

**В. М. Батенин, А. М. Бойченко,
В. В. Бучанов, М. А. Казарян,
И. И. Климовский, Э. И. Молодых**

**ЛАЗЕРЫ
на самоограниченных
переходах атомов металлов-2**

Том I

Под общей редакцией В. М. Батенина



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2009

УДК 621.373

ББК 32

Л 17

Авторы:

Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А.,
Климовский И.И., Молодых Э.И.

Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов — 2. В 2 т.
Т. 1 / Под ред. В.М. Батенина. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 544 с. —
ISBN 978-5-9221-1085-3.

В книге рассмотрены способы создания активных сред лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, а также различные методы их возбуждения. Большое внимание уделено описанию конструктивных особенностей лазерных трубок, работающих при высоких температурах. Приводятся обширные данные по экспериментальным системам и подробно излагаются результаты как теоретических, так и экспериментальных исследований и разработок. Обсуждаются основные физические процессы, ответственные за создание инверсной заселенности в лазерах на парах металлов, а также в смесях. Особое место в книге занимает рассмотрение параметров плазмы и характеристик разряда, анализируется их взаимосвязь с энергетическими, временными и другими параметрами лазерного излучения.

Книга адресована научным сотрудникам, инженерам, аспирантам и студентам высших учебных заведений.

© ФИЗМАТЛИТ, 2009

© Батенин В.М., Бойченко А.М.,
Бучанов В.В., Казарян М.А.,
Климовский И.И., Молодых Э.И., 2009

ISBN 978-5-9221-1085-3

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|-----------|
| Предисловие | 8 |
| Список литературы | 10 |
| Предисловие к первому изданию | 11 |
| Список литературы | 15 |
| Список основных обозначений, индексов и сокращений | 17 |
| Введение | 22 |
| В.1. Что означает термин «самоограниченный переход» | 22 |
| В.2. Условия получения эффективной генерации в лазерах на самоограниченных переходах | 23 |
| В.3. Характеристики генерации лазеров на самоограниченных переходах | 26 |
| Список литературы | 30 |
| | |
| Глава 1. Устройства и способы создания паров металлов | 31 |
| 1.1. Первые конструкции лазеров на парах металлов | 31 |
| 1.2. Лазеры на саморазогреве | 32 |
| 1.2.1. Тепловой режим разрядных лазерных трубок (32). | |
| 1.2.2. Разработка конструкций лазерных трубок с саморазогревом (34). | |
| 1.3. Взрывной способ получения паров металлов | 38 |
| 1.4. Прокачные лазерные системы | 39 |
| 1.5. Поток мелкодисперсных частиц как активная среда лазеров на парах металлов | 43 |
| 1.6. Методы воздействия на выходные характеристики лазеров | 46 |
| 1.7. Лазерные кюветы для лазера на парах меди с поперечным разрядом | 48 |
| 1.8. Лазерные трубки с полым катодом | 53 |
| 1.9. Модифицированные кюветы для лазеров с газоразрядным возбуждением | 56 |
| 1.10. Кюветы лазеров с накачкой электронными пучками | 62 |
| 1.11. Лазеры на парах солей металлов | 68 |

| | |
|---|------------|
| 1.11.1. Способы введения атомов металлов в рабочую зону (68). | |
| 1.11.2. Газоразрядные трубки (69). | |
| 1.11.3. Способы получения паров для гибридных лазеров на парах металлов (72). | |
| 1.12. Принципы расчета теплового режима излучателей. | 75 |
| Список литературы | 80 |
| | |
| Глава 2. Схема возбуждения и ее влияние на характеристики генерации саморазогревных лазеров на парах меди | 84 |
| 2.1. Электрические характеристики разряда | 84 |
| 2.2. Распределение электрической энергии, потребляемой от выпрямителя, в различных элементах зарядного и разрядного контуров | 88 |
| 2.3. Влияние зарядного контура на генерационные характеристики лазеров на самоограниченных переходах. | 89 |
| 2.4. Влияние разрядного контура на генерационные характеристики лазеров на самоограниченных переходах. | 93 |
| 2.5. Особенности работы тиратронов в импульсно-периодических лазерах на парах меди | 102 |
| Список литературы | 114 |
| | |
| Глава 3. Блоки возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов | 116 |
| 3.1. Схемы разрядных контуров, обеспечивающие увеличение крутизны переднего фронта импульса напряжения на электродах ГРТ | 116 |
| 3.2. Блоки возбуждения с импульсными трансформаторами | 121 |
| 3.3. Тиратронные блоки возбуждения с повышенной частотой следования импульсов возбуждения и повышенной коммутлируемой мощностью | 126 |
| 3.4. Блоки возбуждения со схемами Блюмляйна | 134 |
| 3.5. Блоки возбуждения, позволяющие уменьшить влияние катафореза на вынос рабочего металла из ГРТ | 137 |
| 3.6. Тиратронно-тиристорные блоки возбуждения | 139 |
| 3.7. Генераторы сдвоенных импульсов и цугов импульсов возбуждения | 143 |
| 3.8. Генераторы импульсов возбуждения на таситронах и вакуумных триодах | 146 |
| 3.9. Блоки возбуждения импульсно-периодических лазеров с разрядниками в качестве коммутаторов | 148 |
| 3.10. Блоки возбуждения с полупроводниковыми коммутаторами. | 151 |
| 3.11. Способы управления характеристиками лазеров на парах металлов | 157 |
| 3.12. Перспективы развития генераторов импульсов возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов | 161 |
| Список литературы | 163 |

| | |
|---|-----|
| Глава 4. Импульсно-периодические лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов | 167 |
| 4.1. История исследования импульсно-периодических лазеров на парах металлов | 167 |
| 4.2. Радиальная неоднородность параметров плазмы в импульсно-периодических лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов | 175 |
| 4.2.1. Неоднородность распределения температуры газа (175). | |
| 4.2.2. Неоднородность предимпульсных распределений концентрации атомов инертного газа и рабочего металла в основном состоянии (178). | |
| 4.2.3. Неоднородность предимпульсного распределения концентрации электронов (178). | |
| 4.2.4. Неоднородность предимпульсных распределений температуры электронов и концентрации метастабильных атомов (180). | |
| 4.2.5. Неоднородность распределений параметров плазмы во время импульса возбуждения (182). | |
| 4.3. Температура газа в импульсно-периодических лазерах на парах меди | 183 |
| 4.4. Результаты измерений концентраций метастабильных и резонансно-возбужденных атомов рабочего металла в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов | 194 |
| 4.5. Концентрация и температура электронов в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов | 205 |
| 4.5.1. Концентрация и температура электронов во время импульса возбуждения (205). | |
| 4.5.2. Концентрация и температура электронов в межимпульсный интервал времени в лазерах с ГРТ небольших диаметров ($d_p \leq 2$ см) (209). | |
| 4.5.3. Концентрация и температура электронов в ГРТ больших диаметров (216). | |
| 4.6. Концентрация атомов рабочего металла в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов | 221 |
| Список литературы | 229 |
| | |
| Глава 5. Результаты аналитических исследований лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов | 239 |
| 5.1. Характеристики импульса генерации лазера на самоограниченных переходах атомов металлов | 239 |
| 5.2. Характеристики генерации лазера на парах меди | 245 |
| 5.3. Аналитическое решение задачи о характеристиках импульса генерации лазера на парах меди с учетом развития ионизации | 253 |
| 5.4. Влияние самопоглощения индуцированного излучения на характеристики генерации | 258 |
| 5.5. Соотношения подобия для импульсных лазеров на парах металлов | 262 |
| Список литературы | 266 |

| | |
|---|-----|
| Глава 6. Численные исследования импульсных лазеров на парах металлов | 268 |
| 6.1. Физическая и математическая постановка задачи | 269 |
| 6.2. Расчетные зависимости для коэффициентов, сечений, констант скоростей и частот элементарных физических процессов. | 272 |
| 6.3. Методы решения, программы и результаты численных экспериментов | 281 |
| 6.4. Лазер на парах меди | 295 |
| 6.4.1. Моноимпульсный режим работы лазера на парах меди с максвелловской функцией распределения электронов по энергиям (295). 6.4.2. Расчет моноимпульсного режима работы лазера на парах меди с немаксвелловской функцией распределения электронов по энергиям (297). 6.4.3. Частотный режим работы лазера на парах меди в смеси с неоном (302). 6.4.4. Работа лазера на парах меди при большом давлении буферного газа (311). 6.4.5. Параметрическое исследование влияния исходных данных на энергетические характеристики ЛПМ (320). | |
| 6.5. Лазер на парах европия | 328 |
| 6.6. Оптимизация параметров лазеров на парах металлов. | 339 |
| Список литературы | 348 |
| | |
| Глава 7. Численное моделирование импульсно-периодических ЛПМ с учетом неоднородного распределения параметров плазмы (неоднородности разряда) по сечению ГРТ. | 353 |
| 7.1. Место и роль модельных исследований импульсно-периодических ЛПМ с учетом радиальных неоднородностей параметров плазмы [1–6] в ряду других численных исследований таких лазеров. | 353 |
| 7.2. Результаты численных исследований импульсно-периодических ЛПМ в предположении однородного распределения параметров плазмы по сечению ГРТ [1–3] | 354 |
| 7.3. Характерные радиальные распределения предимпульсных параметров плазмы в импульсно-периодических ЛПМ | 363 |
| 7.4. Система уравнений для расчета характеристик генерации в условиях неоднородного распределения параметров плазмы по сечению ГРТ. | 366 |
| 7.5. Динамика генерации в радиально неоднородной активной среде ЛПМ. | 368 |
| 7.6. Влияние радиальной неоднородности параметров плазмы на КПД и удельную энергию генерации и КПД ЛПМ | 372 |
| 7.7. Влияние формы импульса возбуждения на характеристики генерации ЛПМ. | 378 |
| 7.8. Характеристики генерации импульсно-периодических ЛПМ | 381 |
| 7.9. Сопоставление результатов расчета [4–6] и эксперимента. | 391 |

| | |
|--|------------|
| 7.10. Самосогласованные модели, учитывающие радиальные неоднородности | 399 |
| Список литературы | 402 |
| | |
| Глава 8. Моделирование лазеров на парах меди. Лазеры с модифицированной кинетикой (kinetically enhanced lasers) | 404 |
| 8.1. Введение | 404 |
| 8.2. Кинетическая модель | 404 |
| 8.3. Функция распределения электронов | 407 |
| 8.4. Ограничение на частоту следования импульсов. | 422 |
| 8.5. Лазеры с модифицированной кинетикой (kinetically enhanced lasers) | 449 |
| 8.5.1. Добавки водорода (450). 8.5.2. Добавки хлороводорода (487). | |
| 8.6. Формирование высококачественного излучения лазера на парах меди в системе «задающий генератор – усилитель». | 520 |
| 8.6.1. Зависимость добавочной мощности, снимаемой с усилителя, от мощности накачки (531). | |
| Список литературы | 534 |
| Сведения об авторах. | 541 |

Предисловие

Со времени опубликования монографии [1] — сентябрь 1998 года — прошло 11 лет. Суть этой книги, по-видимому, лучше всего определить с помощью слов, заимствованных из рецензии [2], написанной в том же году Н. В. Карловым¹⁾: *«В рецензируемой книге впервые в мировой литературе предпринята попытка собрать и по возможности обобщить весь накопленный материал по физическим процессам, определяющим основные параметры генерации в лазерах на парах металлов. В книге рассматриваются также различные способы создания активных сред лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов и разнообразные методы их возбуждения. Большое внимание уделено изложению результатов экспериментальных и теоретических исследований параметров плазмы и высоковольтного наносекундного разряда...благодаря большому объему приведенного в ней (монографии — авторы) фактического материала, систематичности и ясности изложения она может служить ценным справочным материалом для специалистов в области физики газовых разрядов».*

Чтобы у читателей не сложилось впечатление, что мы, пользуясь рецензией [1], пытаемся, говоря современным языком, создать себе рекламу, приведем два серьезных замечания, содержащихся в рассматриваемой рецензии:

1) *«...в книге не описаны численные модели для перспективных сред, включающих в себя молекулярные компоненты, такие как H_2 и галогениды металлов».*

2) *«...если будет осуществлено переиздание книги, то я (Н. В. Карлов — авторы) бы пожелал авторам добавить справочный материал по имеющимся параметрам — длинам волн, мощностям, энергиям, КПД, составу активных сред, временам жизни и т. д. Это сильно повысило бы ценность книги».*

В последнее время наблюдается некоторое оживление российской академической науки и начало возрождения науки отраслевой. В этой связи переиздание монографии [1] с включением в нее нового обширного материала, накопленного за последние 11 лет, становится вполне своевременным.

¹⁾ Пользуясь случаем, мы приносим, возможно, несколько запоздалую, но неизменно искреннюю благодарность Николаю Васильевичу Карлову за высокую, на наш взгляд, оценку монографии [1].

Отдавая себе отчет в целесообразности переиздания монографии [1] и надеясь на лучшее, мы оценили ситуацию, сложившуюся в области исследований лазеров на самоограниченных переходах в настоящее время, и пришли к следующим выводам. За 11 лет, прошедшие с момента издания монографии [1], большой успех достигнут в численном моделировании лазеров на парах меди с добавками молекулярных газов, получивших название лазеров на парах меди с модифицированной кинетикой [3]. Существенный прогресс достигнут в исследованиях лазеров на парах стронция (см., например, [4]) и на парах бромида меди (см., например, [5]). Печально выглядят результаты проводимых в России исследований преобразования излучения лазера на парах меди в ультрафиолетовое излучение (см., например, [6]). Решена проблема создания излучателей лазеров на парах металлов, снабженных генераторами водорода с большим сроком службы [7].

Наряду с перечисленными успешно развивающимися исследованиями лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов существуют исследования, которые в свое время вполне успешно развивались в СССР, но в силу объективных причин в последние 10–15 лет сильно замедлили свое развитие. Речь, прежде всего, идет об исследованиях [8,9], направленных на решение одной из интереснейших проблем лазерной физики — создание непрерывных лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов.

Здесь уместно отметить, что в СССР возможно было одновременное появление нескольких монографий, дополняющих друг друга и коллективно практически в полной мере отображающих развитие науки в ее какой-либо отдельно взятой области. В настоящее время подобная ситуация практически исключена. Поэтому, по мнению авторов, для сохранения систематичности и ясности изложения фактического материала при максимально возможном охвате многолетних результатов исследований лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов есть только один путь. Взяв за основу монографию [1], дополнить, руководствуясь целесообразностью, ее разделы новыми результатами исследований названных лазеров и, главное, включить в нее разделы, отражающие как последние достижения в названных исследованиях, так и научную потенцию отмеченных ранее исследований, в свое время успешно развивавшихся в СССР.

Начав движение по этому пути, авторы осознали целесообразность разбиения новой монографии, в виду ее большого объема, на две части и сохранения за нею названия монографии [1] с добавлением к нему цифры 2.

Мы надеемся, что новая монография, так же как и предыдущая [1], будет представлять интерес как для специалистов в области лазеров и квантовой электроники, так и для специалистов в области плазмохимии, физики плазмы и газового разряда.

В заключение мы считаем своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность Н. Н. Васильевой за помощь в оформлении новой монографии и подготовке ее к публикации.

В.М. Батенин, А.М. Бойченко,
В.В. Бучанов, М.А. Казарян,
И.И. Климовский.

Список литературы

1. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. — М.: Научная книга. 1998. 544 с.
2. Карлов Н.В. Новая книга по лазерам: Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. «Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов» // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 11. С. 1053–1054.
3. Бойченко А.М., Моделирование лазеров и ламп на переходах эксиплексных и эксимерных молекул и лазеров на парах меди с модифицированной кинетикой. Диссертация докт. физ.-мат. наук., Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН. — М.: 2005. 503 с.
4. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полунин Ю.П., Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 1009–1015.
5. Губарев Ф.А., Федоров В.Ф., Евтушенко Г.С., Суханов В.Б., Заикин С.С. // Известия Томского политехнического университета. 2008. Т. 312. № 2. С. 106–107.
6. Батенин В.М., Карпунин В.Т., Маликов М.М. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 9. С. 844–848.
7. Бочков В.Д., Гошева-Маразова М.О., Климовский И.И. // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1027–1029.
8. Бохан П.А. Лазеры на парах металлов со столкновительным девозбуждением нижних рабочих состояний. Диссертация докт. физ.-мат. наук. ИОА. — Новосибирск, 1988. 418 с.
9. Климовский И.И. Лазеры на самоограниченных переходах лазеров металлов. Диссертация докт. физ.-мат. наук. ИВТАН. — М.: 1992. 528 с.

Предисловие к первому изданию

Впервые генерация на самоограниченном переходе атома металла была получена в парах свинца [1] в 1965 году на переходе между резонансным уровнем $6p7s\ ^3P_1^0$ и одним из уровней основной конфигурации $6p^2\ ^1D_2$ на длине волны 722,9 нм. С тех пор было опубликовано большое число работ, содержащих результаты разработок и исследований лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов. Более того, за истекшее время предпринимались неоднократные попытки (см. [2–7]) тем или иным способом обобщить результаты исследований, проводимых различными коллективами прежде всего в СССР и США.

С момента выхода в свет монографии [6], внесшей в свое время значительный вклад в развитие исследований и разработок лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, прошло двенадцать лет. За это время практически завершено исследование физических процессов, протекающих в активной среде лазеров на самоограниченных переходах и определяющих параметры их генерации; разработаны различной степени точности математические модели таких лазеров, что позволило перейти от физических исследований к численному эксперименту с целью определения оптимальных условий работы по КПД или по средней мощности генерации лазеров на самоограниченных переходах; сформировались новые пути развития таких лазеров. Постоянный интерес к лазерам на самоограниченных переходах атомов металлов поддерживается широкими возможностями их применения в решении различных прикладных задач.

Последняя и достаточно успешная попытка, если так можно выразиться, коллективного обобщения результатов исследования лазеров на самоограниченных переходах представляет собой сборник докладов Международной научной школы: «Импульсные лазеры на парах металлов», проведенной в 1995 году в университете г. Эндрюса (Шотландия) под эгидой НАТО. Сборник докладов, представленных на эту школу [8], дает достаточно полное представление о состоянии и приоритетных направлениях современных исследований и применений лазеров на самоограниченных переходах. Однако, отсутствие в [8] единого свойственного монографиям подхода, позволяющего выявить уровень и взаимное соответствие результатов различных исследований, лишний раз свидетельствует о необходимости написания и издания монографии, с единых позиций обобщающей результаты многолетних исследований лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов.

В России существуют по меньшей мере несколько коллективов, способных обобщить результаты более чем тридцатилетних исследова-

ний лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов. Однако можно сказать, что коллективу авторов данной монографии повезло. Они получили поддержку Российского фонда фундаментальных исследований, и эта поддержка сыграла значимую роль в появлении данной монографии.

Монографию, посвященную лазерам на самоограниченных переходах, целесообразно начать с ретроспективного взгляда на историю развития названных лазеров. Такой взгляд позволяет установить, что на начальной стадии этой истории наибольшее влияние оказали, кроме [1], работы [9–12]. В [9] были сформулированы условия получения эффективной генерации на самоограниченных переходах, определившие на долгое время стратегию поиска рабочих металлов и исследований лазеров, создаваемых на их основе.

В [10] был впервые реализован применявшийся ранее в ионных лазерах [13] саморазогревный (за счет энергии, выделяющейся в разряде) режим работы лазера на парах меди. Реализация такого режима работы продемонстрировала практическую возможность создания высокоэффективных импульсно-периодических лазеров на парах металлов, названных впоследствии саморазогревными лазерами.

В [11] путем применения сдвоенных импульсов возбуждения впервые получена генерация в парах химического соединения меди — хлорида меди. Работа [11], по существу, явилась родоначальницей лазеров, называемых в настоящее время лазерами на парах галогенидов металлов.

В теоретической работе [12], посвященной расчету характеристик лазера на парах меди, был сделан принципиальный шаг в понимании кинетики генерации таких лазеров и была показана неконкурентоспособность по удельной энергии генерации моноимпульсного лазера на парах меди (лучшего из лазеров на парах металлов) с моноимпульсными молекулярными лазерами высокого давления.

После опубликования работ [10,12] стало ясно, что наиболее перспективным направлением развития лазеров на самоограниченных переходах на парах металлов является создание эффективных импульсно-периодических лазеров. Именно изучению этого типа лазеров (в том числе и саморазогревных) в течение продолжительного времени были прежде всего посвящены теоретические и экспериментальные исследования, результаты которых изложены в основном тексте данной монографии. Следует отметить, что успехам, достигнутым в этих исследованиях, в немалой степени способствовал огромный опыт предшествующих исследований физики газового разряда, физики и химии низкотемпературной плазмы, атомной физики, накопленный советскими и зарубежными учеными и обобщенный в целом ряде монографий.

За время исследований лазеров на самоограниченных переходах генерация была получена как на нейтральных атомах, так и на ионах в диапазоне длин волн генерации от 312,2 нм (пары золота) до 645,60 нм (пары стронция). Наиболее мощными и эффективными яв-

ляются лазеры на парах меди ($\lambda_1 = 510,5; 578,2$ нм). По этой причине они в настоящее время оказались наиболее освоенными промышленностью. Для лазеров на парах меди со средней мощностью генерации от нескольких ватт до нескольких десятков ватт разработаны отпаянные излучатели с гарантированным ресурсом работы — 1000 часов [14]. С лазерами на парах бромида меди также достигнуты значительные успехи. Ресурс работы отпаянных излучателей таких лазеров составляет в настоящее время 500 часов [15], что при их относительно небольшой стоимости делает лазеры на парах бромида меди конкурентоспособными в ряде приложений с лазерами на парах меди.

Максимальные средние мощности генерации реализуются в настоящее время с помощью лазерных систем, состоящих из задающего генератора и нескольких усилителей [16,17]. В первой из указанных работ описывается лазерная система, состоящая из генератора и трех усилителей. Мощность каждого усилителя составляет 250 Вт при общей выходной мощности лазерной системы более 750 Вт. Лазерная система, описанная в [17], состоит из генератора и четырех усилителей. Максимальная средняя мощность генерации, снимаемая с одного усилителя, составляет 560 Вт при общей мощности лазерной системы 1902 Вт¹⁾.

Знаменательная особенность развития лазеров на самоограниченных переходах заключается в том, что, несмотря на более чем тридцатилетнюю историю, это развитие не закончено и имеет как ближнюю, так и дальнюю перспективы. К ближней перспективе относится создание, во-первых, эффективных импульсно-периодических лазеров на парах галогенидов меди, работающих в режиме генераторов, со средней мощностью генерации на уровне нескольких сот ватт и при практическом КПД в несколько процентов. Во-вторых, — создание высокоэффективных лазеров на парах меди и галогенидов меди с практическим КПД на уровне 5–8% и со средними мощностями генерации в диапазоне от нескольких ватт до нескольких десятков ватт. Подтверждением сказанному служат результаты работ [18,19]. В первой из них сообщается о создании лабораторного образца лазера CuVg, образующихся в результате взаимодействий твердой меди с газообразным NVg в разряде (Cu/NVg-лазера) со средней мощностью генерации 200 Вт и практическим КПД 1,9 %, во второй — о создании также лабораторного образца лазера на парах меди с физическим КПД 9 %. Возможно, что к ближней перспективе относится также оптимизация режимов работы лазеров на парах других металлов, а не только на парах меди, и выпуск промышленностью их различных модификаций.

¹⁾ Мы сознательно избегаем обсуждения проблем, связанных с различными применениями лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов. Такое обсуждение требует написания отдельной монографии — *авторы*.

К отдаленной перспективе следует, по-видимому, отнести создание мощных и эффективных лазеров на парах металлов и, прежде всего, на парах меди с большой апертурой луча, возбуждаемых пучками электронов с энергиями 1–10 кэВ [20,21]. На сегодняшний день впечатляющие успехи достигнуты с помощью так называемого открытого электрического разряда [20], осуществляемого между соосными цилиндрическими катодом и сеточным анодом, расположенным в области катодного падения потенциала. Впервые подобный способ возбуждения был использован в [22] в экспериментах с непрерывным гелий-неоновым лазером. Однако важной особенностью открытого разряда, использованного в [20], является то, что с его помощью в импульсах длительностью около 100 нс получены рекордные плотности тока пучка электронов ($\sim 50 \text{ А/см}^2$) с энергиями на уровне нескольких кэВ, что и определяет его перспективы в качестве источника возбуждения лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов.

Наконец, имеется потенциальная перспектива использования высоковольтных импульсно-периодических и открытых разрядов, применяемых в настоящее время для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах, в плазмохимии и, прежде всего, при решении таких проблем, как очистка дымовых газов от оксидов азота и серы, а также для разрушения токсичных и пахучих веществ. Опыт работы с лазерами на парах химических соединений металлов показывает, что по своей способности диссоциировать различные химические соединения высоковольтные импульсно-периодические разряды, по-видимому, не уступают периодическому коронному разряду [23], являющемуся в настоящее время одним из наиболее перспективных методов очистки дымовых газов от оксидов азота и серы.

Существующими перспективами дальнейшего развития и использования как самих лазеров на самоограниченных переходах, так и разрядов, используемых для возбуждения активной среды таких лазеров, и определяется то, что данная монография направлена не только на обобщение результатов экспериментальных и теоретических исследований энергетических характеристик лазеров на самоограниченных переходах, но и на обобщение результатов исследований высоковольтных импульсно-периодических разрядов, применяющихся для возбуждения названных лазеров. Мы надеемся, что данная монография будет представлять интерес как для специалистов в области лазеров и квантовой электроники, так и для специалистов в областях плазмохимии, физики плазмы и газового разряда.

Мы с прискорбием сообщаем, что после окончания работы над монографией скончался доктор физико-математических наук, профессор Эдуард Ильич Молодых.

В заключение мы считаем своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность Н.Н. Васильевой за помощь в оформлении монографии и подготовке ее к публикации.

В.М. Батенин,
В.В. Бучанов,
М.А. Казарян,
И.И. Климовский.

Список литературы

1. *Fowles G.R., Silfvast W.T.* // Appl. Phys. Lett. 1965. Vol.6. № 12. P.236–237.
2. *Верный Е.А.* Лазеры на самоограниченных переходах. В книге: Аллен Л., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. / Перевод с англ. под ред. Верного Е.А. — М.: Наука. 1970. С.78–81.
3. *Петраш Г.Г.* // Успехи физических наук. 1971. Т.105. Вып.4. С.645–676.
4. *Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Исследование импульсных газовых лазеров на атомных переходах // Импульсные газоразрядные лазеры на переходах атомов и молекул (Труды ФИАН. Т.81). — М.: Наука. 1975. С.3–87.
5. *Бужинский О.И.* Эволюция исследований Си-лазера и возможности его практического применения (Обзор). — М.: Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова. 1983.
6. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. — Новосибирск: Наука. 1985.
7. Лазеры на парах металлов и их галогенидов (Труды ФИАН. Т.181). — М.: Наука. 1987.
8. Pulsed Metal Vapour Lasers // Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Pulsed Metal Vapor Lasers, Physic and Emerging Applications in Industry, Medicine and Science, St. Andrews, U.K., Aug. 6–10, 1995: С.Е. Little and N.V. Sabotinov, Eds. Dordrecht: Nato ASI Series, Kluwer Academic Publishers. 1996.
9. *Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G.* // IEEE J. Quantum Electronics. 1966. Vol.QE-2. №9. P.474–479.
10. *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т.16. Вып.1. С.40–42.
11. *Chen C.J., Nerheim N.M., Russell G.R.* // Appl. Physics Letters. 1973. Vol.23, №9. P.514–515.
12. *Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В., Старостин А.Н.* // Доклады АН СССР. 1975. Т.220. №2. С.318–321.
13. *Silfvast V.T.* // Metal-Vapor Lasers. Sci. Amer. 1973. Vol.228. №2. P.89–97.
14. *Zubov V.V., Chursin A.D., Lesnoy M.A., Liabin N.A., Ugolnikov S.A.* Copper-vapor lasers with sealed-off active elements // Metall Vapor Lasers and Their Applications: CIS Selected Papers, G.G. Petrash, Editor. Proc. SPIE 2110. 1993. P.78–89.

15. *Marazov O.R., Manev L.G.* // Optics Communications. 1990. Vol.78. №1. P.63–66 (Патент Болгарии №99751/27.06.1995, Spectronica Ltd.- Болгария).
16. *Hackel R.P., Warner B.E.* The copper-pumped dye laser system at Lawrence Livermore National Laboratory. Laser Isotope Separation: CIS Selected Papers, J.A. Paisner, Editor. Proc. SPIE. 1993. Vol.859. P.2–13.
17. *Konagai C., Aoki N., Ohtani R., Kobayashi N., Kimura H.* Copper Vapor Laser System Development. Proc. 6th International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research. P.637–642.
18. *Jones D.R., Maitland A. Little C.E.* // IEEE J. Quantum Electronics. 1994. Vol.30. №10. P.2385–2390.
19. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А.* // Квантовая электроника. 1994. Т.21. №8. С.733–734.
20. *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* // Журнал технической физики. 1985. Т.55. №1. С.88–95.
21. *Колбычев Г.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т.6. №6. С.635–649.
22. *Климкин В.И., Мельченко В.С., Муравьев И.И., Солдатов А.Н., Янчарина А.М.* Гелий-неоновый ОКГ на длине волны 1,15 мк с разрядом в полом катоде. Труды конференций по электронной технике. Газовые оптические квантовые генераторы. 1970. №2(18). С.29.
23. *Амиров Р.Х., Железняк М.Б., Филимонова Е.А.* Моделирование процессов очистки в дымовых газах, инициируемых периодическим коронным разрядом. Препринт ИВТАН №1–403. 1997.

Список основных обозначений, индексов и сокращений

A, B — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного переходов;
 C_S — электрическая емкость накопительного конденсатора;
 C_p — электрическая емкость обостряющего конденсатора;
 D_a — коэффициент амбиполярной диффузии;
 D_{Cu} — коэффициент диффузии атомов меди;
 D_{Ne} — коэффициент диффузии атомов неона;
 d_b — внутренний диаметр обратного токопровода, расположенного коаксиально с разрядом;
 d_d — диаметр разряда;
 d_p — внутренний диаметр газоразрядной трубки (ГРТ);
 E — напряженность электрического поля в разряде;
 E_i — энергия i -го уровня атома;
 e — заряд электрона;
 f_{ij} — сила осциллятора для поглощения при переходе с i -го (нижнего) на j -й (верхний) уровень;
 f — частота следования импульсов генерации (возбуждения);
 G — удельный энерговклад в разряд за импульс возбуждения;
 G_d — полный энерговклад в разряд за импульс возбуждения;
 G_D — удельный энерговклад за время импульса диссоциации, рассчитанный либо по импульсам разрядного тока и напряжения, либо по энергии, запасенной в накопительном конденсаторе;
 g_i — статистический вес i -го уровня ($i = 1, 2, \dots, n, a, g, m, r$);
 I — интенсивность излучения;
 I_d — мгновенный ток разряда;
 I_i — энергия ионизации атома;
 I_l — интенсивность лазерного излучения;
 I_r — ток выпрямителя;
 j — мгновенная плотность тока;
 k — постоянная Больцмана;
 L_C — индуктивность разрядного контура;
 L_d — индуктивность разряда;
 L_{ch} — зарядная индуктивность;
 L_S — индуктивность, шунтирующая разряд;
 l — длина;
 l_a — длина активной среды лазера;
 l_d — расстояние между электродами (длина разряда);
 l_p — длина газоразрядной трубки;

l_r — расстояние между зеркалами резонатора (длина резонатора);
 M_j — масса тяжелой частицы ($j = a, M, i, \text{Ne}, \text{He}$ и т. д., где a — атом, M — молекула, i — ион, Ne — атом неона, He — атом гелия);
 m — масса электрона;
 n_e — концентрация электронов;
 n_g — концентрация атомов металла в основном состоянии;
 n_i — концентрация ионов;
 n_j ($j = 0, 1, 2 \dots n \dots$) — концентрация атомов на j -ом уровне;
 n_M — концентрация атомов рабочего металла, концентрация молекул;
 n_m — концентрация атомов на метастабильном уровне (метастабильных атомов);
 n_p — плотность фотонов;
 n_r — концентрация атомов на резонансном уровне (резонансных атомов);
 P — мгновенная удельная мощность генерации, скорость образования индуцированных фотонов;
 \bar{P} — средняя по времени удельная мощность генерации лазера;
 \underline{P}_l — мгновенная мощность генерации лазера;
 \bar{P}_l — средняя по времени мощность генерации лазера;
 \bar{P}_{ll} — средняя по времени погонная мощность генерации лазера;
 P_{pic} — пиковая мощность генерации лазера;
 P_{pic} — пиковая удельная мощность генерации лазера;
 p — давление;
 p_a — давление буферного газа ($a = a, \text{Ne}, \text{He}$ и т. д.);
 Q — спектральная плотность излучения, удельная электрическая мощность, вводимая в разряд;
 Q_d — мгновенное значение электрической мощности, вводимой в разряд во время импульса возбуждения;
 \bar{Q}_d — средняя по времени мощность, вводимая в разряд;
 \bar{Q}_{dl} — средняя по времени погонная мощность, вводимая в разряд;
 Q_r — мощность, потребляемая от выпрямителя;
 R — волновое сопротивление кабельной линии блока возбуждения;
 R_{ch} — зарядное сопротивление;
 R_d — сопротивление разряда;
 R_S — шунтирующее сопротивление;
 r — радиус;
 r_d — радиус разряда;
 r_p — внутренний радиус газоразрядной трубки;
 S_d — площадь поперечного сечения разряда;
 $T = 1/f$ — период следования импульсов генерации (возбуждения);
 T_a — температура атомов;
 T_e — температура электронов;
 T_g — температура газа;
 T_i — температура ионов;
 T_w — температура стенки газоразрядной трубки (кюветы);
 t — текущее время;

U_c — мгновенное напряжение на накопительном конденсаторе, мгновенное напряжение на выходе кабельной линии, кабельного трансформатора;
 U_d — мгновенное напряжение на электродах разряда;
 U_l — мгновенное напряжение на индуктивности;
 U_R — мгновенное напряжение на активном сопротивлении разряда;
 U_r — напряжение на выходе выпрямителя;
 U_0 — предимпульсное напряжение на накопительном конденсаторе, амплитуда импульса напряжения на входе кабельной линии (кабельного трансформатора);
 V_p — объем ГРТ;
 v — тепловая скорость электронов;
 v_d — дрейфовая скорость электронов;
 W — удельный энергосъем (удельная энергия генерации);
 W_l — полная энергия генерации лазера.
 α_i — константа скорости ионизации;
 α_{ij}, α_{ji} — константы скоростей возбуждения и девозбуждения атома (иона, молекулы) электронным ударом соответственно с уровня i на уровень j и уровня j на уровень i ;
 α_j ($j = r, 1, 2 \dots n$) — суммарная (полная) константа скорости разрушения электронным ударом уровня j ;
 β — коэффициент рекомбинации;
 β_e — коэффициент тройной рекомбинации электронов;
 β_{Cu} — коэффициент рекомбинации атомов меди;
 $\Delta\nu, \Delta\lambda$ — ширина на полувысоте контура спектральных линий по частоте и по длине волны;
 ε — энергия электрона;
 $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электронов;
 η_d — коэффициент полезного действия блока возбуждения, определяющий эффективность передачи энергии, запасенной в накопительном устройстве, в разряд;
 η_f — общий коэффициент полезного действия лазера с учетом всех энергозатрат на создание паров рабочего металла и на их возбуждение;
 η_p — физический коэффициент полезного действия лазера, определяющий эффективность преобразования энергии, вводимой в разряд за время импульса возбуждения, в энергию генерации (в некоторых работах физический КПД называется КПД по разряду);
 $\eta_p(t)$ — физический коэффициент полезного действия лазера, определяющий эффективность преобразования энергии, вводимой в разряд на заданный момент времени (текущее время, время окончания импульса генерации и т. д.), в энергию генерации;
 η_r — практический коэффициент полезного действия лазера, определяющий эффективность преобразования энергии, запасенной в накопительном устройстве к началу разряда, в энергию генерации;
 η_t — динамический (мгновенный) коэффициент полезного действия лазера, определяющий эффективность преобразования мгновенной элект-

трической мощности, вводимой в разряд, в мощность лазерного излучения;
 κ , κ_0 — коэффициент усиления и коэффициент усиления в центре линии;
 λ — длина волны излучения;
 λ_g — теплопроводность среды;
 λ_l — длина волны лазерного излучения;
 μ — приведенная масса сталкивающихся частиц;
 μ_0 — магнитная постоянная;
 μ_i — подвижность ионов;
 ν — частота излучения;
 ν_{ej} ($j = a, i, m, e$) — частота упругих соударений электронов с атомами, ионами, молекулами, электронами;
 ν_l — частота лазерного излучения;
 ρ — коэффициент отражения;
 σ — сечение элементарного процесса, проводимость плазмы;
 σ_{ij} , σ_{ji} — сечения возбуждения и девозбуждения атома (иона, молекулы) электронным ударом соответственно с уровня i на уровень j и с уровня j на уровень i ;
 τ_D — характерное время диффузии;
 τ_d — время задержки между импульсами диссоциации и возбуждения в лазерах, возбуждаемых сдвоенными импульсами;
 τ_{ex} — длительность импульса возбуждения активной среды лазера;
 τ_g — длительность импульса генерации лазера;
 τ_R — характерное время срабатывания ключа в схеме с прямым разрядом накопительного конденсатора;
 τ_r — характерное время релаксации какого-либо параметра;
 τ_{rel} — длительность релаксации активной среды лазера;
 τ_U — длительность импульса напряжения на выходе ГИН на согласованную нагрузку.

Индексы

a, e, i, g, m, r — относятся к атому, электрону, иону, основному, метастабильному и резонансному уровням атома;
 st, fin — относятся к началу и к концу импульса генерации (возбуждения).
 opt — относится к параметрам лазера, оптимальным по той или иной характеристике лазерного излучения.

Сокращения и обозначения в тексте и на рисунках

АЗ — активная зона лазера;
 ГИН — генератор импульсов напряжения;
 ГРК — газоразрядная камера;
 ГРТ — газоразрядная трубка;

Д — диод;
ИКТ — импульсный кабельный трансформатор;
ИЛПМ — импульсные лазеры на парах металлов;
ИТ — импульсный трансформатор;
КПД — коэффициент полезного действия;
К — ключ;
ЛПМ — лазер на парах меди;
РВД — реверсивно-включаемый динистор;
РП — разрядный промежуток;
ТГИ — тиратрон;
ТГУ — таситрон;
ЭП — электронный пучок.
 D_{ch} — зарядный диод;
Тр — трансформатор;
 C_S — накопительный конденсатор;
 C_k — корректирующий конденсатор;
 L_k — корректирующая индуктивность;
 $L_{св}$ — индуктивность связи;
 L_{ch} — зарядный дроссель, зарядная индуктивность;
 L_S — индуктивность, шунтирующая разряд;
 R_{ch} — зарядное сопротивление;
 R_S — шунтирующее сопротивление.

Введение

В.1. Что означает термин «самоограниченный переход»

Класс лазеров на самоограниченных переходах включает в себя большое число различных газовых лазеров, общим отличительным признаком которых является самоограниченность генерации (индуцированных переходов) по времени, обусловленная свойствами лазерных (рабочих) уровней, схематическое изображение которых приведено на рис. В.1. Верхний (2) уровень эффективно заселяется в результате какого-либо процесса (например, в соударениях с электронами или возбужденными молекулами), а нижний (1) является метастабильным и заселяется только в результате спонтанного распада верхнего уровня по лазерному (рабочему) переходу с вероятностью A_{21} .

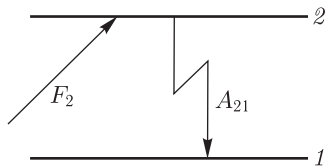


Рис. В.1. Идеальная схема уровней с «самоограниченным переходом» между ними

В предположении, что в начальный момент времени ($t = 0$) концентрации атомов на верхнем n_2 и нижнем n_1 уровнях равны нулю и что скорость возбуждения верхнего уровня $F_2(t)$ [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$] = const, путем решения нестационарных уравнений баланса для концентраций атомов n_1 и n_2 легко получить соотношения, определяющие зависимость

этих концентраций от времени

$$n_2 = \frac{F_2 (e^{A_{21}t} - 1)}{A_{21}e^{A_{21}t}}, \quad n_1 = F_2 t - \frac{F_2 (e^{A_{21}t} - 1)}{A_{21}e^{A_{21}t}}. \quad (\text{В.1})$$

Из этих соотношений следует, что с учетом статвесов g_1 и g_2 лазерных уровней инверсия их населенностей будет существовать только в пределах ограниченного интервала времени $\tau_{\text{инв}}$, определяемого формулой:

$$\tau_{\text{инв}} A_{21} = (1 + g_1/g_2) \cdot (1 - 1/e^{A_{21}\tau_{\text{инв}}}). \quad (\text{В.2})$$

При $g_1 = g_2$

$$\tau_{\text{инв}} \approx 1,6 A_{21}^{-1}. \quad (\text{В.3})$$

Одной из важнейших характеристик самоограниченного перехода является предельный коэффициент преобразования энергии (предель-

ный КПД лазерного перехода) $\eta_{\text{пред}}$, затрачиваемой на возбуждение верхнего лазерного уровня, в энергию индуцированного излучения

$$\eta_{\text{пред}} = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \cdot \frac{h\nu_l}{E_2}, \quad (\text{В.4})$$

где h — постоянная Планка, ν_l — частота лазерного излучения, E_2 — энергия возбуждения верхнего лазерного уровня, отсчитываемая от основного состояния атома, иона или молекулы.

Коэффициент $\eta_{\text{пред}}$ впервые введен в употребление в [1] по аналогии с квантовым КПД лазерных переходов с учетом того, что в лазерах на самоограниченных переходах к моменту выравнивания населенностей рабочих уровней и прекращения генерации в ней из общего числа атомов $n_{2\Sigma}$, возбужденных на верхний уровень, участвует только доля, равная $(n_{2\Sigma})g_1/(g_1 + g_2)$. Необходимо отметить, что соотношения (В.1)–(В.4) получены для идеального самоограниченного перехода. На практике существует целый ряд причин, приводящих как к уменьшению времени существования инверсии населенностей лазерных уровней, так и к снижению КПД лазеров по сравнению с $\eta_{\text{пред}}$.

В.2. Условия получения эффективной генерации в лазерах на самоограниченных переходах

В 1966 году Уолтер, Солиме, Пилтч и Гулд [1], анализируя условия получения эффективной генерации на самоограниченных переходах, сформулировали для лазерных уровней пять критериев¹⁾, выполнение которых обеспечивает высокую эффективность работы лазеров на самоограниченных переходах.

1. Верхний лазерный уровень должен быть резонансным, сильно связанным с основным уровнем излучательным переходом. Поскольку в борновском приближении сечение возбуждения пропорционально матричному элементу электрического дипольного перехода, выполнение этого условия обеспечивает большую скорость возбуждения верхнего уровня при наличии достаточно высокой концентрации электронов в разряде.
2. Нижний лазерный уровень должен быть метастабильным, несвязанным с основным уровнем электрическим дипольным переходом. Чаще всего это условие связано с требованием, чтобы основной и нижний лазерный уровни имели одинаковую четность, а верхний лазерный — противоположную им. В этом случае сечение возбуждения нижнего лазерного уровня невелико, и он будет слабо заселяться при столкновении электронов с атомами в основном состоянии.

¹⁾ Русский перевод критериев, сформулированных в [1], заимствован из [2].

3. Желательно, чтобы верхний лазерный уровень был оптически связан только с основным и нижним лазерными уровнями. Электрические дипольные матричные элементы для любых других переходов с верхнего лазерного уровня должны быть малы по сравнению с этими двумя, с тем чтобы шунтирующие переходы атомов с верхнего лазерного уровня практически отсутствовали. Для уменьшения вероятности перехода с верхнего лазерного уровня на основной необходимо, чтобы концентрация атомов была достаточно велика (порядка 10^{13} см⁻³ в трубе диаметром 1 см) и происходило эффективное пленение резонансного излучения. Основное состояние атома должно быть одиночным. При наличии нескольких уровней необходимо, чтобы они были расположены достаточно тесно и имели заселенность, обеспечивающую пленение резонансного излучения.
4. Вероятность лазерного перехода должна быть меньше вероятности резонансного, обычно составляющей по порядку величины 10^8 с⁻¹, но больше вероятности релаксационного, достигающей в некоторых случаях величины порядка 1 с⁻¹. Практически средняя область значений вероятности A лазерного перехода должна лежать в пределах $10^7 > A > 10^4$ с⁻¹. Если вероятность перехода будет больше скорости возбуждения верхнего лазерного уровня, то спонтанное излучение опустошит верхний уровень до того, как будет достигнута достаточная величина инверсии населенности. С другой стороны, если вероятность лазерного перехода очень мала, то для получения адекватного усиления потребуется недостаточная плотность инверсии населенности.
5. Для обеспечения высокой эффективности лазера требуется также, чтобы коэффициент полезного действия (квантовый КПД) лазерного перехода, т.е. отношение энергии кванта к разности энергий основного и верхнего лазерного уровней, был достаточно велик. Это требование ограничивает расположение нижнего лазерного уровня сверху. С другой стороны, нижний лазерный уровень не должен быть заселен из-за больцмановского распределения при рабочей температуре. Можно считать, что тепловое заселение нижнего лазерного уровня не должно превышать 0,1% общего числа атомов. Это означает, что нижний лазерный уровень не должен быть выше основного на $6000-18000$ см⁻¹ (0,74–2,23 эВ).

При выполнении всех сформулированных в [1] критериев можно было бы ожидать создания лазеров с КПД на уровне нескольких десятков процентов. Однако несмотря на то, что структурой уровней с самоограниченными переходами обладает целый ряд атомов и ионов металлов, в парах которых получена лазерная генерация, атомы и ионы, лазерные уровни которых полностью бы соответствовали пяти вышеприведенным условиям, не найдены. Наиболее полно этим критериям соответствуют лазерные уровни атома меди (смотри рис. В.2

и табл. В.1). Следует отметить, что впервые о получении генерации на линиях излучения атома меди 510,5 и 578,2 нм сообщалось в [4].

Таблица В.1. Характеристики лазерных переходов атома меди

| Переход | Сила осциллятора | Вероятность перехода, с^{-1} |
|---|------------------|---------------------------------------|
| $4p\ ^2P_{3/2}^0 \rightarrow 4s\ ^2S_{1/2}$ | 0,43 [3] | $1,37 \cdot 10^8$ |
| $4p\ ^2P_{3/2}^0 \rightarrow 4s^2\ ^2D_{5/2}$ | 0,0051 [3] | $1,97 \cdot 10^6$ |
| $4p\ ^2P_{1/2}^0 \rightarrow 4s^2\ ^2D_{3/2}$ | 0,0011 [3] | $2,3 \cdot 10^5$ |
| $4p\ ^2P_{1/2}^0 \rightarrow 4s\ ^2S_{1/2}$ | 0,22 [3] | $1,38 \cdot 10^8$ |
| $4p\ ^2P_{3/2}^0 \rightarrow 4s^2\ ^2D_{3/2}$ | 0,042 [3] | $1,68 \cdot 10^6$ |

Анализ причин, обеспечивающих в большей или меньшей степени соответствие характеристик лазерных уровней атома меди критериям, сформулированным в [1], проведен в [2]. Наиболее существенные результаты этого анализа сводятся к следующему. Основной конфигурации атома меди $3d^{10}4s$ соответствует одиночный уровень $^2S_{1/2}$, сильно связанный с ближайшим возбужденным состоянием противоположной четности $3d^{10}4p$ электрическим дипольным переходом. Поскольку $3d$ -электроны в атоме меди связаны не очень сильно, то состояния, соответствующие возбуждению одного из этих электронов, лежат достаточно глубоко. Наиболее глубокое из них $3d^94s^2$ имеет два метастабильных уровня $^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$ той же четности, что и основное состояние (рис. В.2). Переходы с уровней конфигурации $3d^{10}4p$ на уровни конфигурации $3d^94s^2$ не являются запрещенными, но они связаны с одновременным изменением орбитального квантового числа двух электронов. Поэтому такие переходы менее вероятны, чем одноэлектронные. квантовый КПД перехода $^2P_{3/2}^0 \rightarrow ^2D_{5/2}$ ($\lambda_1 = 510,554$ нм) более 60%, поскольку нижний уровень лежит достаточно глубоко. В то же время тепловая заселенность его при рабочей температуре невелика. Недостатком схемы уровней атома меди является наличие двух лазерных переходов на уровни $^2D_{5/2}$ и $^2D_{3/2}$ (последнему, $^2P_{1/2}^0 \rightarrow ^2D_{3/2}$, соответствует линия генерации 578,213 нм), а также достаточно высокая вероятность заселения других состояний, не принимающих участия в генерации.

Несмотря на определенное несоответствие параметров лазерных переходов атома меди параметрам идеального самоограниченного перехода, характеристики лазерных уровней атома меди, как уже отмечалось выше, достаточно хорошо, по сравнению с характеристиками лазерных уровней других атомов, соответствуют вышеприведенным критериям, чем и объясняется тот факт, что по сравнению с другими лазерами на самоограниченных переходах с лазером на парах меди реализованы наибольшие мощности генерации и КПД.

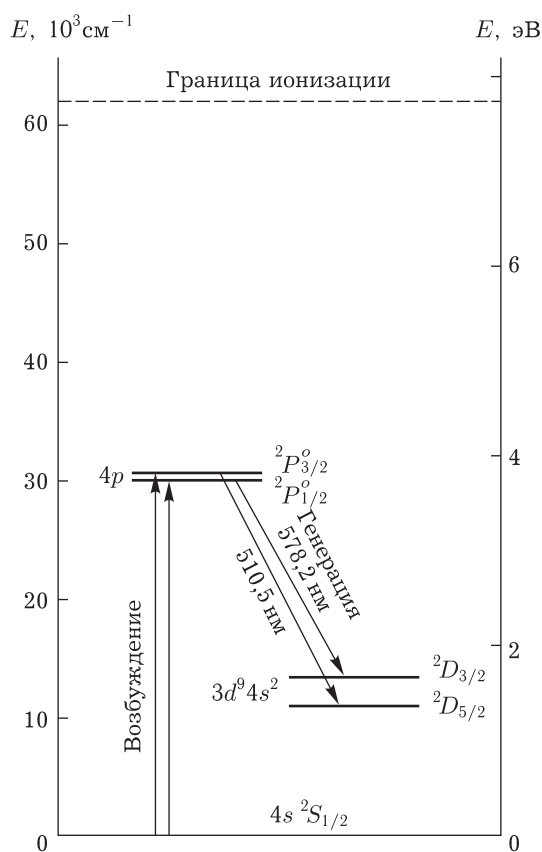


Рис. В.2. Схема нижних уровней атома меди

В.3. Характеристики генерации лазеров на самоограниченных переходах

Продemonстрированная выше ограниченность времени существования инверсии населенностей рабочих уровней в лазерах на самоограниченных переходах предопределяет импульсный способ возбуждения (накачки) таких лазеров. Для того чтобы во время импульса возбуждения¹⁾ обеспечить преимущественное заселение верхнего лазерного уровня, средние энергии (температуры) электронов и определяющие их величину напряженности электрического поля в разряде должны

¹⁾ В некоторых публикациях под импульсом возбуждения подразумевается либо только импульс разрядного тока, либо только импульс напряжения на электродах ГРТ.

быть достаточно большими, а, следовательно, должны быть большими и напряжения, кратковременно прикладываемые к электродам ГРТ. В большинстве случаев импульс возбуждения (см. рис. В.3) активной среды лазеров на самоограниченных переходах осуществляется путем разряда накопительного устройства (например, конденсатора) с помощью какого-либо коммутатора (например, тиратрона) через активную среду лазера, представляющую собой смесь паров рабочего металла и инертного газа и заполняющую либо газоразрядную трубку (ГРТ) при продольном электрическом разряде, либо газоразрядную камеру (ГРК) при поперечном электрическом разряде. При этом длительность импульсов возбуждения τ_{ex} выбирается из условия:

$$\tau_{\text{ex}} \leq A_{21}^{-1}. \quad (\text{В.5})$$

Лазеры, в которых используются одиночные импульсы возбуждения, называются моноимпульсными, а лазеры, в которых импульсы возбуждения следуют с регулярной частотой f , получили название импульсно-периодических. В таких лазерах импульсы возбуждения активной среды лазера чередуются с периодами ее релаксации. В стационарном режиме работы импульсно-периодических лазеров во время импульсов возбуждения растут концентрации электронов n_e и рабочих атомов в метастабильном n_1 и резонансном n_2 состояниях и уменьшается концентрация n_g рабочих атомов в основном состоянии. Во время релаксационного периода происходит уменьшение n_e , n_1 , n_2 и увеличение n_g до их предимпульсных значений.

В качестве энергетических характеристик импульсов генерации лазеров на самоограниченных переходах используется целый ряд параметров и прежде всего: мгновенные интенсивность I_l , мощность P_l и удельная мощность P генерации лазера, называемые в дальнейшем в большинстве случаев просто интенсивностью, мощностью и удельной мощностью. В случае продольного разряда с цилиндрической ГРТ I_l , P_l и P связаны между собой следующими соотношениями:

$$P_l = 2\pi \int_0^{r_p} r I_l(r) dr, \quad (\text{В.6})$$

$$P_l = 2\pi \cdot l_p \int_0^{r_p} r P(r) dr,$$

где r , r_p , l_p — соответственно текущий радиус, радиус и длина ГРТ. Здесь и ниже предполагается, что активная среда заполняет весь объем ГРТ.

Взаимосвязь удельной мощности генерации P и мощности генерации P_l лазера с удельной энергией генерации W и энергией генерации

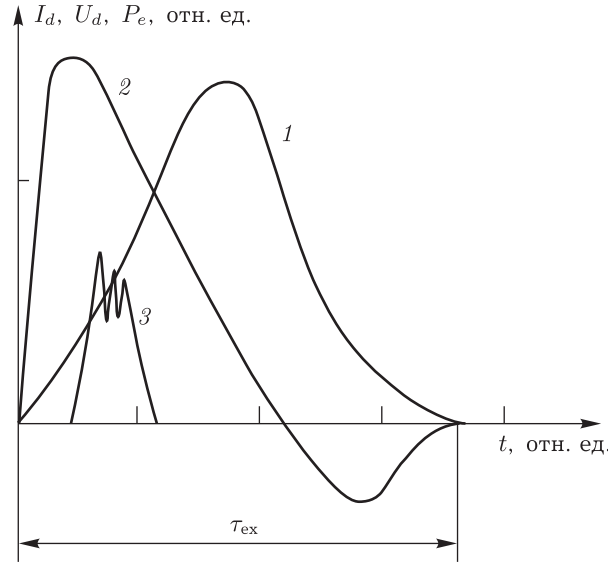


Рис. В.3. Типичные импульсы разрядного тока (1), напряжения на электродах ГРТ (2) и индуцированного излучения (генерации) (3) во время импульса возбуждения активной среды лазеров на самоограниченных переходах

W_l лазера, снимаемыми за один импульс, определяется следующим образом:

$$W = \int_0^{\tau_g} P dt, \quad W_l = \int_0^{\tau_g} P_l dt. \quad (\text{В.7})$$

Пиковая (максимальная за импульс генерации) $P_{l\text{pic}}$ и удельная пиковая P_{pic} мощности генерации, связаны с W_l и W соотношениями:

$$W_l \approx P_{l\text{pic}} \cdot \tau_{g/2}, \quad W \approx P_{\text{pic}} \cdot \tau_{g/2}, \quad (\text{В.8})$$

где $\tau_{g/2}$ — длительность импульса генерации на полувывсоте.

Средние по времени мощность генерации E_l , а также удельная E и погонная \bar{P}_{ll} мощности генерации импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах равны:

$$\bar{P}_l = W_l \cdot f, \quad \bar{P} = W \cdot f, \quad \bar{P}_{ll} = \bar{P}_l / l_p. \quad (\text{В.9})$$

Эффективность работы лазеров на самоограниченных переходах принято характеризовать с помощью нескольких коэффициентов полезного действия.

Физические КПД $\eta_p(t)$ и η_p определяют эффективность преобразования электрической энергии, вводимой в разряд во время импульса возбуждения, в энергию генерации соответственно на заданный момент времени t , отсчитываемый от начала импульса возбуждения (текущее

время, время окончания импульса генерации) и на момент окончания импульса возбуждения:

$$\begin{aligned}\eta_p(t) &= \frac{W_l(t)}{G_d(t)}, \\ \eta_p &= \frac{W_l}{G_d} = \frac{\bar{P}_l}{\bar{Q}_d} = \frac{\bar{P}_l}{\bar{Q}_{dl}}, \\ \bar{P}_l &= \bar{P}_l/L_d, \quad \bar{Q}_d = G_d \cdot f, \quad \bar{Q}_{dl} = \bar{Q}_d/l_d,\end{aligned}\tag{B.10}$$

где, кроме известных обозначений, $W_l(t)$ и $G_d(t)$ — соответственно энергия генерации и энергозатрат в разряд на момент времени t ; G_d — энергозатрат в разряд за время импульса возбуждения; \bar{Q}_d и \bar{Q}_{dl} — усредненные по времени электрическая мощность и погонная электрическая мощность, вводимые в разряд от блока возбуждения.

Динамический КПД лазера характеризует эффективность преобразования электрической мощности, вводимой в разряд, в мощность лазерного излучения

$$\eta_t = \frac{P_l}{Q_d},\tag{B.11}$$

где Q_d — мгновенное значение электрической мощности, вводимой в разряд во время импульса возбуждения.

Практический КПД лазера η_r определяет эффективность преобразования энергии, запасенной в накопительном устройстве к началу разряда, в энергию генерации. Для схемы возбуждения с накопительным конденсатором

$$\eta_r = \frac{2W_l}{C_S U_0^2},\tag{B.12}$$

где C_S — электрическая емкость накопительного конденсатора, U_0 — напряжение на конденсаторе перед началом разряда (предымпульсное напряжение).

Для импульсно-периодических лазеров практический КПД часто определяется как

$$\eta_r = \frac{\bar{P}_l}{Q_r},\tag{B.13}$$

где Q_r — мощность, потребляемая от выпрямителя.

И, наконец, при определении общего КПД η_f учитываются затраты энергии не только на возбуждение разряда, но и на все вспомогательные операции: разогрев тиратронов, поддержание рабочей температуры ГРТ или ГРК и т. д. Определение общего КПД имеет смысл только для импульсно-периодических лазеров в виде отношения средней мощности генерации ко всей мощности, потребляемой от электрической цепи и расходуемой не только на возбуждение лазера, но и, например, на накал тиратронов и внешний подогрев ГРТ или ГРК.

В том случае, если лазеры на самоограниченных переходах генерируют излучение более чем на одной длине волны, все перечисленные выше характеристики могут быть определены как для одной длины

волны, так и для нескольких. В последнем случае они называются суммарными и в дальнейшем будут обозначаться с помощью нижнего индекса Σ .

Список литературы

1. *Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G.* // IEEE J. Quantum Electronics. 1966. Vol.QE-2. №9. P.474–479.
2. *Верный Е.А.* Лазеры на самоограниченных переходах. В книге Аллен Л, Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. Перевод с англ. Под ред. Верного Е.А. М.: Наука. 1970. С.78–81.
3. *Касабов Г.А., Елисеев В.В.* Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. — М.: Атомиздат. 1973. — 160 с.
4. *Walter W.T., Piltch M., Solimene N., Gould G.* // Bull. Amer. Phys. Society. 1966. Vol.11. №1. P.113.

Глава 1

УСТРОЙСТВА И СПОСОБЫ СОЗДАНИЯ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

1.1. Первые конструкции лазеров на парах металлов

Первые упоминания о начале работ с лазерами на парах металлов, генерирующих на атомных переходах с резонансного на метастабильные уровни, можно найти в работах [1–3], которые относятся к 1965, 1966 годам. В то время имелись большие трудности для конструирования высокотемпературных полостей, содержащих пары высокотемпературных металлов, в частности меди и золота. Как показано в работе [4], для получения эффективной генерации на самоограниченных переходах атомов металлов необходимо достигнуть плотностей 10^{14} – 10^{15} см⁻³, что требует достижения температур 1500–1700 °С для газоразрядных трубок.

Хотя к этому времени уже существовали высокотемпературные вакуумные печи, в которых могли быть достигнуты и более высокие температуры, однако непосредственное использование этой техники было сильно затруднено ввиду особой специфики построения лазерных газоразрядных трубок.

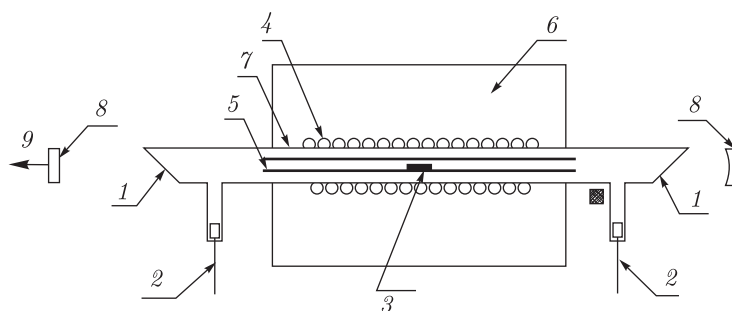


Рис. 1.1. Конструкция первого лазерного устройства для получения генерации на парах марганца и меди [5]. 1 — выходные лазерные окошки; 2 — электроды газоразрядной трубки; 3 — кусочек рабочего вещества (медь); 4 — 60% Pt — 40% Rh (нагреватель); 5 — керамическая трубка на основе окиси алюминия; 6 — печь высокотемпературная; 7 — вакуумная трубка; 8 — зеркала резонатора; 9 — выходное излучение

Такое обстоятельство связано с тем, что, во-первых, для лазерных трубок нужно обеспечить ввод рабочих электродов в высокотемпературную зону, а во-вторых, имеется необходимость вывода оптического излучения из высокотемпературной зоны разрядной трубки. Первое условие в те времена не имело технического решения, а второе условие было связано с отсутствием высокотемпературных оптических материалов для изготовления оптических выходных окошек для вывода лазерного излучения в видимой области спектра.

Таким образом, имелась необходимость в конструировании новых лазерных трубок для работы с труднолетучими атомами металлов. В работе [3] эта проблема была успешно решена следующим путем. Лазерная трубка была практически разделена на две зоны — высокотемпературную и низкотемпературную. Центральная зона лазерной трубки, где проходит газовый разряд, помещалась в высокотемпературную печь, изготовленную на основе проволоки из платино-родиевого сплава, а электродные зоны и зоны выходных окошек располагались вне высокотемпературной зоны и имели низкую температуру — вплоть до комнатной температуры. Для инициирования разряда в холодных зонах использовался буферный газ гелий. Этот же буферный газ, заполняющий всю лазерную трубку, предохранял относительно холодные окошки от возможного запыления рабочим металлом, а также возможными другими веществами, образующимися во время распыления электродов при высоковольтном мощном разряде. В данной конструкции рабочее вещество располагалось в центральной зоне на третьей части лазерной трубки и в процессе работы непрерывно диффундировало к холодным концам трубки. Этот процесс, наряду с явлением катафореза, по-видимому, и ограничивал реальный срок службы таких лазеров. В этих начальных работах давление буферного газа выбиралось относительно низким, и поэтому скорость диффузии была велика, что сильно ограничивало срок службы лазеров и снижало их практическую ценность.

На рис. 1.1 [5] приведена конструкция такой лазерной трубки, на которой впервые была осуществлена генерация в парах меди.

1.2. Лазеры на саморазогреве

1.2.1. Тепловой режим разрядных лазерных трубок. Для достижения высокого практического КПД необходимо по возможности уменьшить затраты энергии на нагрев трубки. В связи с этим кратко рассмотрим тепловой режим трубки, когда ее нагрев происходит за счет тепла, выделяющегося в процессе импульсного разряда.

Рассмотрим стационарный для тепловых процессов режим. В этом случае на единицу длины трубки в тепло перейдет мощность $Q_{ai}(1-\eta)$, где η — КПД генерации. При этом мы считали, что стенки трубки непрозрачны для излучения из плазмы. В стационарных условиях теп-

лоотвод от стенок трубки равен потоку тепла, возникающего в ней. Отсюда

$$2\pi r q(T_w) = Q_{dl} (1 - \eta) \quad (1.1)$$

где $q(T)$ — поток тепла с единицы площади трубки при температуре стенок трубки T_w . (Здесь для простоты пренебрегаем толщиной стенок трубки). Величина теплоотвода $q(T_w)$ при заданной T_w зависит, очевидно, от способа теплоотвода и обычно сильно растет с ростом температуры T_w . Для температур $T > 1000^\circ\text{C}$, если не приняты специальные меры, как правило, доминирующую роль играет теплоотвод излучением. В этом случае

$$q(T_w) = \varepsilon_w \sigma T_w^4, \quad (1.2)$$

где ε_w — коэффициент поглощения стенок трубки (степень черноты). T_w — абсолютная температура, $\sigma_T = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К}^4)$. При высоких температурах для интересующих нас материалов $\varepsilon_w \approx 0,5$ и часто больше.

При работе с парами металлов температура стенки разрядной трубки определяется необходимостью поддерживать определенную плотность рабочих атомов. Для иллюстрации на примерах здесь и далее обычно будем прибегать к лазеру на парах меди. Для лазера на парах меди, по имеющимся данным, рабочая температура, как уже указывалось, $1500\text{--}1600^\circ\text{C}$. В этом случае теплоотвод излучением для трубки диаметром 1 см будет примерно 100 Вт/см или 10 кВт для трубки длиной 1 м. С увеличением диаметра трубки теплоотвод растет пропорционально диаметру. Таким образом, при этих температурах в трубку сравнительно скромных размеров можно ввести без перегрева стенок значительные мощности.

Очевидно, при работе с меньшими средними мощностями, если рассчитывать на нагрев трубки разрядом, то потребуется теплоизоляция рабочих трубок.

Возникает вопрос, можно ли вводить в трубки разумных размеров такие мощности, которые получились по расчетам. Ответ на этот вопрос зависит, естественно, также и от возможности теплопередачи таких мощностей от внутренней стенки трубки к внешней и дальнейшего теплоотвода от внешней поверхности трубки. Если теплоотвод от внешней поверхности стенки в зависимости от ее температуры может, вообще говоря, осуществляться различными способами (охлаждением водой, теплоотводом излучением, протоком жидких металлов), то теплопередача через стенки трубки, которая непрозрачна для излучения из плазмы, определяется формулой

$$Q_{dl} = \frac{\pi (T_1 - T_2)}{\frac{1}{2\lambda_{T_1}} \ln \frac{d_2}{d_1}}, \quad (1.3)$$

где T_1 и T_2 — температуры на внутренней и внешней поверхностях стенки трубки, причем $T_1 > T_2$, d_1 и d_2 — соответственно внутренний

и внешний диаметры трубки, λ_{T_1} — теплопроводность материала трубки при температуре T_1 , Q_{dt} — мощность, передаваемая теплопередачей. Оценки по формуле (1.3) для одного из лучших по термостойкости при столь высоких температурах материалов ВеО, который обладает высокой теплопроводностью, показали, что для трубок вполне разумных размеров мыслимы столь большие значения вводимых мощностей. В некоторых случаях теплоотвод от наружной стенки трубки может осуществляться излучением, что весьма удобно.

Ниже для примера приведены параметры трубки ВеО для лазера на парах меди, которая позволяет без перегрева трубки вводить в нее, например, мощность 850 Вт/см и рассеивает ее за счет теплового излучения: $d_1 = 8,8$ см, $d_2 = 10$ см, $T_1 - T_2 = 150$ К при $\lambda_{T_1} = 17$ Вт/м·К [6]. Из приведенного примера видно, что перепад температуры невелик и упомянутая керамика довольно прочна и при таком перепаде температур легко выдерживает напряжения из-за различного теплового расширения внутренней и внешней стенок трубки.

Таким образом, оценки показывают, что в лазерные трубки можно вводить достаточно большие мощности. При КПД этих лазеров порядка нескольких процентов можно получить большие средние мощности излучения в видимой области спектра.

1.2.2. Разработка конструкций лазерных трубок с саморазогревом. Как сказано выше, для обеспечения нагрева рабочих трубок за счет тепла, выделяющегося в разряде, в практических условиях требуется уменьшить теплоотвод от трубки. Было исследовано большое количество вариантов трубок с саморазогревом, отличающихся размерами, конструктивными особенностями и способами теплоизоляции. В первых вариантах использовалась теплоизоляция с помощью простой вакуумной рубашки. Конструкция одного из возможных вариантов лазерной трубки показана на рис. 1.2. Трубки изготавливались из кварца, вакуумная рубашка окружала рабочую часть трубки. Холодные электроды размещались в широких концевых частях. Рабочее вещество закладывалось в расширения в активной части трубки. В таких трубках довольно легко удается поднять температуру рабочей части до 800–1000 °С и получить, например, импульсную генерацию на переходах таллия и свинца [7].

Однако дальнейшее повышение рабочей температуры с трубками из кварца невозможно. В связи с этим для работы с парами марганца, золота, меди применяются разрядные трубки, рабочая часть которых выполнена из алунда. При температурах выше 1000 °С основной теплоотвод происходит излучением, поэтому теплоизоляция при помощи простой вакуумной рубашки непригодна. В принципе возможно применение тепловых экранов. Однако этот способ теплоизоляции сравнительно сложен в осуществлении. Можно воспользоваться более простым методом теплоизоляции с помощью порошка с малой теплопроводностью и непрозрачного для теплового излучения. Основная

проблема, которая при этом возникает, состоит в том, чтобы, с одной стороны, обеспечить возможность свободного теплового расширения рабочей трубки при ее нагреве до температур около $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$, а с другой стороны — сохранить вакуумную плотность всей конструкции. Эта проблема решается сравнительно просто, если не отделять вакуумноплотными соединениями рабочую трубку от теплоизолирующего порошка.

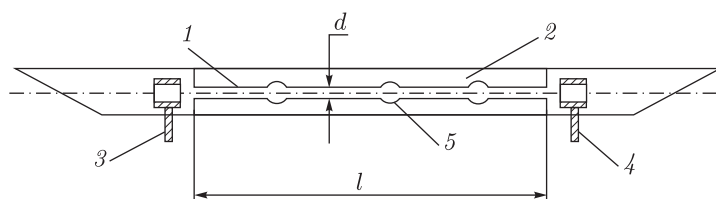


Рис. 1.2. Конструкция разрядной трубки с теплоизоляцией вакуумной рубашкой [7]. 1 — рабочая часть трубки; 2 — вакуумная рубашка; 3, 4 — электроды; 5 — расширения для закладки рабочего вещества

В этом случае остается, однако, неясным, насколько газовыделение из порошка, которое обязательно будет происходить при его нагреве, может повлиять на условия генерации. Этот вопрос предстояло выяснить в эксперименте. После опробования нескольких вариантов [8] была разработана разрядная трубка простой конструкции и очень простая в изготовлении, которая позволила получать весьма хорошие характеристики генерации.

Конструкция разрядной трубки, с которой автором работы [8] впервые была получена генерация в режиме саморазогрева, на линиях 510,5 и 578,2 нм в атоме меди показана на рис. 1.3. В качестве рабочей части разрядной трубки в первое время использовались алундовые трубки с содержанием Al_2O_3 не менее 50%. Огнеупорность таких трубок $1700\text{ }^{\circ}\text{C}$, а нормальная рабочая температура, на которую они рассчитаны, около $1350\text{ }^{\circ}\text{C}$, что недостаточно для работы с медью при температуре $1500\text{--}1600\text{ }^{\circ}\text{C}$. В связи с этим после некоторого количества часов работы лазера трубки разрушались — особенно быстро, если работа велась в форсированных режимах, при которых получалась максимальная мощность генерации. При работе на уровне мощности примерно в два раза ниже максимального такие трубки могли генерировать в общей сложности 20–30 часов.

Практически все алундовые трубки выходили из строя не в результате вылета меди из активной зоны, а в результате разрушения из-за перегрева при попытках получить максимальную мощность. В последних вариантах разрядных трубок использовались трубки из корунда с содержанием $\text{Al}_2\text{O}_3 \geq 98\%$. Этот материал достаточно хорошо выдерживал нагрев до рабочих температур, не проявляя при этом никаких признаков разрушения.

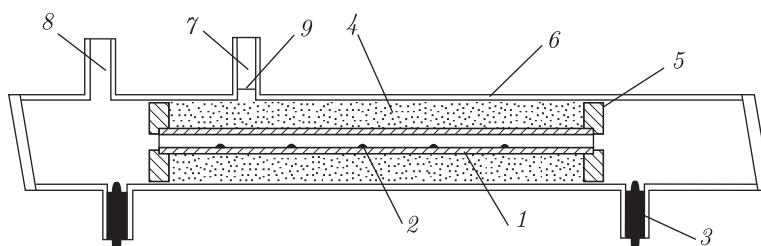


Рис. 1.3. Конструкция разрядной трубки с парами меди [8]. 1 — алуноводная трубка; 2 — рабочее вещество; 3 — электроды; 4 — теплоизоляционный слой; 5 — кольцевые вкладыши; 6 — кварцевая рубашка; 7, 8 — выходы к вакуумной системе; 9 — мелкая металлическая сетка

Керамическая разрядная трубка устанавливается на оси кварцевой трубки с помощью вкладышей из дистенсилиманитового легковеса, который достаточно огнеупорен и легко обрабатывается. Трубка с некоторым трением могла при подогревании расширяться, перемещаясь во вкладышах. Теплоизоляция рабочей трубки осуществлялась с помощью порошка двуокиси циркония, который выбирался из-за высокой термостойкости и малой теплопроводности. При сборке разрядной трубки вначале вставляется один кольцевой вкладыш и алуноводная трубка. В промежуток между алуноводной трубкой и наружной кварцевой трубкой засыпался порошок двуокиси циркония, который тщательно утрамбовывался. После этого вставлялся второй вкладыш. При откачке трубки вначале производилась откачка полости, заполненной двуокисью циркония. Для того чтобы порошок не втягивался в систему откачки, он закрывался мелкой металлической сеткой, через которую и происходила откачка. Откачка остальных частей трубки начиналась только после достижения форвакуума в полости с двуокисью циркония. В противном случае из-за разности давлений происходили выбросы порошка на окна трубки и в область электродов. После предварительной откачки трубка тренировалась разрядом в инертном газе (обычно в неоне) с последовательными откачками диффузионным насосом и с постепенным повышением средней мощности разряда и температуры трубки. В процессе такой тренировки происходило обезгаживание двуокиси циркония и остальных частей трубки. Было замечено, что процесс обезгаживания значительно ускоряется, если применять предварительно прокаленный порошок. После тренировки трубка заполнялась буферным газом при давлении 0,13–2,7 кПа.

При наличии готовой заготовки из кварца весь процесс изготовления трубки вместе с ее тренировкой занимал 1–2 дня. В процессе работы выяснилось, что после соответствующей тренировки достигаются сравнительно стабильные условия генерации. Это свидетельствует о том, что незначительное газовыделение в трубке и примеси посто-

ронных газов (например, воздуха) не сильно влияют на характеристики генерации. В качестве буферного газа обычно использовался неон.

Генерация наблюдалась также с гелием, аргоном, ксеноном, воздухом, используемыми в качестве буферного газа. Полностью обезгазить разрядную трубку в лабораторных условиях не удавалось. Нагрев разрядной трубки выше температуры, при которой она была обезгажена, приводил к газовой выделению и, следовательно, к увеличению давления буферного газа.

В трубках ради простоты изготовления применялись холодные электроды из торированного вольфрама, которые брались от ламп ИФП-2000 или других подобных кварцевых ламп. В ряде случаев при работе на значительных уровнях средней мощности эти электроды сильно разогревались, что иногда приводило к появлению трещин и к разрушению электродов. Было замечено, что разогрев можно уменьшить, если в электроды поместить легкоплавкий металл, например олово. Помещение олова увеличивало срок службы электродов.

Таким образом, в результате проведенных исследований удалось создать лазерные трубки, работающие на саморазогреве, для газовых лазеров на парах труднолетучих элементов, требующих высокой температуры газоразрядной полости [9,10]. При такой конструкции лазера отсутствует нагревательная печь, а необходимый разогрев разрядной трубки осуществляется автоматически за счет энергии, выделяющейся в процессе импульсного разряда с большой частотой повторения [11].

Для устранения возможных протечек в разрядный канал примесных газов в работе [12] описана конструкция лазерной трубки, в которой теплоизоляция обеспечивается за счет тепловых экранов, причем область разрядного канала может быть отделена от остальной части, в частности, использованием прокладок из силиконовой резины и подвешена с помощью сваренных сильфонов из нержавеющей стали. При таком способе крепления трубка может свободно расширяться и сжиматься при нагреве и охлаждении. Область с тепловым экраном может работать в атмосферных условиях, хотя более предпочтительной является работа в атмосфере инертного газа или вакуума, поскольку в этих условиях минимизируется возможность ухудшения характеристик лазера из-за протечек.

В работах [13–16] рассмотрены принципиально другие конструкции, так называемых «коаксиальных трубок» лазеров на парах металлов, которые позволили достичь удельных характеристик генерации, сравнимых с характеристиками лазеров малых поперечных размеров газоразрядных трубок. В работе [13] при работе с лазером на парах меди с продольным разрядом было показано, что при стремлении отношения радиусов коаксиальных трубок, образующих кольцевой рабочий объем, к единице предельный энерговыход [17,18] возрастает в десятки раз (достигая 50 кВт/м) по сравнению с камерой того же объема, но без коаксиальных вставок. В реальных условиях, например, при диаметрах внешней и внутренней трубок соответственно 20 мм

и 3 мм, величина предельного энерговклада по расчетам возрастала приблизительно в два раза; а в другом случае, соответственно при 45 мм и 30 мм, экспериментально наблюдалось возрастание удельной мощности на 75% [14].

Конструкция лазера с двумя цилиндрическими электродами, расположенными концентрически в виде коаксиальной линии, внешний электрод которого соединен с металлическим корпусом лазера, описана в работе [16]. В ней сообщалось о получении генерации на переходах атома меди в импульсном радиально-поперечном разряде. Такая конструкция представляется весьма компактной и может быть использована для работы с другими металлами.

1.3. Взрывной способ получения паров металлов

Впервые взрыв проволоки из рабочего вещества для создания активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов был предложен в работе [19]. Данный метод предлагался, во-первых, для образования достаточной плотности паров меди в нестационарных условиях, во-вторых, была надежда на удлинение импульса генерации из-за выноса метастабильных атомов из активной среды из-за относительно большой скорости движения атомов меди. Для этого была создана вакуумная камера, в которой были размещены два устройства для взрыва медной или золотой проволоки, выполненные в виде атомной пушки. Спустя некоторое время после взрыва, когда атомы меди долетали до оси газоразрядной трубки, на электроды подавалось высокое напряжение 20 кВ. Наблюдалась генерация на линии меди 5105 Å золота 6278 Å.

При этом мощность генерации зависела от времени задержки между импульсом для взрыва проволоки и импульсом накачки. Другая особенность состоит в том, что было замечено, что длительность импульса генерации существенно удлинялась по сравнению с длительностью импульса в обычном лазере на парах меди со стационарным тепловым способом получения паров. В дальнейшем были созданы другие аналогичные устройства для импульсного получения паров [20, 21]. Однако во всех этих экспериментах время импульса генерации не превышало времени радиационного распада верхнего лазерного уровня, поэтому этот метод вряд ли можно рассматривать как принципиальное решение вопроса относительно управления длительностью генерации лазера на парах меди. Скорее всего, изменение длительности импульса генерации нужно рассматривать как изменение кинетики возбуждения и релаксации в результате комбинированного способа создания активной среды.

На рис. 1.4 приведена конструкция вакуумной взрывной и газоразрядной камеры для создания активной среды.

Более простое устройство рассмотрено в работе [22], где пары меди создавались с помощью электрического взрыва медных провод-

ников непосредственно в разрядной камере. Возбуждение проводилось при фиксированной задержке относительно взрыва проволоки (300–700 мкс), в пределах которой плотность паров меди и энергия лазерного импульса практически не изменяется. При этом плотность могла варьироваться в пределах от $4 \cdot 10^{17}$ до $8 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в зависимости от массы взрывающейся проволоки.

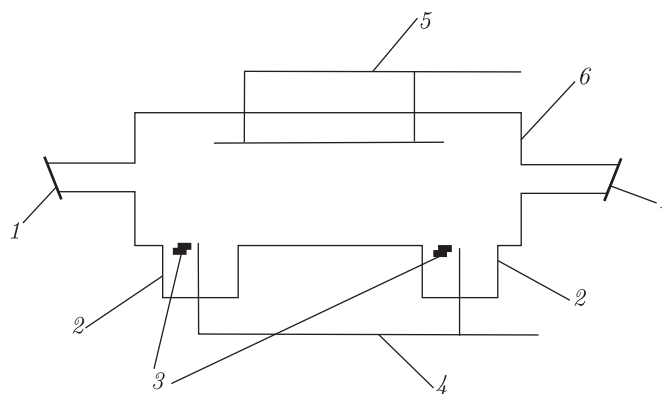


Рис. 1.4. Конструкция трубки для взрывного получения активной среды [19]. 1 — выходные окошки лазерной трубки; 2 — узел атомной пушки; 3 — проволоки из рабочего вещества; 4 — катод; 5 — анод; 6 — вакуумная камера

Близкими по физической природе методу получения паров рабочего металла с помощью электрического взрыва проводников являются методы, предложенные в [23, 24]. Следует отметить, что развитие работ в направлении создания различных способов получения паров рабочего металла способствовало существенному улучшению понимания физических процессов, определяющих предельные параметры лазеров на парах металлов.

1.4. Прокачные лазерные системы

Ввиду того, что при увеличении средней мощности накачки выше некоторой критической наступает перегрев активной среды [17] и параметры генерации начинают резко ухудшаться, необходимо произвести достаточно быстрый проток рабочей смеси в замкнутом рабочем объеме лазера. В работе [25] предложена принципиальная конструкция прокачного лазера, состоящего из двух коаксиальных цилиндров-электродов, между которыми осуществляется электрический разряд. Длина активной зоны обычно на порядок превышает размеры цилиндрических трубок. Необходимая плотность паров достигалась путем нагрева внешней цилиндрической трубки с помощью низковольтного источника. На разряд в направлении, перпендикулярном

вектору напряженности электрического поля, накладывалось внешнее продольное магнитное поле. При этом активная среда приводилась во вращение внутри разрядной камеры под воздействием пондеромоторной силы, что в принципе приводило к увеличению теплоотдачи газа и скорости гибели электронов. В определенных условиях эксперимента, подключение магнитного поля приводило к заметному росту выходной мощности генерации. В некоторых случаях удавалось визуально наблюдать вращение неоднородностей со скоростью несколько оборотов в секунду.

В другой работе [26] рассмотрена физическая модель самопрокачки рабочей среды через газоразрядный промежуток, основанная на результатах экспериментальной работы [25]. Рассмотрен случай, когда после ускорения в разрядной камере рабочая среда попадает в диффузор, холодильник и ускоряющее сопло, двигаясь по замкнутому контуру. Рабочая смесь состоит из неона или гелия с парами меди, при концентрациях $n_{Cu} = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Концентрация буферного газа, как правило, на два порядка выше. Схематически соответствующий замкнутый цикл представлен на рис. 1.5, который условно развернут вдоль оси x так, что сечение 4 условно совпадает с сечением $4'$. Лазерное излучение при этом распространяется вдоль оси z .

Результаты численного эксперимента показывают, что при наиболее распространенных параметрах импульсов накачки лазера на парах меди — плотностях тока $\sim 100 \text{ А/см}^2$ — легкую рабочую смесь Ne-Cu можно разогнать в замкнутом контуре до скоростей $\sim 300 \text{ м/с}$ при значительных магнитных полях $\sim 5 \text{ Тл}$. При этом затраты энергии на прокачку рабочей среды в рассматриваемых случаях невелики и составляют 1–10% от доли энергии, затраченной на возбуждение рабочей среды лазера. Сделанные в работе оценки показывают, что частота повторения импульсов может быть увеличена до $\sim 50 \text{ кГц}$ при обеспечении полной смены рабочей смеси в камере, что может привести к существенному росту средней мощности генерации.

Среди многих способов реализации прокачки газа через активную зону, пожалуй, наиболее простым можно считать метод, основанный на использовании гравитационных сил для создания замкнутого цикла [27]. Конструкция такой трубки представлена на рис. 1.6. Пары рабочего металла поступали в активную зону непосредственно из испарителя, изготовленного из нитрита бора. Далее осаждаясь на относительно холодных частях устройства, рабочее вещество уже в жидкой фазе возвращалось в зону испарителя. Такие устройства позволяли реализовать высокие частоты повторения в лазерах на парах меди и свинца $\geq 50 \text{ кГц}$. Причем, в случае лазера на парах свинца не обязательно использование буферного газа. Этот метод весьма удобен для построения отпаянного лазера, так как практически отсутствуют потери рабочего вещества в процессе действия лазера.

О получении импульсной генерации в модифицированном варианте в потоке паров меди, полученном с помощью плазменного ускорителя,