Российская академия наук
Физический институт им. П.Н.Лебедева

# ОТДЕЛЕНИЕ ОПТИКИ ФИАН: ПЕРВЫЕ РАБОТЫ ПО СОЗДАНИЮ ЛАЗЕРОВ

Москва 2010

# С о д е р ж а н и е

Отделение оптики ФИАН: первые работы по созданию лазеров (А.В.Масалов) 2

Глава 1. Лазер на рубине

Как был сделан первый лазер в Москве (А.М.Леонтович, З.А.Чижикова) 10

Глава 2. Фотодиссоционный лазер

Первые исследования фотодиссоционных лазеров в СССР (Т.Л.Андреева, В.Н.Сорокин) 50

Глава 3. Ультракороткие световые импульсы

Обнаружение режима самосинхронизации мод в лазерах (А.В.Масалов) 58

Глава 4. Лазер на парах меди

Работы по импульсным газоразрядным лазерам в Оптической лаборатории ФИАН (Г.Г.Петраш) 64

Глава 5. Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия

Рассказ Т.П.Беликовой 76

ВРЛС и случайная структура спектров (А.В.Масалов) 78

Глава 6. Механизм работы $CO_2$ лазера

Исследование мощных газовых лазеров в лаборатории Оптики низкотемпературной плазмы (В.Н.Очкин) 86

Исследования по газодинамическим лазерам с тепловой и электрической накачкой в Оптическом отделении ФИАН (Е.М.Кудрявцев) 97

Послесловие 104

# Отделение оптики ФИАН: первые работы по созданию лазеров

*А.В.Масалов*

В 2010 году исполняется полвека с момента создания первого в мире лазера.

После успехов в создании мазеров в середине 50-х годов прошлого века идея создания квантовых генераторов, излучающих в оптическом диапазоне, т.е. лазеров, «витала в воздухе». Термин «лазер» тогда еще не имел распространения. Многие хотели ответить на вызов природы и осуществить инверсию населенностей в среде и продемонстрировать усиление света в оптическом диапазоне длин волн. При этом естественное для исследователей желание быть первым всячески ускоряло попытки. И сегодня «вирус первенства» является мощным рычагом познания природы. В представленном докладе собраны пионерские работы по созданию лазеров, выполненные сотрудниками лабораторий оптического направления в ФИАНе. Хотя к этим работам применима характеристика «впервые», в них ценно в первую очередь то влияние, которые они оказали на дальнейшее развитие физики лазеров и лазерной техники.[1]

В начале 1959 года Николай Геннадиевич Басов организовал в ФИАНе работу по теме «Фотон», где направление исследований сформулировано в заглавии темы «Применение квантовых систем для генерации, усиления и индикации оптического излучения». Н.Г.Басов обеспечил государственную поддержку этих работ, которая выразилась в соответствующем Постановлении правительства в апреле 1960 года. В то время у Н.Г.Басова и его коллег уже имелся идейный задел по созданию полупроводниковых лазеров. Тема «Фотон» расширяла круг поисков сред для оптических квантовых генераторов, включив туда люминесцентные кристаллы и газы. Для участия в работе были привлечены опытные сотрудники – «оптики», которых мы сегодня знаем как ярких исследователей и выдающихся ученых, внесших существенный вклад в

[1] «Вирусом первенства» заражены многие исследователи, примеры может указать каждый. Однако среди выдающихся ученых есть и такие, которых «вирус первенства» не касался. Ярким примером служит личность Григория Самуиловича Ландсберга. В год открытия комбинационного рассеяния света, когда Г.С.Ландсберг и его ближайший коллега Леонид Исаакович Мандельштам анализировали опыты по рассеянию света в кварце, они хорошо понимали, что речь идет о новом явлении фундаментального характера. И вместе с тем они были далеки от мысли «застолбить» результат, но были озабочены проверкой достоверности опытов и согласованностью физической картины явления. Этого не скажешь о Рамане, именем которого сегодня называют комбинационное рассеяние света. Другой пример личности, не зараженной «вирусом первенства» – Михаил Дмитриевич Галанин.

здание современной науки. Ниже воспроизведен перечень ответственных исполнителей темы из первой страницы отчета, написанного в конце 1961 г. Там мы находим и фамилии «оптиков»: П.А.Бажулин, В.Л.Левшин, М.Д.Галанин, А.М.Леонтович, В.И.Малышев, С.Г.Раутиан, И.И.Собельман, В.Ф.Туницкая. Это более половины списка!

Сотрудники лабораторий оптического направления выполнили ряд пионерских работ по созданию лазеров. В данном сборнике собрано несколько статей об этих приоритетных достижениях, к которым применимо название либо «первое в мире», либо «первое в СССР». Ряд статей написан их участниками, а другие – свидетелями событий. В некоторых случаях статьи сопровождаются копиями оригинальных публикаций, которые либо малодоступны, либо исторически интересны.

Именно в рамках темы «Фотон» была выполнена первая работа из перечня пионерских достижений, о которых далее идет речь. Это создание первого в нашей стране рубинового лазера.

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.П.Н.ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР

УТВЕРЖДАЮ.
Директор
Физического института АН СССР
академик (Д.В.Скобельцын)
"30" декабря 1961г.

# О Т Ч Ё Т

по теме "ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ, УСИЛЕНИЯ И ИНДИКАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ".

Руководитель работы
доктор физ.мат.наук -
(Н.Г.Басов)

Ответственные исполнители:

Профессор П.А.Бажулин
Член-корр.АН СССР Б.М.Вул
Профессор В.Л.Левшин
Доктор технич.наук А.Б.Фрадков
Доктор физ.мат.наук М.Д.Галанин
Мл.научн.сотр. Е.И.Заварицкая
Мл.научн.сотр. О.Н.Крохин
Кандидат ф.м.н. А.М.Леонтович
Кандидат ф.м.н. В.И.Малышев
Кандидат ф.м.н. Б.Д.Осипов
Кандидат ф.м.н. Ю.М.Попов
Кандидат ф.м.н. С.Г.Рautian
Кандидат ф.м.н. И.И.Собельман
Кандидат ф.м.н. В.Ф.Туницкий

Москва, 1961 г.

Титульная страница отчета 1961 года.

1. Первая советская публикация о реализации рубинового лазера и свойствах его излучения принадлежит М.Д.Галанину и его коллегам А.М.Леонтовичу и З.А.Чижиковой. Статья послана в печать 18 мая 1962 г. (см. Главу 1). По словам исполнителей собственно рубиновый лазер заработал в лаборатории в сентябре 1961 года. В это время рубиновый лазер уже был создан в США. Первая публикация об усилении света принадлежит Мейману, она вышла в Nature в 1960 году. В том же году им был реализован режим генерации. По горячим следам рубиновый лазер был запущен Шавловым (также в США). Таким образом, о работе М.Д.Галанина с коллегами можно говорить как о первой в СССР.[2]

Создание советского лазера потребовало от «ростовиков» изготовления образцов рубина нестандартного качества. Если часовая промышленность того времени потребляла кристаллы рубина с концентрацией хрома 2,5%, и такие кристаллы были доступны, то для осуществления генерации потребовались образцы с пониженной концентрацией хрома и бóльших размеров. Такие кристаллы были выращены специально для проекта. Особую заботу составляло обеспечение оптической однородности кристаллов (что для нужд часовой промышленности было не свойственно). Довольно удачно сложилась и ситуация с лампами-вспышками для «накачки» рубиновых элементов. Такие лампы производились для бортовых самолетных маяков при ночных полетах. Известны были также и оптимальные режимы электрического разряда через лампы-вспышки, обеспечивавшие продолжительный срок службы. Зеркала первых лазеров были серебряными и напылялись прямо на полированные торцы рубинового стержня в вакуумной установке. Такие установки кустарного изготовления существовали в ФИАНе, но требовали при работе определенного искусства. Таким образом, ФИАНовский рубиновый лазер стал результатом достижений советской промышленности и опыта передовой науки.

По словам здравствующих ныне участников создания рубинового лазера – А.М.Леонтовича и З.А.Чижиковой – вскоре после запуска лазера на советских кристаллах к ним в руки попал американский образец лазерного рубина. На нем тоже была получена генерация.

Международная научная общественность была напрямую ознакомлена с советскими достижениями по рубиновому лазеру на III Международном Конгрессе по Квантовой Электронике в Париже в 1963 г. Текст доклада, опубликованный в трудах конференции, является примером глубины и полноты исследований, выполненных с излучением лазера (текст доклада в трудах конференции приведен в главе 1).

---

[2] Имеются неподтвержденные сведения о создании рубинового лазера в ГОИ Л.Д.Хазовым в 1961 году. К сожалению, документальных свидетельств об этом найти не удалось.

В истории создания рубинового лазера примечательно то, что рубин – кристалл корунда с хромом – еще за несколько лет до успеха попал в поле зрения как американских, так и советских исследователей именно в качестве наиболее привлекательного кандидата на генерацию. Об этом мы можем прочитать как в отчете по теме «Фотон», так и из воспоминаний Н.Г.Басова, опубликованных в книге «О квантовой электронике» (М., Наука, 1987). Опыт и интуиция не подвели первопроходцев.

Значение запуска первого лазера в ФИАНе трудно переоценить. Множество знакомых и незнакомых приходили в лабораторию люминесценции посмотреть на «рубиновый ОКГ». Благодаря открытости авторов, лазер сразу был повторен во многих лабораториях и исследования по лазерам, их совершенствованию и применению стремительно развернулись широким фронтом.

2. Вторым примером пионерских работ по лазерам следует назвать идею и создание оптического квантового генератора с фотодиссоционным принципом создания инверсии (Глава 2). Предложение использовать фотодиссоционный механизм для осуществления лазерной генерации принадлежит С.Г.Раутиану и И.И.Собельману (ЖЭТФ **41**, 2018, 1961). Широкая линия молекулярного поглощения и узкая линия испускания атома в продуктах распада сулили большой коэффициент усиления, необходимый для лазерной генерации. Данная идея подробно изложена в упомянутом отчете ФИАН 1961 г. В последовавших экспериментальных поисках сотрудники группы В.И.Малышева обратились к молекулам NaJ и TlJ, которые в результате диссоциации довольно ярко светились. Однако первая лазерная генерация на принципе фотодиссоциации была получена Каспером и Пиментелем (США) на молекулах $CF_3J$ и $CH_3J$ (Appl. Phys. Letts. **5**, 231, 1964). Они «наткнулись» на высокую яркость излучения в экспериментах по анализу ИК спектров испускания этих сред в процессе диссоциации ультрафиолетовым излучением. «Подсказка» американцев позволила сотрудникам В.И.Малышева реализовать фотодиссоционный лазер в считанные месяцы. Это была первая работа в нашей стране по лазерам с фотодиссоционным механизмом накачки среды: Т.Л.Андреева, В.А.Дудкин, В.И.Малышев, Г.В.Михайлов, В.Н.Сорокин, Л.А.Новикова «Газовый квантовый генератор с возбуждением в процессе фотодиссоциации» ЖЭТФ т.49, с.1408, 1965. Этот эксперимент открыл направление исследований различных вариантов фотодиссоционных йодных лазеров в нашей стране, в том числе и со взрывной накачкой (см. статью В.С.Зуева «Из истории лазерной физики 60-х годов в КРФ ФИАН», История науки и техники, вып.4, 2009).

3. В качестве важного достижения в области создания лазеров следует обратиться к работам В.И.Малышева с сотрудниками, лежавшим у истоков создания лазеров, генерирующих импульсы ультракороткой длительности.

Речь идет о реализации и исследовании режима самосинхронизация лазерных мод (Глава 3).

Здесь следует напомнить, что с момента, когда заработал первый рубиновый лазер, стало очевидно, что импульсные твердотельные лазеры как правило генерируют нерегулярные последовательности «пичков» – пичков свободной генерации – на протяжении сотен микросекунд. Тогда почти сразу был сформулирован принцип модулированной добротности, который после реализации позволил сконцентрировать энергию множества лазерных пичков в один мощный «гигантский импульс» длительностью в единицы или десятки наносекунд. Лазеры с модулированной добротностью сулили повышение интенсивности излучения на несколько порядков, и разработка средств модуляции добротности пошла полным ходом. Первые модуляторы представляли собой отражательную призму, вращавшуюся с частотой в десятки килогерц. Для модуляции добротности стали использовать также электрооптические кристаллы, которые требовали многокиловольтного импульсного питания. Н.Г.Басов предложил В.И.Малышеву разработать совместно с химиками модулятор добротности в виде раствора просветляющегося красителя. Такой затвор представлял собой компактный элемент лазерного резонатора и не требовал управления. К 1966 году такие затворы были созданы в оптической лаборатории ФИАН в сотрудничестве с химиками. Здесь исключительно уместным оказался опыт химиков по созданию сред, затемняющихся под действием мощного излучения (в первую очередь от вспышки взрыва ядерной бомбы). В работе под руководством В.И.Малышева участвовали А.С.Маркин и В.С.Петров. В процессе изучения лазера с просветляющимся красителем был обнаружен режим самосинхронизации мод, т.е. режим, в котором «гигантский» импульс приобретал дополнительную структуру в виде цепочки импульсов пикосекундной длительности. Интенсивность излучения в максимуме пикосекундного импульса еще на несколько порядков повышалась в сравнении обычным «гигантским» импульсом. О реализации режима самосинхронизации мод впервые сообщили американские исследователи в 1966 г: A.J.DeMaria, D.A.Stetser, H.Heynau «Self mode-locking of lasers with saturable absorbers» Applied Physics Letters, v.8, №7, p.174-176 (1966). В.И.Малышев и А.С.Маркин были настолько близки к самостоятельному обнаружению этого режима, что сразу выполнили исследовательскую работу на эту тему (Т.И.Кузнецова, В.И.Малышев, А.С.Маркин «Самосинхронизация аксиальных мод в лазере с просветляющимся фильтром» ЖЭТФ, т.52, №2, с.438-446, 1967) и послали ее в печать в сентябре 1966 г. В работе принимала участие Татьяна Ивановна Кузнецова, которая обеспечила теоретическую проработку вопроса и впоследствии выполнила немало теоретических исследований по ультракоротким световым импульсам. Таким образом, указанная работа оказалась первой

публикацией в нашей стране по реализации режима самосинхронизации мод в лазере. Разработанный для этих целей краситель №3955 (из ряда полиметиновых) для неодимового лазера из рук В.И.Малышева распространился по многим лабораториям и позволил выполнить множество ярких работ с импульсами пикосекундной длительности. Сегодня режим самосинхронизации лазерных мод после ряда новых совершенствований распространился на диапазон фемтосекундных длительностей, и фемтосекундные лазеры применяются в самых разных областях науки и техники.

4. После первых успехов в создании лазеров Н.Г.Басов инициировал поиск новых лазерных сред, в частности, в газовой фазе. В Оптической лаборатории ФИАН к этим исследованиям подключился Г.Г.Перташ с сотрудниками. В поле зрения группы попал лазер на парах меди (см. Главу 4). Лазер на парах меди с весьма привлекательными энергетическими характеристиками излучения был создан Уолтером (W.Walter, США) в 1967. Его недостатком была необходимость внешнего разогрева до температуры 1500°С. В группе Г.Г.Петраша была предложена и реализована идея саморазогревного лазера. Для этого потребовалось разработать новую конструкцию разрядной трубки. Уже в первой публикации по саморазогревному лазеру на парах меди удалось достигнуть средней мощности 15 Вт (на двух линиях – желтой и зеленой) при частоте повторения импульсов 20 кГц; пиковая мощность достигала 200 кВт, КПД (от выпрямителя) ~ 1% (А.А.Исаев, М.А.Казарян, Г.Г.Петраш. Письма в ЖЭТФ, т.16, №1, с.40, 1972). В результате энергетические характеристики лазера на парах меди выдвинули его число «рабочих лошадей» лазерной техники. В процессе дальнейшего совершенствования лазера авторам удалось добиться почти дифракционной расходимости излучения за счет использования неустойчивого резонатора. Ими был также реализован усилитель яркости на основе саморазогревной трубки с парами меди и создан лазерный проекционный микроскоп с усилителем яркости в качестве основного элемента. Решающий вклад группы Г.Г.Петраша в разработку лазера на парах меди признан во всем мире.

5. В конце 60-х годов в ФИАНе была выдвинута и реализована идея о внутрирезонаторной лазерной спектроскопии. Идея о детектировании слабых спектральных линий поглощающих сред, помещаемых внутрь лазерного резонатора принадлежит сотруднику лаборатории квантовой радиофизики Альберту Федоровичу Сучкову (Препринт ФИАН №126, 1970). В основу предложения А.Ф.Сучков положил то обстоятельство, что лазерное излучение «бегает» в резонаторе тысячи (и более) раз, накапливая слабый эффект поглощения среды. Вскоре первый эксперимент, демонстрирующий высокую чувствительность к спектральным потерям,

был выполнен по инициативе А.Ф.Сучкова (и с его участием) в группе Э.А.Свириденкова в лаборатории люминесценции ФИАН (Л.А.Пахомычева, Э.А.Свириденков, А.Ф.Сучков, Л.В.Титова, С.С.Чурилов. «Линейчатая структура спектров излучения ОКГ с неоднородным уширением линии усиления». Письма в ЖЭТФ т.12, с.60, 1970). Был использован неодимовый лазер и дифракционный спектрограф по схеме В.И.Малышева. Авторы применили весь свой опыт для устранения паразитных спектрально-селективных потерь в лазере, чтобы зарегистрировать только контролируемые потери. Этот результат воодушевил участников, они разработали метод высокочувствительной спектроскопии, который получил название внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС). Сегодня известны многочисленные примеры использования метода ВРЛС с другими широкополосными лазерами для детектирования линий самых разнообразных веществ. Приоритет группы Э.А.Свириденкова в разработке и распространении метода признан в мире. В 80-х годах цикл работ по ВРЛС номинировался на Государственную премию СССР, но из-за особенностей личных взаимоотношений за пределами авторского коллектива данная работа премию не получила.

6. Электроразрядный $CO_2$ лазер с момента создания в 1966 году привлек внимание исследователей новизной спектрального диапазона (10,6 мкм) и необычностью механизма создания инверсии: это был лазер на переходах между *колебательными* уровнями молекулы. Оптимизация $CO_2$ лазера наталкивалась на трудности из-за отсутствия понимания механизма создания инверсии на колебательных уровнях в газовом разряде. Ситуация прояснилась с появлением статьи Н.Н.Соболева и В.В.Соковикова «О механизме, обеспечивающем инверсную заселенность уровней в ОКГ, работающих на $CO_2$» (Письма в ЖЭТФ, т.4, №3, с.303, 1966) и последовавшей за ней статьи в Письма в ЖЭТФ, т.5, вып.4, 1967. Авторы сопоставили данные о средней энергии электронов в разряде с зависимостью сечения возбуждения соответствующих колебательных уровней молекул и увидели, что механизм электронного удара весьма эффективен. При этом инверсия между колебательными уровнями обеспечивается столкновениями с атомами и молекулами. После этих статей началась целенаправленная работа по теоретическому описанию $CO_2$ лазера, и эксперименты по его совершенствовании получили новый импульс. Рассказ об этих событиях представлен в Главе 6, где кроме основной статьи свидетеля и участника тех событий В.Н.Очкина содержится статья о первом в нашей стране газодинамическом $CO_2$ лазере.

# Глава 1. Лазер на рубине

## Как был сделан первый лазер в Москве

*А.М. Леонтович, З.А.Чижикова*

В 1958 г. Шавлов и Таунс [1] а также Басов с сотрудниками [2] опубликовали статьи о перспективности получения генерации в оптической области спектра с использованием индуцированного излучения. В июне 1960 года американским ученым Мейманом [3] были опубликованы обнадеживающие результаты с рубином, полученные в апреле 1960 г. (заметное увеличение населенности верхнего метастабильного уровня $Cr^{3+}$), а 15 мая 1960 г. он уже получил генерацию, о которой сообщил не в научном журнале, а в “New York Times” (так наз. пресс-релиз). Но только 6 августа 1960 г. появилась его заметка в Nature [4] о сужении линии люминесценции атомов хрома в рубине из-за индуцированного излучения (т.е. о сверхлюминесценции). А первая статья с изучением работы рубинового лазера была опубликована Шавловым с сотрудниками в Phys.Rev.Letters 1 октября 1960 г. [5].

Работы по лазерам в лаборатории люминесценции ФИАН возникли по инициативе Н.Г. Басова в 1960 году в рамках темы «Фотон». Н.Г.Басов предложил эту работу М.Д. Галанину. Знаменательно, что он обратился именно в лабораторию люминесценции, в которой хорошо знали люминесценцию и владели оптическими методами исследований. Большую роль тогда сыграла полифизичность исследований в ФИАНе, заложенная основателем ФИАНа Сергеем Ивановичем Вавиловым. Михаил Дмитриевич Галанин с радостью откликнулся на это предложение и он сам, Зоя Афанасьевна Чижикова и Александр Михайлович Леонтович занялись этой проблемой. В начале мы пошли тем же путем, что и американцы – обнаружили изменение населенности верхнего уровня хрома при оптической накачке импульсной лампой. Весной 1961 г. наша группа создала самостоятельно собственную лазерную установку, в которой образец рубина с концентрацией хрома 0,05% и длиной 4 см накачивался двумя ксеноновыми импульсными лампами ИФК-2000 в кожухе с напыленным MgO. Фотография нашего устройства приведена на рис. 1. На этой установке мы добились генерации 18 сентября 1961 года, (через один месяц после выхода в свет статьи Меймана 15 августа 1961 г. в Phys.Rev. [6], в которой описано устройство его лазера). Подробное описание нашего лазера было дано в отчете ФИАН в декабре 1961 года. Копии страниц отчета с описанием работы по созданию рубинового лазера воспроизведены ниже (с любезного разрешения автора «Записок архивариуса» А.Н.Стародуба).

Рис. 1. В 1967 году в ФИАНе к 50-летию советской власти была организована выставка научных достижений института за 1934-1967 годы. На ней был представлен наш реальный первый лазер на рубине. Позже он был передан в Политехнический музей, в отдел истории физики.

Мы тогда просили Михаила Дмитриевича послать в открытую печать статью о создании и работе нашего лазера, она была бы опубликована еще в 1961 году. Но Михаил Дмитриевич сказал: «Вот сделаем научную работу с нашим лазером, тогда и пошлем!»

После исследования когерентных свойств излучения нашего лазера мы опубликовали статью в ЖЭТФ [7], которая тоже приведена в этом сборнике. Это была первая публикация в Советском Союзе по эксперименту с оптическим генератором. Продолжая эту работу, мы опубликовали также заметку о пичковом режиме рубинового лазера в «Оптике и спектроскопии» [8]. В этих и следующей работе [9], которые были доложены на 3-ей международной конференции по квантовой электронике, проходившей в Париже в феврале 1963 года, нами было показано, что режим пульсаций и когерентность излучения взаимно связаны [10].

Осциллограммы хаотических пульсаций приведены на следующем рисунке (Рис.2). Позже мы фотографировали также и «модные картинки», т.е. распределение интенсивности излучения в поперечном сечении при генерации одного типа колебаний – моды, в каждом отдельном «пичке» (Рис 3). Оно хорошо укладывалось в теоретическое распределение, если считать, что резонатор аналогичен резонатору со сферическими зеркалами.

Эта «сферичность» возникала как из-за начальных оптических неоднородностей образцов рубина, так и из-за термооптических искажений, вызванных светом накачки.

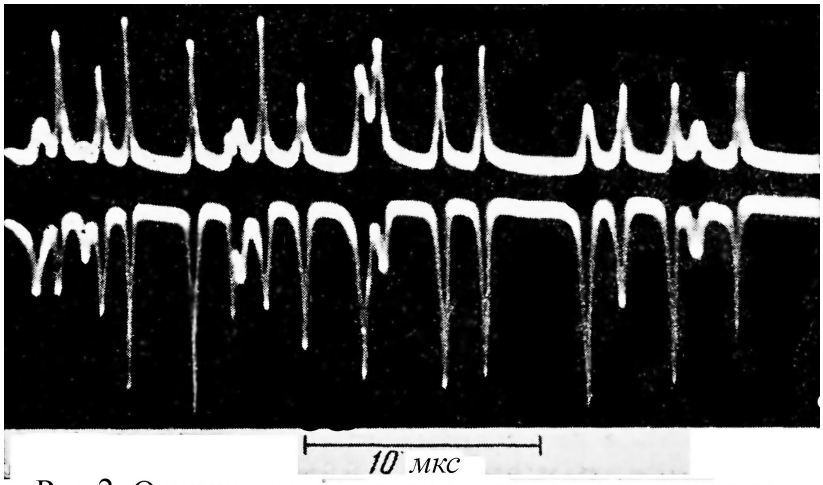



Рис. 2 . Осциллограммы излучения от двух различных участков с торца лазерного кристалла.

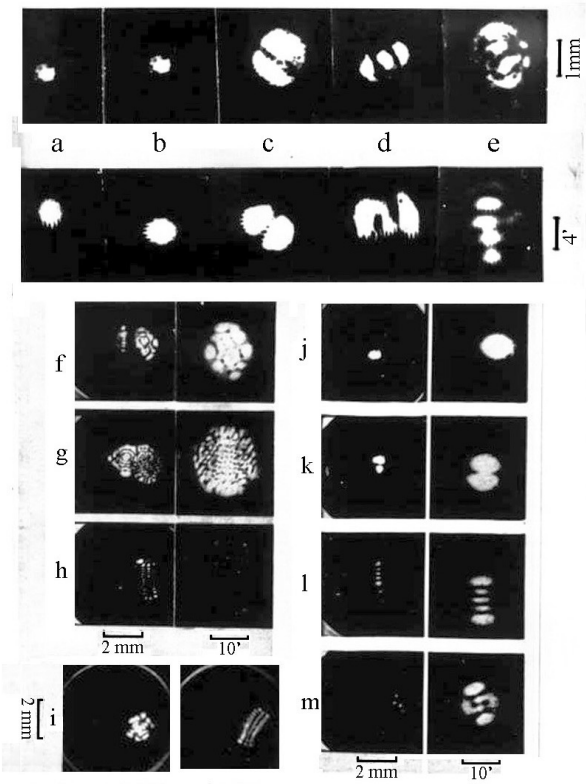



Рис. 3 . Одновременные снимки распределения излучения в дальней зоне (по углам) и на торце образца: a,b,c,d,e - сверху - на торце, снизу - по углам; f.g,h,i(оба),j,k,l,m - слева - на торце, справа - по углам.

В этих и дальнейших исследованиях, посвященных также и режиму гигантского импульса, кроме упомянутых, участвовали также молодые

научные работники и аспиранты, и не только из нашей, но и из других лабораторий: М.Попова, А.Ведута, В.Коробкин, М.Щелев, А.Можаровский и другие. На материале этих работ все они защитили свои кандидатские диссертации (а в последующие годы – и докторские). Также В.С.Зуев, сотрудник Н.Г.Басова, с молодым П.Г.Крюковым освоили с нашей помощью лазерную технику и затем, вместе с Басовым опубликовали статью о лазере на рубине с импульсной добротностью. Такая «дружба народов» позже в ФИАНе была редкой.

Рис.4. М.Д. Галанин, А.М. Леонтович, З.А. Чижикова, в те годы.

На первых этапах нашей работы много внимания было отдано качеству рубиновых образцов (как оптического, так и в отношении примесей), к которому предъявляются высокие требования. В ФИАНе не было соответствующей аппаратуры для изготовления рубина и мы получали его образцы из двух мест – из Института кристаллографии и из «почтового ящика» (ОКБ–311 ГКЭТ). Их изготовили А.С.Бебчук и Ю.Н.Соловьева, которые снабжали до этого мазерные работы, и мы пробовали и те и другие. Образцы из Института кристаллографии не заработали. (В их образцах содержание $Cr^{3+}$ было 0,5% а не 0,05% и оптическое качество их было плохое). А загенерировали образцы из «почтового ящика».

Осенью 1961 года мы более серьезно взялись за проверку оптических свойств рубинов (в основном с помощью интерферометра Майкельсона) и после этого смогли получить генерацию, сначала с небольшой энергией, а потом и с такой, что можно было и прожигать бритвы сфокусированным пучком. В это же время в нашем распоряжении оказался и американский образец рубина, (полученный по шпионской линии), генерацию от которого мы также получили, примерно с теми же параметрами, что и с нашими образцами.

Тогда был какой-то предрассудок насчет формы образцов – все первые рубины были в форме параллелепипедов, и американские и наши. Это, по-видимому, было наследие от мазерной эры. А потом было понято, что это не играет роли, что важна только параллельность торцов этих кристаллов, на которые тогда и наносились зеркала из напыленного серебра. Потом

появились образцы цилиндрической формы, и также, когда стали применять внешние зеркала – с брюстеровскими торцами.

Как сказано выше, мы занялись исследованием хаотических пульсаций излучения при генерации. Оказалось, что хаос в пульсациях обусловлен тепловыми нестабильностями термических и оптико-механических свойств, вызываемых нагреванием той же лампой, что осуществляет и оптическую накачку [11].

Запуск нашего первого лазера стал событием в жизни ФИАНа. Комната 356 в которой появился первый рубиновый лазер, стала неким «лазерным центром» в ФИАНе. Посмотреть на работу лазера шли многочисленные посетители. Ситуация была похожа на кадры кинофильма «Девять дней одного года» (1962 г.) с возгласами «у Гусева нейтроны пошли!». Запомнилось, как радовался Игорь Евгеньевич Тамм. Сам директор ФИАНа Дмитрий Владимирович Скобельцын постоянно интересовался ходом работы. Речь шла о престиже ФИАНа и советской науки. Эти работы позволили свести к минимуму отставание наших лазерных работ от американских. К нам приходили консультироваться по проблемам оптической генерации физики из ФИАНа и других институтов Москвы, приезжали из лабораторий Киева, Минска, Горького, Ленинграда, и др. Это были незабываемые дни для нашей группы. Были и высокие гости: академическое начальство, зав. отделом науки ЦК КПСС академик В.А.Кириллин. Иногда гостей сопровождал Н.Г.Басов. Однажды Николай Геннадьевич привел к нам и Д.Ф. Устинова, бывшего тогда, правда, еще не министром обороны, а заместителем председателя совета министров СССР, и мы прожигали лазером для него бритвы. Может быть уже тогда они обсуждали возможность применения мощного лазерного пучка для противоракетных установок.


l. Schawlow A.L., Townes C. H. Infrared and Optical Masers. Phys. Rev., 112, p. 1940, 1958.
2. Басов Г.Н., Крохин О.Н., Попов Ю.М. Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучения с помощью квантовых систем. УФН, 72, с. 161, 1960.
3. Maiman T.H. Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. Phys. Rev. Letters, 4, p.564, 1960.
4. Maiman T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. Nature, 187, p.493, 1960.
5. Collins R.J., Nelson D.F., Schawlow A.L., Bond W., Garrett C.G.B., Kaiser W. Coherence, Narrowing, Directionality and Relaxation Oscillation in the Light Emission from Ruby. Phys. Rev. Letters, 5, p.303, 1960.
6. Maiman T.H., Hoskins R.H., D'Haenens i.J., Asawa C.K., Evtuhov V. Stimulated Optical Emission in Fluorescent Solids. II Spectroscopy and Stimulated Emission in Ruby. Phys. Rev., 123, p.l151, 1961.

7. Галанин М.Д., Леонтович А.М., Чижикова З.А. Когерентность и направленность излучения оптического генератора на рубине. ЖЭТФ, 43, с.347, 1962.
8. Галанин М.Д., Леонтович А.М., Свириденков Э.А., Сморчков В.Н., Чижикова З.А. О пульсациях излучения оптического генератора на рубине. Оптика и спектроскопия, 14, с. 165, 1963.
9. Коробкин В.В., Леонтович А.М. Когерентность и временная развертка спектров излучения оптического генератора на рубине. ЖЭТФ, 44, 1347, 1963.
10. Чижикова З.А., Галанин М.Д., Коробкин В.В., Леонтович А.М., Сморчков В.Н. Когерентность, временная развертка спектров и пульсации в излучении оптического генератора на рубине. Electronique Quantique, C.R. de 3-me Conf. Int., ed. Grivet et Bloembergen, Paris, 1964, p.1483.
11. Кирсанов Б.П., Леонтович А.М., Можаровский А.М. О пульсациях излучения в многомодовых твердотельных оптических квантовых генераторах. Квантовая электроника, 1974, т.1, № 10, с.2211-2229.

* * *

Далее воспроизведен текст Главы 1 Части 1 из открытого отчета по теме «Применение квантовых систем для генерации, усиления и индикации оптического излучения» от 30 декабря 1961 г. Текст сохранился благодаря изданию сборника «Записки Архивариуса», т.2, ч.1; редактор А.Н.Стародуб, ФИАН, 1997. В этом тексте «… приведены результаты экспериментов по созданию генератора оптического излучения на рубине (длина волны 6943 Å), выполненные в Лаборатории люминесценции М.Д.Галаниным, А.М.Леонтовичем, З.Л.Моргенштерн, З.А.Чижиковой. Подробно исследованы оптические свойства рубина вблизи порога самовозбуждения и исследовано возникающее в режиме генерации излучение. Дано описание технологии изготовления генератора» (цитируется из Введения отчета).

# Часть 1. Применение люминесцентных кристаллов

Для создания квантовых генераторов и усилителей оптического излучения весьма перспективным является применение люминесцентных кристаллов [6,7,17,18]. Первый квантовый генератор был создан в 1960 г. на основе такого кристалла – на рубине [6,7].

Основными преимуществами люминесцентных кристаллов является наличие узких спектральных линий, связанных с высокой степенью упорядоченности атомов кристалла и высокая концентрация активных частиц. Хорошая прозрачность таких кристаллов позволяет эффективно использовать для возбуждения методы оптической накачки. Наличие большого количества разнообразных по своим свойствам кристаллов позволит создать оптические генераторы, работающие в широком диапазоне длин волн.

К недостаткам люминесцентных кристаллов относится то, что трудно вырастить кристаллы с равномерным распределением концентрации примесных атомов, что важно для получения генерации, а также то, что в процессе генерации активные атомы не перемешиваются, что создает дополнительные усложнения явления. Кроме того, при работе вещество нагревается, а охлаждение в твердом теле происходит медленнее и более неравномерно, чем в других состояниях.

# Глава 1. Оптический генератор на кристалле рубина

## § 1. Некоторые оптические характеристики рубина

Рубин – кристаллический корунд $\alpha - Al_2O_3$ с изоморфной примесью $Cr^{3+}$. Спектры поглощения и люминесценции рубина и схема его энергетических уровней были исследованы еще Дейчбейном [1] и Сугано [2] (Рис. 1). Поглощение в области 0,2 – 6 мкм и люминесценция обусловлены ионами $Cr^{3+}$. Длительность люминесценции $\tau$ = 3,5 мс при концентрации 0,05% и комнатной температуре [3]. Спектр люминесценции состоит из двух линий с шириной около 6 Å: $R_1$: 6943 Å и $R_2$: 6927 Å. Выход люминесценции близок к единице [4,5]. При увеличении концентрации Cr появляются другие линии люминесценции ( *N*-линии), выход люминесценции в *R*-линиях уменьшается.

Спектр поглощения рубина состоит кроме резонансных *R*-линий (коэффициент поглощения в максимуме 0,4 $см^{-1}$ при концентрации 0,05% и комнатной температуре [5]) в основном еще из двух широких полос с полушириной ≈ 700 Å и максимумами при 5600 и 4100 Å (коэффициент поглощения в максимуме порядка 3 $см^{-1}$ при 0,05% Cr).

*Рис.1*

Рубин представляет собой подходящую 3-х уровневую систему для оптического генератора. При этом переходы $^4A_2 \rightarrow {}^4F_{2,1}$ (Рис. 1) могут служить для оптической «накачки», а генерация происходит на линии $R_1$. Оптический генератор на рубине был впервые построен двумя группами авторов (см. [6] и [7]). В работах [8] была показана также возможность генерации на *N*-линиях.

Энергия оптической накачки, необходимая для воз-

буждения генерации, может быть оценена следующим образом.

Условие самовозбуждения плоскопараллельного резонатора, заполненного средой с отрицательным коэффициентом поглощения $\alpha$, имеет вид

(1) $$r\exp(-\alpha l) = 1\ ,$$

где $l$ – расстояние между отражающими плоскостями и $r$ – коэффициент отражения. При $r = 1$ это условие можно написать также в следующем виде:

(2) $$\frac{N_2 - N_1}{N} > \frac{1 - r}{l\alpha_0},$$

где $N_1$ и $N_2$ – число атомов $Cr^{3+}$ в состояниях 1 и 2, $N$ – общее число атомов хрома, $\alpha_0$ – коэффициент поглощения среды в невозбужденном состоянии.

Условие (2) дает степень инверсии заселенности уровней, необходимой для получения генерации, выраженную через экспериментально определяемые величины.

Для грубой оценки энергии накачки можно подсчитать энергию импульса накачки, требующуюся для перевода всех атомов в возбужденное состояние. Эта энергия оказывается равной $E = Nh\nu' = 6$ Дж/см$^3$, где $\nu'$ – частота полосы накачки, а $N = 1{,}6\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ – число атомов Cr в 1 см$^3$ (при концентрации 0,05%). Эта энергия должна подаваться на образец за время, меньшее длительности люминесценции $\tau$ = 3,5 мс, что может быть достигнуто путем применения импульсных ламп (мощность, требующаяся для генерации рубина в непрерывном режиме, оказывается трудно достижимой). Ксеноновая импульсная лампа дает излучение цветовой температуры до 6000°. Из такого излучения в полосу поглощения рубина попадает около 8%. Таким образом, необходима энергия около 70 Дж для образца объемом 1 см$^3$. Если учесть неизбежные потери при собирании света на образец и возможное отличие квантового выхода люминесценции от единицы, эта величина хорошо согласуется с минимальной энергией порога генерации (150

Дж), сообщаемой в [9].

## § 2. Обработка кристаллов и контроль поверхностей

Рубин очень тверд — его твердость 9 по Моосу. Поэтому обработка образцов — резка, полировка — производится алмазным инструментом. Полировка образцов выполнялась на медном круге с подсолнечным маслом при помощи алмазного порошка М10, М5, М1,5 (последовательно). При полировке торцов образец вклеивался между двух других кусков рубина (так называемых «паразиток»), и такой блок полировался вместе, с торцевых сторон. При большой длине образцов с обоих торцевых сторон образца приклеивались отдельные паразитки — так что в этом случае их было 4 штуки. Только таким образом можно было достичь хорошей плоскости и на краях торцов проверялась с помощью оптиметра, а плоскость — с помощью эталонного стекла. Обработка образцов производилась в Оптической мастерской ФИАН под руководством В.Н.Луканина.

Окончательная проверка плоскопараллельности торцов производилась с помощью интерферометра типа Кестерса. Интерферометр типа Кестерса представляет собой соединенный с монохроматором интерферометр Майкельсона. Он давал возможность наблюдать не только качество обработок поверхностей и плоскопараллельность торцов, но также и оптическую однородность внутренности образца. При исследовании оптического качества внутренности образца нужно использовать такой свет, который не поглощается в рубине. В качестве источника света употреблялась кадмиевая лампа ДКД С-20. В спектре кадмиевой лампы для наблюдения оптической однородности образцов очень удобна красная линия 6438 Å. Ее свет в рубине не поглощается. Для наблюдения качества обработки поверхностей употреблялась зеленая линия 5086 Å. Ин-

терференционная картина могла наблюдаться и в поляризованном свете. Одинаковость или различие интерференционной картины в разных поляризациях давало дополнительные сведения об оптическом качестве кристалла.

*Рис.2*

Интерференционная картина давала непосредственно карту полос равной оптической толщины в образце. Контроль оптической толщины образца визуально можно было сделать с точностью $\lambda/10$, т.е. с точностью 0,06 мкм, что соответствует геометрической толщине 0,04 мкм, так как показатель преломления рубина равен 1,77. Примеры интерференционных картин, показывающие оптические неоднородности, приведены на Рис. 2.

## § 3. Спектральная зависимость квантового выхода люминесценции рубина

Спектральная зависимость выхода люминесценции имеет существенное значение для оценки эффективности оптической накачки в разных спектральных областях, а также для выявления неактивного поглощения, которое может быть обусловлено посторонними примесями. В связи с этим был разработан метод измерения спектральной зависимости выхода люминесценции для кристаллов рубина. Выход люминесценции определяется соотношением:

$$\eta_\lambda = J/E_\lambda ,$$

где $J$ — излученная энергия, $E_\lambda$ — поглощенная энергия. Если $J$ и $E_\lambda$ измеряются в энергетических единицах, получаем энергетический выход, если в числе квантов — квантовый выход.

Примененный нами метод измерения спектральной зависимости квантового выхода люминесценции заключается в сравнении люминесценции рубина с люмине-

сценцией эталона, подчиняющегося закону Вавилова, т.е. имеющего постоянный квантовый выход во всей измеряемой области спектра [10]. Измерение люминесценции эталона дает в относительных единицах значение $\eta_\lambda$. Если измеряемые образцы не полностью поглощают падающий свет, то выражение для выхода с учетом этого перепишется:

$$\eta_\lambda = J/\ [E_\lambda(1 - P_\lambda)]\ ,$$

где $P_\lambda$ – доля прошедшего через образцы света, т.е. спектр пропускания. Методика его измерения описана ниже. Соответствующий этому пропусканию спектр поглощения рубина приведен на Рис. 3. Прежде чем приступить к измерению $\eta_\lambda$ необходимо было убедиться в том, что спектр излучения рубина не меняется при изменении длины волны возбуждающего света. В этой целью мы сфотографировали спектр люминесценции рубина при возбуждении в отдельных полосах его поглощения. При фотографировании в полосах 5600 и 4100 Å (Рис. 3) кристалл возбуждался светом лампы накаливания, прошедшим через светофильтры жидкостной (раствор $CuSO_4$ в воде) + ЖЗС1 (2 мм) и жидкостной + ФС-7 (2 мм) соответственно, для области 2600 – 3600 Å – светом ртутной лампы через фильтр УФС-1. Светофильтры были подобраны так, что хорошо выделяли указанные области.

*Рис. 3*

Полученные спектры были одинаковы для всех областей возбуждения и кроме *R*-линий содержали также известные полосы, расположенные в более коротковолновой области, простирающейся до ≈6300 Å [1,3]; более длинноволновая часть спектра, возможно, не получалась на снимках в наших опытах из-за падения чувствительности пленки.

В качестве эталона для измерения люминесценции мы выбрали красный люмоген [11], излучение которого приходится на оранжево-красную область спектра и для которого область постоянства квантового выхода, по нашим измерениям, простирается до 5700 Å, так что захватывает и максимум самой длинноволновой полосы поглощения рубина. Для того, чтобы обеспечить полное

поглощение падающего света эталоном, мы применили его в виде фотометрического шара, внутренняя поверхность которого была покрыта люмогеном. Предварительные опыты показали, что применение эталона в виде экрана приводит к большим ошибкам, связанным, по-видимому, с непостоянством коэффициента отражения люмогена в исследуемой спектральной области.

Измерения проводились следующим образом: на выходе двойного кварцевого монохроматора Хильгера была укреплена камера для образцов*; в двух перпендикулярных стенках этой камеры были сделаны отверстия для ФЭУ. С помощью каретки перед выходной щелью монохроматора мог устанавливаться кристалл, эталон, или проходить прямой свет. Один ФЭУ, установленный в направлении возбуждающего пучка, измерял пропускание кристалла, второй, установленный перпендикулярно, измерял люминесценцию рубина по отношению к люминесценции эталона; на этом ФЭУ был помещен фильтр КС-13, отрезающий свет короче 6300 Å и пропускающий весь свет люминесценции рубина. Кристалл был вырезан перпендикулярно оптической оси и установлен так, что возбуждающий свет распространялся вдоль оси.

Люминесценция и пропускание измерялись для одной и той же, установленной по барабану, длины волны, практически одновременно. Такой метод исключал ошибку из-за неточности установки при раздельных измерениях, что существенно, так как кривые $J/E_\lambda$ и $P_\lambda$ имеют резко выраженную структуру, и небольшой сдвиг в области крутого хода этих кривых может привести к изменению хода кривой.

Результаты измерений приведены на Рис. 4. Кривая 1 представляет спектральное распределение возбуждения рубина $J/E_\lambda$, кривая 2 – пропускание $P_\lambda$, кривая 3

---

* Камера была скопирована с аналогичной камеры В СФ-4. Измерения на СФ-4 оказались неудовлетворительными из-за большой доли рассеянного света в монохроматоре прибора.

– значение квантового выхода люминесценции $\eta_\lambda = J/\ [E_\lambda(1 - P_\lambda)]$, полученные путем перерасчета. Из последней кривой следует, что внутри полос поглощения выход постоянный и что значение выхода в длинноволновой полосе несколько выше, чем в коротковолновой. Провал в области 450 – 500 мкм, соответствующий минимуму поглощения, указывает на наличие активного поглощения. Действительно, в этой области значение пропускания не доходит до значения при $\lambda = 680$ мкм, где совсем нет поглощения, и все потери следует отнести только за счет отражения, таким образом, в области провала между полосами поглощение же есть. Если бы оно было обусловлено только перекрытием полос, то выход в этой области должен был бы иметь среднее значение между выходом в области обеих полос и во всяком случае, должен был бы быть не ниже, чем меньшее значение выхода (в коротковолновой полосе).

*Рис. 4*

Полученные нами результаты отличаются от полученных в работе [5], мы полагаем, что примененный нами метод страдает меньшими погрешностями.

Таким образом, измерение спектральной зависимости выхода дает возможность судить о влиянии примесей или дефектов, дающих неактивное поглощение, и этот метод может применяться для контроля качества кристаллов.

## § 4. Серебрение торцов

Для работы в качестве генераторов образцы покрывались с торцов отражающими слоями серебра. Серебро наносилось методом испарения в вакууме. Давление под колпаком испарительной установки при напылении было $10^{-5}$ мм Hg. Такой вакуум необходим для достижения хорошего качества покрытия, т.е. достаточно малого поглощения света в напыленном слое при высоком коэффициенте отражения. Серебро испарялось с танталовой лодочки, накаливаемой током до желтого каления. Во время испарения серебра первые порции его

бывают грязными, для защиты образца от этих первых порций употреблялась заслонка. Она также использовалась для прекращения напыления, чтобы получилось нужное пропускание поверхности образца. Один торец образца серебрился наглухо. На другой торец наносился слой такой толщины, что он имел некоторое пропускание. Во время напыления рядом с образцом устанавливалась стеклянная пластинка, которая напылялась одновременно с образцом. Эта контрольная стеклянная пластинка проверялась на пропускание на микрофотометре МФ-2. В разных опытах пропускание составляло от 0,3% до 7%.

## § 5. Система оптической накачки

Для оптического возбуждения («накачки») генератора употреблялись 2 ксеноновые импульсные лампы ИФК-2000, включенные последовательно (характеристики их даны в [12]). Схема установки, применявшейся нами приведена на Рис. 5. Емкость конденсаторов, питавших лампы, – 900 мкФ, напряжение – до 3 кВ. Такой режим для этих ламп не является номинальным, поэтому срок службы их сокращался по сравнению с указанным в паспорте. Обычно применявшиеся напряжения для возбуждения генерации были от 1,5 кВ до 3 кВ. Лампы, имевшие U-образную форму, помещались в цилиндрический осветитель специальной конструкции (Рис. 6). Кратковременный высоковольтный импульс поджигавший лампы, подавался непосредственно на кожух.

*Рис. 5*
*Рис. 6*

Изнутри осветитель покрывался окисью магния. При напылении окиси магния на осветитель подавался постоянный потенциал 4 кВ. В этом случае слой окиси был прочнее и альбедо его больше, чем без напряжения. Образец располагался между лампами.

После каждой вспышки импульсной лампы образец немного нагревался. Для охлаждения его после каждой вспышки через кожух продувался холодный воздух. Для

уменьшения количества рассеянного света импульсной лампы, выходившего вместе со светом люминесценции и генерации, употреблялась светозащитная трубочка. В верхней крышке было сделано отверстие, в которое выходил свет импульсной лампы и падал на фотоэлемент (через светофильтр СЗС-18 для защиты от света люминесценции рубина), регистрировавший свет импульсной лампы. Сигнал от фотоэлемента подавался на осциллограф.

## § 6. Наблюдение генерации

Свет люминесценции или индуцированного испускания, выходивший из образца рубина, падал через конденсатор на щель спектрографа ИСП-51 с камерой УФ-84. В фокальной плоскости камеры в месте фокусировки линий $R_1$ и $R_2$ ставилась щель (ширина щели 1,3 мм). Для разделения линий $R_1$ и $R_2$ к щели была приставлена призма, ребро которой было обращено к щели. Лучи, падающие с разных сторон ребра призмы, преломлялись на гранях призмы в разные стороны и таким образом, можно было развести линии $R_1$ и $R_2$. Обе линии $R_1$ и $R_2$ падали каждая на свой фотоумножитель. Для регистрации применялись ФЭУ-12А. С сопротивлений нагрузки обоих фотоумножителей сигналы подавались на двухлучевой осциллограф ДЭО-1. Сопротивление нагрузки ФЭУ было от 20 кОм до 1 кОм — в зависимости от того, что наблюдалось — люминесценция или генерация. Напряжение питания ФЭУ - 1,5 кВ.

В такой схеме даже при наблюдении люминесценции на выходную щель прибора рассеянный свет импульсной лампы не попадал. Эта схема давала возможность наблюдать одновременно люминесценцию в обоих $R$-линиях, генерацию в $R_1$-линии и люминесценцию в $R_2$-линии и т.п. Генерацию можно было наблюдать также и без спектрографа. В этом случае свет от рубина падал прямо

на ФЭУ-27 с интерференционным светофильтром, пропускающим длину волны $R$-линии.

## § 7. Измерение энергии генерации

Для измерения энергии генерации употреблялся фотоэлемент, чувствительный к красному свету. Фотоэлемент градуировался с помощью светоизмерительной лампы постоянного тока известного спектра испускания и известной силы света. Сила света от светометрической лампы

$$J = M \int_{\lambda} \sigma E_{\lambda} V_{\lambda} \, d\lambda ,$$

где $J$ — сила света в свечах, $M$ — механический эквивалент света = 683 мм/Вт, $\sigma E_{\lambda}$ — энергия излучения, приходящаяся на единицу длины волны ($E_{\lambda}$ — спектр излучения лампы в относительных единицах, зависящий только от цветовой температуры), $V_{\lambda}$ — относительный фактор видимости. Свет от лампы падал на фотоэлемент через конденсор и интерференционный фильтр, пропускавший свет около 694 мкм. Постоянный сигнал от фотоэлемента подавался на осциллограф ЭНО-1. Тогда сигнал на экране осциллографа будет:

$$A_J = \beta \Omega_J \int_{\lambda} \sigma E_{\lambda} K_{\lambda} \eta_{\lambda} \, d\lambda = \beta \eta \sigma \frac{S}{R_J^2} \int_{\lambda} E_{\lambda} K_{\lambda} \, d\lambda ,$$

где $\beta$ — чувствительность системы фотоэлемент — осциллограф, $\eta_{\lambda}$ — чувствительность фотоэлемента по длинам волн (в полосе пропускания интерференционного светофильтра она в пределах ошибок постоянна: $\eta_{\lambda} = \eta$), $\Omega_J = S/R_J^2$ — телесный угол, под которым свет от лампы падает на конденсор, $S$ — площадь конденсора, $R_J$ — расстояние от конденсора до лампы, $K_{\lambda}$ — пропускание светофильтра.

Затем на фотоэлемент через тот же конденсор и светофильтр падал весь свет генерации. Тогда сигнал на экране осциллографа будет:

$$A_r = \beta \eta \Phi K_r,$$

где $\Phi$ — мощность потока генерации $K_r = K_{6943\text{Å}}$. Отсюда

$$\Phi = \frac{A_r J \Omega_J}{A_J M K_r} \frac{\int_\lambda E_\lambda K_\lambda d\lambda}{\int_\lambda E_\lambda V_\lambda d\lambda} = \frac{A_r J S}{A_J M R_J^2 K_r} \frac{\int_\lambda E_\lambda K_\lambda d\lambda}{\int_\lambda E_\lambda V_\lambda d\lambda}.$$

На выходе фотоэлемента стояла усредняющая схема, т.е. параллельно выходному сопротивлению 1,1 мОм, стояла емкость $C = 10$ пФ. Поэтому значение для мощности потока генерации получалось средним. Взяв интеграл, можно было найти полную энергию генерации.

## § 8. Кинетика люминесценции, вынужденного испускания и генерации

На описанной выше установке производилось наблюдение и осциллографирование импульсов свечения отдельно $R_1$ и $R_2$ линий люминесценции. При малой энергии вспышки импульсных ламп наблюдался процесс затухания люминесценции, совершенно одинаковый для $R_1$ и $R_2$ и подчиняющийся экспоненциальному закону с $\tau = 3{,}5$ мс.

При постепенном увеличении энергии накачки кристаллы по своему поведению, как и в работе Меймана [5], разделялись на два класса: в одним можно было наблюдать только явления вынужденного испускания, в других возникала настоящая оптическая генерация.

Вынужденное испускание проявлялось в том, что начиная с некоторой энергии, наблюдалось изменение соотношения интенсивности линий $R_1$ и $R_2$: интенсивность линии $R_1$ сильно возрастала и кинетика

ее затухания резко изменялась: затухание происходило значительно быстрее. На Рис. 7 показано изменение соотношения между $R_1$ и $R_2$ с увеличением энергии накачки. Более детальное излучение поведения интенсивности линии $R_1$ на более быстрой развертке показало, что изменение $R_1$ происходит резким скачком через $\approx 250$ мкс после начала вспышки ламп (Рис. 8).

*Рис. 7*
*Рис. 8*
*Рис. 9*

Кристаллы, в которых получалась оптическая генерация, после достижения порога генерации обнаруживали очень резкое увеличение интенсивности излучения в направлении, перпендикулярном торцу кристалла. Кинетика излучения резко изменялась: излучение происходило отдельными короткими импульсами с длительностью менее 1 мкс (Рис. 9). Частота следования этих импульсов тем больше, чем больше превышение энергии над порогом генерации. Генерация начиналась через 100 – 500 мкс после начала вспышки в зависимости от ее энергии (Рис. 10). При этом энергия вспышки, требующаяся для начала генерации определяемая площадью под осциллограммой вспышки оказывалась постоянной (Рис. 11).

*Рис. 10*
*Рис.11*

Таким образом, эти результаты дают характерную картину пульсирующей генерации рубина, совпадающую с описанной в работах [5] и [7].

## Литература к Части I


1. O.Deutschbein. Ann.d.Phys., **14**, 712, 729 (1932). Zs. f. Phys., **77**, 489 (1932).
2. S.Sugano, Y.Tanabe. J.Phys.Soc. Japan, **13**, 880.
S.Sugano, J.Tsujikawa. J.Phys.Soc. Japan, **13**, 899.
3. А.Н.Толстой, П.П.Феофилов. ДАН СССР, **85**, 551 (1952).
4. В.Н.Вишневский, Н.С.Пидзырайло. Укр.физ.ж., **5**, 629 (1960).
5. T.H.Maiman, R.M.Hoskins, I.J.D'Haenans, C.K.Asawa, V.Evtuhov. Phys.Rev. **128**, 1151 (1961).
6. T.H.Maiman. Nature, **187**, 493 (1960); British Commubic.Elect., **7**, 674 (1960).
7. R.J.Collins, D.F.Nelson, A.L.Schawlow, W.Bond, S.B.Garett, W.Kaiser. Phys.Rev.Lett., **5**, 303 (1960).
8. J.Wieder, L.R.Sarles. Phys.Rev.Lett. **6**, 95 (1961). A.L.Schawlow, S.E.Devlin. Phys.Rev.Lett. **6**, 96 (1961).
9. M.Cifton, C.F.Luck, C.S.Safer, H.Stags. Proc.IRE. **49**, 960 (1961).
10. С.И.Вавилов. Изв.АН СССР, сер.физ., **9**, 283 (1945).
11. Люминесцентный анализ, под ред. М.А.Константиновой-Шлезингер, приложение У, стр.386. Физматгиз. 1961.
12. И.С.Маршак. ПТЭ, 1957, § 5, 3, Справочная книга по светотехнике. т.1, изд. АН СССР, 1956, стр.434.
13. S.J.Weissaman. J.Chem.Phys. **10**, 214 (1942).
14. А.Н.Севченко, А.Г.Мерачевский. Изв.АН СССР, сер.физ. **15**, 5, 628 (1951).
15. А.Н.Севченко, А.К.Трофимов. ЖЭТФ, **21**, 220 (1951).
16. М.А.Ельяшевич. Спектры редких земель. Гостехиздат, 1953.
17. Л.Н.Галкин, П.П.Феофилов. Опт. и спектр. **7**, 840 (1959).
18. P.P.Sorokin, M.J.Stevenson. Phys.Rev.Lett. **5**, 557 (1960); IBM Journal, **5**, 56 (1961).
19. Л.М.Беляев, Г.Ф.Добржанская, П.П.Феофилов. Изв.АН СССР, сер.физ., **25**, 548 (1961).

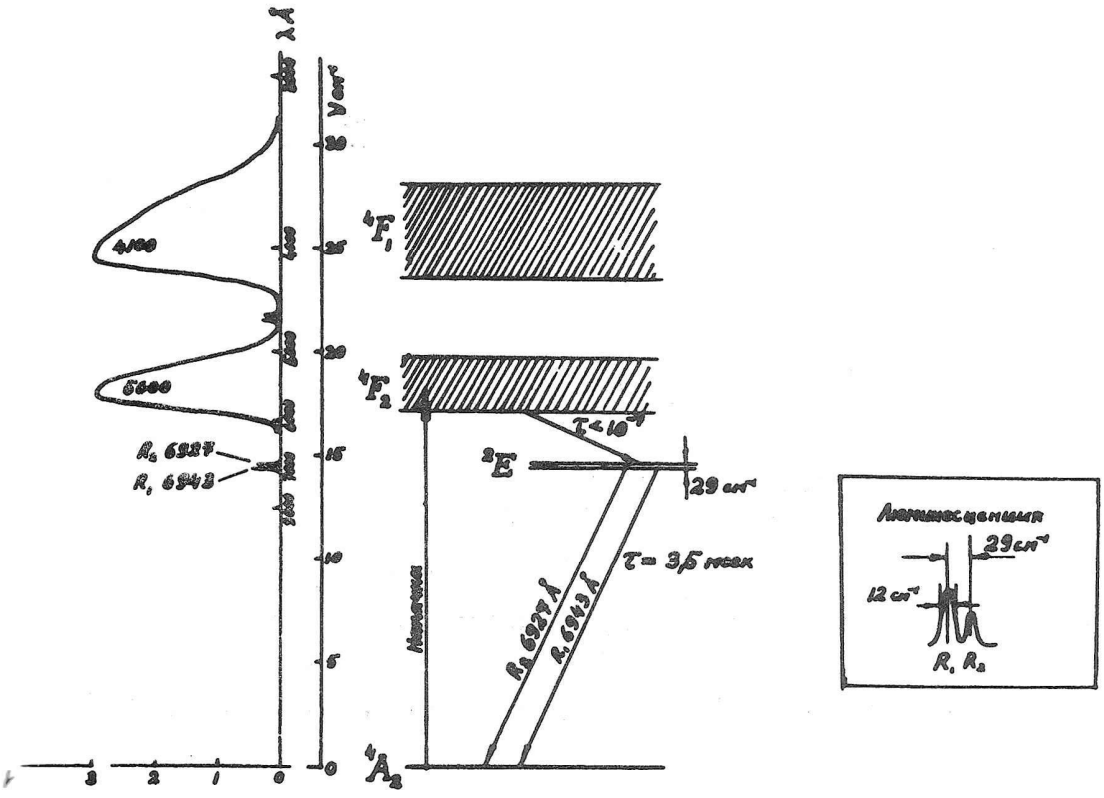



Рис. 1. Спектр поглощения и схема энергетических уровней рубина $Al_2O_3Cr$. Концентрация хрома — 0,05%.

Рис. 2. Снимки интерференционной картины образцов.

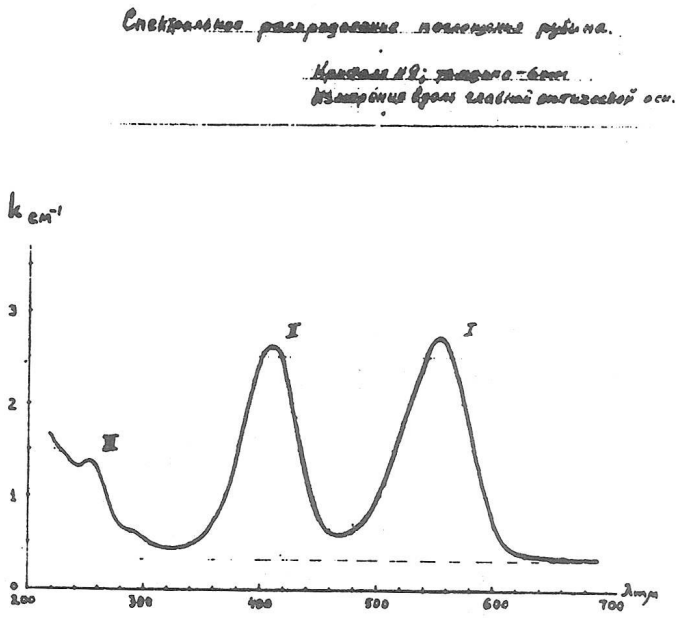



Рис. 3. Спектр поглощения рубина. Концентрация Cr 0,05%.

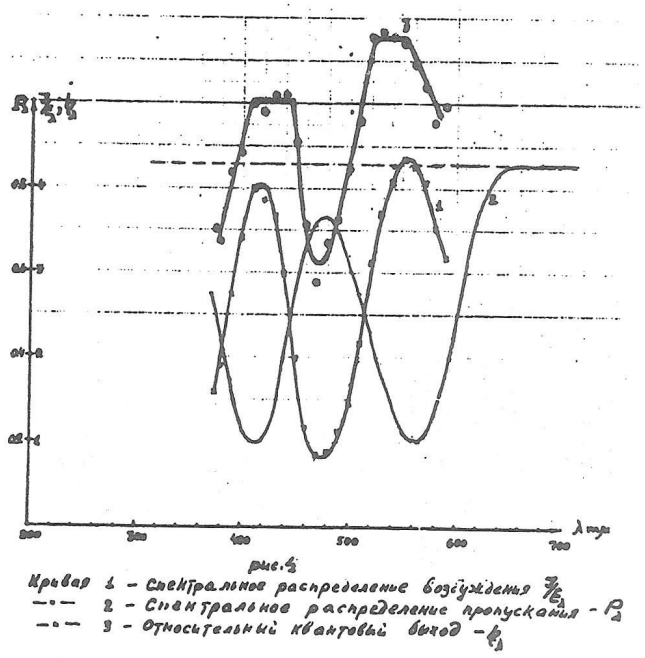



Рис. 4. Зависимость выхода люминесценции рубина от длины волны возбуждающего света.

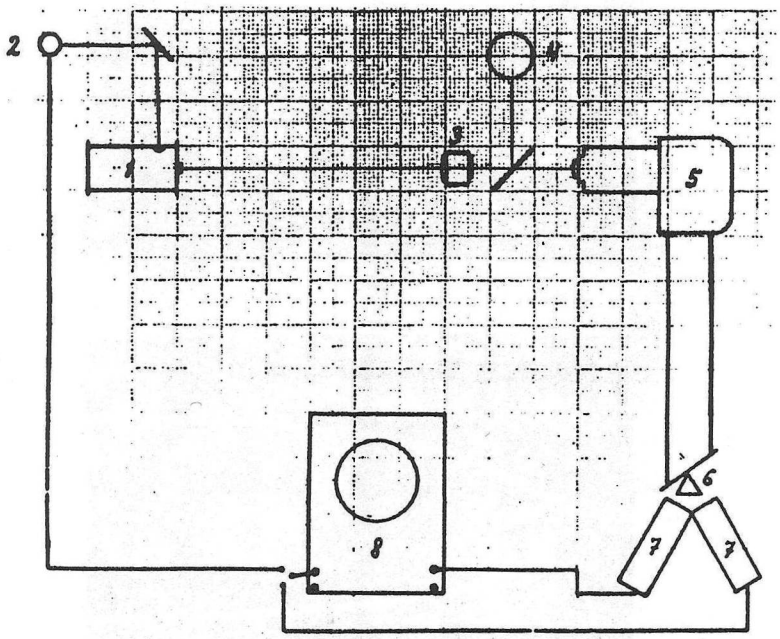



Рис. 5. Схема установки для наблюдения люминесценции вынужденного испускания и генерации рубина.
1 — оптический генератор, 2 — фотоэлемент СЦВ, 3 — конденсор, 4 — ФЭУ-27, 5 — спектрограф ИСК-51 с камерой УФ-84, 6 — разделительная призма, 7 — ФЭУ-12, 8 — ДЭО-1.

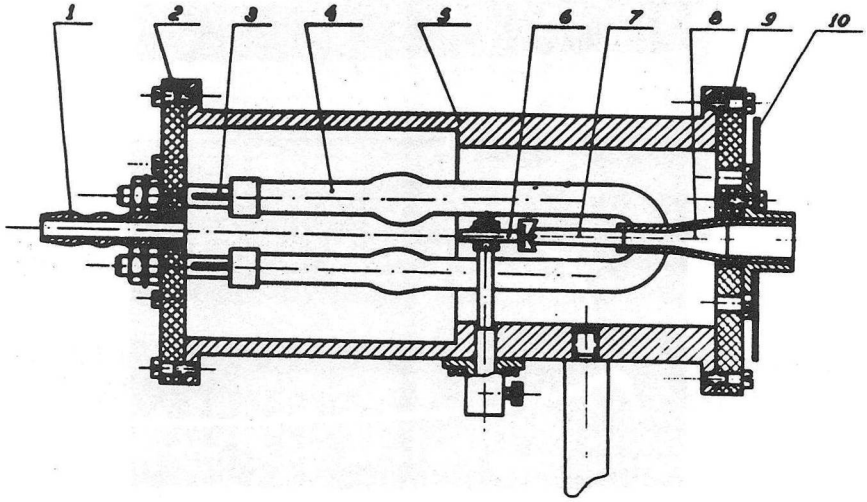



Рис. 6. Схема осветителя оптического генератора.
1 — трубка для охлаждения, 4 — лампа ИФК-2000, 5 — осветитель, 6 — держатель рубина, 7 — кристалл рубина, 8 — светоотводная трубка.

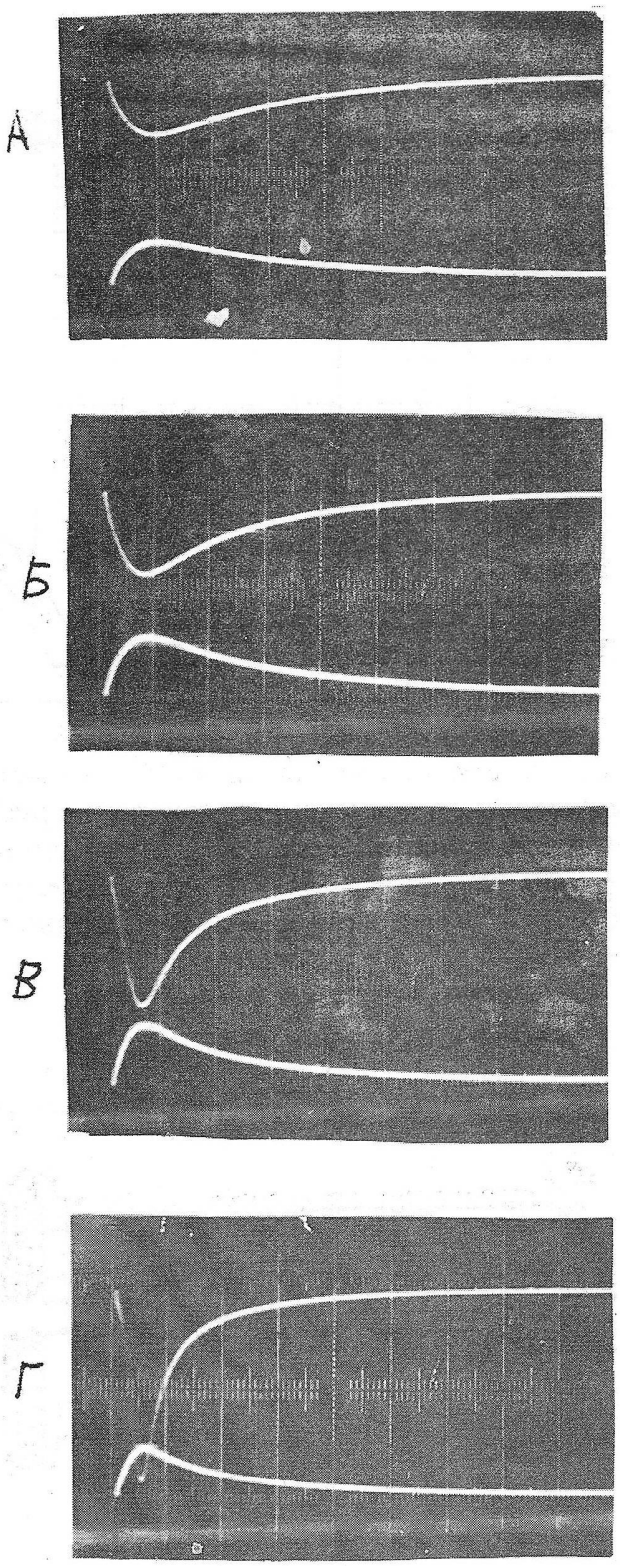



Рис. 7. Кинетика свечения $R_1$ и $R_2$ — линий при разных энергиях накачки. Осциллограммы. На всех снимках верхний луч — линия $R_1$, нижний луч — $R_2$. Развертка 1 мс/б.дел. Напряжения на лампах: А) U = 1000 В, Б) U = 1100 В, В) U = 1200 В, Г) U = 1300 В.

XI-i-4

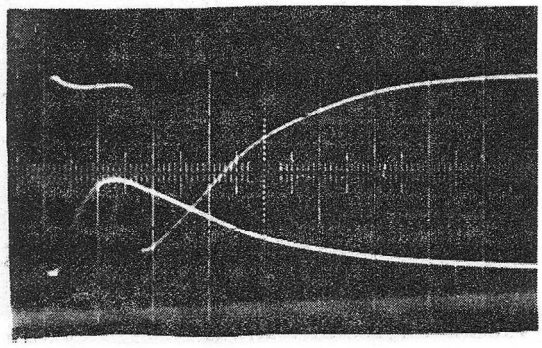


Рис. 8. Кинетика свечения $R_1$-линии (индуцированное испускание). Осциллограмма. Верхний луч — линия $R_1$, нижний луч — свечение лампы накачки. Развертка 100 мкс/б.дел.

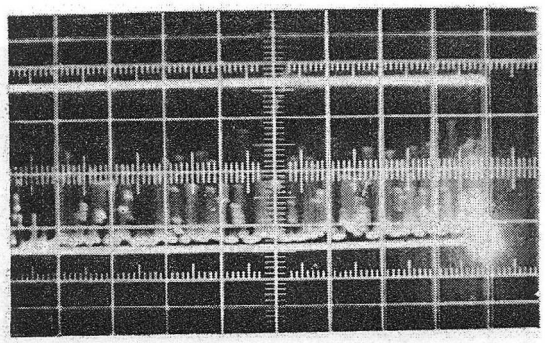


Рис. 9. Кинетика генерации. Осциллограмма снята через 300 мкс после начала вспышки. Развертка 25 мкс/б.дел.

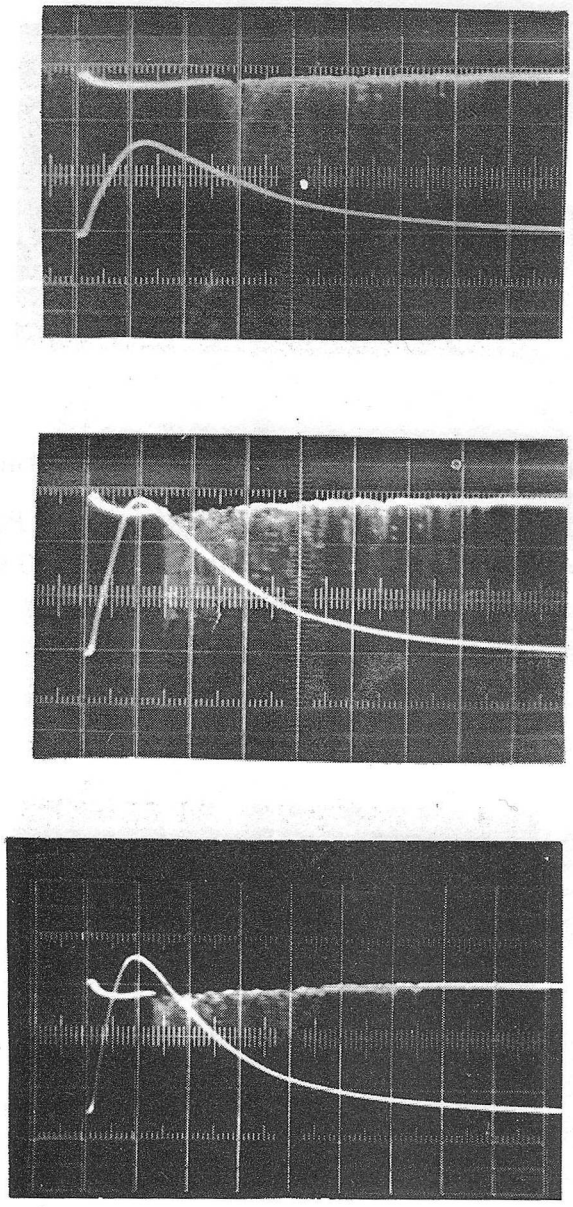


Рис. 10. Кинетика генерации при разных энергиях накачки. Верхний луч — линия $R_1$, нижний луч — свечение лампы накачки. Развертка 100 мкс/б.дел.

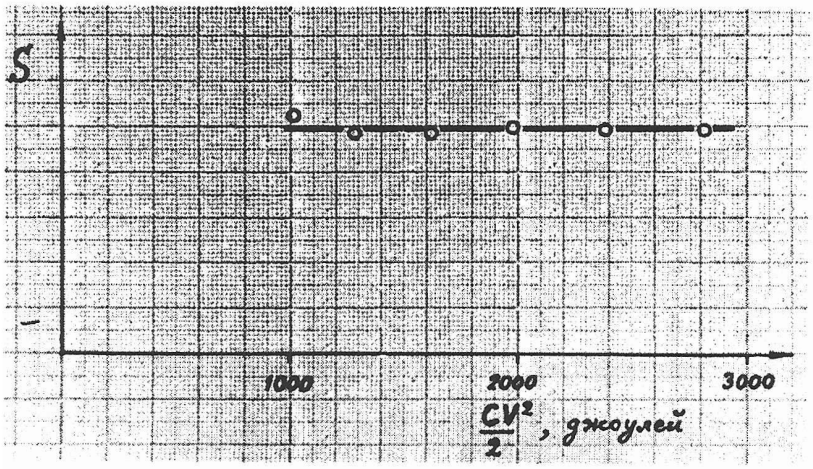



Рис. 11. Зависимость энергии накачки, требующейся для начала генерации, от полной энергии вспышки лампы. $S$ — площадь под осциллограммой вспышки лампы до начала генерации.

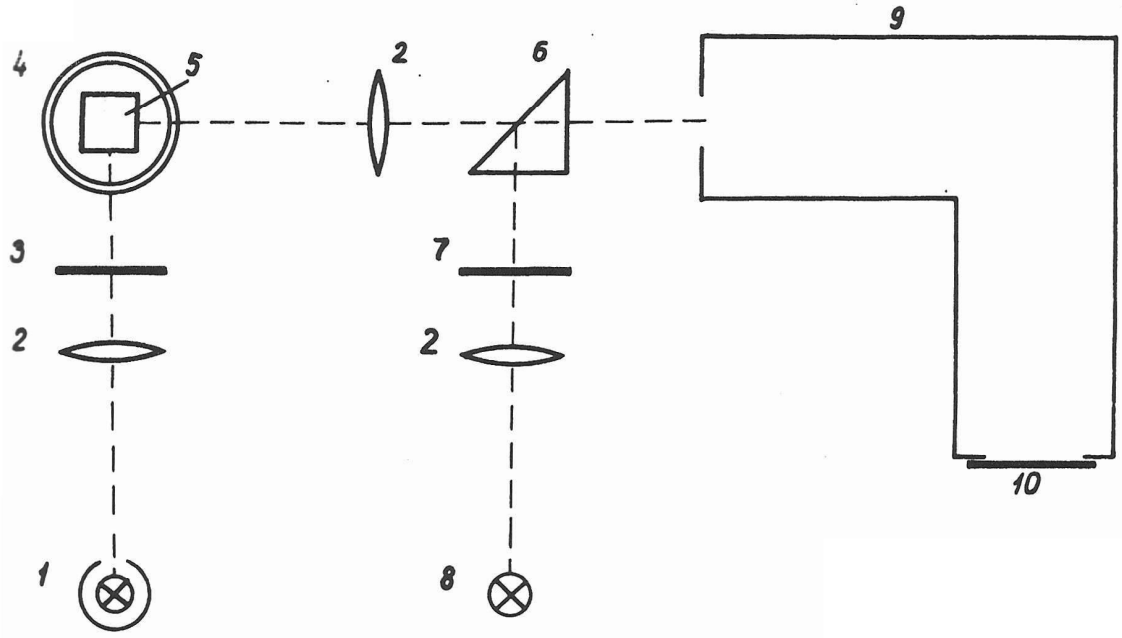



Рис. 12. Оптическая схема установки. 1 — возбуждающийся источник (ДРШ), 2 — конденсор, 3 — фильтр, 4 — дьюар, 5 — кристалл, 6 — поворотная призма, 7 — ослабитель, 8 — эталонная лампа, 9 — спектрограф.

XI-i-7

* * *

Ниже следует копия первой в СССР публикации о работе рубинового лазера; ЖЭТФ, т.43, с.347, 1962.



. . .

## КОГЕРЕНТНОСТЬ И НАПРАВЛЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА НА РУБИНЕ

*М. Д. Галанин, А. М. Леонтович, З. А. Чижикова*

Направленность излучения оптического генератора на кристалле рубина обычно хуже дифракционного предела, определяемого размерами кристалла. Это обусловлено оптическим несовершенством кристаллов. Нельсоном и Коллинсом [1] было показано, что излучение когерентно на протяжении малых областей торцевой поверхности кристалла. Предполагалось, что дифракция на границах этих областей и обусловливает угловое расхождение генерируемого пучка излучения. Однако, как было показано Мастерсом и Паррентом [2], излучение когерентно на участках, отстающих друг от друга более чем на 3 *мм*.

Описываемые ниже опыты имели целью исследовать соотношение между когерентностью и направленностью излучения рубинового генератора. Прежде всего было показано, что пульсации излучения при генерации возникают одновременно по всей излучающей поверхности кристалла.

На рис. 1 приведена осциллограмма, полученная от фотоумножителей, на которые посылалось излучение от двух разных участков кристалла, отстоящих на расстоянии 2 *мм*. Как видно из рис. 1, импульсы излучения происходят всегда одновременно в разных частях кристалла, хотя иногда наблюдается различие в относительной величине пиков.

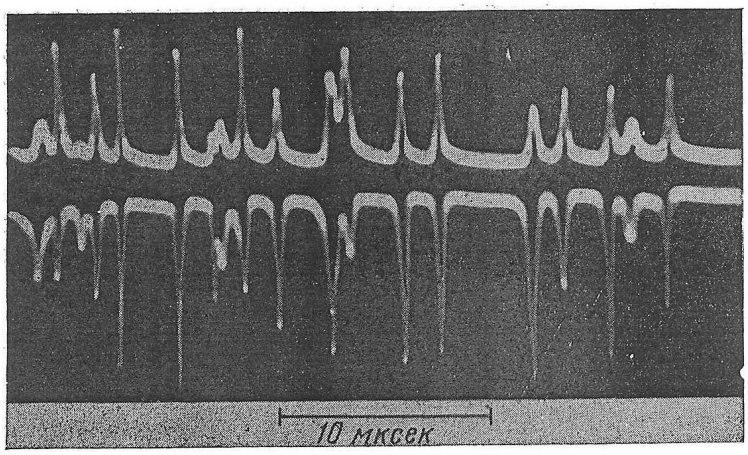



Рис. 1. Осциллограмма излучения при генерации от двух участков торца кристалла рубина

Для исследования когерентности излучения были проведены следующие опыты с интерференцией. Торцевая поверхность кристалла фокусировалась объективом $O_1$ на диафрагму $D$, состоящую из двух или пяти дырочек (рис. 2). Объектив $O_2$ отображал главную фокальную плоскость объектива $O_1$ на фотопленку $F$. Таким образом, каждой точке изображения соответствовали исходящие из кристалла лучи определенного направления.

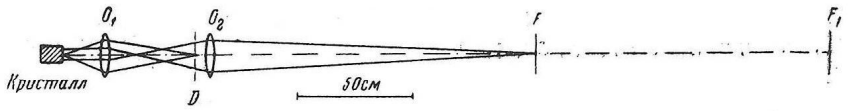



Рис. 2. Схема наблюдения интерференции

В отсутствие диафрагмы $D$ получалась картина, различная для разных кристаллов и дающая характеристику направленности кристалла как целого. На рис. 3 приведен пример такой картины для одного из кристаллов. После установки диафрагмы с двумя дырочками распределение интенсивности в $F$ резко изменялось и, кроме того, наблюдались интерференционные полосы. Диафрагма с пятью дырочками (рис. 3) давала сложную интерференционную картину, особенно хорошо наблюдавшуюся в несколько более удаленной плоскости $F_1$. Интерференция излучения, испускаемого различными далеко отстоящими участками, доказывает, что практически вся торцевая поверхность кристалла излучает когерентно. В то же время распределение интенсивности в $F$ от двух дырочек показывает, что направление лучей, испускаемых разными точками кристалла, различно, другими словами, излучаемая волна не плоская. По-видимому, именно это обстоятельство в большинстве случаев ограничивает направленность излучения.

Как и Мастерс и Паррент [2], мы наблюдали, что излучение некоторых кристаллов дает картину колец (см. рис. 4). Появление такой кольцевой картины не имеет непосредственной связи с когерентностью излучения. Кристаллы, дающие хорошую интерференцию от двух дырочек, могут и не давать кольцевой картины. Кольцевая картина появляется, по-видимому, в тех случаях, когда излучаемые волны достаточно плоские, причем

К статье *М. Д. Галанина, А. М. Леонтовича, З. А. Чижиковой «Когерентность и направленность излучения оптического генератора на рубине»*

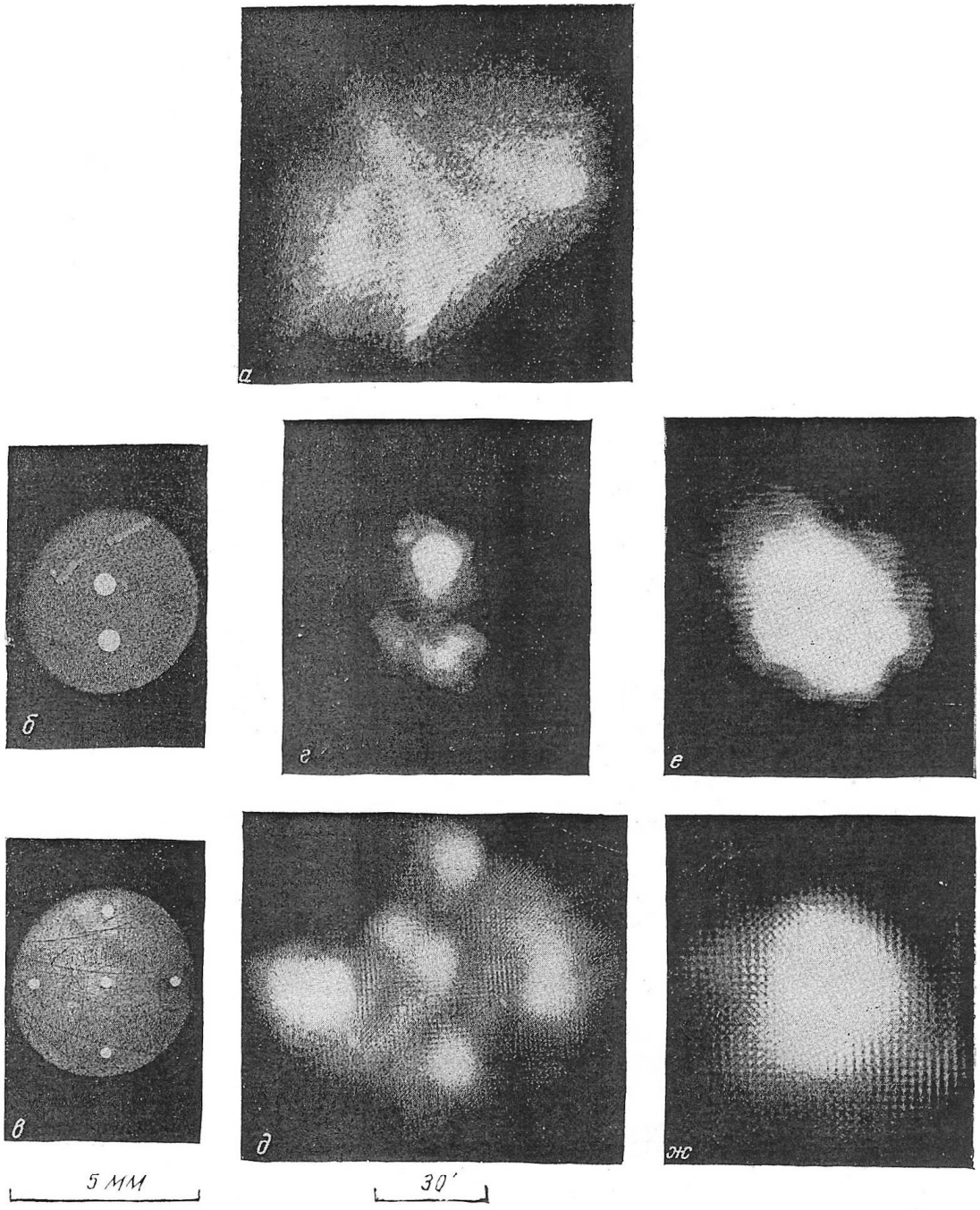



Рис. 3. *а* — картина в плоскости $F$ без диафрагмы $D$; *б* — расположение диафрагмы с двумя дырочками по отношению к изображению торца кристалла; *в* — то же с пятью дырочками; *г*, *д* — картина в плоскости $F$ соответственно для диафрагмы с двумя и пятью дырочками; *е*, *ж* — картина в плоскости $F_1$ соответственно с двумя и пятью дырочками

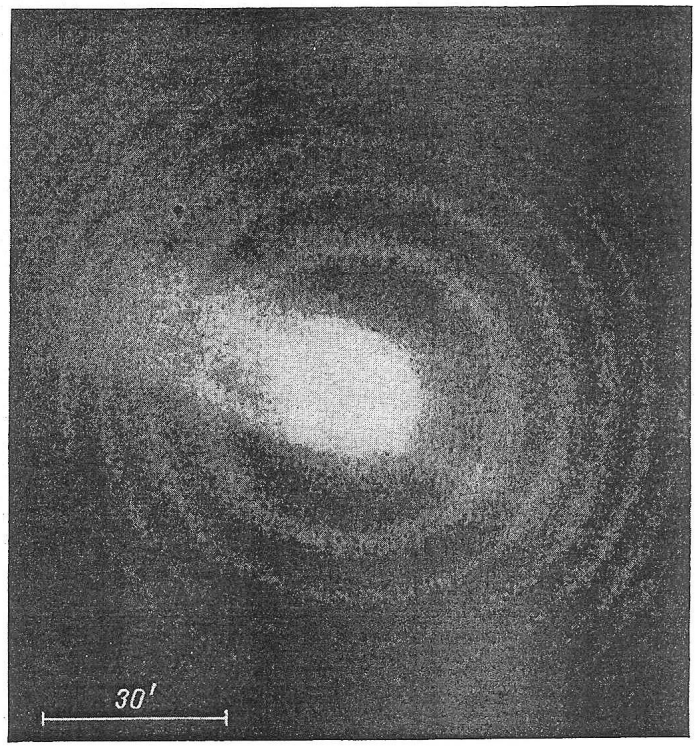



Рис. 4. Кольцевая картина в фокальной плоскости ебъектива (другой кристалл)



$k$-е кольцо соответствует условию $2nl\cos\theta_k = (m - k)\lambda$, где $l$ — длина кристалла, $n$ — показатель преломления, $\theta_k$ — угол межцу нормалью к фронту волны внутри кристалла и нормалью к плоскости торца. Измерение диаметров подтверждает это соотношение.

Авторы выражают благодарность А. С. Бебчуку и Ю. Н. Соловьевой за предоставление исследованных кристаллов, а также В. Н. Луканину и Н. Е. Щелкалину за обработку кристаллов.

Авторы благодарны также Н. Г. Басову за постоянное внимание и обсуждение этой работы.

Поступило в редакцию
18 мая 1962 г.

**Литература**

[1] D. J. Nelson, R. J. Collins. J. Appl. Phys., **32**, 739, 1961.
[2] J. I. Masters, G. B. Parrent. Proc. of J. R. E., **50**, 230, 1962.

Ниже приведена копия доклада, представленного на III-м Международном конгрессе по Квантовой Электронике (Париж, 1963) из сборника трудов, изданного под редакцией P.Grivet and N.Bloembergen, Columbia University Press, New York, 1964.

# Coherence, Spectra Time Scanning and Pulsations of the Laser Emission

Z. A. CHIZHIKOVA, M. D. GALANIN, V. V. KOROBKIN, A. M. LEONTOVITCH and V. N. SMORTCHKOV

Academy of Sciences - USSR.

## I - COHERENCE AND EMISSION SPECTRA

The ruby laser emission was shown in the papers[1-2] to be coherent practically on the whole emitting ruby face, i.e. the oscillation occurs in modes exciting in the whole volume of the crystal. Most probably, these modes are so called axial modes[3] which satisfy the following equation :

$$2L\mu = l\lambda \qquad (1)$$

where

L : in the distance between the resonator mirrors,

$\mu$ : is the refraction index,

$\lambda$ : is the oscillating wavelength,

l : is an integer.

During the oscillation several axial modes are excited in each pulsation[4] and this fact has no theoretical explanation for the ruby which has the homogeneous line-broadening[5].

In this paper the time dependence of excitation or these modes was investigated (at the pulse operation of the laser). Because of that we investigated the coherence and obtained the spectra time scanning of laser emission at different ruby temperatures.

### A - Coherence

The experiments were carried out at different temperatures of the ruby rod (+20°C - 165°C). The low temperature was achieved by blowing dry cold nitrogen and was measured by a copper-constantan thermocouple fastened to the ruby.

The radiation coherence was investigated by observing the emission interference by the use of the Michelson interferometer in which one of

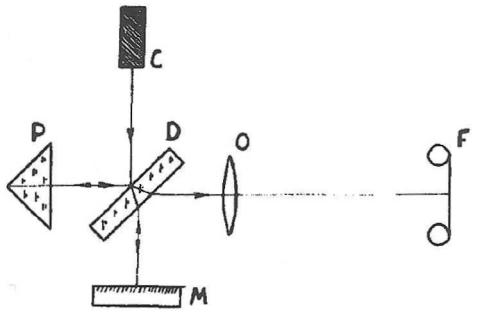



Fig.1 - Scheme for observation of interference.

the mirrors was replaced by a prism (Fig.1). In the focal plane F of the lens O we received two far-field patterns, superimposed on each other. One is due to the prism P, and the other due to the mirror M. If the light emitting in different directions is coherent and falls on the same point of the plane F, then the interference fringes appear in this point. Similarly we investigated the radiation coherence of the different points of the ruby face. In this case we inserted a lens between the crystal C and the dividing plate D on the focal length from the crystal face. In this case two superimposed images of the ruby face were obtained in the plane F. Using these methods we could investigate the whole field at a time. Fig.2 shows the photograph taken by the interferometer during the one pumping pulse at the room temperature of the ruby. The interference fringes are seen on it, therefore the rays propagating in different directions are coherent. It means that each mode is spread at different angles, that is the wavefront of the mode is not plane (as in [2]) in spite of the theoretical predictions [6] for the case of the plane-parallel resonator.

At the ruby temperature of -165°C the interference fringes were less sharp.

By similar methods the laser emission was observed to be coherent at the whole emitting face of the ruby (as in [2]).

The interference fringes were seen only slightly above the threshold pumping energy (by 2 pc.). The interference fringes blurred and disappeared high above the threshold. It may be explained by the fact that the integral interference pattern is composed from the partial interference patterns for the separate spikes. If the interference patterns were not the same in different spikes then the integral interference pattern blurred. High above the threshold the oscillating modes have different transverse characteristics in different spikes [7] that may lead to different patterns in different spikes.

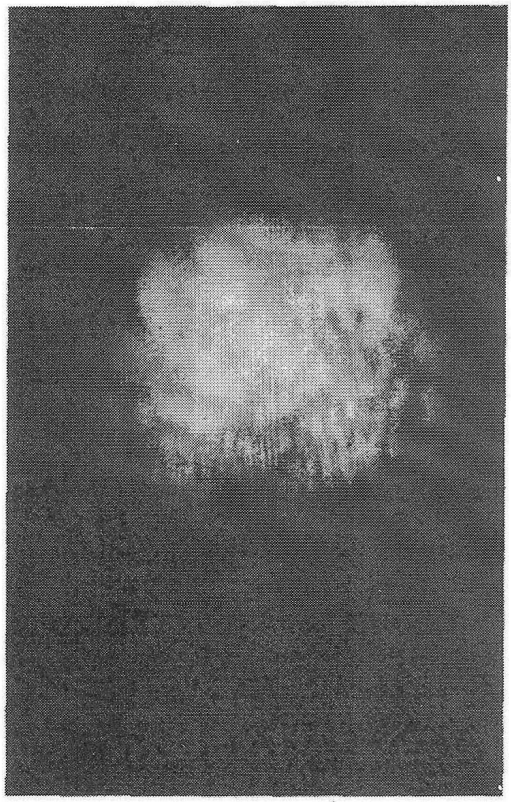


Fig.2 - The interference of emission propagating in different directions.

B - Time Scanning

The time scanning of the laser emission was performed by using the high-speed mirror-camera SFR (in the slit-photographs mode of operation) Fig.3a shows one of the photograph taken at the ruby temperature of +20°C. The camera slit S was placed in the focal plane of the lens in which the laser emission fell ; therefore this photograph shows the time-scanning of the far-field pattern. It is seen on the photograph that the emission in each spike spreads in a discrete set of angles with the whole divergence of 30-40' (in different spike it is different). The angle difference between the nearest spread directions was measured to be of order of $\frac{\lambda}{D}$, where D is the ruby face diameter.

The emission time scanning photographs taken at the ruby temperature of -165°C (Fig.3b) shows that in this case the oscillation spikes are nearly regular and the emission consists of regular train of pulsation following each other in equal time intervals. Sometimes it is seen that some kind of beats or these pulsation is appeared. The discrete directions of radiation spreading is not so sharp as they are at room

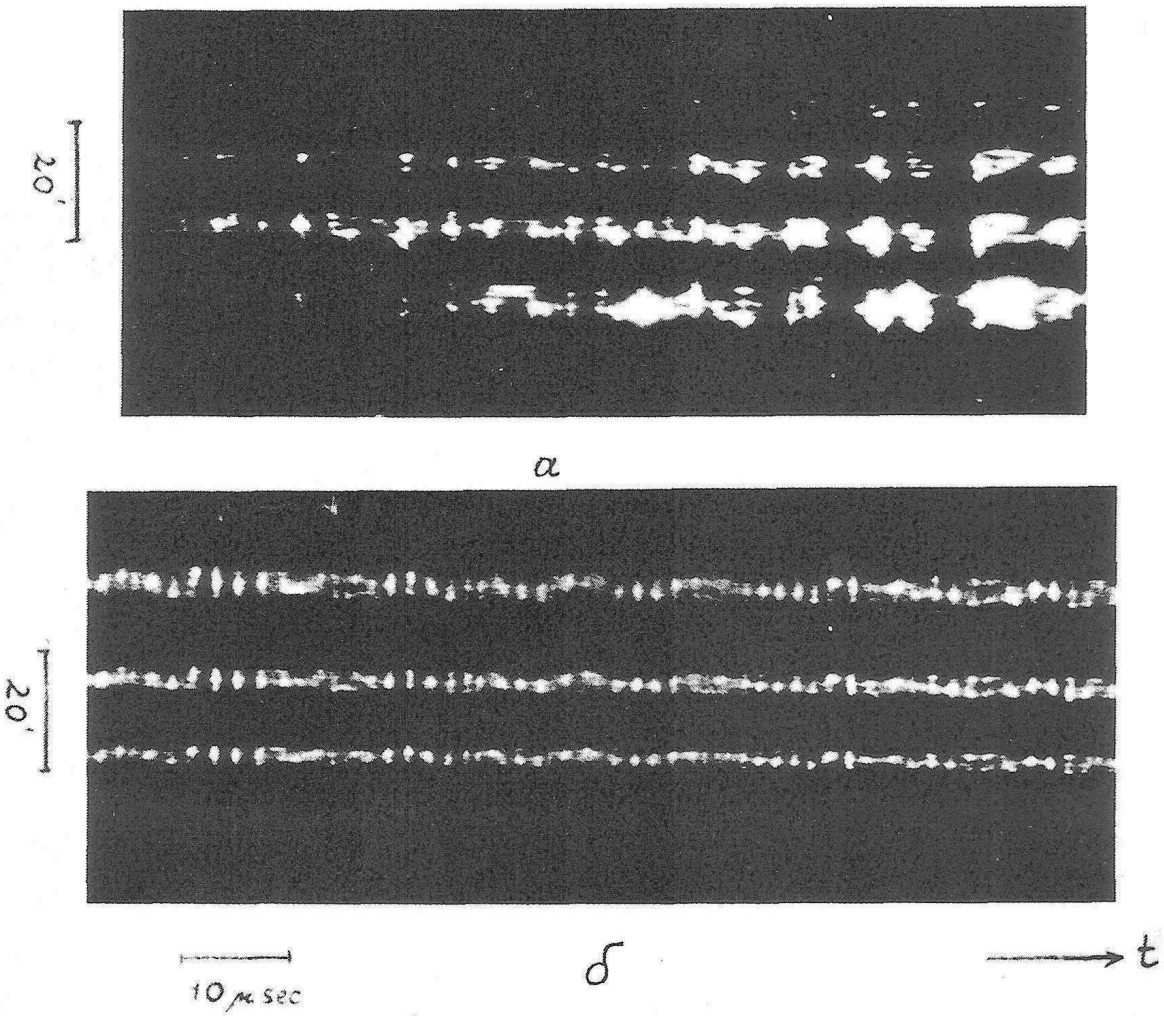



Fig. 3 - Time scanning of angle-spread emission. Ruby : Cr concentration 0,05 %, optical axe is perpendicular to the rod axe, L = 76 mm, a) the ruby temperature +20°C, b) the ruby temperature -165°C.

temperature of ruby. At every temperature the whole beam divergence usually is less at the beginning of the oscillation[8] than at the late stages of the oscillation.

C - The Emission Spectra

The laser emission spectra were investigated by using Fabry-Perot interferometer during the one pumping pulse with and without the time scanning. On the integral photographs without the time scanning the oscillation was found to occur in the axial modes as in[3]. The distance between them was $\frac{1}{2L\mu}$ (in wave-numbers, $cm^{-1}$). It means that during the whole oscillation time the change of the optical crystal length due the temperature expansion is less than $\frac{\lambda}{2}$. It follows from the conditions (1). Otherwise the frequency change of axial mode would be greater than the interval between them and on the integral photograph

would be blurred. Knowing the values of $\frac{\partial L}{\partial T}$ and $\frac{\partial \mu}{\partial T}$ from [8] we obtain that $\Delta T < 0,3°C$, i.e. during the oscillation time the temperature rise is less than 0,3°C.

The time scanning of the laser emission spectra was also performed by using the high-speed mirror camera SFR (Fig. 4). On the

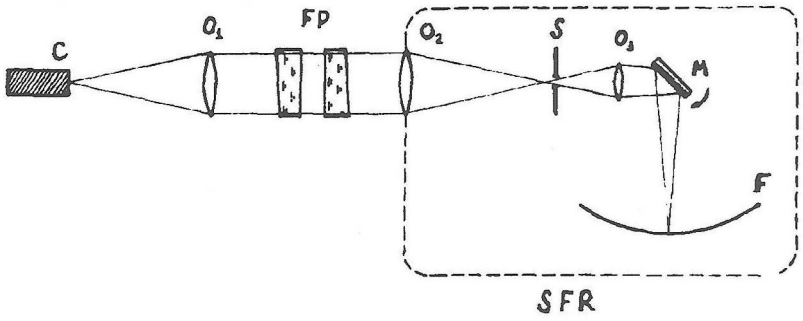



Fig. 4 - The scheme of the spectra time scanning.

slit of the SFR we projected the image of the ruby face by means of two lenses $O_1$ and $O_2$ between which the Fabry-Perot interferometer (FP) was placed. The lens $O_1$ was placed on the focal distance from the ruby face C and the lens $O_2$ - on the focal distance from the slit S of the SFR. In this case the ruby face image was obtained on the slit plane and was intersected by the Fabry-Perot ringes. The slit S cut from the whole image of the face the vertical strip and its emission was scanned. Thus, we obtained the time scanning of the emission from the vertical strip of the ruby face.

If we remove the lens $O_1$ we similarly get the time scanning of the spectrum emitting in different directions.

Fig. 5 shows the spectra time scanning for the latter case. It is seen that there are several oscillation frequencies in each pulsation and they are equal for different directions. The difference between the nearest frequencies was measured to be $\frac{1}{2L\mu}$ $cm^{-1}$ (in our case 0,04 $cm^{-1}$), i.e. oscillating frequencies corresponded to axial modes. The set of axial modes was different for different spikes. At the room temperature of ruby the number of axial modes is 5-8 (spectral interval 0,3 $cm^{-1}$). The whole bandwidth of the oscillation is 1 $cm^{-1}$ (the luminescence band-width is 10 $cm^{-1}$). At the ruby temperature of -165°C the oscillation occurs in 3-4 axial modes and the whole oscillation band-width is $\approx 0,25$ $cm^{-1}$ (the luminescence bandwidth is 0,6 $cm^{-1}$ at this temperature[9]). At the room temperature of ruby the oscillation occurs only in axial modes and there is no emission between them, but at low

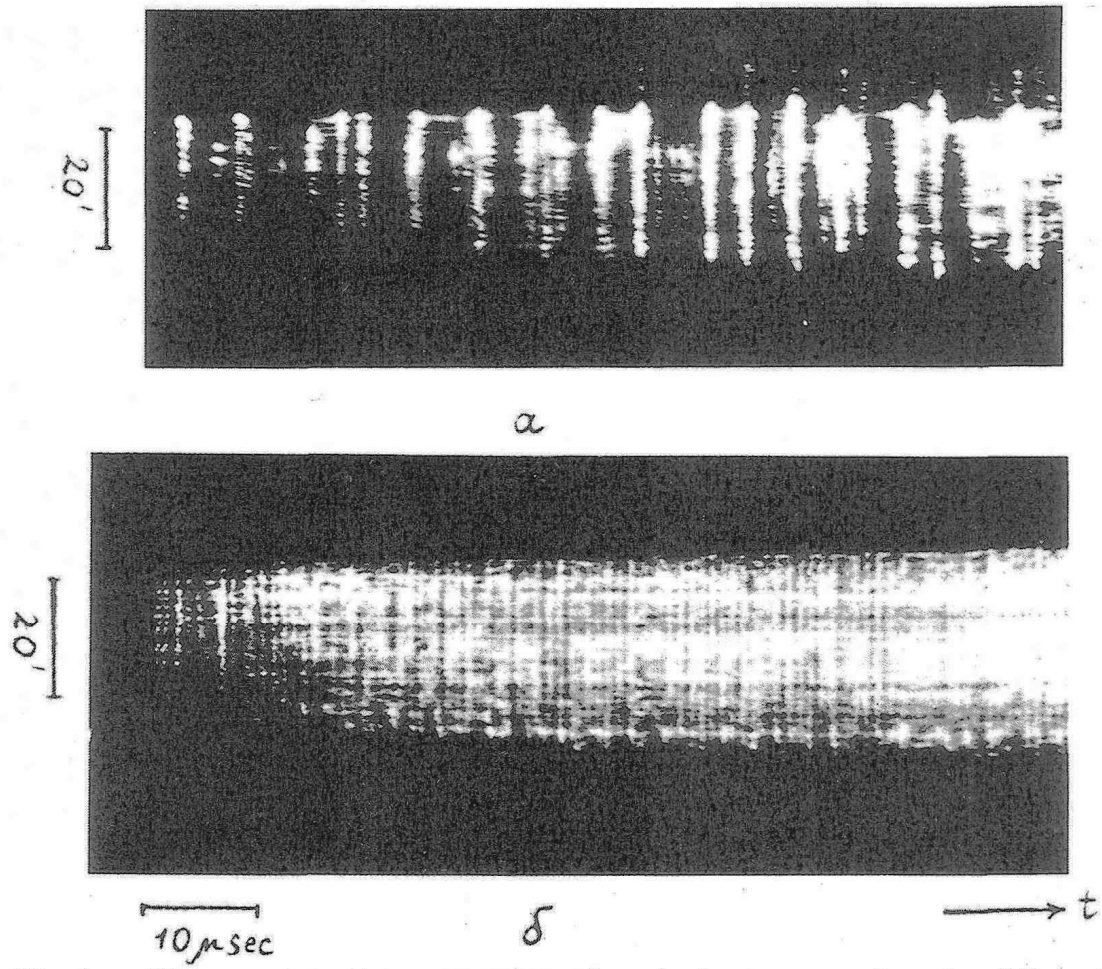



Fig.5 - The spectra time scanning of emission propagating in different directions. The ruby is the same as in Fig.3. The separation of Fabry-Perot etalon plates is 5 mm.
a) the ruby temperature +20°C. The beginning of oscillation. b) the ruby temperature -165°C. 300 μsec after the beginning of oscillation.

ruby temperature the noticeable background is observable between axial modes (Fig.5a) and it corresponds to the emission at some intermediate frequencies.

## Discussion

The spectrum time scanning shows the oscillation in separate spikes to occur in several modes with different axial characteristics. But transversal characteristics of the modes are the same as is seen from interference experiments, otherwise the interference patterns would blur. The modes are excited in the whole volume of the oscillating part of the rod.

The mode emission does not occur in one direction with the diffraction beam divergence of the order of $\frac{\lambda}{D}$ (20''), as it would be for the plane-parallel resonator, but in a number of directions with the

whole divergence 30-40'. To explain such great beam divergence by the optical inhomogenities is impossible because we checked the inner crystal homogeneity using the Michelson interferometer (as in[10] ) and it was not worse than $I\mu$ (1,5 $\lambda$). It would lead to the beam divergence less than 30'' but not than 30'. In addition the Fig.3 shows that the beam divergence is different for different spikes but the inhomogeneity effect must be the same for different spikes. Also by the same reason the light scattering cannot be the cause of the beam divergence. The single explanation lies in the change of resonator characteristics during the oscillation. As we saw the temperature change is too small to be taken into consideration.

Probably, the explanation is that during the oscillation the refraction index within the $R_1$-line of the ruby changed because of the population change of the high laser level. In this case the resonator characteristics would change and would lead to the change of the beam divergence. The modulation of the resonator optical length during the pulsation itself may also lead to frequency modulation at low ruby temperature and it may explain the emission of frequencies between axial modes.

## II - THE PULSATIONS OF THE EMISSION

The theory of oscillation pulsations ("spikes") in the laser developed in several papers[11-15] is not finishes this time. Probably, it is due to the small number of experimental data about the spikes. We measured experimentally the dependence of the mean spikes frequency on the pumping power and the ruby temperature. The spike amplitudes are very different and they follow one after another irregularly. We took the mean time of 20-30 spikes, computed the mean spike frequency and compared it to the mean pumping power at the same interval. These experiments were carried out both by using the photomultipliers and the time scanning. Usually the data correspond to the beginning of the oscillation.

The Fig.6 shows the dependence of the mean spike frequency on the pumping power. It is seen that the spike frequency is the linear function of the pumping power. The mean spike amplitude rises also linearly and their width drops correspondingly.

As was already mentioned, at low temperatures the pulsations are nearly regular and between them there is a background. The pulsation frequency increases 3 times at the ruby temperature -165°C as compared to the room temperature of the ruby. The dependence of the pulsation frequency on the pumping is superlinear.

The simple theoretical scheme of the pulsations leads to the following equations[13] :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + bnN \qquad \frac{1}{2}\frac{dn}{dt} = -bnN + E \qquad (2)$$

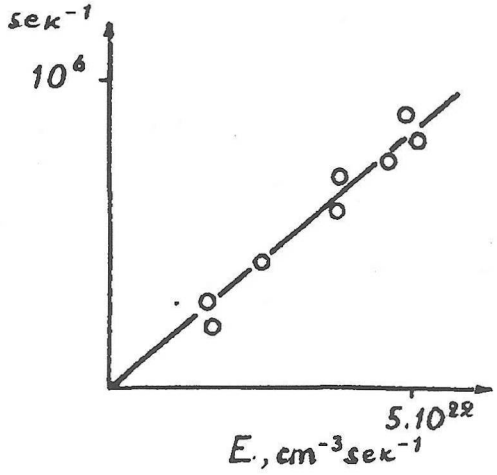



Fig. 6 - The dependence of the mean spike frequency on the pumping power E.

where N is the energy density in the crystal, in photon number, n is the active atomic number, $b = B h\nu$ is the Einstein coefficient, E is the pumping power (the photon number absorbed in 1 $cm^3$ during 1 sec.), $\tau$ is the radiation lifetime in the crystal. The solution of these equations (2) gives the damping pulsations (if $bE\tau^2 < 2$) this parameter in our cases is of the order of $10^{-3}$). The pulsation frequency obtained from the equations (2) is proportional to $\sqrt{bE}$ and it did not agree with the above-mentioned experimental linear and superlinear (at low temperatures) dependence on E. Probably, the pulsations are not damping pulsations approaching the equilibrium state but they are relaxation autooscillations. It means that the equations (2) are not fit to explain the radiation pulsations. Probably, as A.V. Gaponov-Grekhov remarked [16], the pulsations and their irregularities at the room temperatures of ruby are connected with the spontaneous emission fluctuations. The fact is that though the photon density just before the oscillation is rather great, the spontaneous photon number per one mode is few ($\approx 100$).

The fluctuations of the number of spontaneous photons with the frequencies near the maximum of luminescent line may lead to the excitation of different modes in different spikes.

## REFERENCES

(1) J.S. MASTERS, G.B. PARRENT - Proc. IRE, *50*, 230 (1962).

(2) M.D. GALANIN, A.M. LEONTOVICH, Z.A. TCHIKHOVA - J.E.T.F. *43*, 347 (1962).

(3) M. CIFTAN, A. KRUTCHKOFF, S. KOOZEKANANI - Proc. IRE, *50*, 84 (1962).

(4) B.J. McMURTY, A.E. SIEGMAN - Appl. Optics, *1*, 51, (1962).

(5) V.N. LOUGOVOI - Radiotechnica i Electronica 7, 349 (1961).

(6) A.L. SCHAWLOW, C.H. TOWNES - Phys. Rev., *112*, 1940 (1958), A.G. FOX, T. LI - Bell Syst. Techn. J. *40*, 453 (1961).

(7) V. EVTUHOV, J.K. NEELAND - Appl. Optics, *1*, 517 (1962).

(8) M.A. JEPPESEN - J.O.S.A., *48*, 629 (1958).

(9) A.L. SCHAWLOW - Advances in Quantum Electronics, ed. J. SINGER - 1961, 50.

(10) M. HERCHER - Appl. Optics, *1*, 665 (1962).

(11) R.W. HELLWARTH - Phys. Rev. Lett. *6*, 9 (1961).

(12) J.R. SINGER and S. WANG - Advances in Quantum Electronics, ed. J. SINGER - 1961, 299.

(13) H. STATZ, C. LUCK, C. SHAFER and M. CIFTAN - Advances in Quantum Electronics, ed. J. SINGER - 1961, 342.

(14) A.M. SAMSON, V.A. SAWA - D.A.N BSSR, 7, 418 (1962).

(15) J.I. KAPLAN, R. ZIER - J. Appl. Phys., *33*, 2372 (1962).

(16) A.V. GAPONOV, GREKHOV, V.I. BESPALOV - Izv. Bûzov, Ser. Radiophysica (in press).

Поправка: при подготовке трудов конференции изображения рисунков 3 и 5 были перепутаны местами.

# Глава 2. Фотодиссоционный лазер

## Первые исследования фотодиссоционных йодных лазеров в СССР

*Т.Л.Андреева, В.Н.Сорокин*

Первое предложение использовать фотодиссоциацию молекул для получении инверсии на атомных уровнях в газах принадлежит С.Г.Раутиану и И.И.Собельману. В 1961 году появилась их статья в ЖЭТФ «Фотодиссоциация молекул как способ получения среды с отрицательным коэффициентом поглощения» [С.Г.Раутиан, И.И.Собельман. ЖЭТФ, т.41, №6, 2018-2020, 1961]. Основная идея предложения состоит в том, что поглощение световой энергии молекулами происходит в сравнительно широкой области спектра (примерно 1000см$^{-1}$), тогда как ширина атомной линии излучения мала (в пределах 0,01 – 0,1 см$^{-1}$). Это обстоятельство благоприятствует получению больших коэффициентов усиления. Экспериментальные работы в этом направлении были начаты сразу же в группе В.И.Малышева в оптической лаборатории ФИАН с исследований фотодиссоциации двухатомных молекул типа NaJ, TlJ. [В.А.Дудкин, Т.Л.Андреева, В.И.Малышев, В.Н.Сорокин. Оптика и спектроскопия т.19, №2, 177-180, 1965; послано в печать в июне 1964 г.] Предпринимались попытки получить инверсию населенностей на уровнях металлов, однако успехом они не увенчались.

Ситуация резко изменилась после публикации в декабре 1964 года статьи J. Kasper & G. Pimentel, в которой впервые сообщалось о получении генерации на атомарном йоде, $\lambda = 1{,}315$ мкм, при фотодиссоциации молекул $CF_3J$ и $CH_3J$ [J.Kasper, G.Pimentel. Appl. Phys. Lett. v.5, 231, 1964]. Источником накачки служила импульсная ксеноновая лампа с энергией питания на уровне килоджоулей при длительности разряда десятки микросекунд. Мощность генерации в максимуме импульса составляла 0,5 киловатта. Тем самым было показано, что фотодиссоциация этих молекул по связи C-J приводит к образованию преимущественно электронновозбужденных атомов йода в состоянии $^2P_{1/2}$. Образующиеся при этом радикалы рекомбинируют в молекулы и, как было выяснено позже, принимают участие в ряде важных для генерации химических процессах [Т.Л.Андреева, В.И.Малышев, А.И.Маслов, И.И.Собельман, В.Н.Сорокин. Письма в ЖЭТФ, т.10, 423-425, 1969]. Вскоре мы тоже получили генерацию на атомарном йоде при фотолизе тех же молекул. Отметим, что если $CH_3J$ является сравнительно доступным соединением (это распространенный растворитель йодистый метил), то газ $CF_3J$ пришлось синтезировать самостоятельно химикам оптической лаборатории ФИАН. Как показала практика, рабочие вещества перед использованием необходимо было тщательно очищать. Нами были

проведены исследования зависимости порога и энергии генерации от давления в более широком, чем в работе J.Kasper & G.Pimentel диапазоне значений. Наилучшие результаты были получены с использование диэлекрических зеркал резонатора, хотя как и в работе J.Kasper & G.Pimentel, вначале мы использовали зеркала золотым покрытием. Максимальная мощность генерации в импульсе достигалась на соединении $CF_3J$ и составляла величину около 1 кВт. Первая наша статья по фотодиссоционному лазеру была направлена в ЖЭТФ в июне 1965 г. [Т.Л.Андреева, В.А.Дудкин, В.И.Малышев, Г.В.Михайлов, В.Н.Сорокин, Л.А.Новикова. Газовый квантовый генератор с возбуждением в процессе фотодиссоциации. ЖЭТФ, т.49, с.1408, 1965]. Эта работа открыла направление исследований различных вариантов фотодиссоционных йодных лазеров в СССР, в том числе и со взрывной накачкой [В.С.Зуев. «Из истории лазерной физики 60-х годов в КРФ ФИАН. Фотодиссоционный лазер». История науки и техники, №4, с.69, 2009]. После этого в группе развернулась работа по совершенствованию и оптимизации лазера на $CF_3J$. Стало ясно, что газовая среда может обеспечить довольно привлекательные энергетические и пространственные характеристики лазерного излучения. В феврале 1968 года Н.Г.Басов организовал сектор в лаборатории квантовой радиофизики под руководством И.И.Собельмана. В этот сектор перешли сотрудники группы В.И.Малышева – Т.А.Андреева, А.И.Маслов и В.Н.Сорокин, продолжившие исследования по фотодиссоционной тематике.

Специальный интерес представляло проверить насколько прозрачна реальная атмосфера для излучения йодного лазера. Первые измерения были начаты нами на Звенигородской научной базе и закончены в коридоре главного здания ФИАН. В пределах ошибки измерений не было обнаружено ослабления лазерного сигнала, т.е. было доказано, что атмосфера не препятствует распространению излучения с $\lambda$ = 1,315 мкм на километровые расстояния.

Большой интерес представлял вопрос о детальной структуре спектра излучения йодного лазера. Теоретически был исследован спектр генерации фотодиссоционного йодного лазера на переходе тонкой структуры атомарного йода $5^2P_{1/2}$ – $5^2P_{3/2}$. Оба состояния обладают сверхтонким расщеплением, в результате чего спектр перехода состоит из двух групп линий: F=3→F'=4,3,2 и вторая группа F=2→F'=3,2,1. В приближении LS-связи были вычислены вероятности соответствующих радиационных переходов между компонентами сверхтонкой структуры.

Экспериментальные исследования показали, что картина спектра генерации имеет крайне нерегулярный характер [ В.Н.Волков, И.Г.Зубарев. Краткие сообщения по физике, **10**, стр.10, 1970; В.С.Зуев, В.А.Катулин, В.Ю.Носач, О.Ю.Носач. ЖЭТФ, **62**, 1673, 1972]. В зависимости от условий эксперимента генерация происходит на одной, двух а иногда трех из шести

компонент сверхтонкой структуры. Причины подобной нестабильности оставались невыясненными.

Подробное теоретическое рассмотрение специфики фотодиссоционного йодного лазера позволяет ответить на этот вопрос и указать способы управления спектром генерации. Последнее существенно в ряде приложений, в частности, в задачах нелинейной оптики. По существу картина спектра определяется соотношением вероятности радиационных переходов и частот столкновений, приводящих к перемешиванию рабочих подуровней возбужденного состояния. В работе [В.А.Алексеев, Т.Л.Андреева, В.Н.Волков, Е.А.Юков. ЖЭТФ, **63**, 452, 1972] приводятся также результаты экспериментального исследования спектрального состава генерации йодного лазера. Обнаружено качественное согласие теоретических выводов с результатами экспериментов.

Теоретическое рассмотрение структуры спектра йодного лазера показало, что частота перемешивания подуровней внутри основного состояния значительно больше соответствующей величины для возбужденного состояния. В типичных условиях работы фотодиссоционного йодного лазера частота перемешивания подуровней основного состояния также оказывается много больше, чем вероятность индуцированных радиационных переходов. В результате оказывается, что заселенности подуровней основного состояния в процессе генерации практически мгновенно становятся пропорциональными их статистическим весам, а изменяется во времени лишь суммарная заселенность основного состояния. Это обстоятельство позволяет считать нижний уровень общим для всех спектральных компонент. Естественно, при этом генерация может происходить только на двух наиболее интенсивных переходах F3 – F4 и F2 – F2. Для всех остальных линий коэффициент усиления ниже порогового значения.

Таким образом, при исследовании кинетики генерации йодного лазера достаточно учитывать изменение населенностей двух подуровней возбужденного состояния, считая нижний уровень общим для обеих линий, т. е. использовать простую трехуровневую схему.

В результате этих исследований выяснено, что зависимость частотного состава излучения йодного лазера от параметров активной среды, накачки и резонатора определяется безразмерным параметром $\delta$, который характеризует отношение скорости «перемешивания» подуровней сверхтонкой структуры возбужденного состояния йода $^2P_{1/2}$ к скорости индуцированных радиационных переходов. При малой величине этого отношения ($\delta << 1$) генерация происходит на двух, а при большой ($\delta >> 1$) – на одной компоненте сверхтонкой структуры рабочего перехода йода $5^2P_{1/2} – 5^2P_{3/2}$.

Наша группа в экспериментальном плане в дальнейшем занималась исследованием основных процессов в среде йодного лазера и поиском

новых рабочих молекул с накачкой импульсными лампами. Было показано, что практически весь атомарный йод, образовавшийся при фотодиссоциации соединений со связью углерод-йод дает вклад в генерацию. Это связано с тем, что возбужденный йод не рекомбинирует в исходную молекулу в отличие от атомов йода в основном состоянии, что весьма благоприятно для режима генерации.

Основная цель поисков новых рабочих молекул заключалась в повышении КПД лазеров за счет расширения спектра поглощения рабочих молекул и, кроме того, за счет использования различных химических реакций, сопутствующих фотодиссоциации. Наше внимание было сосредоточено на соединениях со связями кремний-йод, фосфор-йод и мышьяк-йод, поскольку с другими элементами стабильных молекул с йодом не удалось синтезировать. На них была получена генерация. Интересно отметить, что химикам из ГСНИИОХТ было синтезировано соединение, содержащее связь сурьма-йод, которое оказалось нестабильным при комнатной температуре. Однако генерацию на этом соединении тоже удалось получить. Отметим, что в литературе никаких данных о свойствах такого типа соединений обнаружить не удалось, не помогли и многочисленные консультации с профессиональными химиками. Синтез многих исследованных соединений был произведен впервые. Таким образом, оказалось, что фотодиссоциация молекул по связям йода с элементами 5-й группы приводит к образованию возбужденных атомов йода в состоянии $^2P_{1/2}$. Всего нами была получена генерация на 16 соединениях данного типа, причем генерацию на $(CF_3)_2PJ$ впервые получил Л.Д.Михеев [Г.Н.Бирич, Г.И.Дрозд, В.Н.Сорокин, И.И.Струк, Письма в ЖЭТФ, т.19, вып.1, 44-47, 1974]. Соответствующие полосы поглощения расположены в ультрафиолетовой области спектра, причем сдвинуты в длинноволновую сторону по сравнению с соединениями со связью углерод-йод и в несколько раз более интенсивны. Однако для практического использования эти соединения имеют существенный недостаток: они ядовиты, хотя исследования кинетики их фотолиза безусловно представляет научный интерес.

Особо перспективными представлялись соединения со связью кремний-йод. На молекулах $SiF_3J$ и $SiCl_3J$ была получена генерация [Т.Л.Андреева, В.Н.Сорокин, И.И.Струк, Труды ФИАН, т.125, стр.157-167, 1980]. Их рабочие полосы поглощения расположены в значительно более коротковолновой области спектра по сравнению с молекулами, содержащими связь углерод-йод. По этому была разработана специальная конструкция коаксиальной лампы, которая обеспечивала эффективную накачку в спектральной область короче 200 нм. Впервые были проведены детальные исследования процессов, сопровождающих фотодиссоциацию этих соединений. Было показано, что фотолиз этих молекул сопровождается рядом новых реакций, которым нет аналогий в ряду ранее

изучавшихся соединений со связями углерод-йод, фосфор-йод и мышьяк-йод. Однако уже при малых накачках обнаружились цепные процессы, которые приводят к быстрому значительному разложению исходных молекул с наработкой сильного тушителя, что помешало практическому использованию этих соединений в мощных йодных лазерах.

Таким образом, исследования новых соединений с йодом в качестве рабочей среды для фотодиссоционного лазера дали много новых научных результатов о кинетике реакций, сопровождающих фотодиссоциацию.

До сих пор речь шла о фотодиссоционном йодном лазере, работающем в импульсном режиме. Нами была предпринята успешная попытка использовать проточный вариант этого лазера с накачкой ртутными лампами высокого давления. Была получена мощность генерации около 1 Вт [Т.Л.Андреева, Г.Н.Бирич, И.И.Собельман, В.Н.Сорокин, И.И.Струк, Квантовая электроника, т.4, №10, стр. 2150, 1977] и показано, что лазер подобного типа с накачкой стандартными ртутными лампами может обладать КПД преобразования электрической энергии в световую около 1% при выходной мощности более 1 кВт.

Т.Л.Андреева

Ниже приведена копия статьи С.Г.Раутиана и И.И.Собельмана с предложением фотодиссоцонного механизма создания инверсии, опубликованной в ЖЭТФ, т.41, №6, с.2018, 1961.

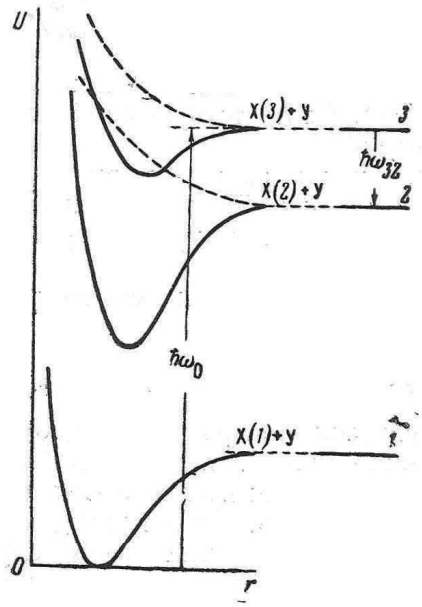


## ФОТОДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛ КАК СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ СРЕДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

*С. Г. Раутиан, И. И. Собельман*

Инверсное заселение уровней различных систем (атомов, молекул, кристаллов и др.), что приводит, как известно, к отрицательным коэффициентам поглощения, может быть получено с помощью оптического метода возбуждения [1–7]. Ниже обсуждается новый вариант этого метода.

Речь идет о получении возбужденных атомов в результате фотодиссоциации молекул. Рассмотрим ради простоты двухатомную молекулу XY. На рисунке приведен ряд типичных потенциальных кривых, соответствующих основному и возбужденным электронным состояниям молекулы (в правой стороне рисунка показаны уровни атома X). Возможны два типа таких кривых (сплошные и пунктирные линии на рисунке); все дальнейшее в равной мере относится к обоим типам. Поглощение фотона частоты $\omega \gtrless \omega_0$ сопровождается диссоциацией молекулы, в результате чего один из атомов (например, X) может оказаться в возбужденном состоянии. При определенных условиях (см., например, [1]) образуется инверсное распределение атомов X по уровням 3 и 2, т. е. выполняется неравенство $N_3/g_3 > N_2/g_2$, где $N$ и $g$ — заселенности и статистические веса соответствующих уровней, показанных в правой части рисунка[1]. Эта инверсная заселенность может быть использована для усиления и генерации электромагнитного излучения на частоте атомного перехода $\omega_{32}$.




Принципиально важная особенность обсуждаемой схемы состоит в том, что поглощение энергии молекулой происходит в сравнительно широкой области спектра ($\sim 10^3$ *см*$^{-1}$), тогда как ширина атомной линии

[1] Отметим, что неравенство $N_3/g_3 > N_1/g_1$ практически невыполнимо, так как время жизни атома в основном состоянии, определяемое рекомбинацией, прилипанием к стенкам и т. п., много больше времен жизни возбужденных состояний.

излучения мала ($\sim 0{,}01 - 0{,}1$ $см^{-1}$). Это благоприятствует получению больших коэффициентов усиления $k_\omega$. Действительно, выражение для $k_\omega$ можно записать в виде

$$k_\omega = \frac{\lambda^2}{4}\frac{A_{32}}{\gamma A_3}\frac{Q}{\hbar\omega_0}, \qquad Q = \int\limits_{\omega>\omega_0} E_\omega \varkappa_\omega d\omega. \tag{1}$$

Здесь $\lambda, \gamma$ и $A_{32}$ — соответственно длина волны, ширина линии и коэффициент Эйнштейна для перехода $3 \to 2$; $A_3$ — полная вероятность распада уровня 3, $E_\omega$ — спектральная плотность освещенности ($W/см^2 \cdot гц$) возбуждающего излучения; $\varkappa_\omega$ — коэффициент поглощения, обусловленного процессом диссоциации $XY \to X(3) + Y$. Величина $Q$ есть, очевидно, мощность, поглощаемая в единице объема в результате этого процесса. Если $E_\omega$ мало меняется в области эффективного поглощения, то

$$Q = E_\omega \bar{\varkappa}_\omega \Gamma, \quad k_\omega = \frac{\lambda^2}{4}\frac{E_\omega \bar{\varkappa}_\omega}{\hbar\omega_0}\frac{A_{32}}{A_3}\frac{\Gamma}{\gamma}, \tag{2}$$

где $\bar{\varkappa}_\omega$ — среднее значение $\varkappa_\omega$, а $\Gamma$ — ширина полосы поглощения. Легко показать, что (1) и (2) справедливы и во всех других вариантах оптического метода возбуждения. Из (2) видно, что при прочих равных условиях величина $k_\omega$ определяется значением параметра $M = (A_{32}/A_3)\,\Gamma/\gamma$[2)]. В случае возбуждения непосредственно атома [1,2] $A_{32}/A_3 \lesssim 1$, а ширины $\Gamma, \gamma$ обычно определяются эффектом Допплера, т. е. $\Gamma/\gamma = \omega_0/\omega_{32} \lesssim 10$. Следовательно, в этом случае $M \lesssim 10$. Для кристаллов $\Gamma \sim 10^3$ $см^{-1}$, $\gamma \sim 1 \div 10$ $см^{-1}$, $A_{32}/A_3 \lesssim 1$ [3–6] и, следовательно, $M \sim 10^2 \div 10^3$. В предлагаемом же методе спектр поглощения столь же широк, как и в кристаллах ($\Gamma \sim 10^3$ $см^{-1}$), но $\gamma$ значительно меньше, а именно, в видимой и ближней инфракрасной областях $\gamma \sim 0{,}01 \div 0{,}1$ $см^{-1}$. Поэтому при $A_{32}/A_3 \sim 1$ имеем $M \sim 10^4 \div 10^5$. Таким образом, объединяются положительные стороны первых двух случаев — широкий спектр возбуждения и атомарный спектр излучения.

Оценка абсолютной величины коэффициента поглощения для типичного случая ($\gamma = 0{,}03$ $см^{-1}$, $\lambda = 1$ $\mu$, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 2000$ Å) дает $k_\omega = 0{,}3 Q A_{32}/A_3$, где $Q$ выражено в $W/см^3$. Следовательно, уже при сравнительно низких значениях $Q \sim 1$ $W/см^3$ можно получить $k_\omega = 0{,}3$ $см^{-1}$, что намного превосходит значение $k_\omega$, необходимое для достижения порога генерации.

Все сказанное выше о двухатомных молекулах, в равной мере относится и к многоатомным молекулам. Поэтому в принципе имеются широкие возможности для выбора подходящих объектов. Разумеется, нужно учитывать ряд обстоятельств, важных с практической точки зрения. Так, система термов должна быть такой, чтобы частота $\omega_0$ находилась в доступной области спектра; желательна большая упругость пара при умеренных температурах; наиболее удобны вещества, могущие регенерироваться в рабочем сосуде, либо продукты распада должны легко удаляться из сосуда и т. п. Однако основная трудность в выборе объектов состоит в том, что хорошо изучены лишь процессы фотодиссоциации, при которых один из атомов оказывается на резонансном уровне [8].

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
19 октября 1961 г.

2) Величина $\bar{\varkappa}_\omega$ определяется необходимостью просветить образец и в различных вариантах оптического возбуждения по порядку величин близка к единице. Практически это достигается соответствующим выбором концентрации поглощающих центров.

**Литература**

[1] Ф. А. Бутаева, В. А. Фабрикант. Исследования по экспериментальной и теоретической физике, Сб. памяти акад. Г. С. Ландсберга, Изд. АН СССР, 1959, стр. 62.
[2] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Phys. Rev., **112**, 1940, 1958.
[3] M. H. Maimann, Nature, **187**, 493, 1960.
[4] R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. Garrett, W. Kaiser. Phys. Rev. Lett., **5**, 303, 1960.
[5] P. P. Sorokin, M. J. Stevenson. Phys. Rev. Lett., **5**, 557, 1960; I. B. M. Journ., **5**, 56, 1961.
[6] W. Keiser, C. G. Garrett, D. L. Wood. Phys. Rev., **123**, 766, 1961.
[7] С. Г. Раутиан, И. И. Собельман. Оптика и спектроскопия, **10**, 134, 1961.
[8] А. Н. Теренин. Фотохимия паров солей, Гостехиздат, 1934.

# Глава 3. Ультракороткие световые импульсы

## Обнаружение режима самосинхронизации мод в лазерах

*А.В.Масалов*

Режим самосинхронизации мод – это режим работы лазера, в котором излучение представляет собой последовательность ультракоротких световых импульсов. Именно малая длительность отдельных импульсов (менее $10^{-10}$ с) является привлекательной стороной этого режима. Сегодня лазеры с самосинхронизацией мод генерируют импульсы длительностью в десятки и даже единицы фемтосекунд (~ $10^{-14}$ с). История обнаружения и изучения режима самосинхронизации мод в первых лазерах на рубине и неодимовом стекле связана с именами сотрудников оптической лаборатории ФИАН В.И.Малышева, А.С.Маркина, Т.И.Кузнецовой и др.

Уже в первых работах по наблюдению генерации излучения рубинового лазера обнаружилось, что энергия излучения испускается в виде нерегулярной последовательности «пичков» микросекундной длительности [Collins R.J. et al. Phys. Rev. Letters, 5, p.303, 1960; М.Д.Галанин, А.М.Леонтович, З.А.Чижикова. ЖЭТФ, 43, с.347, 1962]; общая длительность пичковой генерации задавалась длительностью импульса лампы накачки, ~ $10^{-4}$ с. F.J.McClung and R.W.Hellwarth (J. Appl. Phys., v.33, p.828, 1962) предложили и осуществили способ модуляции добротности лазерного резонатора, который позволил при незначительной потере общей энергии излучения сконцентрировать её в одном «гигантском импульсе» длительностью в несколько наносекунд (~ $10^{-8}$ с). Интенсивность излучения в максимуме гигантского импульса выросла на три-четыре порядка по сравнению с режимом свободной генерации. Модуляция добротности резонатора в их работе осуществлялась с электрооптическим затвором. П.Г.Крюков с соавт. осуществили модуляцию добротности с помощью вращающегося диска с отверстием. Эти работы стимулировала волну разработок устройств для модуляции добротности лазерных резонаторов. Был реализован модулятор в виде вращающейся призмы. Такой модулятор был крайне неудобен. От него требовалась предельная скорость вращения призмы, служащей зеркалом лазерного резонатора. Для этого приспосабливали скоростные фоторегистраторы (СФР). Тогда в СССР СФРы выпускались для целей сверхскоростной фотографии; в них регистрируемое изображение сканировалось по фотопленке вращающимся зеркалом (скорость вращения – десятки тысяч оборотов в минуту). Эти приборы изначально разрабатывались для исследования временной динамики взрывов. Блок питания и синхронизации скоростного фоторегистратора был по габаритам и весу не менее блока питания самого лазера, визг вращающегося зеркала

был слышен в соседних лабораториях. Случались и неприятности, когда вращающаяся призма вылетала из своего крепления. Более привлекательными оказались электрооптические модуляторы. Однако для их работы требовался электрический импульс наносекундной длительности с амплитудой в несколько киловольт. В начале 60-х годов работа с такими импульсами обеспечивалась уникальными электронными элементами и требовала от исследователя особых навыков. Кроме того, наводка от киловольтного импульса срывала запуск регистрирующих приборов и «забивала» в них полезные сигналы.

Н.Г.Басов привлек В.И.Малышева – известного в ФИАНе оптика, ученика Г.С.Ландсберга, специалиста с широкими знаниями и большим опытом в области экспериментальной оптики – для создания лазерных модуляторов добротности нового типа. Речь шла о средах, просветляющихся под действием мощного излучения, и была сделана ставка на растворы просветляющихся красителей.

Просветление среды под действием излучения происходит вследствие заметного опустошения населенности основного энергетического состояния поглощающих атомов или молекул. Именно подобный эффект подразумевал С.И.Вавилов, когда писал о явлениях нелинейной оптики в 1950 году в книге «Микроструктура света» (М., Изд. Академии Наук СССР, с.70). Перед В.И.Малышевым стояла задача найти среды, которые просветлялись бы в лазерном резонаторе в момент, когда инверсия лазерной среды достигает максимума; тогда после просветления должен возникать «гигантский импульс», снимающий запасенную энергию лазерной среды. Такой просветляющийся затвор сулил исключительную простоту использования: внутрь лазерного резонатора помещалась просветляющаяся среда без каких либо проводов электрического управления. Отсутствие управления – конечно недостаток, но для многих применений это было приемлемо. Выбор упал на растворы красителей. Во-первых, были известны растворы красителей с противоположным эффектом, которые затемнялись под действием мощного излучения. Такие затемняющиеся среды разрабатывались для защиты от вспышки ядерного взрыва. Во-вторых, В.И.Малышев был знаком с красителями как с сенсибилизаторами фотопленок, где вопрос об эффективности передачи энергии поглощенного кванта света детально исследовался. К работе были подключены сотрудники НИИХИМФОТО И.И.Левкоев и А.Ф.Вомпе. Испытанием растворов красителей в группе В.И.Малышева занимались А.С.Маркин и В.С.Петров. В первую очередь необходим был пассивный затвор (так называли просветляющиеся среды из-за отсутствия внешнего управления) для лазеров на неодимовом стекле, привлекательных своими энергетическими характеристиками и технологичностью стекла. В результате поисков и испытаний был разработан пассивный затвор в виде раствора полиметинового красителя в нитробензоле (Письма в ЖЭТФ, т.1,

с.11, 1965). Этот краситель стал весьма популярным под именем №3955. Выговаривать его правильное название было почти невозможно. В 1968 году на конференции по когерентной и нелинейной оптике в Киеве во время доклада сотрудницы лаборатории люминесценции ФИАН Л.Д.Декачевой прозвучал вопрос Г.А.Аскарьяна «Что за вещество скрывается под номером 3955?» Л.Д.Деркачева рассказывала о получении генерации на этом красителе при накачке излучением неодимового лазера. Возможно, Аскарьян подозревал завесу секретности над этими работами, а может быть, просто хотел познакомиться с весьма привлекательной докладчицей. Когда на одном дыхании Лариса Дмитриевна произнесла «3,3'-диэтил-9,11:15,17-динеопентилен-тиа-пентакарбоцианин йодид», зал взорвался аплодисментами. Полиметиновый краситель №3955 на многие годы стал популярным среди лазерщиков, В.И.Малышев распределял его среди нуждавшихся. А я надолго запомнил запах нитробензола, приготовляя растворы с этим красителем во время своей студенческой практики в группе Малышева под руководством А.С.Маркина.

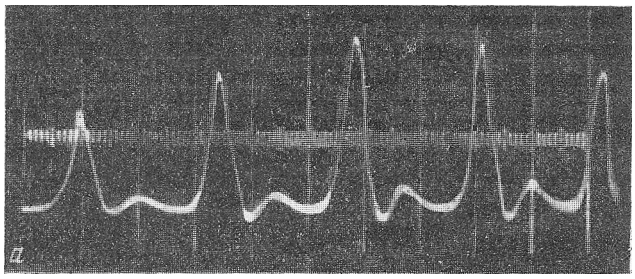
Описанные события были только началом в той гонке, которая сопровождала последующие исследования. В.И.Малышев и А.С.Маркин занялись детальным изучением спектрально-временной структуры излучения лазеров на рубине и неодимовом стекле в режиме модулированной добротности пассивным затвором. Для регистрации длительности огибающей лазерного импульса они использовали «быстрые» фотоэлементы и осциллографы, требовалось временное разрешение около 1 нс ($10^{-9}$ с). Уже в начале 60-х годов в лабораториях появились ФЭКи. Эти вакуумные фотоэлементы с коаксиальным выходом предназначались для исследования временной структуры излучения с разрешением в единицы нс. Их чувствительность определялась качеством фотокатода и могла изменяться от экземпляра к экземпляру в разы. Главное достоинство ФЭКов состояло в том, что они были приспособлены для работы с киловольтным напряжением питания и могли выдавать сигналы в десятки вольт. Последнее было совершенно необходимо, потому что «быстрые» осциллографы того времени не имели соответствующих усилительных каскадов, и сигнал подавался прямо на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки. Из быстрых осциллографов был более или менее доступен С1-11. Эта капризная двухэтажная машина быстро нагревала помещение своим объемистым блоком питания. В конце 60-х годов в лабораториях стали появляться осциллографы И2-7. Они тоже были двухэтажными, но работать с ними было удобнее. Помню, как А.Маркин взял меня в качестве такелажника получать в ФИАНовском БИПе (бюро измерительных приборов) новый И2-7. Он очень был озабочен яркостью луча на экране: предстояло фотографировать однократную развертку на фотопленку. Сотрудник БИПа А.А.Федоров с пониманием относился к заботе А.Маркина и всячески помогал испытать

имевшиеся экземпляры до переноса осциллографа в лабораторию. На выбранном тогда И2-7 я выполнил в 1969 году свою дипломную работу. Техника скоростных временных измерений позволила А.Маркину «увидеть» внутреннюю временную структуру лазерных импульсов: это были биения продольных мод лазерного резонатора. В каких-то режимах биения обладали большой амплитудой, а в каких-то – слабой. Отличной находкой В.И.Малышева с А.Маркиным стал уникальный самодельный спектрограф, построенный для параллельной с временными измерениями регистрации спектров излучения. Появление лазеров с их узкими спектрами сразу выдвинуло новые требования к аппаратуре для регистрации спектров излучения. Нужны были новые приборы, позволяющие определять длину волны излучения с относительной точностью не хуже $10^{-5}$ и выявлять внутреннюю структуру спектров. Интерферометры Фабри-Перо частично годились для этих целей, но были капризны в настройке и малодоступны. В.И.Малышев предложил схему спектрографа на основе дифракционной решетки с громадной дисперсией (за счет работы в высоких порядках дифракции с отражением от малой грани штриха решетки). Спектр излучения неодимового лазера в этом спектрографе простирался до 10 мм в выходной плоскости. Разрешение спектрографа составляло около 0,1 $см^{-1}$.

Одновременная регистрация временных и спектральных картин одиночных импульсов излучения рубинового и неодимового лазеров позволила построить детальный сценарий развития генерации этих лазеров в различных режимах. Были изучены: режим свободной генерации (без модуляции добротности), режимы модуляции добротности, как активный (с помощью вращающейся призмы), так и пассивный (с помощью раствора просветляющегося красителя). А.Маркин установил ряд причин, влияющих на спектральный состав излучения, и продемонстрировал влияние селекции продольных мод на временную картину межмодовых биений.[3] В результате этих исследований было обнаружено, что временная картина излучения лазера с пассивным затвором проявляет особенности, не объяснимые селекцией мод. Авторы вплотную подошли к явлению, которое впоследствии получило название самосинхронизации мод. Однако американцы опередили: в апреле 1966 года вышла статья Де-Марии с соавт. [1], где было недвусмысленно заявлено о реализации режима самосинхронизации мод в лазере с пассивным затвором. Необходимо отметить, что термин «синхронизация мод» (без приставки само-) уже использовался в литературе: имелись одна-две публикации, где

[3] Кандидатская диссертация А.С.Маркина с обилием экспериментов и детальным анализом полученного материала (она опубликована в Трудах ФИАН, т.56, 1971 г.), основанная на 11 публикациях в весомых журналах, может служить хорошим примером для современных скороспелых кандидатских диссертаций, излагающих материад двух-трех публикаций.

демонстрировалось воздействие модуляторов на межмодовые биения в непрерывных лазерах. Статья Де-Марии послужила «спусковым крючком» для бурного всплеска работ по лазерам с пассивным затвором. За короткий срок А.Маркин с коллегами подобрали экспериментальный материал и направили в печать первую в нашей стране работу об излучении лазеров с самосинхронизацией мод [2] (послана в печать в сентябре 1966 г.). В этой работе главным указателем на осуществление режима самосинхронизации мод служила зависимость временной картины излучения от положения пассивного затвора внутри резонатора. Теоретический анализ этой зависимости был выполнен Т.И.Кузнецовой и содержался в статье [2]. Привлекательность режима самосинхронизации мод состояла в том, что в этом случае «гигантский импульс» лазерного излучения оказывался составленным из цепочки коротких импульсов пикосекундной длительности.



Осциллограмма части «гигантского импульса» излучения неодимового лазера с самосинхронизацией мод из статьи [2], демонстрирующая последовательность ультракоротких световых импульсов (период следования 16 нс).

Лазерная общественность в ФИАНе и за его пределами хорошо понимала перспективу режима самосинхронизации мод: это была заявка на второй скачок в пиковых мощностях лазерного излучения. Если первый скачок произошел в результате реализации режима генерации «гигантского импульса» путем модуляции добротности резонатора (он дал увеличение мощности излучения на три порядка), то второй скачок – реализация режима самосинхронизации мод – дал дополнительный выигрыш еще на два-три порядка. В СССР многие группы исследователей включились в работы по оптимизации лазеров с самосинхронизацией мод и по применению генерируемых ими пикосекундных световых импульсов. Было также высказано и реализовано несколько идей по методам измерения длительностей таких импульсов. В те годы единственной возможностью напрямую измерить длительность световых импульсов пикосекундной длительности были электронно-оптические камеры с разверткой. В СССР разработка ЭОПов с разверткой опережала зарубежный уровень. Однако число пользователей пикосекундных лазеров

заметно превосходило количество выпускаемых камер. Поэтому в ходу были нелинейно-оптические (косвенные) методы диагностики ультракоротких световых импульсов, в них использовались двухфотонная люминесценция сред, генерация второй гармоники и др. Среди работ с теоретическим описанием лазеров с самосинхронизацией мод появилась работа В.С.Летохова, где генерация ультракоротких импульсов анализировалась как процесс выделения максимальных выбросов спонтанного шума (ЖЭТФ, т.55, с.1943, 1968). С тех пор «пикосекундщики» заговорили на временном языке, и термин «самосинхронизация мод» вместе с громоздкой картиной фазировки мод стали менее употребительными.

За сорок лет развития лазеров ультракоротких импульсов произошли серьезные изменения. Сначала появились лазеры на красителях с самосинхронизацией мод, работающие в непрерывном режиме. Привлекательной особенностью растворов красителей были весьма широкие полосы генерации, что позволило получать импульсы короче 1 пс ($10^{-12}$ с), а непрерывный режим работы оказался удобным в ряде приложений. В лазерах на красителях синхронизация мод осуществлялась так же, как и в неодимовом лазере – еще одним красителем. Потом появились твердотельные лазеры с еще более широкими полосами генерации: сапфир с титаном, форстерит и др. С их помощью генерируются импульсы в фемтосекундном диапазоне ($\geq 10^{-15}$ с). Здесь уже нет просветляющейся среды, вместо нее «работает» нелинейность показателя преломления самой активной среды. В наши дни простота и удобство фемтосекундных лазеров достигли совершенства в лазерах на оптических волокнах.

Вклад группы В.И.Малышева в пионерские исследования по созданию лазеров ультракоротких импульсов света был отмечен в докладе Н.Г.Басова, посвященном 25-летию создания лазеров (Н.Г.Басов. О квантовой электронике. М., Наука, 1987, с.67).

1. A.J.DeMaria, D.A.Stetser, H.Heynau. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers. Applied Physics Letters, **8**, №7, 174-176 (1966).
2. Т.И.Кузнецова, В.И.Малышев, А.С.Маркин. Самосинхронизация аксиальных мод в лазере с просветляющимся фильтром. ЖЭТФ, **52**, №2, 438-446 (1967).

# Глава 4. Лазер на парах меди

## Работы по импульсным газоразрядным лазерам в Оптической лаборатории ФИАН

*Г.Г.Петраш*

Исследования импульсных газоразрядных лазеров начались в Оптической лаборатории в 1962 г. В это время работы по лазерам разных типов уже получили в ФИАНе большое развитие и вызывали огромный энтузиазм. Многие меняли направление своей работы и переходили на лазерную тематику. Я принадлежал к Оптической лаборатории, основанной и долгое время, вплоть до своей безвременной кончины, руководимой академиком Г.С.Ландсбергом. В Оптической лаборатории, которую тогда возглавлял профессор П.А.Бажулин, тоже были развернуты работы по лазерной тематике. Павел Алексеевич Бажулин очень поддерживал эти работы. В начале мне было предложено попытаться осуществить лазер на переходах атома цезия при оптической накачке верхнего лазерного уровня. Однако довольно скоро я пришел к выводу, что это направление работы не имеет большой перспективы. В дальнейшем так это и оказалось. Надо было искать другое направление, которое внушало бы большие надежды.

Для меня при выборе направления работы большое значение имели доклад и последующая статья Н.Г.Басова и А.Н.Ораевского [1], в которой было показано, что даже для термодинамически равновесной системы в процессе перехода от одного равновесного состоянии к другому равновесному состоянию (при переходе от одной температуре к другой, т.е. в процессе нагрева или охлаждения) какое-то время может существовать инверсия населенностей между уровнями, времена релаксации которых к равновесному состоянию заметно отличаются. При этом, время перехода, т.е. время изменения температуры, должно быть короче, чем времена релаксации уровней.

Конечно, эта идея применима не только к переходным процессам термодинамически равновесных систем, но в широком смысле к переходным процессам, в которых участвуют уровни с различающимися временами релаксации. В импульсном газовом разряде, например, температура электронов может изменяться за времена, сравнимые с временами жизни атомных уровней и электронных состояний молекул. Соответственно, в начале импульса с достаточно крутым передним фронтом различные уровни будут заселяться электронами с различными скоростями, и в этом процессе в течение ограниченного времени на некоторых переходах должна возникать инверсия населенностей. При

быстром понижении температуры электронов на некоторых переходах тоже должна возникать инверсия.

Мы начали свои исследования с гелий-неонового лазера на ИК переходах. При этом, мы сразу настроились на исследование импульсной генерации. Эксперименты с лазером на неоне и различных смесях неона с гелием, возбуждаемом ВЧ разрядом длительностью ~ 100 мкс, выполненные в 1963 г. вместе с И.Н.Князевым [2], показали, что, кроме непрерывной генерации, на ряде ИК линий существует еще и импульсная генерация на переднем фронте импульса возбуждения, а также в послесвечении разряда. Это подтвердило тот факт, что в переходном процессе, в импульсном режиме значительно проще получить инверсию.

Вообще, импульсный режим обладает определенными преимуществами, особенно при исследовании механизмов образования инверсии. Важно отметить, что генерацию в импульсном режиме удается получить на значительно большем числе активных сред и переходов и в более широкой области спектра, чем в непрерывном режиме. Это обстоятельство связано с тем, что в импульсном режиме сравнительно легко реализуются условия, недостижимые или трудноосуществимые в непрерывном режиме (большие мощности накачки, нет трудностей с отводом тепла и т. п.). В связи с этим работа с импульсной генерацией часто позволяет лучше исследовать физические процессы в активной среде и легче выявить саму возможность получения инверсии. Не случайно поэтому генерация на многих системах сначала была получена в импульсном режиме. Кроме того, в импульсном режиме может быть получена инверсия и на таких переходах, на которых стационарная инверсия вообще невозможна.

Дальнейшие эксперименты с гелий-неоновым лазером, в активную среду которого добавлялся водород, привели к изменению направления наших работ. В этих экспериментах была получена импульсная генерация на нескольких линиях в ближней ИК области спектра, которые не удавалось отнести к линиям ни неона, ни гелия, ни атомарного водорода. Оказалось, что эти линии принадлежат молекуле водорода (переход E $^1\Sigma_g^+$ – B $^1\Sigma_u^+$ ). Дополнительные эксперименты с добавками дейтерия подтвердили отнесение к указанному переходу. Анализ механизма образования инверсии привел к формулировке универсального механизма образования инверсии между уровнями электронных состояний молекул, основанного на действии принципа Франка-Кондона.

На основе этого механизма была предсказана генерация в ВУФ области (в которой тогда не было линий генерации) на переходах между резонансными электронными состояниями молекулы водорода и основным состоянием молекулы [3]. Уже в этой работе подчеркивались преимущества использования в качестве верхних лазерных уровней

первых резонансных уровней. Это было первое предложение о получении генерации на переходах с резонансных на метастабильные уровни; в этом случае – на переходах с колебательных уровней резонансных электронных состояний молекул на возбужденные колебательные уровни основного состояния.

Мы планировали осуществить попытки запустить лазер на таких переходах молекулы водорода. Однако, аппаратуры для таких экспериментов в нашем распоряжении не было. Было затрачено довольно много времени на приобретения спектрометра на ВУФ область спектра и раздобывание другого необходимого оборудования и материалов. Пока мы преодолевали всевозможные трудности, в 1970 г. импульсная генерация на этих переходах водорода, дейтерия и HD была осуществлена в США сразу в двух лабораториях. Для осуществления генерации на упомянутых переходах требуются системы импульсного питания с длительностью нарастания переднего фронта порядка 1 нс. Поскольку нам трудно было надеяться на создание подобной экспериментальной установки от дальнейших попыток нам пришлось отказаться.

В дальнейшем значительные усилия были направлены на исследование импульсной генерации на переходах между электронными состояниями молекул. В частности была подробно изучена генерация на упомянутых выше переходах молекул $H_2$, $D_2$ и HD, а также на переходах 1-ой положительной системы полос азота. Большая часть экспериментов по этому направлению была выполнена И.Н.Князевым. Результаты этих экспериментов составили основную часть кандидатской диссертации И.Н.Князева, защищенной в 1968 г.

В моей работе [4], были проанализированы имевшиеся в то время данные о генерации на переходах между возбужденными электронными состояниями двухатомных молекул ($H_2$, $D_2$, $N_2$ CO). Было показано, что во всех случаях свойства генерации, в особенности спектр генерации, можно объяснить прямым возбуждением верхних лазерных уровней электронами с основного состояния молекулы и действием принципа Франка-Кондона. Однако в то время существовали и другие предположения о механизме образования инверсии на таких переходах.

В дальнейшем было выполнено подробное исследование характеристик лазеров на переходах между возбужденными электронными состояниями двухатомных молекул. Основную роль в выполнении этой работы играл В.М.Каслин. При этом особую роль сыграло исследование спектра и характеристик генерации при различных температурах газа, в основном при охлаждении до температуры близкой к температуре жидкого азота. Было показано, что все изучавшиеся лазеры обладают общими свойствами, и для всех них охлаждение газа приводит к смещению спектра генерации в сторону линий с меньшими J и к значительному росту усиления и мощности. Охлаждение газа позволило впервые получить

генерацию на многих линиях двухатомных молекул. В целом эти исследования подтвердили, что для всех электроразрядных импульсных лазеров на переходах между возбужденными электронными состояниями двухатомных молекул основную роль играет механизм образования инверсии, базирующийся на прямом возбуждении верхних лазерных состояний молекул электронами и на разделении каналов возбуждения и генерации в результате действия принципа Франка-Кондона [5].

С другой стороны, эти работы показали, что генерацию на переходах между электронными состояниями молекул можно получить только для наиболее простых и легких молекул, для которых число колебательно-вращательных уровней невелико. При большом числе возбуждаемых уровней и переходов инверсия на каждом из возможных переходов оказывается настолько малой, что за ограниченное время существования инверсии фотонная лавина не успевает нарасти до обнаружимой величины. Охлаждение газа способствует уменьшению числа заселяемых уровней, но лишь немногие самые простые молекулы допускают значительное охлаждение газа. Таким образом, рассчитывать на значительное увеличение числа молекул, пригодных для осуществления генерации на переходах между электронными состояниями молекул, а также на существенное улучшение характеристик генерации не приходилось. Надо было думать о смене тематики.

Итог работ по импульсным лазерам на переходах между электронными состояниями молекул был подведен в кандидатской диссертации В.М.Каслина, успешно защищенной в конце мая 1972 г.

Наряду с исследованием лазеров на переходах между электронными состояниями молекул, в нашей группе параллельно проводились исследования и импульсных лазеров на атомных переходах. В отличие от молекул, в атомах в разряде возбуждалось небольшое число уровней, прежде всего первые резонансные уровни. Поскольку сечения возбуждения атомных уровней по порядку величины такие же, как сечения возбуждения целых электронных состояний молекул, на атомных переходах можно было ожидать значительно более высокое усиление и большую мощность генерации. Поскольку перспективы дальнейшего развития лазеров на переходах между электронными состояниями молекул не внушали особого оптимизма, больше внимания стали уделять лазерам на атомных переходах.

Работой в этом направлении с самого начала после окончания МФТИ в 1965 г. занимался А.А.Исаев, будучи до 1968 г. аспирантом МФТИ, а затем сотрудником Оптической лаборатории. Первые его работы были связаны с установлением механизма образования импульсной инверсии на некоторых переходах атомов инертных газов, больше всего неона. С 1968 г. в этих работах принимал участие К.И.Земсков, а с 1970 г. после окончания МФТИ М.А.Казарян. В работах по лазерам на атомных переходах, а также

и в работах по лазерам на переходах молекул принимали также участие студенты, в основном студенты МФТИ.

В наших работах в узких разрядных трубках на нескольких линиях, прежде всего на желтой линии неона, наблюдалась сверхсветимость, т.е. резкое увеличение интенсивности и направленности излучения, а также характерная для стимулированного излучения «гранулярность» в пятне на экране, установленном в пучке излучения. Любопытно отметить, что сверхсветимость можно было наблюдать в простейших условиях эксперимента: при разряде небольшого конденсатора через трубку, содержащую неон, с помощью простейшего коммутатора (например простейшего разрядника) или даже на самопробое трубки и без всяких зеркал. Эффект можно было наблюдать просто глазом, но наиболее наглядно появление вынужденного излучения можно было видеть с помощью простейшего спектроскопа. При некотором увеличении напряжения на конденсаторе, сверх четко определяемого порога, интенсивность одной линии неона вдруг резко начинала возрастать, причем ее интенсивность намного превышала интенсивность всех других линий неона, и появлялась гранулярность.

Таким образом, если бы эффект стимулированного излучения с самого начала искали в импульсном разряде, то его можно было бы обнаружить еще в то время, когда А.Эйнштейн сформулировал это понятие, может случайно и раньше. Технические возможности для этого тогда уже существовали. Это еще раз подчеркивает преимущества обнаружения и исследования стимулированного излучения в импульсном режиме.

В то же время было ясно, что наиболее интересную генерацию можно было ожидать на переходах с первых резонансных уровней атомов. В этом случае единственно возможными лазерными переходами могли быть переходы с резонансных на ниже лежащие метастабильные уровни. Позднее, ради сокращения, мы ввели для таких переходов термин R-M переходы, а сами лазеры на таких переходах стали называть R-M лазеры.

Работа с R-M лазерами была, однако, связана с рядом трудностей. Кроме единственного R-M перехода (не очень перспективного) в атоме гелия, все остальные принадлежали атомам металлов. Для экспериментов с парами металлов надо было осваивать работу с разрядными трубками, нагреваемыми до довольно высоких температур.

К моменту написания нашей первой статьи по лазерам на R-M переходах в атомах по работам американских авторов была известна генерация на R-M переходах свинца (линия 729 нм), марганца (несколько линий в зеленой и ближней ИК областях спектра), меди (линии 510,5 нм и 578,2 нм) и ионе кальция (линии 854,2 нм и 866,2 нм). Одна из этих работ содержала изложение концепции циклических газоразрядных лазеров (cyclic lasers). Она в определенном смысле развивала концепцию

непрерывных «столкновительных лазеров», сформулированную У.Беннетом и Г.Гулдом в 1965 г. Предлагалось, что для достижения высокого КПД должны использоваться переходы между сравнительно низко расположенными уровням атомов, причем верхний лазерный уровень должен эффективно возбуждаться столкновениями с электронами, а нижний эффективно разрушаться столкновениями с тяжелыми частицами. Осуществить такой столкновительный лазер не удалось, поскольку не получалось достаточно быстро разрушать нижний лазерный уровень. Поэтому предлагалось перейти к импульсному (циклическому) режиму с тем, чтобы возбуждение верхнего лазерного уровня и тут осуществлялось электронами, а разрушение нижнего опять происходило, как в столкновительном лазере, за счет столкновений с тяжелыми частицами, но уже в промежутках между импульсами. Предполагалось, что возбуждение и релаксация нижнего лазерного уровня электронами не будет играть заметную роль. Лазеры на переходах свинца, марганца и меди рассматривались как циклические.

Наши работы по R-M лазерам начались с получения генерации на R-M переходах гелия ($\lambda$ = 2,058 мкм) и таллия ($\lambda$ = 535,0 нм), на которых ранее генерация не была получена. Результаты по этим R-M лазерам были опубликованы в [6].

На переходе гелия мы не ожидали особо интересных результатов, поскольку предельный КПД для него мал. С другой стороны, предельный КПД перехода в атоме таллия больше, чем для других R-M переходов в атомах. Генерация на линии таллия была получена в первом же эксперименте. Однако большой мощности на этой линии получить не удалось и до сих пор по той причине, что для эффективного возбуждения этого лазера требуются импульсы длительностью 10 нс, а возможно и короче. К сожалению, пока нет эффективных систем импульсного питания с такими характеристиками.

Вскоре после этого в нашей группе была впервые получена генерация на ряде новых R-M переходах, в том числе трех новых переходах свинца, на УФ линии золота, на переходах иона бария и на переходе таллия в разряде в парах йодистого таллия.

Итог этому этапу исследований импульсных лазеров на атомных переходах был подведен в кандидатской диссертации А.А.Исаева, успешно защищенной в конце февраля 1972 г. Общие же итоги наших работ по импульсным лазерам на переходах как атомов, так и молекул, были подведены в моей докторской диссертации, защищенной в октябре 1972 г.

В дальнейшем в работах по R-M лазерам активное участие принимали сотрудники группы (затем сектора и лаборатории) А.А.Исаев, М.А.Казарян, К.И.Земсков, С.В.Маркова, Г.Ю.Леммерман, а также аспиранты, выполнявшие свои работы и защитившие диссертации по этой тематике, а затем покинувшие ФИАН: В.М.Черезов, В.М.Трофимов, В.В.Казаков,

И.Н.Пономарев. Были подробно изучены характеристики многих R-M лазеров, исследованы процессы релаксации нижних лазерных (метастабильных) уровней многих металлов, детально исследована кинетика возбуждения и распада лазерных уровней лазера на переходах меди, для ряда лазеров получены рекордные для того времени характеристики генерации

Вернемся снова к начальному периоду наших работ по R-M лазерам. Почти с самого начала было понятно, что наиболее интересно получить и исследовать генерацию на R-M переходах атома меди. В 1967 г. В.Уолтер в США опубликовал короткую заметку [7]. В ней описан лазер на парах меди с активной зоной диаметром 5 см и длиной 80 см со средней мощностью около 0,5 Вт и КПД ~1%. Однако для работы с медью нужно было нагревать разрядную трубку до температуры около 1500$^{o}$C. В.Уолтер в своих экспериментах использовал разрядную трубку из термостойкой керамики, нагревая ее с помощью спирали из сплава платины с рением. У нас такой возможности не было.

Примерно в это время в одно из посещений Ростовского университета, где в это время уже сформировалась сильная группа, занятая в основном исследованиями лазеров на переходах в ионах (М.Ф.Сэм, Е.Л.Латуш и др.), я услышал, что они испытывают серьезные затруднения из-за перегрева своих разрядных трубок. Это натолкнуло на мысль, а нельзя ли и нам разогревать наши разрядные трубки до необходимой температуры за счет тепла, выделяющегося в разряде. Правда, в нашем случае надо было нагревать трубки до значительно более высоких температур. Проведенные оценки показали, что это в принципе возможно при условии достаточно эффективной теплоизоляции и достаточно большой средней мощности, вводимой в разряд.

Первые попытки реализовать лазер на саморазогреве использовали разрядные трубки из кварца с откачиваемой наружной рубашкой. Но это годилось только для лазеров с невысокой рабочей температурой. Всерьез преодолеть возникшие трудности удалось, когда возникла идея о теплоизоляции внутри вакуумной камеры. Для этого предполагалось использовать засыпку из порошка, в частности из порошка, стойкого до температур выше, чем это требовалось для работы с медью. Однако, эта идея многими была воспринята очень скептически. Утверждалось, что мелкие частицы порошка имеют огромную поверхность и поэтому трубку с порошком внутри будет нельзя обезгазить до нужной чистоты буферного газа. Возникали и другие сомнения, в частности, удастся ли ввести в разрядную трубку достаточно большую мощность, т.к. для этого желательно было поднять частоту повторения импульсов. Тем не менее, мы решили попробовать. В этой работе принимали участие, кроме меня, А.А.Исаев, М.А.Казарян и К.И.Земсков. Основную роль в проведении экспериментов играл А.А.Исаев. В частности, в основном ему

принадлежит заслуга в разработке импульсной системы питания, обеспечившей работу лазера при высокой частоте повторения импульсов, что во многом определило получение генерации с хорошими характеристиками.

С разрядной трубкой, содержавшей трубку из алундовой керамики, на стенке которой располагались кусочки меди, окруженной слоем теплоизоляции из порошка $ZrO_2$, и наружной вакуумноплотной оболочкой из плавленого кварца, удалось нагреть алундовую трубку до температуры, при которой возникала генерация на R-M переходах атома меди. Оказалось, что несколько циклов тренировки разрядом в неоне с последующей откачкой и новым наполнением позволяли получить достаточно чистый буферный газ так, что последующие циклы тренировки не изменяли характеристики лазера.

Нужно отметить, что успех этого эксперимента во многом был связан с тем, что удалось получить генерацию при частоте повторения импульсов до 20 кГц. Ранее в работах американских авторов (W.Walter et al) частота повторения была около 1 кГц. Предполагалось, что значительно большую частоту повторения достичь будет нельзя, поскольку считалось, что релаксация нижних лазерных (метастабильных) уровней происходит столкновениями с тяжелыми частицами или на стенках трубки. Оценки скорости релаксации в таком процессе давали величину, соответствующую частоте повторения порядка 1кГц.

Однако уже в первых наших экспериментах удалось получить генерацию с саморазогревным лазером на парах меди с частотой повторения импульсов до 20 кГц, при этом без падения эффективности. Исследовать генерацию при более высоких частотах повторения нам не удалось по причинам технического характера. Применявшийся нами тиратрон при более высоких частотах работал неустойчиво.

Результаты этих экспериментов с саморазогревным лазером были опубликованы в [8]. В статье приведены такие характеристики лазера: средняя мощность генерации – 15 Вт, КПД (от выпрямителя) до 1%, пиковая мощность до 200 кВт. Там же приведены оценки, показывавшие, что мощность генерации может быть значительно больше.

Разработка саморазогревных лазеров открыла широкие возможности для исследования, а затем и для создания интересных для многих практических применений R-M лазеров на парах металлов. Нам это позволило впервые провести детальные исследования не только лазера на парах меди, но и почти всех других лазеров на R-M переходах и показать, что значительную мощность генерации можно получить со многими лазерами этого типа.

Разработка саморазогревного лазера на парах меди, обладавшего характеристиками, представлявшими значительный интерес для ряда применений, резко повысила интерес к лазеру на парах меди, да и к другим

R-M лазерам. Число публикаций по этой тематике стало быстро увеличиваться. Если с 1966 г. до 1972 г. было всего 6 публикаций по лазеру на парах меди, в основном короткие сообщения, все из США, то с 1972 до 1978 г. появилась уже 41 публикация (18 из США и 23 из России), в 1980 г. их было уже 24. В дальнейшем работы по лазеру на парах меди и другим R-M лазерам стали появляться во многих странах. Всего же, например, в книге [9] список публикаций только по лазеру на парах меди с 1972 до1998 г. включает 445 ссылок.

Разработка саморазогревных лазеров открыла также путь для создания, в том числе и промышленных серийных вариантов лазеров, в основном лазеров на парах меди, частично на парах золота и бромида меди. Разработанный в ФИАНе лазер на парах меди был передан, как тогда требовалось, на «внедрение» в предприятие «Исток». Большую роль на начальном этапе освоения промышленных образцов лазера на «Истоке» сыграл энтузиазм В.А.Бурмакина, к сожалению рано умершего. На этом предприятии впервые были разработаны отпаянные газоразрядные трубки (активные элементы) для саморазогревного лазера на парах меди с большим сроком службы. Впоследствии был разработан целый типоряд лазеров с различной выходной мощностью и для разных применений. Активные элементы для лазеров на парах меди и отчасти золота выпускаются на предприятии «Исток» до сих пор. В последнее время этой работой руководит Н.А.Лябин.

Надо отметить, что в последствии саморазогревные лазеры на парах меди разрабатывались во многих странах. Собственно, только саморазогревные лазеры и разрабатываются и применяются сейчас во всем мире. Однако, насколько нам известно, кроме России, нигде не удалось создать практичный отпаянный вариант.

Возможности применения R-M лазеров некоторое время существенно ограничивались тем обстоятельством, что расходимость их излучения была велика. Для этих лазеров, обладающих большим усилением и короткой длительностью инверсии, обычные резонаторы не позволяли получать малую расходимость. Ситуация изменилась, когда в нашей группе впервые применили так называемые неустойчивые резонаторы, причем резонаторы с очень большим увеличением до нескольких сотен, т.е резонаторы с огромными геометрическими потерями за один проход резонатора. Первая статья на эту тему [10] продемонстрировала возможность получать с импульсным лазером на парах меди расходимость, близкую к дифракционной, при этом без большой потери выходной мощности. В этой и последующих трех статьях на эту тему, также опубликованных в журнале Квантовая Электроника, были подробно экспериментально и теоретически изучены свойства телескопических неустойчивых резонаторов на основе представления о сжимающихся

пучках. Теория эволюции пучков в таких резонаторах была разработана С.Г.Раутианом с участием в двух последних работах А.М.Шалагина.

Вскоре применение неустойчивых резонаторов с большим увеличением получило широкое распространение для R-M лазеров во всем мире, что позволило значительно расширить применение этих лазеров в тех случаях, когда требовалось обеспечить высокую плотность мощности, в частности для лазерной обработки различных материалов, для маркировки изделий, для расширения спектра с помощью нелинейных преобразований, в частности, путем генерации гармоник.

Наконец, отметим, что появление практичных саморазогревных лазеров позволило нам приступить к исследованиям и разработкам нового типа оптических систем – оптических систем с усилителями яркости. В качестве усилителей в них использовались активные элементы R-M лазеров, прежде всего лазера на парах меди. Оказалось, что они обладают очень высоким коэффициентом усиления (более 0,1 $см^{-1}$), что позволяет за один проход усилителя увеличить мощность светового пучка, несущего изображение объекта в $10^2 \div 10^4$ раз.

Первую оптическую систему с усилителем яркости – лазерный проекционный микроскоп удалось осуществить в Оптической лаборатории в 1972. В качестве усилителя в нем использовался активный элемент лазера на прах меди [11]. В дальнейшем были подробно изучены характеристики и особенности многих систем с усилителями яркости, в том числе с другими усилителями (на парах золота, марганца, бария, свинца, CuBr), что позволяло получать усиленные изображения объектов в различных областях спектра.

Особенность оптических систем с лазерными усилителями яркости состояла еще и в том, что их усиливающие элементы в типичных условиях работали в режиме значительного насыщения. С одной стороны, это позволяло получать мощность световых пучков на выходе системы сравнимую с выходной мощностью лазера с тем же усиливающим элементом. С другой стороны, из-за насыщения система становилась нелинейной, что приводило к появлению ряда необычных свойств таких систем. Прежде всего, надо отметить, что, несмотря на значительное насыщение усилителя, качество изображений на выходе системы, включая разрешение и контраст, мало отличалось от качества изображений в системе без усилителя.

Это оказалось довольно неожиданным, т.к. насыщение в усилителях обычно приводит к значительным искажениям сигналов. В дальнейшем выяснилось, что искажения на выходе оптических усилителей яркости с насыщенным усилителем малы или отсутствуют в том случае, когда пучки света, исходящие из разных точек усиливаемого объекта, перемешиваются в усиливающей среде. Если же перемешивания этих пучков нет, то

контраст изображения на выходе усиливающего элемента при насыщении усиления заметно ухудшается и может даже исчезнуть полностью.

Теоретический анализ прохождения пространственно-модулированных полей через насыщающийся оптический усилитель был выполнен Т.И.Кузнецовой и Д.Ю.Кузнецовым, что во многом позволило объяснить наблюдавшиеся в эксперименты особенности оптических систем с насыщяющимися усилителями яркости.

Кроме того, в системах с насыщающимися усилителями наблюдались особенности, совершенно не свойственные обычным оптическим системам. Например, в некоторых случаях в пучках света, распространяющихся к объекту, наблюдались негативные изображения объекта. Это означало, что в усиливающей среде записывалась информация об объекте. Было показано, что, используя эту особенность, можно в усилителях, усиливающих на двух связанных линиях, передавать информацию об объекте, записанную в одной линии, в изображение на другой линии. В частности, можно визуализировать изображения в ИК области спектра.

В экспериментах с оптическими системами с усилителями яркости принимали участие К.И.Земсков, М.А.Казарян, В.М.Матвеев, В.В.Чвыков. Основные результаты, полученные по этому направлению были опубликованы в [12].

В 1980 г. основным участникам работ по R-M лазерам в ФИАНе Г.Г.Петрашу, А.А.Исаеву, М.А.Казаряну и С.В.Марковой, а также ряду сотрудников предприятия «Исток» и НИИ ТМ была присуждена Государственная премия СССР по физике с формулировкой: за разработку физических принципов, создание и исследование импульсных лазеров на парах металлов и на их основе оптических систем с усилителями яркости.


1. Н.Г.Басов, А.Н.Ораевский. «Получение отрицательных температур методом нагрева и охлаждения системы». ЖЭТФ т.44. №5, с.1742-1745 (1963).
2. И.Н.Князев, Г.Г.Петраш. «Исследование импульсной генерации лазера на неоне и на смеси неона и гелия». ЖЭТФ, т.45, №5, с.832-839 (1963).
3. П.А.Бажулин, И.Н.Князев, Г.Г.Петраш. «О возможности получения стимулированного излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра». ЖЭТФ, т.48, с.975-976 (1965).
4. Г.Г.Петраш. «Принцип Франка-Кондона и механизмы образования инверсии на молекулярных переходах». Ж. Прикладной Спектроскопии, т.4, с.395-402 (1966).
5. В.М.Каслин, Г.Г.Петраш, «Импульсные газовые лазеры на электронных переходах двухатомных молекул». Труды ФИАН, т. 81, с.88-185 (1975).

6. А.А.Исаев, П.И.Ищенко, Г.Г.Петраш, «Сверхсветимость на переходах, оканчивающихся на метастабильных уровнях гелия и таллия». Письма в ЖЭТФ т.6, №5 (1967).
7. W.T.Walter. «40 kW pulsed copper vapor laser». Bull. Amer. Phys. Soc., v.12, p.90 (1967).
8. А.А.Исаев, М.А.Казарян, Г.Г.Петраш. «Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации». Письма в ЖЭТФ, т.16, №1, с.40-42 (1972).
9. C.E.Little. «Metal Vapour Lasers». John Wiley & Sons, 1999.
10. К.И.Земсков, А.А.Исаев, М.А.Казарян, Г.Г.Петраш, С.Г.Раутиан. «Применение неустойчивых резонаторов для получения дифракционной расходимости излучения импульсных газовых лазеров с большим усилением». Квантовая электроника, т.1, № 4, с.863-869 (1974).
11. К.И.Земсков, А.А.Исаев, М.А.Казарян, Г.Г.Петраш. «Лазерный проекционный микроскоп». Квантовая электроника, т.1, №1, с.14-15 (1974).
12. Труды Физического института им. П.Н.Лебедева, том 206 «Оптические системы с усилителями яркости». М., Наука, 1991.

Г.Г.Петраш и сотрудники его группы: А.А.Исаев, К.И.Земсков, Г.Г.Петраш, М.А.Казарян, Г.Ю.Леммерман (слева направо).

# Глава 5. Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия

*Т.П.Беликова*

Первая мысль о возможности применения лазеров для наблюдения и исследования малых поглощений в веществе (~$10^{-6}$ – $10^{-9}$ $см^{-1}$) возникла у А.Ф.Сучкова примерно в 1967–1968 гг. Он в это время уже защитил диссертацию в лаборатории люминесценции ФИАН у М.Д.Галанина. Надо сказать, что когда Михаил Дмитриевич брал А.Ф.Сучкова в аспирантуру, он очень беспокоился и опасался, не раз говорил: «Я первый раз в жизни беру теоретика в аспирантуру». Но у Михаила Дмитриевича было чутьё и оно его не подвело. Да и Сучков стал теоретиком по случаю – в душе он был экспериментатор. Если бы не несчастный случай, когда он потерял правую руку, попав под электричку, он и стал бы прекрасным экспериментатором.

После защиты диссертации в срок его взял в свою лабораторию (тогда еще лаборатория) Н.Г.Басов. По старой памяти и дружбе с Э.А.Свириденковым А.Ф.Сучков часто приходил к нам поговорить. Надо сказать, что в это время у Э.А.Свириденкова шли очень интересные и плодотворные работы по взаимодействию света с веществом. Пробой внутри кристалла рубина был пионерской работой (см. Письма в ЖЭТФ, т.1, вып.6, 1965). Однажды, зайдя к нам, Альберт Фёдорович стал молча курить и пускать дым в резонатор лазера, затем стал говорить Свириденкову: «Вот давай сейчас снимем спектр лазерного излучения на спектрограф и увидим спектр поглощения дыма». Свириденков сердился, считая это шуткой, и просил не мешать работать.

Так продолжалось месяца два, пока однажды Сучков, зайдя к нам, не рассказал, что он выступил на семинаре у Н.Г.Басова не в качестве основного докладчика, а попросив 10 минут в конце семинара, чтобы изложить новую идею. Басов разрешил. Надо отметить, что оратор Альберт Фёдорович был неважный, говорил он непонятно всегда. Как правило, он считал, что те, с кем он говорил, знают много больше его и, конечно, должны его понимать.

С этого семинара он пришел расстроенный, так как Басов произнёс: «Бред какой-то» и на этом закрыл семинар. А Альберт Федорович рассчитывал получить возможность что-то попробовать сделать экспериментально. Этого не вышло. И он понял, что ему к Н.Г.Басову с этим лучше не соваться. А куда соваться? К нам, конечно, в люминесценцию, к Галанину, к Свириденкову. Сначала было много длительных разговоров со Свириденковым – чтоб он все понял и оценил. Эдик оценил и понял, что бросить просто так эту идею нельзя, тем более что никаких публикаций на эту тему за границей не появлялось.

Но заниматься этим, кроме Свириденкова, некому – значит, надо бросать световой пробой, тем более, что взаимодействием света с веществом занимались в Ленинграде, в ГОИ в лаборатории А.М.Бонч-Бруевича.

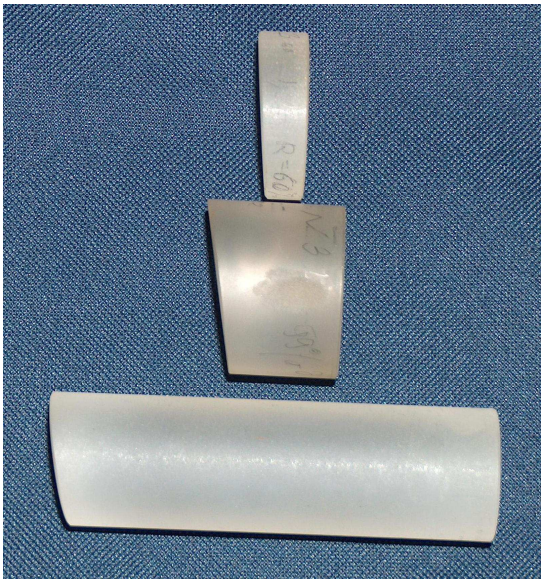
И Эдик решился на самопожертвование – бросил свои работы, и они с Сучковым взялись за то, что впоследствии стало называться внутрирезонаторной лазерной спектроскопией – ВРЛС.

М.Д.Галанин выслушал все мысли обоих и возражать не стал. Так началась эта работа. Сучков уже давно не пускал дым в резонатор. Он понял, что прежде всего надо сделать спектр генерации как можно шире и затем подобрать какие-нибудь вещества со спектром поглощения в области неодимового лазера (~ 1,06 мкм). На это ушло довольно много времени, но к 1970 году были получены результаты. Спектр поглощения аммиака $NH_3$ выглядел очень красиво. С первой, еще не просохшей пленкой мы втроем (Сучков, Свириденков и я) помчались к Галанину. Он внимательно посмотрел, хитро улыбнулся и взял телефонную трубку. «Николай Геннадиевич» – сказал он – «Вот я тут держу спектр аммиака, полученный методом ВРЛС; очень прилично получилось». Минута молчания, а затем Николай Геннадьевич: «Да? Ну, что же, поздравляю вас с успехом».

Таким образом, метод ВРЛС получил прописку, а Альберт Фёдорович Сучков – прощение за «бред».

Первая наша публикация появилась в Письмах в ЖЭТФ в 1970 году [1]. Меня там нет, я была занята дописыванием своей диссертации. Американская работа по этой теме вышла заметно позднее, примерно в 1971 г.

1. Л.А.Пахомычева, Э.А.Свириденков, А.Ф.Сучков, Л.В.Титова, С.С.Чурилов. «Линейчатая структура спектров излучения ОКГ с неоднородным уширением линии усиления». Письма в ЖЭТФ, **12**, 60 (1970).



Фотографии зеркал для ВРЛС на клиновых подложках. Угол клина и толщина подложки обеспечивают подавление интерференции луча, отраженного от задней поверхности зеркала: вверху – клин 4°, применявшийся в обычных лазерах (до ВРЛС приложений); в центре – клин 10°, применявшийся для ВРЛС с длительностью генерации около 1 мс; внизу – клин 10° (длина 120 мм), применявшийся для ВРЛС с рекордной чувствительностью при длительности генерации ~ 100 мс;

Э.А.Свириденков и его коллеги: Э.А.Свириденков, Н.А.Распопов (нижний ряд слева направо), Ш.Д.Хан-Магомедова, Т.П.Беликова, А.Ф.Сучков (средний ряд слева направо), А.Н.Савченко, В.М.Баев, Д.Д.Топтыгин (верхний ряд слева направо).

* * *

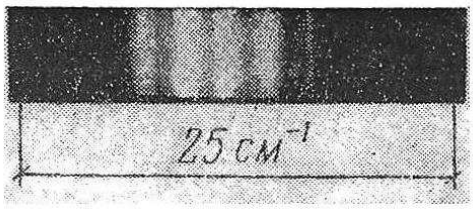
## ВРЛС и случайная структура спектров

*А.В.Масалов*

Первая публикация, где экспериментально демонстрировались возможности внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС), вышла в 1970 году [1]. Этой публикации предшествовало издание препринта Альберта Сучкова [2], где была высказана идея ВРЛС. Сучкову не удалось тогда убедить Н.Г.Басова в полезности идеи ВРЛС и ему пришлось опубликовать лишь препринт ФИАН, хотя работа заслуживала более серьезной публикации. А.Сучков очень хотел, чтобы идея была

опробована экспериментально. Он уговорил своего приятеля Эдуарда Свириденкова, работавшего в лаборатории люминесценции ФИАН, поставить эксперимент. Выбор А.Сучкова был вдвойне правильным. Во-первых, Э.Свириденков был искусным экспериментатором, а во-вторых, он был относительно независим от мнения Н.Г.Басова.

Идея ВРЛС состоит в том, чтобы обнаружить слабо поглощающую среду, поместив ее внутрь лазерного резонатора. За счет большого времени жизни излучения внутри резонатора свет многократно проходит через поглощающую среду, эффект поглощения «накапливается» и становится вполне измеримым в спектре лазерного излучения. Конечно, для проявления поглощения необходимо, чтобы спектр лазерного излучения по ширине превосходил ширину линии поглощения среды. Лазером с весьма широкой линией генерации очевидно был лазер на неодимовом стекле; ширина спектра в нем достигает десятка $см^{-1}$ (это около десятка ангстрем при длине волны 1,06 мкм). Э.Свириденкову нужно было подобрать поглощающую среду со слабой линией поглощения внутри контура генерации неодимового лазера. Сначала авторы имитировали поглощение с помощью интерферометра, заполненного жидкостью, который помещался внутрь лазерного резонатора. Подбирая толщину интерферометра, можно было регулировать период чередования максимумов и минимумов пропускания, а подбирая показатель преломления жидкости – можно было регулировать глубину провала в пропускании, т.е. величину «поглощения». Этот способ продемонстрировать идею ВРЛС «лежал на поверхности». Как раз за год до этого приятель Э.Свириденкова А.С.Маркин (работавший в Оптической лаборатории ФИАН) обнаружил, как мизерное отражение излучения от свободной поверхности подложки «глухого» зеркала модулирует спектр излучения неодимового лазера. Это наблюдение А.Маркин использовал для количественной оценки времени развития генерации в лазере [3].




Спектр излучения одиночного гигантского импульса ОКГ на неодимовом стекле с пассивным затвором из работы [3]. Хорошо видна периодическая структура, обусловленная вариацией коэффициента отражения выходного зеркала на плоскопараллельной подложке толщиной 1,5 мм.

Однако главный результат исследований А.Маркина с соавторами состоял в том, что удалось выявить основные причины, приводящие к регулярной структуре спектров генерации в неодимовом и рубиновом лазерах.

Проведенное исследование было очень важным для реализации режима самосинхронизации мод в указанных лазерах, где всякая спектральная структура оказывала мешающее действие на «чистоту» генерации пикосекундных импульсов. А.С.Маркин работал тогда в группе В.И.Малышева. Вместе с А.А.Сычевым они построили неодимовый лазер, где все известные им причины селекции мод были устранены. К их удивлению спектр лазерного излучения по-прежнему содержал весьма выраженную структуру с тем отличием, что она была нерегулярной и не повторялась от одной вспышки лазера к другой. По поводу нерегулярной структуры спектров излучения импульсных лазеров в ФИАНе (и за его пределами) шла довольно жаркая дискуссия. Предлагались самые экзотические идеи для ее объяснения. А.Сучков и Э.Свириденков, планировавшие эксперимент по ВРЛС, стояли на точке зрения, что А.Маркин с А.Сычевым не до конца устранили известные причины спектральной селекции. Однако опыты и анализ показали [4], что главной причиной нерегулярной спектральной структуры в лазерах служат свойства спонтанного шума, из которого зарождается излучение. А.Сычев выполнил специальные эксперименты для установления возможных причин случайной структуры спектров лазерного излучения. Был построен неодимовый лазер с кольцевым резонатором, где генерируются два пучка излучения во встречных направлениях, и были зарегистрированы разные случайные структуры спектров в каждом из пучков. Им же были зарегистрированы спектры излучения лазера, помещенного в атмосферу аргона, чтобы исключить возможные полосы поглощения атмосферного воздуха (для этого лазер был накрыт и загерметизирован гелиевым газгольдером). Результаты обоих экспериментов «выбивали» один за другим аргументы оппонентов. Соответствие нерегулярной структуры спектров свойствам спонтанных затравок впоследствии нашло убедительное подтверждение в серии специальных исследований. Но в 1970 году спор о структуре спектров был в самом разгаре. А.Сучков был глух к каким-либо аргументам. Возможно, это пошло на пользу делу ВРЛС: Э.Свириденков поставил опыт с интерферометром внутри лазерного резонатора, а также с кюветой, заполненной парами аммиака, и высокая чувствительность спектра к поглощению была продемонстрирована [1].

И А.Маркин, и я – участник тех споров, были раздосадованы публикацией [1], поскольку в ней с самого начала (в первом абзаце) было обозначено противостояние с нашей работой по случайной структуре спектров. Безусловно, наше раздражение не было связано с ВРЛС, идея ВРЛС нами не отрицалась. Нас не устраивало игнорирование случайной структуры спектров, которая предшествовала формированию регулярных спектральных провалов в ВРЛС. Авторы [1] прямо выразили свою точку зрения со ссылкой на нашу работу. Прошло время, и все было расставлено

по своим местам. Множество экспериментов утвердили метод ВРЛС, были выполнены яркие работы по практическому применению метода. Случайная структура спектров лазерного излучения также была признана и даже превратилась в «тривиальный факт», теперь об этом можно услышать: «Это же очевидно!». Случайная спектральная структура оказалась не отвергающим, но важным сопутствующим фактором в формировании спектра ВРЛС. А.Сучков до конца своих дней не принимал роли спонтанных затравок в характеристиках выходного излучения. С Эдиком Свириденковым в результате тех споров у меня сложились товарищеские отношения, и мы в течение многих лет обсуждали всевозможные красивые эффекты динамики лазерной генерации.


1. Л.А.Пахомычева, Э.А.Свириденков, А.Ф.Сучков, Л.В.Титова, С.С.Чурилов. «Линейчатая структура спектров излучения ОКГ с неоднородным уширением линии усиления». Письма в ЖЭТФ т.12, с.60, 1970.
2. А.Ф.Сучков. «Линейная структура спектров генерации ОКГ с неоднородно уширенной линией усиления». Препринт ФИАН №126, 1970.
3. В.И.Малышев, А.С.Маркин, А.А.Сычев. «Определение времени развития гигантского импульса в ОКГ с пассивным затвором». Журн. Прикл. Спектроскопии, т.10, вып.2, с.248, 1969.
4. В.И.Малышев, А.В.Масалов, А.А.Сычев. «Структура спектров твердотельных ОКГ в режиме свободной генерации». Письма в ЖЭТФ т.11, с.324, 1970.

Далее воспроизведена первая статья по внутрирезонаторной лазерной спектроскопии: Л.А.Пахомычева, Э.А.Свириденков, А.Ф.Сучков, Л.В.Титова, С.С.Чурилов. «Линейчатая структура спектров излучения ОКГ с неоднородным уширением линии усиления». Письма в ЖЭТФ т.12, с.60, 1970.

*Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 60 – 63* *20 июля 1970 г.*

# ЛИНЕЙЧАТАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ГЕНЕРАЦИИ ОКГ С НЕОДНОРОДНЫМ УШИРЕНИЕМ ЛИНИИ УСИЛЕНИЯ

*Л.А.Пахомычева, Э.А.Свириденков, А.Ф.Сучков, Л.В.Титова, С.С.Чурилов*

Известно, что спектр генерации ОКГ на стекле с $Nd^{3+}$ обладает линейчатой структурой. Для объяснения этой структуры выдвигались различные гипотезы. Такие, например, как аналитические свойства функции коэффициента усиления [1] или флуктуационный характер излучения [2]. По нашему мнению, линейчатая структура спектра генерации ОКГ с неоднородно уширенной линией усиления обусловлена высокой чувствительностью спектра генерации к наличию частотно-зависимых потерь в резонаторе. Можно показать, что введение в резонатор ОКГ частотно-зависимых потерь вида

$$\frac{1}{T(\omega)} = \frac{1}{T_0} - \Delta\left(\frac{1}{T}\right)\cos\frac{r\pi\omega}{\Delta\omega} \qquad (1)$$

приводит к появлению в спектре излучения ОКГ провалов с относительной интенсивностью

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\Delta(1/T)}{1/T_0}\left(\frac{S T_0}{I_0} + \frac{I_0}{P T_0}\, e^{-\frac{2\pi\gamma}{\Delta\omega}}\right)^{-1} \qquad (2)$$

где $S$ $T_0$, $I_0$ и $P$ есть соответственно мощность спонтанного шума, усредненная по частоте мощность генерации и мощность накачки в единичном интервале частот. Формула (2) получена в предположении, что неоднородная ширина бесконечна, а однородное уширение характеризуется дисперсионным контуром с шириной $\gamma$.

Частотно-зависимые потери вида (1) можно создать, вводя в резонатор плоскопараллельный слой вещества с оптической толщиной $\ell$. Интерференция света, отраженного от его поверхностей, приводит к тому, что пропускание его будет зависеть от частоты по формуле 1, где величина $\Delta\omega = 1/2\ell$.

В конфокальный резонатор со сферическими зеркалами ($R = 1$ м) помещалась кювета, образованная двумя клиновидными стеклянными пластинами, внутренние поверхности которых были строго параллельны.

Из формулы (2) следует, что чувствительность спектра генерации к наличию потерь зависит от отношения $2\pi\gamma/\Delta\omega$.

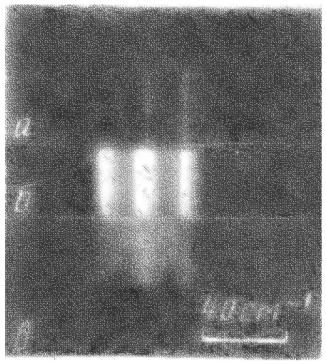


Рис. 1. Спектр генерации ОКГ на стекле с $Nd^{3+}$ при различных температурах (в резонатор помещена кювета с ацетоном, с оптической толщиной $\ell = 0{,}025$ см) а) $T = 290°$К, б) $T = 260°$К, в) $T = 240°$К.

Мы использовали две кюветы разной толщины, $\ell_1 = 0{,}45$ см ($\Delta\omega = 1{,}1$ см$^{-1} \ll \gamma$) и $\ell_2 = 0{,}025$ см ($\Delta\omega = 20$ см$^{-1} \sim \gamma$). Глубина модуляции потерь $\Delta(T^{-1})/T_0^{-1}$ зависела от коэффициента отражения от границы стекло – слой вещества в кювете. Используемое вещество представляло смесь бензола и хлорбензола, подобранную так, чтобы коэффициент отражения был минимальным.

Была получена зависимость глубины модуляции спектра излучения генерации от коэффициента отражения.

Даже при минимальном коэффициенте отражения $2 \cdot 10^{-7}$ (измеренном независимым образом) в спектре генерации была заметна модуляция с периодом $\Delta\omega = 1{,}1$ см$^{-1}$. В тонкой кювете, с $\Delta\omega \sim \gamma$ глубина модуляции сильно зависела от соотношения $\gamma/\Delta\omega$. Однородная ширина $\gamma$ изменялась с температурой активной среды.

На рис. 1 приведены спектры генерации ОКГ на стекле с неодимом с введенной в резонатор тонкой кюветой при различных температурах. Отчетливо видно, что с понижением температуры и уменьшением однородной ширины спектр становится более гладким, модуляция с периодом $\Delta\omega = 20$ см$^{-1}$ заметно уменьшается. Очевидно, этим объясняется непрерывность спектра генерации при гелиевых температурах в [3].

Эта зависимость структуры спектра от величины однородного уширения, возможно, позволит определить ширину однородной линии $Nd^{3+}$ в стекле и ее зависимость от температуры.

Настоящая работа экспериментально подтверждает высокую чувствительность спектра генерации ОКГ с неоднородно уширенной линией усиления к частотно-зависимым потерям в резонаторе, поэтому любое слабое дискриминирующее воздействие приводит к линейчатой структуре, если его влияние превышает влияние спонтанного излучения. Может быть, структура спектра в [2] объясняется плохим устранением селективных потерь. Даже внесение в резонатор за счет дифракции энергии, отраженной от скошенной обратной стороны подложки зеркала, приводит к структуре спектра генерации. (В наших экспериментах угол скоса составлял 10° и толщина подложки 3 *см*).

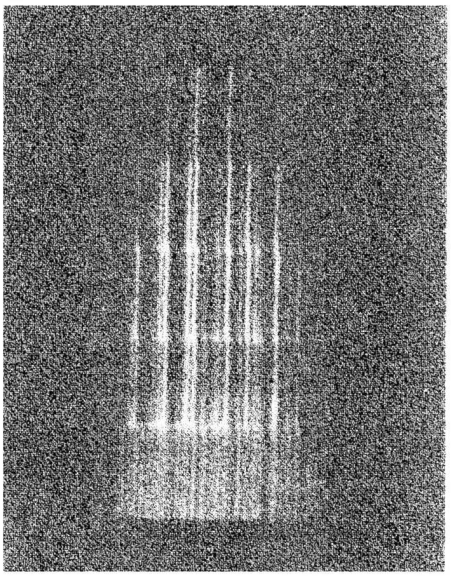


Рис. 2. Спектр генерации с аммиаком внутри резонатора $\ell = 18$ *см*

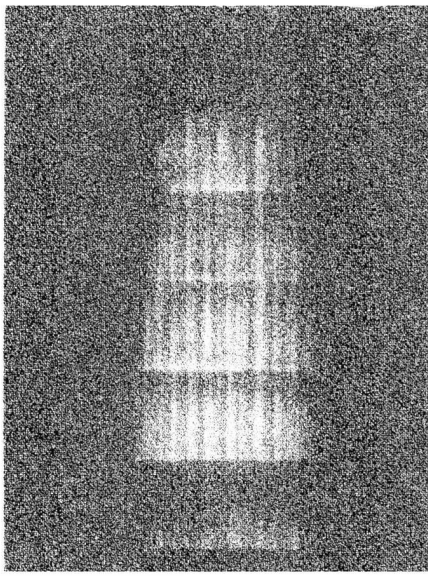


Рис. 3. Спектр генерации с метаном внутри резонатора $\ell = 18$ *см*

Такая чувствительность спектра генерации к потерям позволяет использовать ОКГ с неоднородно уширенной линией усиления в качестве высокочувствительного спектрографа. В резонатор вместо кюветы с жидкостью была введена трубка, через которую продувался газ. Мы выбрали аммиак $NH_3$ и метан $CH_4$, которые в области 1,06 $\mu$ имеют окно прозрачности [4] и представляют большой интерес для астрофизики. На рис. 2 и 3 представлены спектры полученные при длине трубки 18 *см*. Сверху вниз увеличивается мощность накачки. На рис. 4 представлен спектр, полученный при толщине слоя аммиака 0,3 *см*. Внизу спектр в отсутствии аммиака. Как видно спектр обнаруживает высокую воспроизводимость. Спектр на рис. 4 находится в полном соответствии с нижним спектром на рис. 2.

Полученные результаты показывают, что ОКГ с неоднородно уширенной полосой усиления могут быть использованы в качестве высоко чувствительного спектрографа. Действительно, для получения спектра поглощения третьей гармоники *H*-колебания, например, в $NH_3$ [5] или в HCN [4] используются

кюветы длиной порядка нескольких метров при атмосферном давлении, а спектр на рис. 4 обнаруживает линии поглощения в краю вращательной структуры третьей гармоники полно-симметричного колебания аммиака $\nu_1 = 3137\ см^{-1}$ при толщине слоя 0,3 *см*. Такой спектрограф обладает также большим быстродействием и удобен для исследования быстрых процессов.

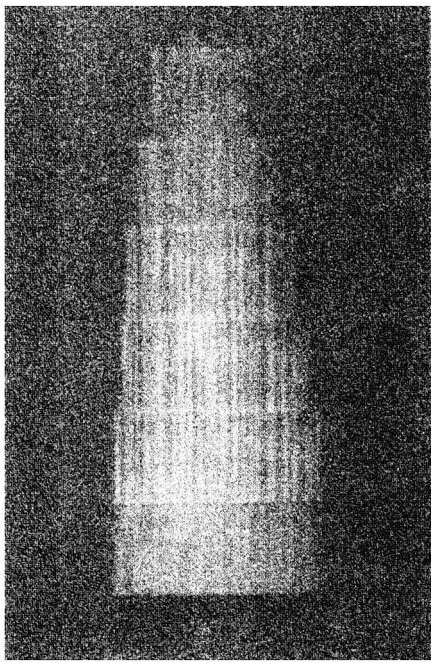


Рис. 4. Спектр генерации с аммиаком внутри резонатора $l = 0{,}3\ см$. Внизу – спектр без аммиака

Если линия поглощения меняет потери в резонаторе на величину $\Delta(1/T)$, то для ее регистрации требуется время $t_p$ такое, что $\Delta(1/T) \cdot t_p \sim 1$. Нелинейность спектрографа, по-видимому, не препятствует проведению количественных измерений. Чувствительность его можно целенаправленно менять, изменяя температуру и, следовательно, однородную ширину $\gamma$ и геометрию резонатора, отношение $ST_0/l_0$. Для изменения рабочего диапазона в качестве активных сред могут быть использованы красители.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность М.Д.Галанину за постоянное внимание и интерес к работе и Т.И.Беликовой за помощь в работе.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июня 1970г.
После переработки
16 июня 1970 г.

Литература

[1] В.С.Машкевич. ЖЭТФ, 53, 1003, 1967.

[2] В.И.Малышев, А.В.Масалов, А.А.Сычов. Письма в ЖЭТФ, т.11, 324, 1970.

[3] М.Н.Толстой, В.Н.Шаповалов. Опт. и спектроскопия. 23, 648, 1967.

[4] Г.Герцберг. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. ИИЛ, М., 1949, стр. 320, 332, 485, 412.

[5] Sin-Hung Chao. Phys. Rev., 50, 27, 1936.

# Глава 6. Механизм работы $CO_2$ лазера

## Исследования мощных газовых лазеров в лаборатории Оптики низкотемпературной плазмы

*В.Н.Очкин*

Вслед за появлением аммиачных мазеров (1954 г.) и демонстрацией первого импульсного лазера на рубине (1960 г.) поиски и исследования систем, проявляющих лазерный эффект, широко развернулись во многих лабораториях мира. Лаборатория оптики низкотемпературной плазмы ФИАН не стала исключением и подключилась к этой тематике. Применить опыт предшествующих работ представлялось естественным в области газовых, и в первую очередь электроразрядных лазеров. После сообщения в конце 1960 года о первом лазере непрерывного действия на смеси гелия и неона в газовом разряде уже в течение ближайших пяти лет была реализована большая часть из известных и поныне газоразрядных лазеров. С позиций сегодняшнего дня все они практически «ровесники» и нашли свои применения, хотя в те годы не было столь просто выделить из них наиболее перспективные.

В ходе поисков лазерных источников были отмечены многие сотни атомных и молекулярных переходов и среди них непрерывное вынужденное излучение на переходах молекулы двуокиси углерода со спектром в области 10 микрон. Его мощность составляла около 1 мВт и лазер поначалу мало чем выделялся среди аналогов. Однако уже в ближайший за этим год мощность удалось поднять до 10 Вт, а еще год спустя из разных лабораторий мира поступили сообщения о мощностях в сотни Ватт. Все говорило о том, что этот лазер имеет большой энергетический потенциал, однако истинные его границы обсуждать было трудно, поскольку увеличение мощности достигалось различными эмпирическими приемами, включая комбинации смешиваемых газов, геометрические размеры устройств и способы их охлаждения, оптимизацию резонаторов и др. В это же время стали развиваться исследования импульсных лазеров, вначале при низком, а затем и при повышенном, атмосферном давлении с высокой энергетикой на уровне единиц и десятков джоулей в импульсе. Обнаружились особенности спектра, что сулило новые применения. В отличие от всех других, лазер демонстрировал КПД на уровне десятка процентов. Можно сказать, что на основе $CO_2$ лазера рождался целый класс лазерных систем и будущее это подтвердило. Чтобы перейти от экстенсивной фазы исследований к последовательной разработке $CO_2$ лазеров нужно было достигнуть адекватного и детального понимания механизма его работы.

За эту задачу и взялись сотрудники лаборатории во главе с профессором Николаем Николаевичем Соболевым.

Некоторые соображения о механизме создания инверсии в $CO_2$ лазере высказывались в литературе и сводились к тому, что колебательно возбужденный азот передает энергию молекулам углекислого газа. Это возражений не вызывало, хотя и не объясняло работы лазера без добавления азота, правда с меньшей эффективностью. Однако неясно было, каким же образом возбуждаются колебания азота или других молекул. Вначале существовало мнение, что таким механизмом является электрон-ионная и атом-атомная рекомбинация, однако результаты последующего быстрого развития работ и получение высоких мощностей с таким механизмом не согласовывались.

Профессор Н.Н.Соболев.

Н.Н.Соболев с молодым сотрудником Василием Васильевичем Соковиковым предложили другую идею, а именно: возбуждение колебаний азота (и других молекул) происходит при прямом столкновении со свободными электронами плазмы. При существовавших на то время представлениях такое допущение выглядело необычно. Напротив, считалось, что легкий электрон не может впрямую раскачать тяжелые ядра.

Однако существенную поддержку идее оказали выполненные незадолго до этого эксперименты Шульца (G.J.Schulz. Phys. Rev. v.135, p.A988, 1964) с электронными пучками, где измеренное сечение возбуждения колебаний азота (энергия кванта около 0,2 эВ) электронами оказалось сопоставимо с газокинетическим при энергиях 2÷3 эВ. Этот также нетривиальный результат был теоретически объяснен позже, на основе модели короткоживущих отрицательных резонансов, а пока пришлось его использовать как факт. Существенную поддержку оказала опубликованная в том же году работа Свифта (I.D.Swift. Brit. J. Appl. Phys. v.16, 837, 1965) по зондовым измерениям в азотной плазме, из которой следовало, что

средняя энергия электронов, хотя и при условиях, несколько отличающихся от лазерных, оказывается тоже около 2 эВ. Оценки показали, что обеспечиваемая таким механизмом скорость возбуждения колебательных квантов согласуется с наблюдаемыми высокими плотностями потоков лазерных фотонов.

Другая проблема механизма, помимо возбуждения верхних уровней, состояла в установлении каналов очистки нижних лазерных уровней. Вначале считалось, что это может обеспечиваться радиационным распадом, вероятность которого много больше вероятности перехода между лазерными уровнями. По мере достижения высоких мощностей генерации, однако, стало ясно, что такой канал недостаточен. Столкновения с электронами также не обеспечивали необходимой скорости разрушения и поэтому в качестве рабочей гипотезы Н.Н.Соболевым и В.В.Соковиковым было принято, что разрушение нижних уровней происходит при столкновениях молекул двуокиси углерода с другими тяжелыми частицами – $CO_2$, He, $N_2$ и др. Надо сказать, что почва для такого предположения оказалась более подготовленной, чем для предположения о возбуждении электронами. К началу 1960-х годов уже были накоплены данные по исследованиям релаксационных процессов в ударных волнах (и в лаборатории ОНТП тоже), по поглощению и дисперсии ультразвука в молекулярных газах. Из этих данных следовало, что нижние уровни, относящиеся к более «мягким» молекулярным модам и имеющие меньшие значения колебательных квантов, чем верхние, разрушаются быстрее.

Эти два допущения составили основу физической модели лазера, ее основные положения были суммированы и обсуждены в публикациях Н.Н.Соболева и В.В.Соковикова [Письма в ЖЭТФ, т.4, вып.8, 1966; Письма в ЖЭТФ, т.5, вып.4, 1967; Успехи физических наук, т.91, вып.3, 1967]. Первая статья в Письмах в ЖЭТФ воспроизведена ниже. Предложенная модель быстро нашла широкое признание и дала ключ к дальнейшему развитию, хотя и было ясно также, что до создания количественной рабочей модели предстоял долгий путь. Надо было от простейшей модели с выделенными лазерными уровнями перейти к описанию молекул как существенно многоуровневых систем. На этом этапе к работе подключились теоретики оптической лаборатории Леонид Александрович Шелепин и Борис Федорович Гордиец. Они стали разрабатывать версию модели, в которой фигурировали не отдельные уровни, а энергетические структуры, принадлежащие выделенным типам колебаний. Это была концепция т.н. колебательных температур, введенная еще Герхардом Герцбергом и использовавшаяся ранее в физике ударных волн. Основная трудность в доведении этих моделей до количественного описания и предсказания лазерных параметров состояла в том, что они содержали ряд входных параметров, а разряды в молекулярных газах были вообще изучены крайне слабо. Была поставлена программа исследований

молекулярных разрядов, разработки методов их диагностики и нахождения важнейших параметров – температуры нейтрального газа, плотностей и энергетических распределений электронов, усиливающих свойств активной среды, предстояло разработать методы измерений заселенностей отдельных уровней и энергозапасов молекулярных колебательных и вращательных мод и т.д. Такая программа начала реализовываться и в лаборатории ОНТП и во многих других лабораториях мира. Модель дополнялась подробностями, доводилась до уровня адекватного объяснения экспериментальных наблюдений, но суть ее сохранилась неизменной.

В этот же период в лаборатории были выполнены исследования по созданию газодинамического варианта $CO_2$ лазера (ГДЛ). Удачными в этом отношении оказались три обстоятельства. Во-первых, в ФИАН были высказаны идеи о возможности получения генерации на переходах молекул при их быстром охлаждении (Н.Г.Басов, А.Н.Ораевский, В.А.Щеглов, А.М.Прохоров, В.К.Конюхов). Во-вторых, в процессе разработки модели электроразрядного лазера была четко определена роль столкновений тяжелых частиц в общей картине работы лазера, проанализирован большой объем сведений о процессах колебательной релаксации. И, наконец, в лаборатории был многолетний опыт работы с ударными волнами, и имелась установка с ударной трубой. Именно эту установку и использовали в группе Евгения Михайловича Кудрявцева для экспериментов по получению генерации на $CO_2$. На первом этапе предпринимались попытки получить генерацию при адиабатическом расширении смеси углекислого газа с азотом за отраженной ударной волной. Усиление было зафиксировано, но генерацию получить не удалось. На следующем этапе эксперименты были продолжены в варианте адиабатического охлаждения в сверхзвуковом сопле. Этот подход оказался успешным и в 1970 году была впервые в СССР получена генерация, результаты были опубликованы [Письма в ЖЭТФ, т.11, с.516-519, 1970] спустя несколько месяцев после появления сообщения об аналогичном результате из США.

Помимо создания физической модели генерации встала другая принципиальная проблема. Все эксперименты с $CO_2$ лазерами первых лет производились с разрядами в потоках лазерных газовых смесях. Остановка потока приводила к деградации лазерного эффекта. Попытки установить время сохранения генерации в системе без постоянного обновления газа в активной среде приводили к противоречивым результатам. Время действия лазеров варьировалось у различных авторов от единиц секунд до нескольких часов. Перспективы применений $CO_2$ лазеров в сильной мере зависели от решения вопроса о том, можно ли создать компактные «отпаянные» системы или их непременным атрибутом должна быть система прокачки газа с газовыми емкостями, насосами и пр. Первые

исследования динамики изменения химического состава лазерной среды были проведены совместно лабораторией ОНТП (Эмма Николаевна Лоткова) с Институтом нефтехимического синтеза методом последовательного отбора 10÷15 проб с последующим хроматографическим анализом. Анализ показал, что характерное время распада рабочих молекул $CO_2$ составляет около трех часов; результаты опубликованы в 1968 году.

Для более подробного изучения таких процессов в это же время в лаборатории была поставлена работа по измерениям концентраций молекул с лучшим разрешением во времени (Владимир Николаевич Очкин). Совместно с ГОИ был создан инфракрасный оптический газоанализатор, регистрирующий концентрации молекул практически в режиме реального времени. Уже первые эксперименты дали неожиданные результаты. Оказалось, что диссоциация рабочих молекул в разряде занимает не часы, а всего лишь несколько секунд, но степень диссоциации, определяемая динамикой реакций распада-рекомбинации, оказывается неглубокой, типично около 50%. Медленным процессом оказывается смещение этого динамического равновесия. Изучение баланса элементов показало, что за медленный сдвиг ответственны процессы взаимодействия свободных атомов и радикалов с поверхностями разрядной камеры. Удалось, таким образом, разделить объемные и гетерофазные процессы и выявить «узкое место», определяющее время жизни лазера. Для объемных плазменных процессов были измерены константы скоростей диссоциации, отмечена их связь с электрическими параметрами и показано, что, как и возбуждение колебаний молекул, диссоциация происходит при прямом электронном ударе. Было выявлено положительное влияние добавок водорода и паров воды на продление срока службы лазера, механизм которого сводился к каталитическому ускорению реакций и связыванию свободных атомов кислорода. Была проведена большая серия исследований различных конструкционных материалов. Эти результаты были опубликованы также в 1968-1971 годах [Препринт ФИАН №42, 1968; Журнал Технической Физики, т.39, №6, с.126-132, 1969; IEEE QE-7, N8, p.396-402, 1971], оказали заметное влияние на развитие разработок $CO_2$ лазеров промышленностью и, фактически, стали одним из первых примеров комплексных исследований по неравновесной плазмохимии, превратившейся затем в большое научное направление.

Другим примером ветви развившихся в последующие годы исследований, которые были стимулированы работы по электроразрядным $CO_2$ лазерам, стала спектроскопия неравновесной молекулярной плазмы, находившаяся в 1960-х годах в весьма зачаточном состоянии. Это и классические эмиссионные, абсорбционные и методы обращения сложных спектров, линейные и нелинейные лазерные методы (В.Н.Очкин, Сергей

Юрьевич Савинов, Сергей Николаевич Цхай, Максим Владимирович Спиридонов).

Развитые методы диагностики неравновесных молекулярных систем неоднократно впоследствии применялись к различным и в том числе плазмохимическим и лазерным объектам. Из последних можно указать CO лазеры, волноводные $CO_2$ лазеры, для которых необходимые для понимания и развития объемы исследований методами оптики, спектроскопии, ЭПР, масс-спектрометрии были выполнены с привлечением приемов, наработанных при исследованиях теперь уже классических $CO_2$ лазеров.

Надо сказать, что развитие представлений о физике электроразрядных $CO_2$ лазеров способствовало продвижению силами коллектива лаборатории и других лазеров и лазерных систем на основе $CO_2$. Это и импульсные одночастотные лазеры высокого давления, волноводные системы с дискретной и плавной стабилизированной частотой излучения (Валерий Павлович Автономов). Полученное в 1990-х годах в совместных работах с зарубежными лабораториями значение удельной мощности непрерывных щелевых волноводных $CO_2$ лазеров с высокочастотным возбуждением (С.Н.Цхай) и сейчас остается непревзойденным.

Работы по $CO_2$ лазерам, стартовавшие с простых идей о роли электронного улара в заселении колебательных уровней и их разрушении при столкновениях молекул дают хороший пример стимулирования и взаимодействия программ направленных исследований в смежных областях науки и техники.

Далее воспроизводится текст статьи Н.Н.Соболева и В.В.Соковикова «О механизме, обеспечивающем инверсную заселенность уровней в ОКГ, работающих на $CO_2$» Письма в ЖЭТФ, **4**, №3, 303-307 (1966).

# О МЕХАНИЗМЕ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕМ ИНВЕРСНУЮ ЗАСЕЛЕННОСТЬ УРОВНЕЙ В ОКГ, РАБОТАЮЩИХ НА $CO_2$

Н.Н.Соболев, В.В.Соковиков

В работе Патела [1] было установлено, что основным фактором, обеспечивающим инверсную заселенность верхнего лазерного уровня $00^0I$ молекул $CO_2$ в ОКГ, работающем на смеси $CO_2$-$N_2$, является резонансная передача энергии от молекул $N_2$, находящихся на первом колебательном уровне.

Однако в этой работе совсем не рассматривался вопрос о том, какой же основной процесс обеспечивает большую заселенность первого колебательного уровня $N_2$. В последнее время было обнаружено, что мощность генерации на чистом $CO_2$ может быть очень значительной. Кроме того, добавление He к смеси $CO_2$-$N_2$ [2] или к чистому $CO_2$ [3] увеличивает мощность генерации в 5 ÷ 10 раз.

Все эти факты, не получившие до сих пор объяснения, могут быть наиболее естественным образом интерпретированы, если воспользоваться результатами работ Шульца [4] и Свифта [5]. Шульц экспериментально исследовал неупругие столкновения электронов с молекулами $N_2$ и CO и установил, что соответствующие эффективные сечения имеют резонансный характер и достигают максимума при энергии электронов 2,3 эв ($\sigma(e,N_2) = 3.10^{-16}$ см$^2$) и 1,7 эв ($\sigma(e,CO) = 8.10^{-16}$ см$^2$). Результаты его исследований представлены на рис. 1 и 2. Из рисунков видно, что абсолютные значения суммарных сечений, учитывающих возбуждение колебательных уровней вплоть до восьмого, очень велики при энергиях электрона от 1,7 до 3,5 эв в случае $N_2$ и при энергиях электрона от 1,0 до 3,0 эв в случае CO.

На рис. 3 приведены результаты, полученные Свифтом при изучении распределения электронов по энергиям в плазме тлеющего разряда в $N_2$. Видно, что распределение электронов явно не максвелловское с максимумом при энергии 1,5-2 эв, причем с ростом давления происходит смещение максимума к меньшим энергиям и значительно уменьшается количество быстрых электронов. Этот результат находится в согласии с вы-

водами Шульца, так как уменьшение числа быстрых электронов вызвано резонансным взаимодействием электронов с $N_2$.

Переходя к рассмотрению ОКГ на $CO_2$-$N_2$, в которых обычно работа ведется при давлениях $N_2$, бо́льших, чем в опытах Свифта, можно с достаточной уверенностью считать, что увеличение давления $N_2$ до I тора и добавление к нему $CO_2$-газа с меньшим потенциалом ионизации -

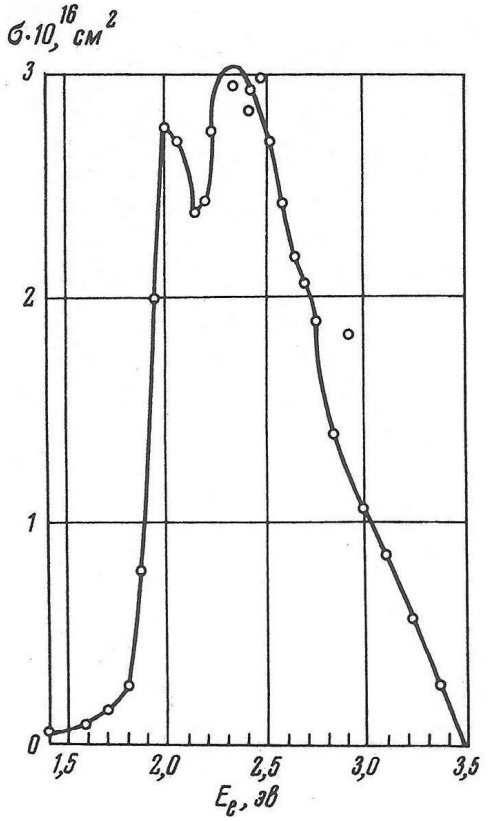



Рис. I. Зависимость полного колебательного эффективного сечения неупругих столкновений электронов с молекулами $N_2$ от энергии электронов ($\Sigma$ по $v=1$-8, $v$- колебательное квантовое число)

может только привести к уменьшению средней энергии электронов. Таким образом, средняя энергия электронов в разряде при условиях, близких к тем, которые имеют место в ОКГ на $CO_2$- $N_2$, будет не более I,5-2эв. А это означает с учетом большого значения $\sigma(e,N_2)$, что основной причиной, обеспечивающей значительные концентрации $N_2$ в возбужденных колебательных состояниях, является непосредственное электронное возбуждение. Мы считаем, в отличие от Патела, что любой, а не только первый колебательный квант $N_2$ может перейти к молекуле $CO_2$. Это может происходить как непосредственно, так и после промежуточного процесса

$$N_2^*(v) + N_2^*(v') \rightarrow N_2^*(v-1) + N_2^*(v'+1),$$

приводящего, в конечном итоге, к преимущественному заселению первого колебательного уровня. Указанные переходы по крайней мере, вплоть до значений колебательного квантового числа $v = 4$, имеют большую вероятность (см., например, [6] ), так как в этих случаях ангармоничность не дает еще $\Delta E_{N_2 CO_2}$, больших кТ. Возможность эффективного использования даже высоких колебательных уровней $N_2$ для возбуждения верхнего лазерного уровня $CO_2$ объясняет большие значения к.п.д. и мощности молекулярного генератора на смеси $CO_2 + N_2$.

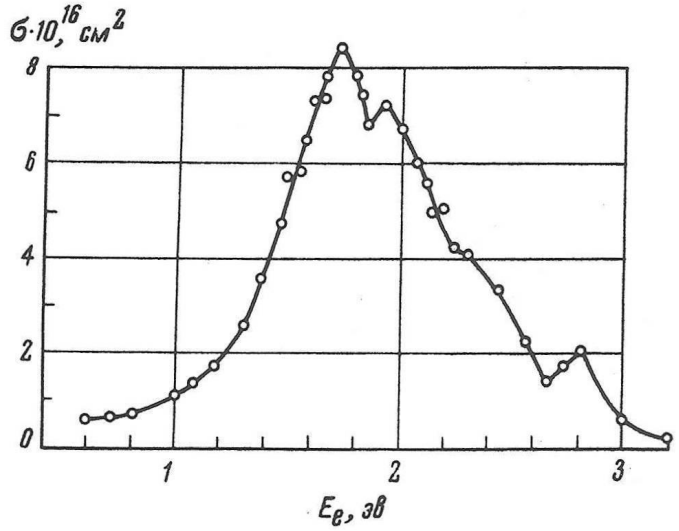



Рис. 2. Зависимость эффективного сечения неупругих столкновений электронов с молекулами CO от энергии электронов ($\Sigma$ по $v = 1-8$)

При выяснении механизма генерации в ОКГ на чистом $CO_2$ необходимо иметь в виду, что вследствие малой величины энергии диссоциации (2,8 эв)$CO_2$ при электрическом разряде образуется значительное количество молекул CO [7] . Учитывая большое сечение возбуждения колебательных уровней CO электронным ударом, а также наличие резонанса между колебательными уровнями CO и уровнем $00^0I$ $CO_2$ ($\Delta E \approx 170$ см$^{-1}$), можно предположить, что ту роль, которую $N_2$ играет в смеси $CO_2$- $N_2$, в смеси $CO_2$-CO выполняет CO. Меньшая эффективность генерации на чистом $CO_2$ (фактически, на смеси $CO_2$-CO) также понятна, так как $\Delta E_{CO_2, CO} > \Delta E_{CO_2, N_2}$.

Естественное объяснение получает также повышение мощности генерации при добавлении He к смеси $CO_2$ - $N_2$ и к чистому $CO_2$. В самом деле, He - газ с наибольшим потенциалом ионизации и наибольшей электронной температурой в газовом разряде. Так, в соответствии с диффузионной теорией Шоттки (см., например, [8] ), при давлении He 10 тор в трубке диаметром 2,5 см электронная температура равна 22000°K, что находится в хорошем согласии с недавно проведенными зондовыми измерениями Д.Б.Голубовского и Д.М.Кагана (частное сообщение). Поэтому следует полагать, что добавление He к $CO_2$ или к смеси $CO_2$ - $N_2$ приведет к увеличению средней энергии электронов до значений, близких к энергиям, соответствующим максимальным значениям сечений $\sigma(e, CO)$

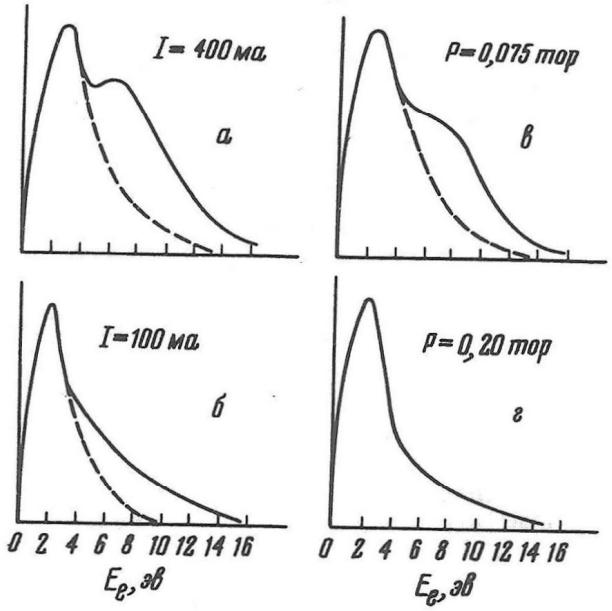



Рис. 3. Функции распределения электронов (в произв. ед.) по энергиям в положительном столбе тлеющего разряда в $N_2$ : а,б - p = 0,075 торр, в,г - I = 300 ма

и $\sigma(e, N_2)$. Возможно и "выравнивание" функции распределения, то-есть компенсация выбывающих из разряда электронов вследствие резонансного взаимодействия с $N_2$ и CO.

В заключение отметим, что добавление He к $CO_2$ и к смеси $CO_2$ - $N_2$ не только приводит к увеличению заселения верхнего лазерного уровня, но и к уменьшению заселения нижнего лазерного уровня. Этот факт подтверждается экспериментально обнаруженным уменьшением интенсивности

спонтанного излучения с нижнего лазерного уровня $CO_2$ при добавлении Не к смеси $CO_2$ - $N_2$ [9] .

Таким образом, достаточно обоснованная гипотеза об электронном возбуждении колебательных уровней CO и $N_2$ позволяет с единой точки зрения объяснить большую совокупность экспериментальных фактов о работе ОКГ и $CO_2$.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
16 июля 1966 г.

Литература

[1] C.K.N.Patel. Phys. Rev., 13, 617, 1964.

[2] C.K.N.Patel et al. Appl. Phys. Lett., 7, 290, 1965.

[3] G.Moeller, J.Dane Rigden. Appl. Phys. Lett., 7, 274, 1965.

[4] G.J.Schulz. Phys. Rev., 116,1141, 1959; 125, 229, 1962; 135, A988, 1964.

[5] I.D.Swift. Brit. J.Appl. Phys. 16, 837, 1965.

[6] В.Н.Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. Изд-во АН СССР, 1958.

[7] P.H.Dawson. A.W.Tickner. C.R.Conf. Internat. Phenomens d'Ionization dans les Gas (Paris, SERNA, 1963), 2, p. 79-81.

[8] Энгель. Ионизованные газы. Физматгиз, 1959.

[9] T.F.Deutsch, M.I.Weber. Доклад на VI Международной конференции по квантовой электронике (Апрель 1966 года), IEEE J. of Quantum Electronics, vol. QE-2, 24, 1966.

## Исследования по газодинамическим лазерам с тепловой и электрической накачкой в Оптическом отделении ФИАН

*Е.М.Кудрявцев*

Нашей группе ударных труб (А.П.Дронов, автор, дипломник А.С.Дьяков) с зав. лабораторией Оптики низко-температурной плазмы ФИАНа Н.Н.Соболевым удалось реализовать первый в СССР 10,6-микронный $CO_2$ газодинамический лазер (ГДЛ). Публикация о реализации ГДЛ стала в мировой литературе второй из 4-х первых открытых статей, появившихся в 1970 году. По сравнению с первой работой, выполненной в одной из военных организаций США (AIMES-Center NASA) также с помощью ударной трубы, мы представили результаты не только по генерации, но и по измерениям усиления с помощью зондирующего $CO_2$ лазера. Такие данные много более информативны для выяснения механизма работы ГДЛ. В американской работе содержалась важная для нас подсказка, позволившая быстро получить аналогичный результат и опубликовать его: для получения генерации следовало использовать тройную $CO_2$-$N_2$-He смесь вместо двойной, без гелия. На двойной смеси, как оказалось позже, многие (и мы в том числе) безуспешно старались «дожать» неподдающуюся природу и получить генерацию. Двойная смесь подразумевалась в исходном предложении В.К. Конюхова и А.М.Прохорова, которое было также запатентовано ими.

Вспоминая путь, который привёл нас к этому результату, прежде всего нужно отдать должное Н.Н.Соболеву, который с помощью выпускника МВТУ Е.Т.Антропова сумел создать в лаборатории ОНТП довольно уникальную по тем временам и, как оказалось, весьма полезную для многих физических экспериментов установку – ударную трубу. В ней можно было создавать ударные волны в самых разных газовых смесях, которые нагревают их за короткое время до температур в тысячи и десятки тысяч градусов при высоких давлениях (атмосферы и десятки атмосфер). Для развития ракетной техники («ракетный щит СССР») на этой установке был выполнен целый ряд важных и пионерских исследований. Действительно, сначала в ОНТП была решена (с мировым приоритетом) задача об измерении температуры за падающей и отражённой ударными волнами. Было показано, что результаты расчётов, предсказывающих достижение очень высоких температур за ударными волнами, подтверждаются опытами. Кроме того, значениям температуры, находимым по измеряемой скорости ударной волны, можно верить (ведь скорость ударной волны измерять много проще, чем температуру). Например, мы измеряли её, в числе других, мало известным тогда оптическим шлирен-методом.

Ударные волны, возникающие в атмосфере (Земли или других планет) при сверхзвуковом движении ракеты или спускаемого аппарата, создают вокруг этого тела раскалённую «шубу», которая своим излучением может сильно нагреть его обшивку (и оборвать радиосвязь). Чтобы грамотно бороться с этим излучением, нужно уметь его рассчитывать. Пришлось опытным путём определять силы осцилляторов тех молекул и радикалов, которые обуславливают излучение ударной волны. Эти свойства частиц пока невозможно рассчитать, необходимы прямые измерения, которых, практически, не было в мировой литературе. Надёжные измерения с помощью ударной трубы лаборатории ОНТП были своевременно выполнены для ряда практически важных молекул и радикалов и были использованы «ракетчиками»; по результатам исследований была защищена одна докторская и 4 кандидатских диссертации. Следующей задачей было изучение неравновесных процессов, идущих за ударной волной. Такие исследования велись совместно с МИФИ после того, как мы помогли соорудить там ударную трубу и наладить её работу. В кооперации с ГОИ на ударной трубе ФИАН начали изучаться процессы колебательной релаксации для прояснения механизма работы электроразрядного $CO_2$-лазера, появившегося в 1964 году. Такой лазер был воспроизведён в нашей группе по литературным данным. Была налажена система зондирования газов в ударной трубе лазерным излучением для измерений колебательной релаксации молекул $CO_2$ при разных условиях.

Начиная с 1963 года появились и обсуждались теоретические предложения о новом – тепловом – способе накачки лазеров. Сначала Н.Г.Басов и А.Н.Ораевский заявили о возможности получения отрицательных температур в системе при её нагреве и охлаждении. Затем Хёрл и Хёрцберг (I.R.Hurle, A.Hertzberg, США) сообщили о возможности получить инверсию на электронном переходе с помощью газодинамического охлаждения; ими было описано устройство с целым блоком сопел. Следующим было предложение ФИАНовцев Л.И.Гудзенко, С.С.Филиппова, Л.А.Шелепина об использовании разлёта плазмы для создания инверсии на атомных уровнях. Однако, в этих работах, как показала жизнь, предлагались нереальные рабочие среды.

Дело приняло другой оборот, когда в 1966 году, т.е. через 2 года после осуществлённого Пателом (C.K.N.Patel, США) $CO_2$-$N_2$ электро-разрядного лазера, было опубликовано предложение В.К.Конюхова и А.М.Прохорова о создании инверсной населённости при адиабатическом расширении газовой смеси $CO_2$-$N_2$. В том же году они сделали патентную заявку по лазеру на этой смеси. Своё предложение А.М.Прохоров и В.К.Конюхов докладывали при полном конференц-зале ФИАН на семинаре, где второй доклад был от Н.Г.Басова, А.Н.Ораевского, В.Г.Михайлова, В.А.Щеглова с предложениями по различным вариантам реализации тепловой накачки молекулярных лазеров (на примере молекулы CO) с последующим

быстрым охлаждением. Они предлагали создавать охлаждение с помощью волн разрежения в химической ударной трубе, а также при истечении из сопла и щели. Вскоре после публикации этой работы последовали дальнейшие уточнения расчётов уже для $CO_2$-$N_2$ ГДЛ. Также в эту работу включилась группа ФИАНовских теоретиков из Оптической лаборатории (Л.А.Шелепин, Б.Ф.Гордиец, А.С.Бирюков), с которыми у нас были очень полезные обсуждения.

На дворе стоял 1967 год, всем этим теоретическим работам не хватало знания точных констант молекулярных реакций. Необходимые уточнения констант появились (у нас) позже, когда в работу включились экспериментаторы. В частности, долгое время потребовалось для уяснения того факта, что ГДЛ на смеси $CO_2$-$N_2$ работать не может. В 1969 году руководством лаборатории ОНТП нам даже было отказано в публикации результатов такого «крамольного» эксперимента, не соответствующего многим теоретическим предсказаниям и расчётам. Однако, в том же 1969 году В.К.Конюхов и А.М.Прохоров опубликовали результат с отсутствием усиления на смеси $CO_2$-$N_2$, истекающей из сопла, снабдив его анализом, показавшим, что тем не менее заселённости уровней $CO_2$ в струе явно неравновесны.

Как выяснилось позже, аналогичная ситуация возникала и в США, где в закрытых исследованиях на фирме Avco Everett та же проблема задержала создание мощного $CO_2$ ГДЛ. Взятый Кантровицем, Герри, Леонардом и Вильсоном (A.R.Kantrowitz, E.T.Gerry, D.A.Leonard, J.Wilson) в феврале 1967 года патент на $CO_2$ ГДЛ был засекречен; он устанавливал необходимость добавления в бинарную смесь $CO_2$-$N_2$ третьих компонентов – водяных паров или гелия. Открытая публикация патента произошла через 10 лет, уже в 1977 году.

Тем временем наша группа ударных труб в ФИАНе, вооружившись предложениями Н.Г.Басова и А.Н.Ораевского, начала работу по поиску условий создания отрицательных температур на переходе 10,6 мкм $CO_2$ с помощью нашей установки, которая была оборудована как нельзя кстати зондирующим электроразрядным $CO_2$ лазером. Мы хотели использовать исследованное нами ранее охлаждение $CO_2$-содержащих смесей волнами разрежения, возникающими при взаимодействии отраженной волны с холодной контактной поверхностью. Вскоре мы, действительно, зарегистрировали значительное усиление, хотя оценить точность измерений быстро не смогли. К концу августа 1967 года был опубликован Препринт ФИАН №103, фактически с первым сообщением о получении инверсии на $CO_2$ в устройстве, задуманном как реализация газодинамического лазера. В этом качестве на нашу публикацию ссылались в ряде работ и обзоров того времени. Отражённой волной чистый $CO_2$ нагревался до температур, при которых он наполовину диссоциировал, а затем охлаждался волнами разрежения и

рекомбинировал в присутствии значительного количества водорода, а значит, и воды.

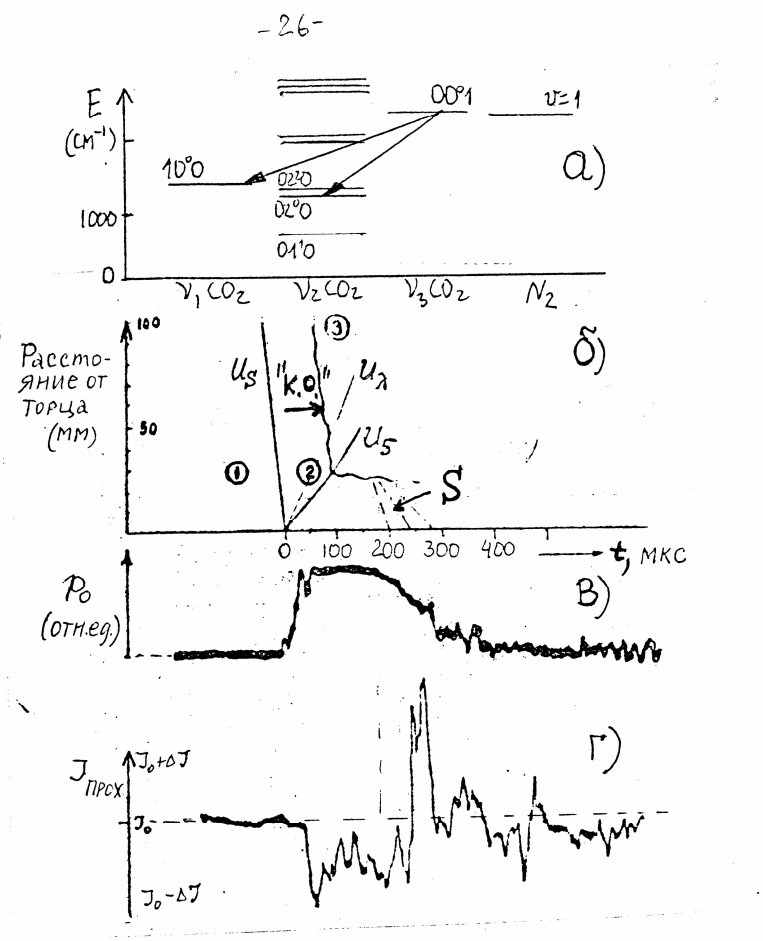



Рис.1.

На рис. 1 из нашего Препринта №103 представлены: а). схема уровней $CO_2$, б). схема процессов в области торца ударной трубы, в). запись давления газа в 15 мм от торца и г). запись изменения интенсивности зондирующего лазера, прошедшего через трубу в 15 мм от торца. На последней осциллограмме хорошо видны области поглощения (отрицательные значения) и усиления луча (положительные значения).

Имея в руках Препринт ФИАН №103 на русском языке, автор в сентябре 1967 г. приехал на стажировку в Корнельский университет (США, г.Итака) и предложил руководителю стажировки проф. С.Бауэру на одной из ударных труб химического факультета провести аналогичное исследование. Согласие было получено, началась работа, но вскоре мне пришлось встречаться с ещё более высоким университетским начальством – проф. Реслером-младшим (E.Resler, jr.), известным специалистом в области газовой динамики. К нему меня послал С.Бауэр, так как требовалось решить финансовый вопрос. Я попросил Реслера командировать меня в Майами на Международную конференцию по квантовой электронике, куда должны были прилететь Н.Г.Басов,

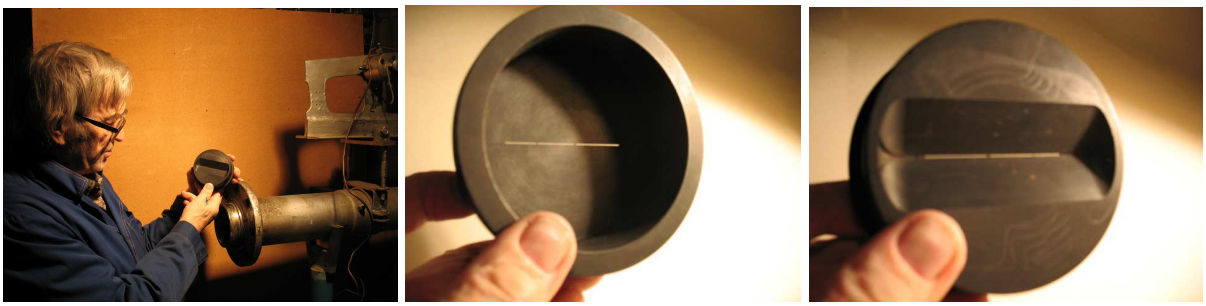
И.И.Собельман и другие наши учёные. «Можете удовлетворить своё любопытство за собственный счёт» – был ответ Реслера, и авиабилет в Майами я покупал за свои только что полученные доллары.

После одного из заседаний меня представили американскому учёному по фамилии Э.Герри. Эдвард Герри заинтересованно расспрашивал меня о том, что опубликовано в Препринте ФИАН №103 и о наших результатах. Как оказалось впоследствии, к этому времени (конец 1967 года) в исследовательской лаборатории компании Avco Everett под руководством проф. Кантровица (как мне объяснили – бывшего одессита по фамилии Канторович) уже преодолели аналогичные трудности с отсутствием генерации на бинарной смеси $CO_2$-$N_2$, подали исправленный патент и работали над созданием мощного $CO_2$ ГДЛ на продуктах горения CO.

Надо сказать, что мои коллеги из Корнельского университета, по-видимому, как и я, ничего не знали о результатах разработок, ведущихся командой Кантровица. Например, ещё год-два после меня там продолжалась работа Джозефа Стригака над диссертацией, в которой он с помощью ударной трубы безуспешно пытался получить инверсию на смеси $CO_2$-$N_2$ за счёт усовершенствования формы сопла.

Во время стажировки автора в Корнельском Университете 1968 году на базе ударной трубы химического факультета была создана установка с чистыми условиями охлаждения только волнами разрежения (без взаимодействия с контактной поверхностью). Зондирующий электро-разрядный $CO_2$ лазер применить для диагностики не удалось. На покупку готового лазера требовалось слишком много денег, хотя и меньшей суммы для закупки его деталей проф. С.Бауэр быстро раздобыть не смог. А когда, наконец, он их достал, кончился срок командировки.

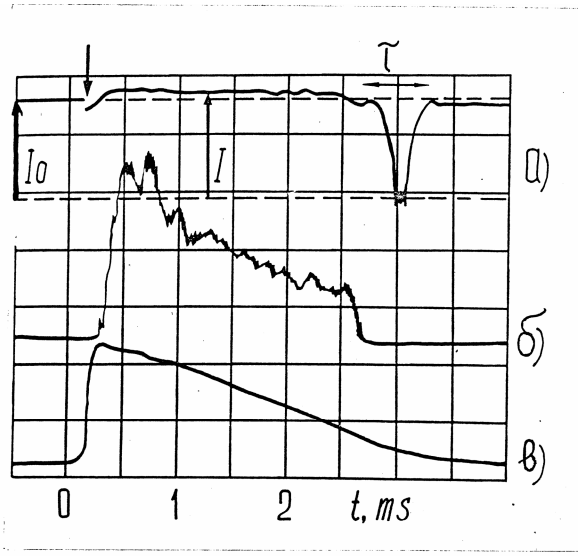
Из результатов опытов в Корнельском Университете было ясно, что для реализации ГДЛ нужно переходить к более быстрому охлаждению рабочей смеси, содержащей $CO_2$. Такую возможность предоставляло истечение газа с расширением в вакуум. Мы остановились на сопле-щели с большим углом раскрыва. Такое решение оказалось правильным.



Автор на фоне ударной трубы (слева), на которой в 1970 г было получено усиление. Сопло-щель – (в центре) вид со стороны падающей ударной волны, размер щели 1,0 × 60 мм (перед опытом заклеивалась фольгой); (справа) вид со стороны вакуумированного ресивера, угол раскрытия сопла около $120^{o}$.

Изготовив сопла-щели нескольких модификаций, группа ударных труб ФИАНа продолжила осенью 1968 года поиски условий получения усиления на переходе 10,6 мкм уже в условиях *истечения в вакуум* рабочих $CO_2$-смесей, нагретых отражённой ударной волной. Для этого пришлось наклеивать на щель фольгу, которая рвалась в результате прихода отражённой ударной волны.

Благодаря такой подготовке, вскоре после появления первого сообщения об исследовании $CO_2$–$N_2$–He-газодинамического лазера, в апреле 1970 г. мы послали в Письма в ЖЭТФ вторую в мире (если считать открытые) работу по реализации 10,6-микронного $CO_2$-ГДЛ на той же смеси: А.П.Дронов, А.С.Дьяков, Е.М.Кудрявцев, Н.Н.Соболев. Письма в ЖЭТФ, т.11, с.516, 1970. Рисунок из этой статьи приведен ниже.




а) запись сигнала зондирующего лазера (длительность фазы усиления более 2 мсек, глубокий минимум на записи соответствует перекрытию луча лазера вертушкой); б) осциллограмма генерации (той же длительности, что и усиление) на переходе 10,6 мкм; в) осциллограмма ИК-излучения сверхзвуковой струи.

Затем появилась статья В.К.Конюхова, И.В.Матросова, А.М.Прохорова, Д.Т.Шалунова, Н.Н.Широкова (Письма в ЖЭТФ, т.12, с.461, 1970) о реализации непрерывного ГДЛ на смеси $CO_2$-$N_2$-$H_2O$. Последними в этом 1970 году вышли две публикации Э.Герри, где были рассекречены результаты по испытанию $CO_2$-ГДЛ как в условиях ударных труб, так и в виде специальной установки на горении CO, дававшей в режиме 10-секундных импульсов мощность в 6 кВт, а также о ещё более мощной, только что запущенной установке на 60 кВт. Ранее, в апреле 1970 г., эти данные сообщались в пленарном докладе Э.Герри, по-видимому, на закрытом заседании Физического общества США.

Сотрудники группы ударных труб лаборатории ОНТП Отделения В ФИАН. Стоят: механик В.Л.Бухтияров, техник Ю.Д.Соляков, мнс А.Ю.Волков, инж. С.Д.Зотов, сидят – Е.М.Кудрявцев, конструктор И.П.Южакова, мнс А.Н.Баранов

**Послесловие**

Чем был обусловлен успех советской науки в создании лазеров?

- В СССР существовала среда высококвалифицированных ученых, которая постоянно подпитывалась исследовательскими кадрами из ВУЗов (МФТИ, МГУ, МИФИ и др.). Только из МФТИ, созданного для подготовки физиков-исследователей, за послевоенные годы пришли в ФИАН сотни выпускников. Лидеры лазерной программы Н.Г.Басов и А.М.Прохоров смогли опереться на школы, соданные в ФИАНе С.И.Вавиловым, Г.С.Ландсбергом, Л.И.Мандельштамом.
- В СССР функционировала система финансирования научных исследований. Правительство реагировало на нужды науки и стимулировало научный прогресс. Для развития лазерных исследований были введены в строй новые мощности: корпуса на территории ФИАН, подразделения ФИАН в г.Троицке с жильем для ученых, Институт спектроскопии, НИИ «Полюс» и другие лазерные НИИ.
- Промышленность СССР была в состоянии обеспечить научные исследования элементной базой и приборами; в СССР существовали производства для создания крупных исследовательских установок, имелись технологии для создания уникальных материалов.

При известных недостатках системы власти тех времен в стране осуществлялась стратегически взвешенная программа научного и технического развития. Лазерные исследования были частью этой программы.

А.В.Масалов

Подписано в печать 6.04.2010 г.
Формат 70×100/16. Заказ №16. Тираж 150 экз. П.л. 6,5

Отпечатано в РИИС ФИАН
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. (499) 7833640