привели к уменьшению  $E/p$  разряда от 24 до 17 В/(см · мм рт. ст.); это можно объяснить ростом ионизации и достижением равенства  $\alpha = a$  при меньших  $E/p$ . В работе [10] показано, что в смеси состава  $N_2$  :  $O_2$  = 79 : 21 концентрация отрица-

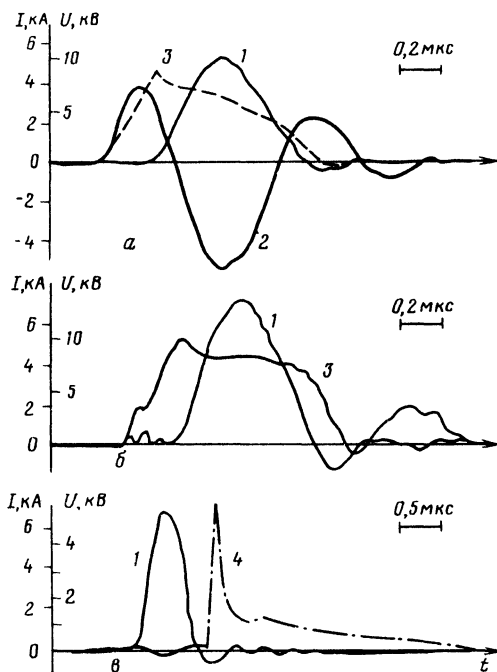


Рис. П10.2

тельных ионов в 50 раз меньше, чем в чистом кислороде, и высказано предположение, что в сухом воздухе отлипание происходит за счет реакции



Наличие  $\text{H}_2\text{O}$  в разряде приводит к появлению  $\text{H}$  и  $\text{H}_2$ , которые также способствуют отлипанию электронов. Этим, по-видимому, объясняется постоянство  $E/p$  при увеличении концентрации  $\text{O}_2$  в смеси.

Измеренные значения  $E/p$  для чистого  $\text{CO}_2$  и лабораторного воздуха равны 22 и 27 В/(см · мм рт. ст.) соответственно; с ростом давления  $E/p$  разряда уменьшается.

Доля энергии разряда, идущая на возбуждение колебательных уровней  $\text{N}_2$  и верхнего лазерного уровня  $\text{CO}_2$ , растет с уменьшением  $E/p$ , следовательно, при этом должен расти  $\eta_{\text{ЭО}}$  (отношение энергии излучения к энергии, вложенной в разряд). Это наблюдалось в экспериментах, причем  $\eta_{\text{ЭО}}$  не зависел от напряжения на накопительной емкости (это закономерно, поскольку ввод энергии в разряд происходит при постоянном  $E/p$ , зависящем только от состава смеси). На безгелиевых смесях с легкоионизируемыми добавками удалось получить устойчивый разряд при давлениях до 200 мм рт. ст. с энерговкладом до 400 Дж/(л · атм).

Ударные волны, возникающие при быстром периодическом выделении энергии в разрядном промежутке, распространяясь вверх по потоку и воздействуя на газ (нагрев, изменение химического состава), способствуют переходу тлеющего разряда в дуговой и вызывают уменьшение максимально возможной частоты наложения импульсов. Для борьбы с этим предложено использовать дросселирующую решетку, расположенную перед входом в зону разряда (см. [18] к гл. 3; [11]).

При скорости газового потока 26 м/с и расстоянии до дросселирующей решетки 4 см расчетная частота составляет 325 Гц. Наибольшая достигнутая частота оказалась в 1,3 раза меньше и составила 250 Гц. При энергии в импульсе 2 Дж получена средняя мощность 500 Вт. Зависимость средней мощности от частоты в указанных пределах линейная.



**Импульсно-периодический лазер для разделения изотопов**

На рис. П11.1 показана газодинамическая (а) и электрическая (б) схемы установки импульсно-периодического  $\text{CO}_2$ -лазера, созданного для проведения экспериментов по разделению изотопов (см. [22] к гл. 1) Здесь 1 — разрядная камера; 2 — электроды; 3 — конденсаторы предионизации; 4 — решетка для выравнивания потока газа; 5 — холодильник; 6 — компрессор; 7 — вода; 8 — газовая смесь;  $R$  — зарядное сопротивление 12 кОм;  $C_1$  — основная емкость 0,2 мкФ;  $T$  — тиратрон,  $L$  — индуктивность 10 мкГн;  $C_2$  — емкость предионизации 0,02 мкФ; 3 — запуск. Поток газа в замкнутом контуре создается при помощи компрессора с производительностью 300 л/с и перепадом давлений  $\pi_K = 1,8$  В газовый тракт вмонтированы два холодильника и разрядная камера. Перед электродной системой лазера с поперечным электрическим возбуждением установлена решетка для выравнивания профиля скорости газового потока.

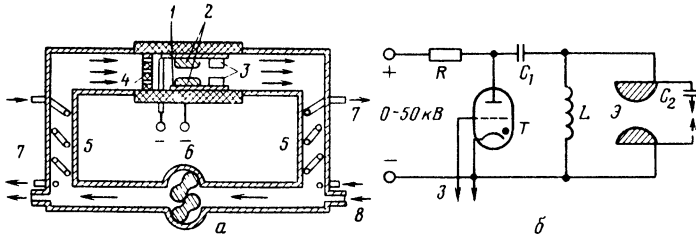


Рис. П11.1

Импульсный разряд создается электроразрядной системой с предварительной ионизацией газа УФ-излучением искровых каналов, расположенных вниз по потоку относительно профилированных рабочих электродов. Энергия предионизации составляет менее 5% энергии, вложенной в плазму основного разряда. Объем разрядной области  $V = 0,6$  л при длине вдоль оси резонатора  $l = 0,6$  м. Скорость потока газа в области между электродами  $\sim 30$  м/с, а ее неоднородность по ширине не превышает 10%.

Электрическая схема питания лазера при помощи контура формирует импульсы тока с временем нарастания 100 нс, длительностью 1,0 мкс и амплитудой до 5 кА при начальном напряжении на малоиндуктивном конденсаторе ( $L_0 = 10$  нГн до 30 кВ).

Резонатор был образован медным зеркалом с  $R = 10$  м и с коэффициентом отражения 98,5% и дифракционной решеткой, имеющей 100 штрих./мм. Использование такого селективного резонатора позволило получать генерацию на любом колебательно-вращательном переходе P- и R-ветвей.

Для обеспечения многочасовой непрерывной работы лазера осуществлялось частичное обновление газовой смеси ( $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  или  $\text{CO}_2 : \text{He}$ ) со скоростью не более 1% общего потока газа, т. е. менее 3 л/с. Лазер устойчиво работает при давлениях рабочей смеси в контуре до 0,8 атм.

Основные параметры лазера следующие:

|  |            |
|--|------------|
| Характерный энергозатрат в объемный разряд,            |            |
| Дж/(л · атм) . . . . .                                 | 300        |
| Энергия излучения в отдельном импульсе, Дж . . . . .   | 10         |
| Частота следования импульсов, Гц . . . . .             | До 200     |
| Максимальная средняя мощность излучения, кВт . . . . . | 1,2        |
| Расходимость излучения, рад . . . . .                  | $10^{-3}$  |
| Область перестройки излучения, мкм . . . . .           | 9,2 — 10,8 |

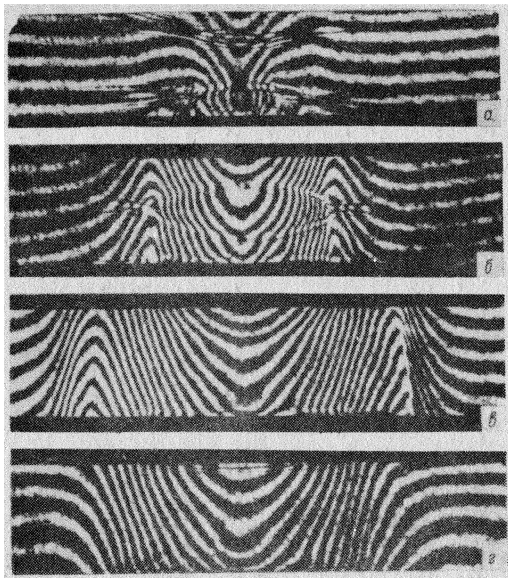


Рис. П11.2

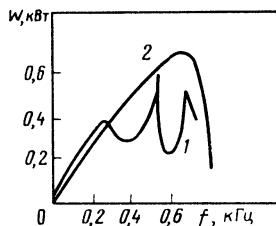


Рис. П11.3

Полный КПД установки, равный отношению средней мощности излучения к мощности, потребляемой всеми ее элементами, составляет 1,5%.

При наличии азота в смеси ( $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ ) наблюдается пик излучения с длительностью около 100 нс и протяженный по времени "хвост" — порядка 1,5 мкс. Энергия между ними распределена приблизительно поровну. В случае безазотной смеси ( $\text{CO}_2 : \text{He} = 1 : 5$ ) хвост отсутствует.

С целью выяснения возможного влияния акустических волн на ограничение частоты следования импульсов на установке были проведены эксперименты с камерой, в которой электроды были смонтированы заподлицо со стенками камеры, и, таким образом, часть газового тракта образовывала акустический резонатор с размерами  $2,5 \times 70$  см поперек потока и  $\sim 200$  см вдоль по потоку. Акустические волны возбуждаются в этом резонаторе периодической последовательностью расширяющихся "пробок" горячего газа, возникающих в разрядной камере после каждого импульса. На рис. П11.2 приведены интерферограммы разрядного промежутка после импульсного разряда в  $\text{CO}_2$ , полученные через 6 (а), 20 (б), 40 (в) и 500 (г) мкс после разряда. Основные параметры установки в этих экспериментах отличались от приведенных выше (была увеличена скорость прокачки газа, уменьшен объем разрядной области и т. д.).

На рис. П11.3 представлена зависимость выходной мощности такого лазера от частоты следования импульсов (кривая 1). Видно, что на частотах 300 и 600 Гц эта зависимость имеет глубокие провалы. На рис. П11.4 показаны фотографии разряда (в смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 5$ , давление 0,5 атм) при частотах следования импульсов, соответствующих минимумам (350 и 600 Гц, рис. П11.4, а) и максимумам (200 и 500 Гц, рис. П11.4, б) зависимости мощности излучения от частоты. Попытка увеличения энерговклада при наличии стоячей волны в камере приводит к образованию дуги в месте одного из максимумов светимости разряда.

Отметим, что показанный на рис. П11.4 случай возбуждения стоячей волны, соответствующей собственной частоте резонатора  $\nu = 2c/d$  ( $c$  — скорость звука,  $d$  — размер камеры вдоль оптической оси резонатора), является наиболее частым. Возбуждаются и другие волны  $\nu = mc/2d$ , имеющие, однако, меньшую амплитуду и меньше влияющие на эффективность вклада энергии в разряд. При уменьшении добротности акустического резонатора характерные для предыдущего случая про-

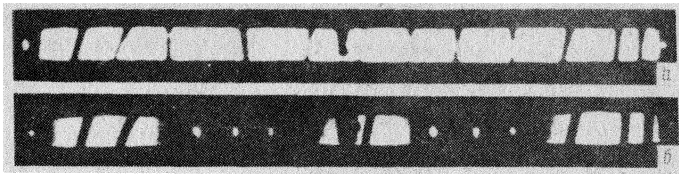


Рис. П11.4

валы на частотах 300 и 600 Гц исчезают (кривая 2 на рис. П11.3). При этом максимальная средняя мощность излучения лазера достигается при  $f = 0,4f_0$ , где предельная частота  $f_0$  дается формулой (4 2).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 12

### Импульсно-периодический $\text{CO}_2$ -лазер с замкнутым газовым циклом и длинным световым импульсом

Применение импульсных  $\text{CO}_2$ -лазеров для обработки различных материалов может быть малоэффективным из-за возникновения перед мишенью плотной плазмы, которая поглощает значительную часть энергии лазерного импульса. Один из способов устранения этого явления — увеличение длительности лазерного импульса при сохранении его полной энергии и уменьшение доли энергии в его передней мощной части — “пичке”. Это достигается за счет уменьшения доли  $\text{CO}_2$ , увеличения доли  $\text{N}_2$  в смеси и повышения добротности резонатора. В [13] аналогичный результат получен заменой молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}$ , скорость передачи возбуждения от которых на верхний лазерный уровень  $\text{CO}_2$  на порядок меньше, чем у азота. Максимальная длительность лазерного импульса  $\sim 150$  мкс получена в [12, 13] с устойчивым резонатором при коэффициенте отражения выходного зеркала 95 — 98%. При работе с таким резонатором в режиме повторяющихся импульсов тепловая нагрузка на зеркала становится слишком большой.

Другим возможным способом повышения длительности лазерного импульса является смещение оси резонатора вниз по потоку по отношению к оси разряда. Этот способ применялся в импульсно-периодических лазерах со сверхзвуковым потоком газовой смеси и позволил получить импульсы излучения с длительностью до 43 мкс [14, 15].

В ([23] к гл. 1) приведены характеристики лазерного импульсно-периодического лазера низкого давления с замкнутым газовым циклом и экспериментально показана возможность существенного увеличения длительности лазерного импульса при помощи смещения оси резонатора вниз по потоку за зону разряда при дозвуковом потоке газовой смеси.

Опыты проводились на импульсно-периодическом  $\text{CO}_2$ -лазере с замкнутым газовым циклом. Прочапка рабочей смеси осуществлялась двумя насосами с объемным расходом 1500 л/с каждый в направлении, перпендикулярном электрическому полю разряда и оптической оси. Полный объем газового контура  $2 \text{ м}^3$ , натекание не более 0,1 мм рт. ст./ч. Для создания импульсного тлеющего разряда в объеме  $4 \times 4 \times 50$  см использовалась электродная система с плазменным катодом и УФ-предионизацией [16]. Резонатор состоял из глухого, покрытого золотом, зеркала диаметром 60 мм и радиусом кривизны 10 м и плоской германиевой пластины с диэлектрическим покрытием и коэффициентом отражения 85%. Поток излучения на зеркала был ограничен диафрагмой в виде квадрата со стороной 4 см.

Измеренные зависимости максимального за импульс коэффициента усиления  $k$  слабого сигнала ( $k_{\text{макс}}$ ) от содержания  $\text{CO}_2$  в смеси ( $\text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1$ ) при постоянном удельном энергокладе  $W \sim 300 \text{ Дж}/(\text{л} \cdot \text{атм})$  и  $p = 80 \text{ мм рт. ст.}$  (кривая I) и от напряжения на накопительной емкости  $U_n$  для смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 10 : 45 : 45$  (кривая II) приведены на рис. П12.1. Здесь же приведена зависимость (кривая III) удельного энергоклада  $W$  в разряд от напряжения на накопительной емкости

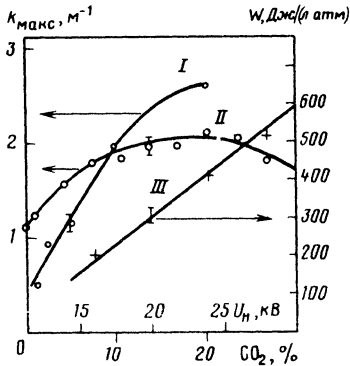


Рис. П12.1

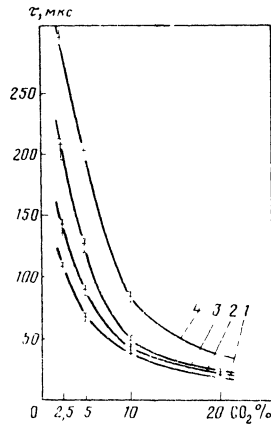


Рис. П12.2

(при  $C = 0,2$  мкФ и  $p = 80$  мм рт. ст.). Для смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 10 : 45 : 45$  при  $p = 80$  мм рт. ст. отклонение от линейного роста  $k_{\text{макс}}$  и насыщение наступают при энергокладе  $0,07$  и  $0,18$  эВ за одну молекулу смеси  $\text{CO}_2 + \text{N}_2$  соответственно. Поскольку коэффициент усиления достигает максимального значения после установления равновесия между температурой газа и населенностью нижнего лазерного уровня, можно предположить, что именно с ростом температуры газа при увеличении удельного энергоклада связаны насыщение и спад  $k_{\text{макс}}$ . Однако выполненный в [17] анализ баланса энергии в разряде с прямым измерением температуры газа позволил объяснить поведение  $k_{\text{макс}}$  лишь на начальном участке. Для объяснения насыщения и спада  $k_{\text{макс}}$  необходимо предположить наличие дополнительного механизма расселения верхнего лазерного уровня при высоких удельных энергокладах, например тушение верхнего лазерного уровня электронами разряда.

Зависимость  $k_{\text{макс}}$  и времени существования инверсии  $T$  от энергоклада для различных составов смеси и двух давлений ( $40$  и  $80$  мм рт. ст.) приведена в табл. П12.1. Видно, что начиная с  $W = 200$  Дж/(л · атм)  $k_{\text{макс}}$  с ростом удельного энергоклада меняется слабо, а  $T$  падает. При этом скорость уменьшения  $T$  растет с ростом давления и содержания  $\text{CO}_2$  в смеси. Поэтому для получения лазерных импульсов с максимальной длительностью удельные энергоклады не должны быть слишком большими.

На рис. П12.2 приведена зависимость длительности лазерного импульса  $T$  от содержания  $\text{CO}_2$  в смеси ( $\text{He} : \text{N}_2 = 1 : 1$ ) при удельных энергокладах  $300$  Дж/(л × атм) и различных положениях оси резонатора по отношению к оси разряда (1 — ось резонатора совмещена с осью разряда; газ покоится; давление  $80$  мм рт. ст.; 2 — ось резонатора вынесена на  $2$  см от оси разряда вниз по потоку; газ покоится; давление  $80$  мм рт. ст.; 3 — то же, что в случае 2, но газ движется со скоростью  $80$  м/с; 4 — то же, что в случае 3, но давление равно  $40$  мм рт. ст.). Увеличение длительности импульса генерации при наличии газового потока и вынесенном резонаторе (кривые 2 и 3) объясняется тем, что при включенной прокачке через зону резонатора проходит весь возбужденный газ, в то время как без прокачки в зоне резонатора находится лишь половина возбужденного газа. С уменьшением полного давления до  $40$  мм рт. ст. (кривая 4) длительность лазерного импульса также растет, что объясняется уменьшением скорости столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня. Для объяснения влияния положения резонатора на длительность лазерного импульса при отсутствии прокачки (кривые 1 и 2) рассмотрим процессы в возбужденной порции газа после окончания разряда. Энергия, затраченная на ионизацию, возбуждение электронных уровней, а также на возбуждение симметричных и дефор-

Таблица П12.1. Значения коэффициента усиления  $k_{\text{макс}}$  и длительности его существования на расстоянии 2 см от оси разряда вниз по потоку ( $v = 80$  м/с)

| $\rho = 80$ мм рт. ст. |                     |                                     |              |                                     |              |                                     |              |
|------------------------|---------------------|-------------------------------------|--------------|-------------------------------------|--------------|-------------------------------------|--------------|
| $U$ , кВ               | $W$ ,<br>Дж/(л·атм) | 10% CO <sub>2</sub>                 |              | 5% CO <sub>2</sub>                  |              | 2,5% CO <sub>2</sub>                |              |
|                        |                     | $k_{\text{макс}}$ , М <sup>-1</sup> | $\tau$ , мкс | $k_{\text{макс}}$ , М <sup>-1</sup> | $\tau$ , мкс | $k_{\text{макс}}$ , М <sup>-1</sup> | $\tau$ , мкс |
| 16                     | 200                 | 1,2                                 | 415          | 1,0                                 | 550          | 1                                   | 650          |
| 20                     | 300                 | 1,4                                 | 340          | 1,2                                 | 570          | 1,1                                 | 650          |
| 24                     | 440                 | 1,5                                 | 220          | 1,3                                 | 430          | 1,25                                | 680          |
| 28                     | 520                 | 1,5                                 | 190          | 1,2                                 | 950          | 1,4                                 | 670          |
| $\rho = 40$ мм рт. ст. |                     |                                     |              |                                     |              |                                     |              |
| 16                     | 330                 | 1,4                                 |              | 1,6                                 | 700          | 0,9                                 | 650          |
| 20                     | 520                 | 1,5                                 |              | 1,7                                 | 700          | 1                                   | 700          |
| 24                     | 700                 | 1,7                                 | 420          | 1,8                                 | 760          | 1                                   | 720          |
| 28                     | 930                 | 1,6                                 | 260          | 1,8                                 | 800          | 1                                   | 800          |

мационных колебаний молекулы CO<sub>2</sub>, переходит в тепловую энергию за время релаксации уровня (010) деформационной моды CO<sub>2</sub>, поскольку внутримодовый обмен и обмен между симметричной и деформационной модой, а также рекомбинация и тушение электронно-возбужденных состояний происходит быстрее, чем релаксация уровня (010). Для условий опыта время релаксации уровня (010) составляет 6 – 9 мкс для  $\rho = 80$  мм рт. ст.; доля этой энергии зависит от  $E/\rho$  и по оценкам составляет 50% вложенной в разряд. Нагрев газа приводит к возникновению на границе с холодным газом газодинамического разрыва, который распадается на ударную волну и волну разрежения. Последняя, распространяясь по нагретому газу, приводит к расширению нагретой пробки, уменьшению температуры газа и плотности частиц в ней. Характерное время затухания  $k_{\text{макс}}$  на оси разряда в 1,5 – 2 раза меньше, чем на краю разряда. Это связано с большей плотностью частиц и температурой в центре разряда в начальный момент времени, поскольку на краю разряда плотность и температура газа начинают уменьшаться сразу после релаксации уровня (010), т. е. через 6 – 9 мкс. Когда ось резонатора совмещена с осью разряда (кривая 1), основная часть возбужденного газа в зоне генерации первые 50 – 80 мкс находится при давлении 80 мм рт. ст. и максимальной температуре, что приводит к быстрой релаксации верхнего лазерного уровня. Для резонатора, ось которого совпадает с краем разряда (кривая 2), уже через 20 – 30 мкс основная часть объема резонатора заполнена активной средой с пониженным давлением и температурой газа, что уменьшает скорость релаксации верхнего лазерного уровня и, следовательно, повышает длительность лазерного импульса. Заметим, что при смещенном вниз по потоку резонаторе происходит более эффективное снятие инверсии с той части возбужденного газа, которая расширяется вниз по потоку. Таким образом, лишь при работе с короткими лазерными импульсами ( $\tau \leq 10$  мкс) можно считать газ неподвижным, а при работе с длинными лазерными импульсами ( $\tau \geq 50$  мкс) необходимо учитывать как расширение нагретой пробки, так и смещение газа в результате прокачки газа.

Энергия лазерного импульса уменьшается с уменьшением доли CO<sub>2</sub> в смеси и составляет при 1,25% CO<sub>2</sub> 30 – 50% максимальной. Оптимальная концентрация CO<sub>2</sub> (для получения максимальной энергии лазерного импульса) составляет 20%, однако при этом 20% энергии импульса сосредоточено в мощном пикке, который при фокусировке излучения вызывает перед мишенью оптический пробой и ухудшает взаимодействие с мишенью.

С увеличением давления рабочей смеси энергия лазерного импульса растет пропорционально давлению, а длительность импульса падает обратно пропорционально

давлению. Поскольку  $E/p$  слабо меняется с давлением, то распределение энергии в импульсе между пиком и длинной частью не зависит от давления. Таким образом, с ростом давления рабочей смеси плотность средней за импульс мощности на мишени растёт как квадрат давления. Поэтому для получения эффективного взаимодействия с мишенью более предпочтительными являются импульсно-периодические лазеры с низким давлением рабочей смеси ( $\leq 100$  мм рт. ст.).

Анализ временной зависимости коэффициента усиления на краю разряда от давления, состава смеси и удельного энерговклада (см. табл. П12.1) показывает, что при работе с прокачкой рабочей смеси не влияло на удельные энерговклады, параметры лазерного импульса и коэффициент усиления.

Приведенные характеристики лазерного излучения снимались, как правило, в режиме одиночных импульсов. Повышение частоты следования импульсов до 500 Гц при работе с прокачкой рабочей смеси не влияло на удельные энерговклады, параметры лазерного импульса и коэффициент усиления.

При объемном расходе  $1,5 \text{ м}^3/\text{с}$  и давлении 120 мм рт. ст. на смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 10 : 45 : 45$  была получена средняя мощность 1 кВт ( $\epsilon = 2 \text{ Дж}$ ,  $f = 500 \text{ Гц}$ ) при полном КПД 5%.

Для получения лазерных импульсов с длительностью более 100 мкс при коэффициенте отражения выходного зеркала 85% необходимо работать при низких давлениях рабочей смеси (меньше 100 мм рт. ст.).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 13

### Теория сварки Свифт-Хука и Гика

Теория сварки Свифт-Хука и Гика [18] исходит из задачи о движущемся со скоростью  $v$  однородном по толщине  $l$  свариваемых пластин (см. рис. 6.5) источнике тепла мощностью  $W$ . Изотерма, соответствующая температуре плавления  $T_{\text{пл}}$  (без учета скрытой теплоты плавления), определяется уравнением

$$T_{\text{пл}} = \frac{W}{2\pi l k_T} K_0 \left( \frac{v}{2\chi} r \right) \exp \left( - \frac{v}{2\chi} r \cos \varphi \right), \quad (\text{П13.1})$$

где

$$K_0(z) = \begin{cases} \ln(2/z), & z \ll 1 \\ \exp(-z) \sqrt{2\pi/z}, & z \gg 1 \end{cases} \quad (\text{П13.2})$$

— функция Бесселя;  $k_T$  — коэффициент теплопроводности;  $\chi$  — температуропроводность;  $r$  и  $\varphi$  — расстояние от источника и азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси источника. Ширина расплавленной зоны определяется уравнением

$$dy/dx = 0, \text{ где } y = r \sin \varphi, \quad x = r \cos \varphi,$$

т. е. условием

$$dy = 0, \text{ или } \text{tg} \varphi = rd\varphi/dr.$$

Дифференцируя (П13.1), находим связь радиуса и азимутального угла для точек изотермы плавления, определяющих ширину расплавленной зоны

$$\cos \varphi = -K_0(z)/K_0'(z); \quad (\text{П13.3})$$

$$r = (v/2\chi) r. \quad (\text{П13.4})$$

Из уравнений (П13.3) и (П13.4) определяем связь ширины расплавленной зоны  $d = 2r \sin \varphi$  (см. рис. 6.4)

$$(v/2\chi) d = z \left( 1 - \frac{\cdot K_0^2(z)}{K_0'^2(z)} \right) \quad (\text{П13.5})$$

с мощностью лазера

$$\frac{W}{lk_T T_{\text{пл}}} = \frac{2\pi}{K_0(z)} \exp \frac{zK_0(z)}{K_0'(z)}. \quad (\text{П13.6})$$

В предельных случаях, соответствующих почти неподвижному лучу лазера ( $z \ll 1$ ) и быстро движущемуся лучу ( $z \gg 1$ ), воспользовавшись разложением бesselевой функции (П13.2), получаем из уравнений (П13.5), (П13.6):

$$\frac{\nu}{2\chi} d = \begin{cases} \exp\left(-\frac{2\pi lk_T T_{\text{пл}}}{W}\right), & \frac{\nu}{2\chi} d \ll 1; \\ 0,48 \frac{W}{lk_T T_{\text{пл}}}, & \frac{\nu}{2\chi} d \gg 1. \end{cases}$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

### К гл. 1

1. Браун С. — Успехи физ. наук, 1981, т. 133, с. 693.
2. Duley W. W. CO<sub>2</sub> Laser Effects and Applications. N. Y. — San-Francisco—London, Acad. Press, 1976.
3. Баранов В. Ю., Веденов А. А., Низьев В. Г. — Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, с. 1156.
4. Веденов А. А., Напартович А. П. — Теплофизика высоких температур, 1974, т. 12, с. 952.
5. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. — Успехи физ. наук, 1977, т. 122, с. 419.
6. Артамонов А. В., Веденов А. А., Витшас А. Ф., Наумов В. Г. СО<sub>2</sub>-лазер непрерывного действия на атмосферном воздухе. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 184 — 186.
7. Косырев Ф. К., Косырева Н. П., Лунев Е. И. — Автомат. сварка, 1976, № 9, с. 72 — 73; Андрияхин В. М. — Наука и жизнь, 1977, № 11, с. 76.
8. Артамонов А. В., Егоров Ю. А., Кажидуб А. В. и др. — Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 4, с. 920 — 922.
9. Абильситов Г. А., Антонова А. И., Артамонов А. В. и др. — Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 1, с. 204 — 209.
10. Бельский А. М., Зуев Г. М., Косырев Ф. К. и др. — Сварочное произ-во, 1977, № 11, с. 23.
11. Беляев А. П., Дмитерко Р. А., Епишев В. А. и др. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 6, с. 325 — 328.
12. Генералов Н. А., Зимаков В. И., Косынкин В. Д. и др. — Тр. XIII конф. по явлениям в ионизованных газах. 12 — 17 сентября, Берлин, ГДР, 1977, с. 599 — 600.
13. Hill A. E. Uniform Electrical Excitation of Large Volume High Pressure Gases with Application to Laser Technology, N. Y. 1917.
14. Laser Focus 1980, v. 16, N 11, p. 26; 1979, v. 15, N 3, p. 18.
15. Brown C. O. United Aircraft Research Laborat., East Hartford, Connecticut, July 1972 (Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 10, p. 480 — 481).
16. De Maria A. J. Americ. Phys. Soc. Spring Meeting. April 1970. Optics and Laser Technology, 1972, N 6, p. 121 — 129.
17. Dumanchin R., Michon M. Centre de Recherches Compagnie General d'Electricite, France, February, 1972.
18. Michon M. Centre de Recherches Compagnie Generale d'Electricity, France, August 1972.
19. Glanford C. M., Paris M. F., Pearson P. R. Services Electronics Research Laboratory, Ministry of Defence, England, May 1973.

20. *Dzakowik G. S., Wutzke S. A.* Westinghouse Research Laboratory, Pittsburg, Pennsylvania, November 1973

21. *Веденов А. А. и др.* — Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 2480.

22. *Баранов В. Ю. и др.* — Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 811.

23. *Веденов А. А., Дробязко С. В., Корзинкин М. М.* — Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 6, с. 1186 — 1190.

## К гл. 2

1. *Тычинский В. П.* — Успехи физ. наук, 1967, т. 91, с. 389.

2. *Гордиец Б. Ф. и др.* — Там же, 1972, т. 108, с. 655.

3. *Tytle D. C.* Advances in Quantum Electronics, ed. by D W Goodwin V 1 London, Academic Press, 1970.

4. *Stark E. E.* — Appl Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 335.

5. *Соболев Н. Н., Соколов В. В.* — Успехи физ. наук, 1967, т. 91, с. 125.

6. *Steier W. H., McAllister G. L.* — IEEE J. Quant. Electr., 1975, v. QE-11, p. 725.

7. *Eckbreth A. C., Davis J. W.* — Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, p. 101.

8. *Brown C. O., Davis J. W.* — Ibid, 1972, v. 21, p. 180

9. *Laser Focus*, June 1976, p. 28

10. *Sziklus E. A., Siegman A. E.* — Appl. Opt., 1975, v. 14, p. 1874.

11. *Артамонов А. В., Напартович А. П.* — Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 1554; *Артамонов А. В., Наумов В. Г.* — Там же, 1977, т. 4, с. 178.

12. *Girard A., Beaulieu A. J.* — IEEE J. Quant. Electr., 1974, v. QE-10, p. 521.

13. *Ананьев Ю. А.* Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М., Наука, 1979; *Звелто О.* Физика лазеров. Пер. с англ. М., Мир, 1979.

## К гл. 3

1. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.

2. *Грановский В. П.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., Наука, 1971; *Акишев Ю. С. и др.* — Теплофизика высоких температур, 1980, т. 18, с. 873.

3. *Vedenov A. A., Kopyrina R. I., Mylnikov G. D.* XII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, 1975.

4. *Баранов В. Ю., Веденов А. А., Низьев В. Г.* — Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, с. 1156.

5. *Райзер Ю. П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. М., Наука, 1980.

6. *Nighan W. L.* — Phys. Rev., 1970, v. A2, p. 1879, *Александров Н. Л., Кончаров А. М., Сон Э. Е.* Физика плазмы, 1978, т. 4, с. 169, 1182; *Теплофизика высоких температур*, 1979, т. 17, с. 210; *Карлов Н. В. и др.* Константы скорости и баланс энергии электронов в плазме газоразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров. Препринт № 91, Физ. ин-та АН СССР. М., 1976.

7. *Артамонов А. В., Наумов В. Г.* — Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 1442.

8. *Vedenov A. A. e. a.* — In: XI Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Praha, 1973, p. 108.

9. *Веденов А. А. и др.* — Физика плазмы, 1980, т. 6, с. 910; *Тезисы докл. на V Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы*, Киев, 1979.

10. *Мильников Г. Д., Напартович А. П.* — Физика плазмы, 1975, т. 1, с. 892.

11. *Артамонов А. В. и др.* — Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 419.

12. *Гладуш Г. Г., Самохин А. А.* Расчет двумерного тлеющего разряда в молекулярном газе. — Препринт ИАЭ № ИАЭ-3062. М., 1978.

13. *Баркалов А. Д. и др.* — Теплофизика высоких температур, 1978, т. 16, с. 265.

14. *Баркалов А. Д. и др.* — Теплофизика высоких температур, 1980, т. 18, с. 483.

15. *Hill A. E.* — Appl. Phys. Lett., 1971, v. 18, p. 194.

16. *Борисов В. М., Гладуш Г. Г., Степанов Ю. Ю.* — Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 809.

17. *Басов Н. Г. и др.* — Успехи физ. наук, 1974, т. 114, с. 213.

18. *Denes L. J., Lowke J. J.* — Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 130.

19. *Lind R. C. e. a.* — IEEE of Quant Electr., 1974, v. QE-10, N 10, p. 818.



20. *Аришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. Н.* — В сб.: Газовые лазеры. Под ред. Р. И. Солоухина и В. П. Чеботаева. Новосибирск, Наука, 1977, с. 290.

#### К гл. 4

1. *Tiffany W. B., Turg R., Foster J. D.* — Appl. Phys. Lett., 1969, v. 15, p. 91.
2. *Кондратьев В. Н.* — Сообщ. по кинетике и катализу, 1979, т. 1, с. 7.
3. *Иванов Ю. А., Полак Л. С., Словецкий Д. И.* — Химия высоких энергий, 1971, т. 5, с. 382.
4. *Грюканов М. Ф., Дробязко С. В., Сенаторов Ю. М.* — Химия высоких энергий, 1979, т. 13, № 6, с. 522.
5. *Eckbreth A. C., Blaszyk P. R.* — AIAA, 1972, Paper N 72-723.
6. *Артамонов А. В. и др.* — Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 4.

#### К гл. 5

1. *Smith D. C.* — Proc. of IEEE, 1977, v. 65, p. 1679.
2. *Веденов А. А., Маркин О. А.* — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1979, т. 76, с. 1198.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, 1954, с. 18.
4. *Аскаръян Г. А.* — Успехи физ. наук, 1973, т. 111, с. 249.

#### К гл. 6

1. *Бункин Ф. В., Трибельский М. И.* — Успехи физ. наук, 1979, т. 130, с. 193.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, 1954, с. 290.
3. *Левченко Е. Б., Черняков А. Л.* — Физика и химия обработки материалов, 1981, № 3.
4. *Swift-Hook D. T., Gick A. E. F.* — Weld. Journ., 1973, v. 52, p. 492.
5. *Willgoss R. A., Megaw J. H. P. C., Clark J. N.* — Optics and Laser Technology, 1979, v. 11, N 2, p. 73.
6. *Веденов А. А., Гладуш Г. Г., Явохин А. Н.* — Физика и химия обработки материалов, 1981, № 2.
7. *Веденов А. А., Гладуш Г. Г.* — Там же, 1979, № 1, с. 142.
8. *Веденов А. А. и др.* — Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 7; *Hamilton D. C., Pashby I. R.* — Optics and Laser Technology, 1979, v. 11, N 8, p. 183.
9. *Райзер Ю. П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М., Наука, 1974.
10. *Баранов М. С., Вершок Б. А., Гейнрихс И. Н.* — Теплофизика высоких температур, 1975, т. 13, с. 566; Физика и химия обработки материалов, 1976, № 5, с. 3.
11. *Веденов А. А., Мыльников Г. Д., Соболенко Д. Н.* — Успехи физ. наук, 1982, т. 138, № 3.
12. *Карлов Н. В., Прохоров А. М.* — Там же, 1976, т. 118, с. 583; *Басов Н. Г. и др.* — Там же, 1977, т. 121, с. 427; *Летохов В. С., Мур С. Б.* — Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 248; 485.
13. *Izenor e. a.* — Canad. Journ. Phys., 1973, v. 51, p. 1281.
14. *Denez J., Rice S. A.* — J. Chem. Phys., 1977, v. 67, p. 1918.
15. *Заславский Г. М., Чириков Б. В.* — Успехи физ. наук, 1971, т. 105, с. 3.
16. *Ronn A. M.* — Laser Focus, 1976, August.
17. *Hall R. V., Kaldor A.* — J. Chem. Phys., 1979, v. 70(9), p. 4027

#### К приложению

1. *Гордиец Ф. Ф., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А.* — Журнал эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, с. 1822.
2. *Devir A. D., Oppenheim U. P.* — Appl. Optics, 1969, v. 8, p. 1822; *Patty R. R. e.a.* — Ibid., 1968, v. 7, p. 2241.
3. *Гладуш Г. Г., Самохин А. А.* — Прикладная механика и технич. физика, 1981, № 3, с. 49.

4. Артамонов А. В. и др. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 581.
5. Веденов А. А. и др. — Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, с. 441.
6. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В. — Там же, 1978, т. 4, с. 152.
7. Волков А. Ф., Коган Ш. М. — Успехи физ. наук, 1968, т. 96, с. 633.
8. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. Тезисы докл. на V Всесоюзн. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1979.
9. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. — Теплофизика высоких температур, 1981, т. 19, № 6.
10. Lowke J. J., Phelps A. V., Irvin B. W. — J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 4664.
11. Веденов А. А. и др. Материалы IV Всесоюзн. конф. по газовым лазерам и электровакуумным и газоразрядным приборам. Рязань, май 1974. М., 1974, с. 42.
12. Hamilton D. C. — Optics Commun., 1976, v. 19, p. 339.
13. Girard A., Beaulieu A. S. — IEEE J. Quant. Electr., 1974, v. QE-10, p. 521.
14. Brandenburg W. M., Bailey M. P., Teixeira P. D. — Ibid., 1972, v. QE-8, p. 414.
15. Баранов В. Ю. и др. — Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 649.
16. Дробязко С. В., Журавский Л. Г. — Там же, 1979, т. 6, с. 49.
17. Ballik E. A. e. a. — J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 1323.
18. Swift-Hook D. T., Gick A. E. F. — Weld. J., 1973, v. 52, p. 492.

## АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Баланс энергии в плазме тлеющего разряда** 34, 77
- Вентилятор** 10
- Волны ударные в контуре CO<sub>2</sub>-лазера** 47  
— — при взаимодействии излучения с веществом 61
- Восстановление смеси** 47
- Время релаксации** 7, 18, 19
- ВЧ-разряд** 39, 89
- Генератор квантовый с потоком активной среды** 21  
— — импульсный 25
- Движитель лазерный** 5
- Дефокусировка тепловая в покоящемся газе** 51  
— — при ветре 54
- Диссоциация молекул с электронным ударом** 47  
— — ИК-излучением 65
- Длительность импульса света** 25
- Домены** 35, 81
- Дуга** 36
- Закалка** 57
- Зеркала** 17
- Замкнутый цикл** 10, 43
- ИК-излучение дальнее** 63
- Импульс света** 25
- Ионизация внешняя УФ-излучением** 39  
— — электронным и протонным пучком 42
- Колебания акустические в контуре CO<sub>2</sub>-лазера** 46, 103
- Контракция** 35
- Коэффициент ионизации** 30, 81
- Лазер импульсно-периодический** 46, 99, 101, 103  
— стационарный 43, 93, 94
- Неустойчивость ионизационно-тепловая** 9, 35, 41
- Нормальное катодное падение потенциала** 29, 71
- Нормальная плотность тока** 29, 71
- Нанесение покрытий** 58
- Окна** 27
- Отлипание** 33
- Открытая схема** 11, 43
- Плазма тлеющего разряда в потоке газа** 30  
— — — импульсного 42
- Преобразование частоты излучения** 63
- Прилипание** 33, 80
- Пробивание отверстий** 61
- Пробой газа** 39, 42  
— оптический 60  
— — на поверхности 61
- Пульсации в резонаторах** 24, 70
- Пульсирующий режим проплавления** 65
- Разделение изотопов** 65
- Разряд в потоке газа** 30  
— импульсный 42
- Распространение излучения** 51
- Реакции химические в поле мощного ИК-излучения** 65
- Резка** 59
- Резонатор устойчивый** 14  
-- неустойчивый 16
- Рекомбинация** 33
- Сварка** 59, 107
- Страты** 35, 81
- Скорость релаксации** 7, 18, 19  
— химических реакций 47, 65
- Схема уровней CO<sub>2</sub>** 8  
— Хилла 39
- Течение жидкости при плавлении лазерным лучом** 58
- Усилители с потоком активной среды** 20
- Факел плазменный** 60
- Функция распределения** 34
- Частота предельная импульсно-периодических лазеров** 46
- Энерговклад удельный** 43
- Эффективность лазера с потоком активной среды** 23  
— — импульсного 26

**Александр Алексеевич Веденов**

**ФИЗИКА ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ**

Редактор *В. Н. Безрукова*

Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*

Обложка художника *Ю. С. Шлепера*

Технический редактор *Л. В. Осипова*

Корректор *С. В. Малышева*

Оператор *О. В. Канатникова*

**ИБ № 416**

Набор выполнен в Энергоиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 04.82.  
Т-08954. Формат 60x90 1/16. Бумага офсетная № 2. Печать офсетная. Усл.печ.л. 7,0.  
Усл. кр.-отт. 7,25. Уч.-изд. л. 8,53. Тираж 1500 экз. Заказ 2437. Цена 1 р. 30 к.

Энергоиздат, 113114 Москва М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

109033 Москва Ж-33, Волочаевская ул., 40