

*К 50-летию создания лазера*

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**К 50-летию создания лазера**

*Совместное заседание научной сессии*

*Отделения физических наук Российской академии наук  
и учёных советов Физического института им. П.Н. Лебедева  
и Института общей физики им. А.М. Прохорова  
Российской академии наук, 21 апреля 2010 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201101i.0093

21 апреля 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялось совместное заседание научной сессии Отделения физических наук РАН и учёных советов Физического института им. П.Н. Лебедева и Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, посвящённое 50-летию создания лазера.

PACS numbers: 01.65.+g, 42.55.-f, 42.60.-v  
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201101j.0093

**Отделение оптики ФИАНа:  
первые работы по созданию лазеров**

А.В. Масалов

**1. Введение**

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 ещё не имел распространения. Многие хотели ответить на вызов природы, осуществить инверсию населённостей в среде и продемонстрировать усиление света в оптическом диапазоне длин волн. При этом естественное для исследователей желание быть первым всячески ускоряло проведение таких попыток. И сегодня "вирус первенства" является мощным рычагом познания природы. В представленном докладе обсуждаются пионерские работы по созданию лазеров, выполненные сотрудниками лабораторий оптического направления ФИАНа. Хотя к этим работам применима характеристика "первые", в них ценно, в первую очередь, то влияние, которое они оказали на дальнейшее развитие физики лазеров и лазерной техники<sup>1</sup>.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Алфёров Ж.И.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Полупроводниковые лазеры на гетероструктурах*.
2. **Багаев С.Н.** (Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск). *Спектры сверхвысокого разрешения и их фундаментальное применение*.
3. **Масалов А.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Отделение оптики ФИАН: первые работы по созданию лазеров*.
4. **Гарнов С.В., Щербаков И.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Лазерные источники мегавольтных терагерцевых импульсов*.
5. **Сергеев А.М., Хазанов Е.А.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). *Структурные функции развитой турбулентности*.
6. **Попов Ю.М.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Об истории создания полупроводниковых лазеров*.
7. **Маненков А.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Самофокусировка лазерных пучков: современное состояние и перспективы*.

Статьи, написанные на основе докладов 3, 4, 6 и 7, публикуются ниже. Расширенное содержание доклада 5, представленное в виде обзора, публикуется в этом номере УФН на с. 9.

<sup>1</sup> "Вирусом первенства" заражены многие исследователи, примеры может указать каждый. Однако среди выдающихся учёных есть и такие, которых "вирус первенства" не затронул. 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 идёт 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 заражённой "вирусом первенства", — Михаил Дмитриевич Галанин.

А.В. Масалов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ. E-mail: masalov@lebedev.ru

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

УТВЕРДЛАО.

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

О Т Ч Е Т  
по теме "ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ,  
УСИЛЕНИЯ И ИНДИКАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ".

Руководитель работы  
доктор физ.-мат. наук -

*Н. Г. Басов* (Н. Г. Басов)

Ответственные исполнители:

Профессор П.А. Бахулин  
Член-корр. АН СССР Б.И. Вул  
Профессор В.Л. Левин  
Доктор технич. наук А.Б. Фрадков  
Доктор физ.-мат. наук М.Д. Галанин  
Чл.-научн. сотр. Е.И. Заварецкая  
Мл.-научн. сотр. О.Н. Крохин  
Кандидат ф.-м.н. А.М. Леонтьевич  
Кандидат ф.-м.н. В.И. Малышев  
Кандидат ф.-м.н. Б.Д. Осипов  
Кандидат ф.-м.н. Ю.И. Попов  
Кандидат ф.-м.н. С.Г. Раутиан  
Кандидат ф.-м.н. И.И. Скобельцын  
Кандидат ф.-м.н. В.Ф. Тунцкая.

*П.А. Бахулин  
Б.И. Вул  
В.Л. Левин  
А.Б. Фрадков  
М.Д. Галанин  
Е.И. Заварецкая  
О.Н. Крохин  
А.М. Леонтьевич  
В.И. Малышев  
Б.Д. Осипов  
Ю.И. Попов  
С.Г. Раутиан  
И.И. Скобельцын  
В.Ф. Тунцкая*

Москва, 1961 г.

Титульная страница отчёта 1961 г.

В начале 1959 г. Николай Геннадиевич Басов организовал в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН) работу по теме "Фотон", направление исследований которой сформулировано в её заглавии

"Применение квантовых систем для генерации, усиления и индикации оптического излучения". Н.Г. Басов обеспечил государственную поддержку этих работ, которая выразилась в соответствующем Постановлении прави-

тельства в апреле 1960 г. В то время у Н.Г. Басова и его коллег уже имелись идеи по созданию полупроводниковых лазеров. Тема "Фотон" расширила круг поисков сред для оптических квантовых генераторов (ОКГ), включив в число таких сред люминесцентные кристаллы и газы. Для участия в работе были привлечены опытные сотрудники — "оптики", которых мы сегодня знаем как ярких исследователей и выдающихся учёных, внёсших существенный вклад в науку. На приведённой фотографии показана титульная страница отчёта, написанного в конце 1961 г., с перечнем ответственных исполнителей темы. Там мы находим и фамилии "оптиков": П.А. Бажулин, В.Л. Левшин, М.Д. Галанин, А.М. Леонович, В.И. Малышев, С.Г. Раутиан, И.И. Собельман, В.Ф. Тунецкая — это более половины списка.

Сотрудники лабораторий оптического направления ФИАНа выполнили ряд пионерских работ по созданию лазеров. В данной статье перечислены некоторые из этих приоритетных достижений, к которым применимы слова либо "первое в мире", либо "первое в СССР".

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

## 2. Лазер на рубине

Первая советская публикация о реализации рубинового лазера и свойствах его излучения принадлежит М.Д. Галанину и его коллегам А.М. Леоновичу и З.А. Чижиковой [1]. Статья послана в печать 18 мая 1962 г. По словам исполнителей, собственно рубиновый лазер заработал в лаборатории в сентябре 1961 г. В то время рубиновый лазер уже был создан в США. Первая публикация [2] об усилении света, принадлежащая Мейману, вышла в *Nature* в 1960 г. В том же году Мейманом был реализован режим генерации [3]. По горячим следам рубиновый лазер был запущен Шавловым (также в США) [4]. Таким образом, о публикации работы М.Д. Галанина с коллегами можно говорить как о первой в СССР. Имеются неподтверждённые сведения о создании рубинового лазера в Государственном оптическом институте (ГОИ) Л.Д. Хазовым в середине 1961 г. К сожалению, документальных свидетельств об этом найти не удалось<sup>2</sup>.

Создание советского рубинового лазера потребовало от "ростовиков" изготовления образцов рубина нестандартного качества. Часовая промышленность того времени употребляла кристаллы рубина с концентрацией хрома 2,5 %, и такие кристаллы были доступны, однако для осуществления генерации требовались образцы с пониженной концентрацией хрома и больших размеров. Такие кристаллы были выращены специально для проекта сотрудниками Особого конструкторского бюро (ОКБ-311) А.С. Бебчуком и Ю.Н. Соловьевой. Особой заботы требовало обеспечение оптической однородности кристаллов. Довольно удачно сложилась ситуация с лампами-вспышками для накачки рубиновых элементов. Такие лампы производились для бортовых самолётных маяков, используемых приочных полётах. Зеркала первых лазеров были серебряными и напылялись прямо на полированные торцы рубинового стержня в вакуумной установке. Такие установки кустарного

изготовления имелись в ФИАНе, но требовали при работе с ними определённого 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. Леоновича и З.А. Чижиковой — вскоре после запуска лазера на советских кристаллах к ним в руки попал американский образец лазерного рубина. На нём тоже была получена генерация.

Международная научная общественность была непосредственно ознакомлена с советскими достижениями по рубиновому лазеру на III Международной конференции по квантовой электронике в Париже в 1963 г. [5]. Текст доклада, опубликованный в трудах конференции, является примером глубины и полноты исследований, выполненных с излучением лазера (этот текст приведён в приложении I к статье А.М. Леоновича и З.А. Чижиковой в данном номере (с. 82)).

В истории создания рубинового лазера примечательно то, что рубин — кристалл корунда с хромом — ещё за несколько лет до успеха попал в поле зрения как американских, так и советских исследователей именно в качестве наиболее привлекательного кандидата для осуществления генерации. Об этом мы можем прочитать как в отчёте по теме "Фотон", так и в воспоминаниях Н.Г. Басова, опубликованных в книге [6]. Опыт и интуиция не подвели первоходцев.

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

## 3. Фотодиссоционный лазер

Вторым примером пионерских работ по лазерам следует назвать выдвижение идеи и создание оптического квантового генератора с фотодиссоционным принципом получения инверсии. Предложение использовать фотодиссоционный механизм для осуществления лазерной генерации принадлежит С.Г. Раутиану и И.И. Собельману [7]. Предполагалось, что в процессе диссоциации молекул коротковолновым излучением один из продуктов распада окажется преимущественно в возбуждённом состоянии. 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 отчёте ФИАНа 1961 г. В последовавших экспериментальных поисках сотрудники группы В.И. Малышева обратились к молекулам NaI и Tl, которые в результате диссоциации довольно ярко светились; это были линии излучения натрия (жёлтая) и таллия (зелёная). Однако первая лазерная генерация на принципе фотодиссоциации была получена Каспером и Пиментелем (США) на молекулах CF<sub>3</sub>I и CH<sub>3</sub>I в конце 1964 г. [8]. Каспер и Пиментель "наткнулись" на высокую яркость излучения в экспериментах по анализу инфракрасных спектров испускания этих сред в процессе диссоциации ультрафиолетовым излучением — излучал атомарный йод на длине волн 1,315 мкм. "Подсказка" американцев позволила сотрудникам группы В.И. Ма-

<sup>2</sup> См. архивные материалы ГОИ, впервые публикуемые в этом номере УФН, с. 79. (Примеч. ред.)

лышева реализовать фотодиссоционный лазер в считанные месяцы. Это была первая работа в нашей стране по лазерам с фотодиссоционным механизмом накачки среды [9]. Данный эксперимент открыл направление исследований различных вариантов фотодиссоционных юдных лазеров в нашей стране, в том числе и со взрывной накачкой (см. статью В.С. Зуева [10]).

#### 4. Ультракороткие лазерные импульсы

В качестве важного достижения в области создания лазеров следует отметить работы В.И. Малышева с сотрудниками, лежавшие у истоков создания лазеров, генерирующих импульсы ультракороткой длительности. Речь идёт о реализации и исследовании режима самосинхронизации лазерных мод.

Здесь следует напомнить, что с момента начала работы первого рубинового лазера стало очевидным, что импульсные твердотельные лазеры, как правило, генерируют нерегулярные последовательности "пичков" — пиков свободной генерации — на протяжении нескольких 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 несколько наносекунд или десятков наносекунд. Лазеры с модулированной добротностью сулили повышение интенсивности излучения на несколько порядков, и разработка средств модуляции добротности пошла полным ходом. Первые модуляторы представляли собой электрооптические затворы, которые требовали многокиловольтного импульсного питания. Для модуляции добротности стали использовать также врачающуюся отражательную призму (частота вращения — несколько десятков килогерц). Н.Г. Басов предложил В.И. Малышеву разработать совместно с химиками модулятор добротности в виде раствора просветляющегося красителя. В.И. Малышев привлёк к работе сотрудников оптической лаборатории ФИАН А.С. Маркина и В.С. Петрова. К 1966 г. такие затворы были созданы в оптической лаборатории ФИАН в сотрудничестве с химиками Научно-исследовательского института химико-фотографической промышленности (НИИХИМФОТО) И.И. Левкоевым и А.Ф. Вомпе [11]. Затвор представлял собой компактную стеклянную кювету с раствором красителя, которая устанавливалась в лазерный резонатор и не требовала управления. Здесь исключительно уместным оказался опыт химиков по созданию сред, затемняющихся под действием мощного излучения (в первую очередь, от вспышки взрыва ядерной бомбы). 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 с пикосекундной длительностью. Интенсивность излучения в максимуме пикосекундного импульса увеличивалась ещё на несколько порядков по сравнению с интенсивностью обычного "гигантского" импульса. О реализации режима самосинхронизации мод в 1966 г. впервые сообщили американские исследователи [12]. В.И. Малышев и А.С. Маркин были настолько близки к самостоятельному обнаружению этого режима, что сразу выполнили исследовательскую работу на эту тему [13] и послали её в печать в сентябре 1966 г. В работе принимала участие Татьяна Ивановна Кузнецова, которая обеспечила тео-

ретическую проработку вопроса и впоследствии выполнила немало теоретических исследований по ультракоротким световым импульсам. Таким образом, указанная работа оказалась первой в нашей стране публикацией по реализации режима самосинхронизации мод в лазере. Разработанный для этих целей краситель № 3955 (из ряда полиметиновых) для неодимового лазера, который из рук В.И. Малышева распространился по многим лабораториям, позволил выполнить немало 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.

#### 5. Лазер на парах меди

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. Петраш с сотрудниками. В поле зрения группы попал лазер на парах меди. Лазер на парах меди с весьма привлекательными энергетическими характеристиками излучения был создан Уолтером [14] (США) в 1967 г. Недостатком этого лазера являлась необходимость внешнего разогрева активной среды 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 достичнуть средней мощности 15 Вт (на двух линиях — жёлтой (510,5 нм) и зелёной (578 нм)) при частоте повторения импульсов 20 кГц; пиковая мощность достигала 200 кВт, к.п.д. от выпрямителя ≈ 1 % [15]. В результате энергетические характеристики лазера на парах меди выдвинули его в число "рабочих лошадей" лазерной техники. В процессе дальнейшего совершенствования лазера авторам удалось добиться почти дифракционной расходимости излучения за счёт использования неустойчивого резонатора [16]. Ими также был реализован усилитель яркости на основе саморазогревной трубки с парами меди [17] и создан лазерный проекционный микроскоп с усилителем яркости в качестве основного элемента [18]. Решающий вклад группы Г.Г. Петраша в разработку лазера на парах меди признан во всём мире.

#### 6. Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия

В конце 1960-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 Фёдоровичу Сучкову [19]. В основу предложения А.Ф. Сучкова легло то обстоятельство, что лазерное излучение "бегает" в резонаторе несколько тысяч (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 [20]. 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, для того 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 1980-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.

## 7. Механизм работы CO<sub>2</sub>-лазера

Электроразрядный CO<sub>2</sub>-лазер с момента создания в 1966 г. 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<sub>2</sub>-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 [21] и последовавшей за ней статьи [22]. 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 появления этих статей началась целенаправленная работа по теоретическому описанию CO<sub>2</sub>-лазера, и эксперименты по его совершенствованию получили новый импульс. В частности в русле этих работ был осуществлён пуск первого в СССР газодинамического CO<sub>2</sub>-лазера [23].

## 8. Заключение

Подводя итог представленному материалу, можно заключить, чем был обусловлен успех советской науки в создании лазеров.

• В СССР существовала среда высококвалифицированных учёных, которая постоянно подпитывалась исследовательскими кадрами из вузов (Московский физико-технический институт (МФТИ), Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Московский инженерно-физический институт и др.). Только из МФТИ, созданного для подготовки физиков-исследователей, за послевоенные годы в ФИАН пришло несколько сотен выпускников. Лидеры лазерной программы Н.Г. Басов и А.М. Прохоров смогли опереться на школы, созданные 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 ФИАНа, подразделения ФИАНа в г. Троицке с жильём для учёных, Институт спектроскопии, Научно-исследовательский институт "Полюс" и другие лазерные научно-исследовательские институты.

• 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 времён в стране осуществлялась стратегически взвешенная программа научного и технического развития. Лазерные исследования были частью этой программы.

## Список литературы

- Галанин М Д, Леонтович А М, Чижикова З А *ЖЭТФ* **43** 347 (1962) [Galanin M D, Leontovich A M, Chizikova Z A *Sov. Phys. JETP* **16** 249 (1963)]
- Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
- Maiman T H et al. *Phys. Rev.* **123** 1151 (1961)
- Collins R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **5** 303 (1960)
- Chizikova Z A et al., in *Quantum Electronics: Proc. of the Third Intern. Congress, Paris, 1963* (Eds P Grivet, N Bloembergen) (New York: Columbia Univ. Press, 1964) p. 1483
- Басов Н Г *О квантовой электронике* (М.: Наука, 1987)
- Раутиан С Г, Собельман И И *ЖЭТФ* **41** 2018 (1961) [Rautian S G, Sobelman I I *Sov. Phys. JETP* **14** 1433 (1962)]
- Kasper J V V, Pimentel G C *Appl. Phys. Lett.* **5** 231 (1964)
- Андреева Т Л и др. *ЖЭТФ* **49** 1408 (1965) [Andreeva T L et al. *Sov. Phys. JETP* **22** 969 (1966)]
- Зуев В С *История науки и техники* (4) 69 (2009)
- Мальшев В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **1** (6) 11 (1965) [Malyshev V I et al. *JETP Lett.* **1** 159 (1965)]
- DeMaria A J, Stetser D A, Heupnau H *Appl. Phys. Lett.* **8** 174 (1966)
- Кузнецова Т И, Мальшев В И, Маркин А С *ЖЭТФ* **52** 438 (1967) [Kuznetsova T I, Malyshev V I, Markin A S *Sov. Phys. JETP* **25** 286 (1967)]
- Walter W T *Bull. Am. Phys. Soc.* **12** 90 (1967)
- Исаев А А, Казарян М А, Петраш Г Г *Письма в ЖЭТФ* **16** 40 (1972) [Isaev A A, Kazaryan M A, Petrasch G G *JETP Lett.* **16** 27 (1972)]
- Земсков К И и др. *Квантовая электроника* **1** 863 (1974) [Zemskov K I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 474 (1974)]
- Земсков К И, Казарян М А, Петраш Г Г, в сб. *Оптические системы с усилителями яркости* (Труды ФИАН, Т. 206, Отв. ред. Г Г Петраш) (М.: Наука, 1991)
- Земсков К И и др. *Квантовая электроника* **1** 14 (1974) [Zemskov K I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 5 (1974)]
- Сучков А Ф, Препринт № 126 (М.: ФИАН, 1970)
- Пахомычева Л А и др. *Письма в ЖЭТФ* **12** 60 (1970) [Pakhomycheva L A et al. *JETP Lett.* **12** 43 (1970)]
- Соболев Н Н, Соковиков В В *Письма в ЖЭТФ* **4** 303 (1966) [Sobolev N N, Sokovikov V V *JETP Lett.* **4** 204 (1966)]
- Соболев Н Н, Соковиков В В *Письма в ЖЭТФ* **5** 122 (1967) [Sobolev N N, Sokovikov V V *JETP Lett.* **5** 99 (1967)]
- Дронов А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **11** 516 (1970) [Dronov A P et al. *JETP Lett.* **11** 353 (1970)]

PACS numbers: 42.50.-p, 42.65.-k, 42.72.Ai  
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201101k.0097

## Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов

С.В. Гарнов, И.А. Щербаков

### 1. Введение

Создание источников терагерцевого (ТГц) электромагнитного излучения связано с активно развивающимися в последнее десятилетие новыми методами и направлениями фундаментальных исследований в физике, химии,

**С.В. Гарнов, И.А. Щербаков.** Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ  
E-mail: garnov@kapella.gpi.ru

биологии и медицине, а также в различных прикладных областях исследований, в том числе связанных с новыми промышленными технологиями и проблемами обеспечения безопасности (см. книгу [1] и ссылки к ней).

ТГц-излучение открывает новые пути и предоставляет новые уникальные возможности изучения свойств и строения веществ и объектов в ранее практически недоступном спектрально-временном диапазоне. Регистрация зондирующих ТГц-импульсов, прошедших через объект либо отражённых объектом, и их последующий амплитудно-временной и спектральный анализ позволяют получать данные о параметрах объектов и свойствах веществ в терагерцевой области, а также о протекающих в них процессах с высоким (пико- и субпикосекундным) временным разрешением. ТГц-импульсы находят, наряду с их использованием в фундаментальных исследованиях, практическое применение и в различных прикладных областях. Так, в последние годы был предложен ряд технических решений по использованию терагерцевого излучения для микроволновой локации и позиционирования малоразмерных объектов, для регистрации микроволновых изображений "скрытых" объектов, анализа лекарственных препаратов, обнаружения взрывчатых веществ и наркотиков и др. [1].

Согласно принятой в настоящее время классификации, излучение терагерцевого диапазона ( $1 \text{ ТГц} = 10^{12} \text{ Гц}$ ) лежит в диапазоне длин волн от нескольких миллиметров до нескольких десятков микрометров (от нескольких сотен ГГц до нескольких десятков ТГц). В этом достаточно широком и информативном спектральном диапазоне успешно проводятся фундаментальные и прикладные работы по изучению свойств разнообразных объектов и веществ (включая твёрдые тела, жидкости, газы, биообъекты и т.п.), исследованию методов генерации, распространения и регистрации ТГц-излучения, а также по созданию новых ТГц-источников, систем ТГц-видения и локации. Эти исследования проводятся в ведущих университетах и научно-исследовательских центрах США, странах Евросоюза, Китае, Японии. В России эти работы проводятся, в том числе, в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова, Институте прикладной физики РАН, Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Институте физики микроструктур РАН, Институте спектроскопии РАН, институтах СО РАН, Санкт-Петербургском государственном университете информационных технологий механики и оптики.

Исследования по ТГц-тематике стали особенно активно развиваться с конца 1990-х – начала 2000-х годов, что было связано с созданием новых, главным образом лазерных, методов генерации импульсного и непрерывного ТГц-излучения, позволяющих на практике реализовать эффективные, компактные приборы и устройства.

За прошедшие годы было разработано и предложено несколько методов лазерной генерации электромагнитных импульсов терагерцевого (микро- и миллиметрового) диапазона длин волн. К числу таких методов относится:

— использование в качестве эмиттеров излучения сверхбыстрых оптоэлектронных полупроводниковых коммутаторов токов и напряжений (терагерцевых антенн, или так называемых останововских ключей, впервые предложенных Д. Остоном ещё в 1970-х годах [2]);

— использование явления оптического выпрямления (открытого М. Бассом и П. Франкеном [3] в 1962 г.) и генерации разностной частоты сверхкоротких (пико- и фемтосекундных) лазерных импульсов в нелинейных оптических средах;

— использование явления пространственного разделения зарядов с противоположным знаком (электронов и дырок), возникающего при оптическом возбуждении полупроводников пико- и фемтосекундными лазерными импульсами и сопровождающегося быстрым диффузионным дрейфом носителей тока в тонком приповерхностном слое материала;

— использование квантово-каскадных лазеров, и лазеров, одновременно генерирующих двухволновое излучение (лазеры на оксидах углерода, твердотельные лазеры с широкой полосой усиления).

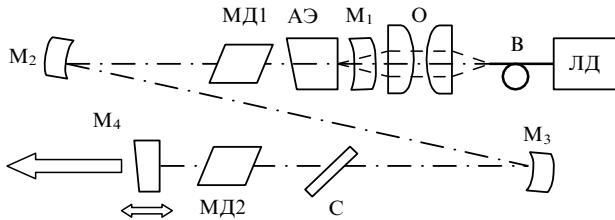
В последнее время в литературе стали широко обсуждаться возможности получения высокоинтенсивных (с электрическими полями амплитудой более чем  $10^6 \text{ В см}^{-1}$ ) ультракоротких (пико- и субпикосекундных) терагерцевых импульсов и их применение в исследованиях различного рода нелинейных процессов и явлений в физике, химии и биологии, а также в прикладных областях [1]. Одним из быстроразвивающихся методов генерации терагерцевого излучения в широком диапазоне частот (от нескольких сотен ГГц до нескольких десятков ТГц) является использование процессов нелинейного взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с газообразными средами (формирование различного рода лазерно-плазменных образований, например протяжённых плазменных каналов — так называемых филаментов [1]), а также процессов их взаимодействия с нелинейно-оптическими кристаллами — генерация ТГц-импульсов в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{ZnTe}$ ,  $\text{GaAs}$ ,  $\text{GaP}$ ,  $\text{GaSe}$  [1]. Другой перспективный метод генерации ТГц-волны основан на создании новых твердотельных двухчастотных лазеров с последующим преобразованием их разностной частоты в ТГц-излучение в нелинейных кристаллах или оптоэлектронных эмиттерах.

Оба этих метода генерации импульсного электромагнитного излучения ультракороткой, пикосекундной длительности активно развиваются в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН (ИОФ РАН).

## 2. Терагерцевые источники на основе двухчастотных лазеров

В основе работ, проводимых в ИОФ РАН, по созданию новых источников терагерцевого излучения лежит принцип получения двухчастотной генерации в твердотельном лазере с диодной накачкой на новых, созданных в ИОФ РАН, высокоэффективных активных кристаллических средах с широкими линиями общего контура усиления (гадолиниевый, иттриевый и смешанные ванадаты:  $\text{Nd:GdVO}_4$ ,  $\text{Nd:YVO}_4$ ,  $\text{Nd:Gd}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{VO}_4$ ) и последующего преобразования лазерного излучения в терагерцевый спектральный диапазон методами генерации разностной частоты в нелинейных кристаллах  $\text{GaP}$  и  $\text{GaSe}$  [4,5].

Одновременная двухчастотная лазерная генерация реализуется в одной и той же активной среде, обладающей широкой полосой общего контура усиления (до 5 нм в области 1 мкм), помещённой в селективный резонатор твердотельного лазера с диодной накачкой. Такой под-



**Рис. 1.** Схема пикосекундного  $Nd^{3+}:GdVO_4$ -лазера с одновременной модуляцией добротности и активной синхронизацией мод.  $ЛД$  — диодный источник накачки;  $B$  — волокно (200 мкм);  $O$  — объектив;  $M_1$ — $M_4$  — зеркала резонатора;  $AЭ$  — активный элемент,  $C$  — спектральный селектор (интерферометр Фабри–Перро или фильтр Лио);  $МД1$  — акустооптический модулятор для модуляции добротности,  $МД2$  — акустооптический модулятор для синхронизации мод.

ход не требует дополнительного совмещения двух лазерных пучков и временной синхронизации работы двух независимых лазеров. Двухчастотная генерация получена нами в непрерывном режиме, в режиме модуляции добротности (наносекундный диапазон) и режиме синхронизации мод (пикосекундный диапазон).

Для получения максимальной пиковой мощности излучения твердотельного двухчастотного лазера, а следовательно, и максимальной мощности генерируемого терагерцевого излучения в ИОФ РАН был разработан пикосекундный  $Nd^{3+}:GdVO_4$ -лазер с продольной диодной накачкой активной среды, работающий в комбинированном режиме — с одновременной модуляцией добротности и активной синхронизацией мод. Такой режим работы лазера позволяет почти на два порядка увеличить пиковую мощность выходного излучения, по сравнению с таковой пикосекундного лазера, работающего только с активной акустооптической синхронизацией мод. Оптическая схема лазера представлена на рис. 1.

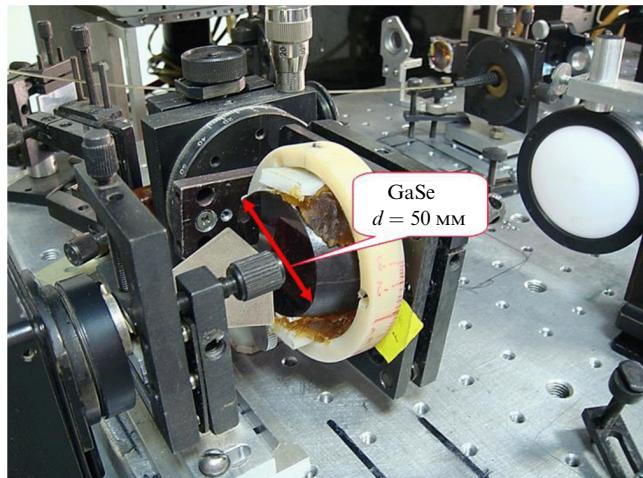
Лазерный кристалл  $Nd:GdVO_4$  (0,5 ат. %) размерами  $4 \times 4 \times 6$  мм был вырезан вдоль оси  $c$ . Накачка активного элемента осуществлялась линейкой лазерных диодов LIMO30-F200-DL808 с волоконным выводом излучения с максимальной мощностью до 25 Вт на длине волны 808 нм. Фокусирование излучения накачки осуществлялось системой объективов, которые позволяли получать диаметр пятна перетяжки в кристалле от 150 до 400 мкм. В экспериментах была использована схема Z-образного резонатора, образованного четырьмя зеркалами  $M_1$ — $M_4$ . Ирисовая диафрагма, размещенная внутри резонатора, обеспечивала работу лазера в режиме генерации основной  $TEM_{00}$ -моды.

Для активной модуляции добротности лазера использовался акустооптический модулятор (МЛ-321), управляемый высокочастотным генератором синусоидальных напряжений с максимальной мощностью 30 Вт.

Для синхронизации мод применялся акустооптический модулятор (МЛ-202) мощностью 8 Вт, частота модуляции которого составляла 70 МГц, что соответствовало частоте следования лазерных импульсов 140 МГц.

Длительность импульсов излучения измерялась с помощью электронно-оптической камеры с разрешением 0,7 пс.

Для получения двухчастотного излучения в резонатор помещались спектрально-селектирующие элементы



**Рис. 2.** Модуль терагерцевого преобразователя на основе кристалла  $GaSe$  с диаметром 50 мм, предназначенного для работы в составе мощного двухчастотного лазера, создаваемого в ИОФ РАН.

(эталоны Фабри–Перо) — плоскопараллельные пластинки из кристалла YAG толщиной 120 и 83 мкм. Такие селекторы позволили получать двухчастотное излучение с расстояниями между длинами волн соответственно 2,3 нм и 3,8 нм, что, в свою очередь, соответствовало генерируемому терагерцевому излучению с частотами 0,56 ТГц и 0,92 ТГц.

Данная лазерная система обеспечивала стабильную двухчастотную генерацию пучков пикосекундных импульсов длительностью 80–120 нс, содержащих 15–20 отдельных пикосекундных импульсов длительностью 30–40 пс, следующих друг за другом с частотой 140 МГц. Средняя мощность выходного излучения при частоте следования пучков 10 кГц достигала 350 мВт. Разработанная система имела стабильные параметры излучения, которые не изменялись в течение нескольких часов непрерывной работы, и была использована для эффективного нелинейного преобразования лазерного излучения в терагерцевый диапазон длин волн в кристаллах  $GaSe$ . При этом выходная мощность ТГц-излучения достигала нескольких микроватт, а энергия ТГц-гребёнки — нескольких десятых наноджоуля. Конечно, столь малые энергии ТГц-импульсов сами по себе ещё не обеспечивают достижения заявленных электрических полей мегавольтного уровня. Поэтому созданный двухчастотный лазер следует рассматривать в качестве задающего генератора мощной лазерной системы с энергией более чем в несколько сотен миллиджоулей с последующим преобразованием его высокоинтенсивного выходного излучения в ТГц-диапазон с использованием широкоапертурных нелинейных кристаллов  $GaSe$ . На рисунке 2 приведена фотография такого кристалла диаметром 50 мм, предназначенного для работы в составе мощного двухчастотного лазера, создаваемого сейчас в ИОФ РАН.

### 3. Терагерцевые источники на основе фемтосекундных лазеров

Несмотря на многолетнее успешное использование фемтосекундных лазеров для генерации терагерцевого излучения, созданные на их основе (в том числе, коммерчески доступные) источники ТГц-импульсов, как правило,

имеют низкую выходную мощность и пиковую интенсивность генерируемого излучения. Типичные значения энергии генерируемых ТГц-импульсов лежат в диапазоне от пико- до наноджоулей, средней мощности — отnano- до микроватт, напряжённости электромагнитного поля — от нескольких единиц до нескольких десятков  $\text{kV cm}^{-1}$ . Лишь на уникальных источниках ТГц-излучения, использующих принципиально другие методы генерации (например, лазеры на свободных электронах в Институте ядерной физики СО РАН (г. Новосибирск), в Лазерном центре Стэнфордского университета (Stanford Picosecond Free Electron Laser Center) (США), в Институте физики плазмы (FOM-Institute for Plasma Physics) (Нидерланды) и др.) удается получить уровни средней мощности до нескольких десятков ватт и достичь амплитуд напряжённости электромагнитного поля в несколько сотен  $\text{kV cm}^{-1}$ . Так, ТГц-импульсы с наиболее высокой энергией (несколько десятков микроджоулей) и пиковой мощностью (до 100 МВт) были получены в результате генерации переходного излучения релятивистских электронных пучков пикосекундной длительности в Брукхейвенской национальной лаборатории (Brookhaven National Laboratory) в США. Отметим, что уникальность таких установок (гигантские размеры и высокая стоимость эксплуатации) существенно ограничивают возможность их широкого применения. Что касается рассматриваемых лазерных фемтосекундных источников, то вплоть до недавнего времени рекордно высокими значениями, например, энергии ТГц-импульсов считались величины в несколько десятков нДж, а генерируемых полей — в несколько десятков  $\text{kV cm}^{-1}$ .

Низкая энергия и пиковая мощность фемтосекундных ТГц-источников существенно ограничивает их практическое применение. Так, например, при распространении в атмосфере ТГц-излучение в значительной степени ослабляется в результате поглощения парами воды, что ограничивает его практическое использование в системах локации объектов, расположенных на расстояниях, превышающих несколько десятков метров. Даже в окнах прозрачности (200–300 ГГц) ослабление достигает нескольких десятков  $\text{dB km}^{-1}$  и, как следствие, существующие приёмники ТГц-излучения не могут обеспечить надёжной регистрации сигналов даже на таких небольших расстояниях.

Однако в последние годы ситуация коренным образом изменилась, благодаря успешной разработке и реализации нового метода генерации ТГц-излучения, основанного на оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в стехиометрических кристаллах  $\text{MgO}: \text{LiNbO}_3$  с поперечной групповой задержкой — предварительно сформированным наклонным фронтом интенсивности ("optical rectification of femtosecond pulses with tilted wave front"), впервые предложенного в 2002 г. венгерским физиком Я. Хеблингом (J. Hebling) совместно с коллегами из Института исследований твёрдого тела им. Макса Планка (MPI for Solid State Researches) в Штутгарте [6]. Так, в 2007 г. учёным из Массачусетского технологического института (MIT) удалось достичь рекордно высоких значений энергетических параметров ТГц-импульсов. С помощью фемтосекундных лазерных импульсов с энергией 20 мДж исследователями из MIT были получены сверхкороткие ТГц-импульсы с энергией до 10 мкДж и пиковой мощностью 5 МВт [7]. Таким образом, было продемонстрировано, что использование

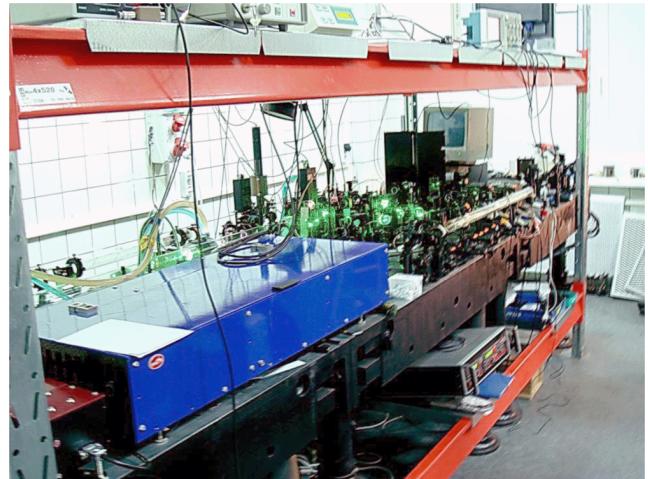
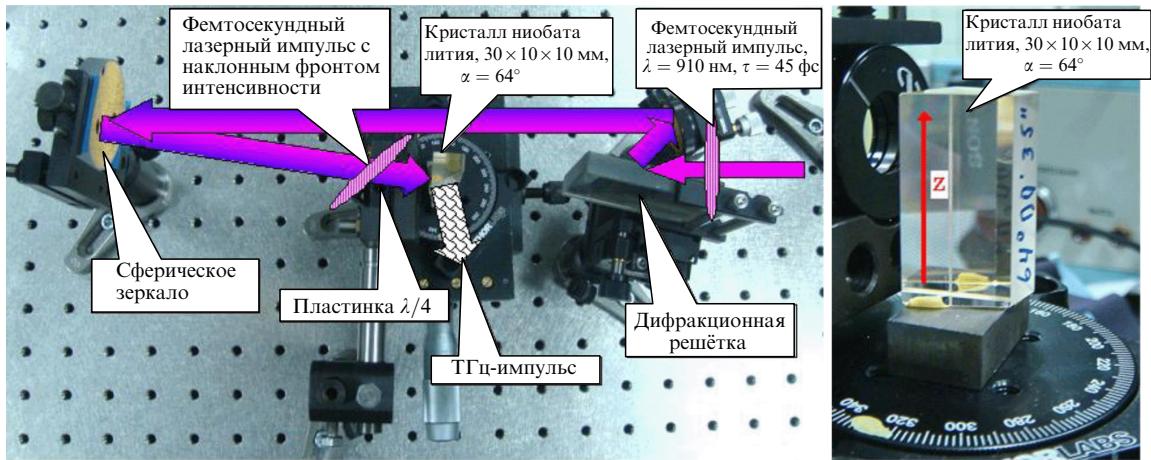


Рис. 3. Тераваттный параметрический лазерный комплекс ТЕРАФЕМ.

фемтосекундных лазеров позволяет генерировать импульсное ТГц-излучение с пиковой мощностью, превышающей пиковую мощность ТГц-излучения от синхротронных источников и лазеров на свободных электронах. Иными словами, метод оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов с поперечной групповой задержкой в кристалле  $\text{MgO}: \text{LiNbO}_3$  позволяет получить рекордно высокую на сегодня эффективность преобразования энергии фемтосекундных лазерных импульсов в энергию ТГц-излучения. (В частности, эффективность преобразования данного метода более чем на несколько порядков величины превышает эффективность преобразования в кристаллах  $\text{ZnTe}$ , которые сегодня используются в подавляющем большинстве источников ТГц-излучения, основанных на оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов.)

Фемтосекундные лазерные импульсы с наклонным фронтом интенсивности необходимы для выполнения условия их фазового синхронизма с генерируемым терагерцевым излучением. Поскольку в кристалле ниобата лития для используемого фемтосекундного лазерного излучения (например титан-сапфирового лазера) не реализуется коллинеарный синхронизм взаимодействия, авторами [6] было предложено использовать неколлинеарный синхронизм — условие равенства фазовой скорости генерируемой терагерцевой волны  $V_{\text{THz}}$  и проекции на неё вектора групповой скорости лазерного импульса  $V_{\text{las}} \cos \alpha$ , где  $\alpha$  — угол в кристалле между направлениями распространения лазерного и терагерцевого излучения. Такое соотношение может быть выполнено, в том числе, для лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности, формирование которого легко осуществляется, например, при наклонном падении лазерного излучения на дифракционную решётку [6]. Интересно отметить, что данное соотношение для неколлинеарного синхронизма подобно соотношению для направления распространения черенковского излучения, генерируемого диполем, движущимся в среде со сверхсветовой скоростью, — процесса, впервые теоретически рассмотренного В.Л. Гинзбургом [8] в 1959 г. и впервые экспериментально реализованного лишь спустя 45 лет с начала лазерной эры [9].

В 2009 г. в ИОФ РАН создан основанный на принципе, предложенном в [6], лазерный источник высоко-



**Рис. 4.** Оптическая схема модуля генерации мегавольтных терагерцевых электромагнитных импульсов. Внешний вид кристалла стехиометрического ниобата лития ( $Z$  — направление оси кристалла).

интенсивных ТГц-импульсов, обладающий рекордно высокими в России энергетическими параметрами — импульсной мощностью более 1 МВт и напряжённостью поля более 1 МВ см<sup>-1</sup>. Основу созданного источника составляют тераваттный лазерный комплекс (ТЕРАФЕМ), общий вид которого представлен на рис. 3, и модуль генерации мегавольтных терагерцевых электромагнитных импульсов, оптическая схема которого приведена на рис. 4. Пиковая мощность лазерного комплекса, основанного на принципе параметрического усиления излучения [10], достигает 1 ТВт при длительности импульса 45 фс на центральной длине волны 910 нм. Модуль генерации мегавольтных терагерцевых импульсов основан на принципе оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в широкоапертурных (размерами 30 × 10 × 10 мм) допированных магнием кристаллах стехиометрического ниабата лития ( $MgO:LiNbO_3$ ). При энергии лазерного импульса 30–40 мДж генерируемая модулем энергия ТГц-импульсов достигает величин 2–3 мкДж, что после их фокусирования в пятно диаметром 500 мкм позволяет получить амплитуду электрического поля ТГц-волн, превышающую 10<sup>6</sup> В см<sup>-1</sup>.

Созданная система высокointенсивного терагерцевого излучения предназначена для исследования экстремальных состояний вещества в ТГц-области спектра и решения ряда прикладных задач. При этом лазерная часть комплекса самостоятельно используется для проведения экспериментов по генерации заряженных частиц, генерации рентгеновского излучения и изучения процессов плазмообразования и филаментации лазерного излучения.

#### 4. Методы характеристизации высокointенсивных терагерцевых импульсов

Особое внимание в проведённых работах по созданию импульсных ТГц-источников уделялось методам и средствам измерения их энергетических и временных параметров.

Для регистрации энергетических параметров ТГц-импульсов были разработаны, изготовлены и аттестованы высокочувствительные ( $1,9 \times 10^6$  В Дж<sup>-1</sup>) широкополосные (спектральный диапазон 0,1–3 ТГц) пироэлектрические датчики с линейным динамическим диапазоном

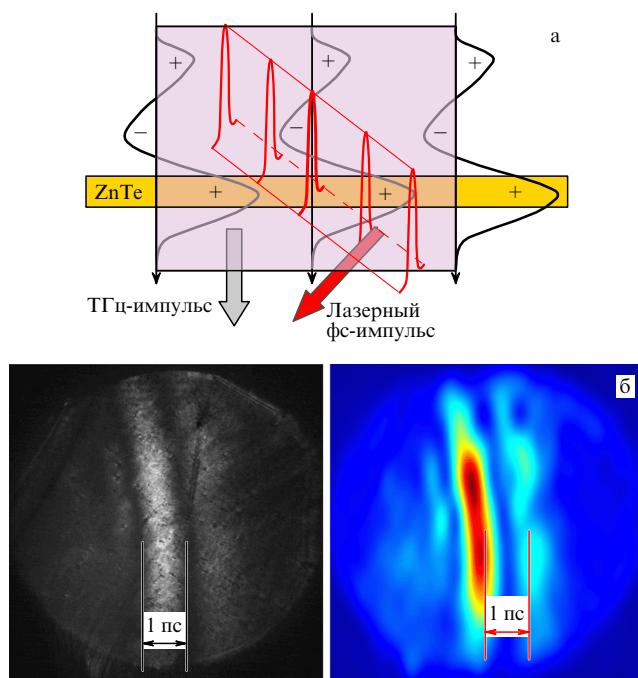


**Рис. 5.** Пироэлектрический измеритель энергии ТГц-импульсов.

**Таблица.** Параметры пироэлектрических измерителей энергии ТГц-импульсов

Параметр	Значение
Спектральный диапазон	0,1–3 ТГц
Чувствительность к одиночным ТГц-импульсам	$S_{\text{имп}} = 1,9 \times 10^6$ В Дж <sup>-1</sup> ( $\pm 15\%$ )
Чувствительность при частоте модуляции 22 Гц и нагрузке 1 МОм	20000 ( $\pm 15\%$ ) В Вт <sup>-1</sup> на частоте 0,14 ТГц 16000 ( $\pm 15\%$ ) В Вт <sup>-1</sup> для широкополосного излучения с полосой частот 0,2–2 ТГц
Динамический диапазон	0,1 мкВт–0,35 мВт
Уровень шума	1,0 мВ

зоном более 10<sup>3</sup> и порогом обнаружения 1 нДж. Внешний вид созданного пироэлектрического измерителя энергии ТГц-импульсов представлен на рис. 5, его параметры приведены в таблице.



**Рис. 6.** (а) Принципиальная схема метода пространственной визуализации ТГц- поля. (б) Зарегистрированные временные профили одиночных ТГц-импульсов.

Для измерения амплитудно-временного профиля ультракоротких ( $\sim 1$  пс) одиночных (частота следования  $\sim 1$  Гц) ТГц-импульсов был выбран и реализован метод пространственной визуализации "изображения" одиночного ТГц-импульса стробирующим одиночным фемтосекундным лазерным импульсом в результате наводимой ТГц-полем оптической анизотропии в электрооптическом кристалле ZnTe [11].

Принципиальная схема метода и результаты измерения временного профиля пикосекундного ТГц-импульса приведены на рис. 6.

## 5. Заключение

В лабораториях ИОФ РАН им. А.М. Прохорова созданы лазерные источники импульсного терагерцевого излучения ультракороткой длительности, позволяющие получать рекордно высокую напряжённость электрического поля — более  $10^6$  В см $^{-1}$ . Достигнутые значения напряжённости терагерцевого поля мегавольтного уровня открывают широкие перспективы для нового направления физики — нелинейной оптики терагерцевых волн, которая начинает активно развиваться в последнее время именно благодаря появлению новых компактных лазерных источников высокointенсивных терагерцевых импульсов. Среди задач решаемых методами нелинейной ТГц-оптики можно выделить, в частности, нелинейные процессы плазмообразования — ионизацию веществ и "оптический" пробой материальных сред; процессы генерации высших гармоник токов и излучения; ускорение заряженных частиц высокointенсивным ТГц-полем; модуляционные и параметрические неустойчивости плазмы в поле терагерцевого излучения и самофокусировку терагерцевых импульсов.

Метод оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивно-

сти в нелинейных кристаллах в принципе позволяет генерировать однопериодные пикосекундные ТГц-импульсы с ещё большей энергией (более 100 мкДж) и амплитудой напряжённости поля вплоть до  $10^9$  В см $^{-1}$ . Такие импульсы можно получать на уже существующих лазерных установках мультитераваттного уровня, в частности на установке "Луч" в Институте лазерно-физических исследований Российской федерального ядерного центра "Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (г. Саров).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность своим коллегам, принявшим активное участие в проведённых исследованиях: А.Г. Степанову (Институт спектроскопии РАН), внесшему значительный вклад на начальном этапе работы, сотрудникам ИОФ РАН В.В. Букину, А.А. Сироткину, А.И. Ритусу и А.И. Загуменному, а также Российскому фонду фундаментальных исследований, Президиуму РАН и Отделению физических наук РАН за материальную поддержку выполненных работ.

## Список литературы

1. Zhang X-C, Xu J *Introduction to THz Wave Photonics* (New York: Springer, 2009)
2. Auston D H, Cheung K P, Smith P R *Appl. Phys. Lett.* **45** 284 (1984)
3. Bass M et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 446 (1962)
4. Власов В И и др. *Квантовая электроника* **37** 938 (2007) [Vlasov V I et al. *Quantum Electron.* **37** 938 (2007)]
5. Sirotkin A A et al. *Laser Phys.* **19** 1083 (2009)
6. Hebling J et al. *Opt. Express* **10** 1161 (2002)
7. Yeh K-L et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 171121 (2007)
8. Гинзбург В Л УФН **69** 537 (1959) [Ginzburg V L Sov. Phys. Usp. **2** 874 (1960)]
9. Stepanov A G, Hebling J, Kuhl J *Appl. Phys. B* **81** 23 (2005)
10. Хазанов Е А, Сергеев А М УФН **178** 1006 (2008) [Khazanov E A, Sergeev A M *Phys. Usp.* **51** 969 (2008)]
11. Shan J et al. *Opt. Lett.* **25** 426 (2000)

PACS numbers: 01.65.+g, 42.55.Px, 42.60.-v

DOI: 10.3367/UFNr.0180.2011011.0102

## История создания инжекционного лазера

Ю.М. Попов

Одним из ярких достижений мировой науки, оказавших большое влияние на технический уровень современного общества, является генерация оптического излучения с использованием полупроводниковых материалов. Идеи и первые работы в этом направлении возникли в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), где созданная по инициативе Н.Г. Басова группа молодых учёных начиная с 1957 г. работала над проблемой создания полупроводникового лазера. Эти работы носили пионерский характер не только в нашей стране, но и в мире, наряду с работами Ч. Таунса и А. Шавлова в США.

Хотя молекулярные генераторы работали на газах, но уже парамагнитные усилители вынужденного излуче-

**Ю.М. Попов.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ. E-mail: yutrop@sci.lebedev.ru

ния использовали кристаллы, что подтверждало возможность получения инверсной заселённости в твёрдых средах. Полупроводники в качестве активной среды привлекли нас высокими значениями коэффициентов поглощения (усиления). Это открывало возможности создания резонаторов малых размеров. В ФИАНе исследование свойств полупроводников в сильных электрических полях занимались в лаборатории физики полупроводников, руководимой Б.М. Вулом. С обсуждением возможной реализации идеи о получении необходимой для усиления света инверсной заселённости в полупроводниках Н.Г. Басов с сотрудниками обратился к Б.М. Вулу и его коллегам. В качестве первого шага Н.Г. Басов, Б.М. Вул и Ю.М. Попов послали авторскую заявку (1958 г.) и опубликовали статью об использовании коротких импульсов тока для лавинного размножения носителей тока из валентной зоны (или с примесей), образующих при мгновенном снятии поля после охлаждения решёткой инверсную заселённость [1]. Работа зарегистрирована Комитетом по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР с приоритетом 7 июля 1958 г. Об этой работе Н.Г. Басов рассказывал на I Конференции по квантовой электронике в США (1959 г.).

Так как для межзонного лавинного размножения в германии и кремнии требовались высокие напряжённости поля, а оптические межзонные переходы были не-прямыми, в экспериментальном плане было решено работать над ионизацией примесей в этих материалах, а для межзонной ионизации использовать полупроводники с узкими запрещёнными зонами и прямыми оптическими переходами. В то время таким наиболее исследованным полупроводником был антимонид индия, который выращивался в Ленинградском физико-техническом институте (ЛФТИ) в лаборатории Д.Н. Наследова, с которой установились дружественные контакты. Группа в лаборатории физики полупроводников ФИАНе занималась наблюдением свечения при рекомбинации электронов, ионизованных с мелкими примесями в германии, группа в лаборатории колебаний — наблюдением излучения при лавинном размножении в антимониде индия. Однако в этих исследованиях, хотя и были получены интересные научные результаты, признаков вынужденного излучения не наблюдалось. Основные трудности были связаны с необходимостью получения импульсов тока с очень короткими фронтами и сложностью работы в инфракрасном диапазоне. Позднее, уже после создания полупроводниковых лазеров другими методами, удалось реализовать инверсную заселённость между уровнями донорных примесей в кремнии при использовании излучения лазера на углекислом газе.

В 1960 г. мы опубликовали в УФН большую статью, содержащую как обзор основных методов и сред для создания лазеров, так и целый ряд оригинальных идей об использовании полупроводников для этих целей [2]. В частности, инверсная заселённость формулировалась в виде условия для неравновесных функций распределения в зонах, а резонатор предлагалось создать за счёт параллельности выходных граней, обладающих у полупроводников достаточным отражением для обратной связи. В начале 1961 г. нами был предложен метод создания инверсной заселённости в полупроводниках быстрыми электронами, а в марте была выдвинута идея и сформулированы основные условия получения инверсной заселённости при инъекции неравновесных носите-

лей тока через р–п-переход вырожденных полупроводников [3]. В результате в начале 1960-х годов основа теории лазеров на полупроводниках была разработана. Подробно остановимся на статье [3], в которой впервые в мире указывалась и обосновывалась возможность создания инжекционного (диодного) полупроводникового лазера (поступила в редакцию ЖЭТФ 18 апреля 1961 г., опубликована в июне 1961 г.). Основные положения статьи [3] следующие.

1. При приложении к р–п-переходу в полупроводнике напряжения в прямом направлении, вследствие уменьшения потенциального барьера, образованного пространственным зарядом в р–п-переходе, вблизи него возрастает концентрация неосновных носителей тока. Максимальная концентрация этих носителей соответствует полному снятию потенциального барьера внешним полем и по порядку величины равна их концентрации в той части кристалла, где они являются основными (мы считаем р–п-переход резким). Отрицательная температура в межузенных переходах возникает только тогда, когда квазиуровни Ферми, соответствующие неравновесным концентрациям электронов и дырок, удовлетворяют следующему условию:

$$F_e + F_p > \Delta, \quad (1)$$

где  $F_e$  и  $F_p$  — квазиуровни Ферми для электронов и дырок,  $\Delta$  — ширина запрещённой зоны. При приложении к р–п-переходу напряжения в прямом направлении квазиуровень Ферми неосновных носителей вблизи перехода будет близок к уровню Ферми той части кристалла, в которой эти носители являются основными. В этом случае из условия (1) следует, что по крайней мере в одной части р–п-перехода носители должны быть вырождены. Полупроводники с такими р–п-переходами являются туннельными диодами, однако рассматриваемый механизм возникновения состояний с отрицательной температурой соответствует не туннельной, а диффузионной части вольт-амперной характеристики туннельного диода. В р–п-переходах сильно вырожденных полупроводников состояние с отрицательной температурой возникает раньше, чем происходит полное снятие потенциального барьера, что даёт возможность использовать для получения количественных оценок диффузионную теорию тока через р–п-переход.

2. Как легко показать, минимальное значение внешнего напряжения  $U$ , при котором возникает состояние с отрицательной температурой, выражается как

$$U_{\min} = \frac{\Delta}{e}, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона. Плотность тока  $I$  (например, электронная компонента) по порядку величины равна

$$I = \frac{enL}{t}, \quad (3)$$

где  $t$  — время жизни,  $L$  — диффузионная длина,  $n$  — вырожденная концентрация электронов.

3. Анализ формулы (3) показывает, что плотность тока уменьшается с понижением температуры образца. Это обстоятельство даёт возможность получать состояние с отрицательной температурой в стационарном режиме. Однако отрицательный коэффициент поглощения, вследствие наличия различных механизмов абсорбции излучения в полупроводнике, возникает при сравни-

тельно больших ( $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) неравновесных концентрациях неосновных носителей, что делает невозможным работу при очень малых значениях плотности тока. Пространственная область, в которой возникает состояние с отрицательной температурой, образуется в слое вблизи р–п-перехода с толщиной порядка диффузионной длины.

4. Высокие плотности основных носителей тока в вырожденных полупроводниках, окружающих область с отрицательной температурой, по-видимому, могут быть использованы в качестве отражающих излучение поверхностей, т.е. служить "резонатором".

5. Заметим, что снижение плотности тока может быть достигнуто в случае, когда полупроводники, образующие р–п-переход, имеют различную ширину запрещённой зоны.

Таким образом, в статье [3] были приведены основные условия создания инжекционного лазера и намечены пути его совершенствования:

- дано условие на расстояние между квазиуровнями Ферми (формула (1)). Это условие позднее было уточнено заменой в формуле (1)  $\Delta$  величиной  $hv$  в статье М. Бернара и Ж. Дюрафо [4], выпущенной в конце 1961 г.;

- к условию  $U_{\min} = \Delta/e$  (формула (2)) сделано замечание, что в случае непрямых переходов при низких температурах образца в формуле (2)  $\Delta$  следует заменить величиной  $\Delta - e$ , где  $e$  — энергия излучаемого фона.

То есть в условии (2) мы рассматриваем прямые межзонные переходы;

- выражена надежда на возможность непрерывной генерации;

- указано, что волноводные свойства активной области могут уменьшить дифракционные потери и снизить пороговый ток;

- указано на снижение порогового тока за счёт различной ширины зон, образующих р–п-переход.

В более ранней статье [2] нами предлагалось создать резонатор за счёт параллельности выходных граней, обладающих у полупроводников достаточным отражением для обратной связи.

Осуществлённая в 1970 г. Ж.И. Алфёровым с сотрудниками структура с двумя гетеропереходами сократила ширину активной области (формула (3)) и усилила волноводный эффект, что сделало возможным получить непрерывную генерацию при комнатной температуре [5]. Даже нам самим идея создания лазера при работе диода в прямом направлении казалась чрезвычайно необычной и в то же время какой-то очень простой. Интересно, что при обсуждении доклада об этой работе на семинаре были даже высказаны сомнения в непротиворечивости данной идеи второму началу термодинамики. Б.М. Вул предложил нам не публиковать работу до получения экспериментальных результатов. Но мы всё же опубликовали наше предложение в июньском номере *ЖЭТФ* за 1961 г., хотя экспериментальные работы в этом направлении нами также были начаты.

Идею создания лазера на р–п-переходе мы докладывали во многих местах в течение 1961 и 1962 гг. Находясь с октября 1961 г. по март 1962 г. в командировке в США, я выступал на семинаре в Гарвардском университете, где мне задавал вопросы относительно селекции типов колебаний Н. Бломберген, и рассказал идею инжекционного лазера Б. Лэксу. В январе 1962 г. после доклада в Колумбийском университете я имел продолжительную

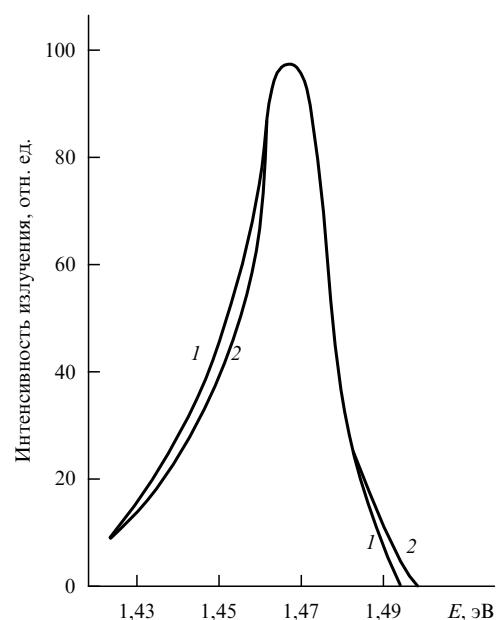


Рис. 1. Спектральное распределение собственного рекомбинационного излучения арсенида галлия при температуре 77 К: 1 — спектр при малых плотностях тока ( $10 \text{ A cm}^{-2}$ ), 2 — спектр при больших плотностях тока ( $1,5 \times 10^3 \text{ A cm}^{-2}$ ).

дискуссию с учёными из IBM П. Сорокиным и М. Натаном, который в конце 1962 г. одним из первых получил вынужденное излучение из р–п-перехода арсенида галлия. Позднее в обзорной статье 1964 г. [6] Г. Барнс и М. Натан сослались на наши работы как на приоритетные по предложению использовать полупроводники для генерации света, а на работу [3] — как на первое в мире предложение о создании инжекционного лазера.

В октябре 1961 г. после доклада на конференции в Ташкенте О.Н. Крохин обсудил с учёными ЛФТИ постановку ими эксперимента на имеющемся у них диоде из арсенида галлия. Они осуществили эксперимент в январе 1962 г. В апрельском номере *ФТТ* за 1962 г. [7] Д.Н. Наследов, А.А. Рогачев, С.М. Рывкин, Б.В. Царенков сообщили о наблюдении сужения линии спонтанного излучения при увеличении тока накачки. Как показано на рис. 1, взятом из работы [7], кривая 1 соответствует плотности тока  $10 \text{ A cm}^{-2}$ , а кривая 2 —  $1,5 \times 10^3 \text{ A cm}^{-2}$  (кривые получены при температуре 77 К). Далее авторы приводят следующие возможные объяснения полученному ими результату:

а) наблюдаемое на опыте сужение спектральной линии собственного излучения может происходить по двум причинам. Во-первых, при больших плотностях тока в р–п-переходе может возникнуть обратное заполнение зон, при котором нижние состояния зоны проводимости заполнены с большей вероятностью, чем верхние состояния валентной зоны, — так называемое состояние с "отрицательной температурой". Возможность получения такого распределения носителей в р–п-переходе обсуждалась в работе [3];

б) возможен, однако, и другой, не связанный с индуцированной рекомбинацией, процесс, которым можно объяснить небольшое сужение спектра при переходе к уровню инжекции, достаточному для того, чтобы создать вырожденное заполнение хотя бы в одной из зон полупроводника. Действительно, увеличение тока и,

следовательно, концентрации носителей не может существенно изменить заполнения состояний в области, примыкающей к краю зоны, в которой уже есть вырождение. В связи с этим длинноволновая часть излучения с увеличением тока возрастает медленнее, чем эмиссия коротковолновых фотонов. Однако наблюдаемый коротковолновый край спектра не может существенно сместиться в область малых длин волн, поскольку основная масса излучения, выходящего из образца, фильтруется материалом, в котором концентрация носителей близка к равновесной. При этом, если край оптического поглощения достаточно резок (что имеет место в арсениде галлия), возможно некоторое сужение спектра излучения. Отметим, что указанный механизм требует вырожденного распределения только в одной из зон (зоне проводимости в арсениде галлия). Большое отношение эффективных масс носителей в арсениде галлия указывает на то, что обратное заполнение, а тем более отрицательное поглощение, по-видимому, должно происходить здесь при значительно больших концентрациях инжектированных носителей, чем те, которые требуются для вырождения только в одной из зон. Поэтому можно предположить, что последнее объяснение является более вероятным.

Как будет видно из дальнейшего, Р. Холл с сотрудниками незадолго до создания первого инжекционного лазера [8], получив перевод статьи Д.Н. Наследова с соавторами, поняли, что учёные ЛФТИ не могли получить генерацию, так как в их опыте не было обратной связи (зеркал), тем более сами авторы предпочли другое объяснение сужения спектра, не связанное с вынужденным излучением.

Историю создания первого в мире экспериментального образца инжекционного лазера подробно описал (на мой взгляд, интересно и поучительно) руководитель группы сотрудников фирмы "Дженерал электрик" Р. Холл в статье "Инжекционные лазеры", посвящённой 25-летию со дня этого события [9]. Далее я привожу краткое изложение этой статьи.

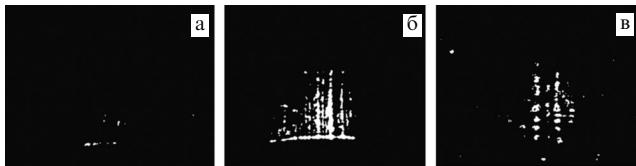
Как пишет Р. Холл, до лета 1962 г. он считал создание полупроводникового лазера невозможным, хотя и был знаком с предложениями о получении когерентного излучения с использованием полупроводников. Причиной этому он считал, как было уже известно для существующих лазеров, необходимость высокоотражающего резонатора, большого оптического пути, что было несовместимо с сильным поглощением на свободных носителях. Также необычной была широкая полоса энергетических уровней, участвующих в спонтанном излучении. Но наиболее серьёзной проблемой была низкая излучательная рекомбинация в полупроводниках. Однако ситуация кардинально изменилась летом 1962 г. после докладов Кейса и Квиста из Массачусетского технологического института [10] и Панкова из RCA (Radio Corporation of America) [11]. В обоих докладах описывались переходы в арсениде галлия, дающие краевую люминесценцию с эффективностью, близкой к 100 %, при плотности мощности накачки порядка  $1 \text{ кВ см}^{-2}$ . Таким образом было устранено наиболее важное препятствие, но остались другие, на которые следовало обратить внимание: размытость энергетических уровней у краёв зон, поскольку, хотя Холл с сотрудниками и имели опыт работы с тунNELьными диодами, они не знали, как это отразится на вероятности оптических

переходов. Оптические свойства n- и p-сторон были различными, но как это скажется на выходе излучения, к тому же, при градиенте концентраций? Не было уверенности в использовании диффузии только цинка, как это было у Кейса и Квиста. Всё это до начала работ оставалось невыясненным.

Используя уже известные тогда данные о том, что расстояние между квазиуровнями Ферми должно быть больше ширины запрещённой зоны, т.е. обе стороны p-n-перехода должны быть вырождены, время жизни является очень коротким, активная область меньше диффузационной длины, для обратной оптической связи необходим резонатор Фабри – Пере, Р. Холл набросал в рабочей тетради свои первоначальные соображения о возможной конструкции инжекционного лазера. Когда Р. Холл обсудил эти соображения с коллегами по работе, многие из них пожелали принять участие в предстоящих исследованиях, даже совмещая их с прежде запланированной работой в фирме. Руководство (Рой Апкер) согласилось с тем, что этот проект не является главным и четверо-пятеро сотрудников, уделяя данному проекту половину рабочего времени, смогут определить ценность этой идеи в течение нескольких месяцев. Тогда, как пишет Р. Холл, "мы полагали, что шанс на успех — один к пяти. Но даже если мы никогда не получим когерентное излучение, мы многое узнаем о высокоеффективной люминесценции перехода, доложенной ранее. Этого нам было достаточно для оправдания наших исследований — даже если мы не создадим лазер, то испытаем удовлетворение от научного исследования. Кроме того, осуществление этой идеи не потребовало оплаты работы".

Так как Холлу было известно, что исследования в этом же направлении, причём начатые ранее, проводятся в Линкольновской лаборатории и RCA, он решил действовать быстро, несмотря на перечисленные выше невыясненные факторы, полагая, что решение, как преодолеть возникающие трудности, будет находиться по мере их появления. Холл подробно описывает индивидуальную работу каждого члена своей группы (Г. Феннер, Ж. Кингслей, Т. Солтис и Р. Карлсон), что не свойственно нашим отечественным статьям с несколькими авторами. Выполнялись технологические работы, электрические, оптические и другие измерения.

Была изготовлена большая партия (по-видимому, около ста) образцов кубической формы с размером граней 0,4 мм и с двумя плоско-параллельными гранями, перпендикулярными p-n-переходу. Переход создавался диффузией цинка в арсенид галлия n-типа при различных температурах. Так как эффективность спонтанного излучения ожидалась высокой, начало генерации решили фиксировать не по резкому возрастанию интенсивности, а по изменению картины излучения на удалённом экране (далее поле). При испытаниях образцы помещались в жидкий азот. Часть образцов сразу же оказалась непригодной, другая — выходила из строя при повышении тока. Но некоторые образцы давали интенсивное спонтанное излучение. В это время группа получила перевод статьи Д.Н. Наследова с соавторами [7] (опубликована в ФТТ, апрель 1962 г.). Как было сказано ранее, группа из "Дженерал электрик" пришла к выводу, что учёные ЛФТИ не могли получить генерации без обратной связи и сами в статье отказались от возможности получения вынужденного излучения.



**Рис. 2.** Изображение дальнего поля излучения лазера в зависимости от расстояния  $D$  до р – н-перехода (диод L-69): (а) до порога, (б) выше порога,  $D = 6$  см, (в) выше порога,  $D = 15$  см.

После месяца работы с помощью интерферометра был улучшен контроль параллельности и качества зеркальных граней, длительность импульсов тока была сокращена от нескольких миллисекунд до нескольких микросекунд.

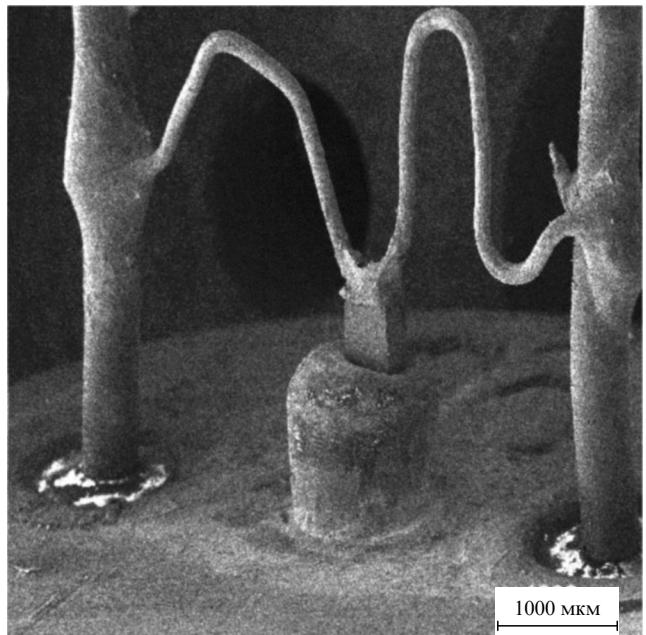
Как пишет Холл, значительные новости появились утром в воскресенье, когда срок работы над проектом составил только два месяца. Один диод (L-52), который при изменении тока в области ниже 6 А показывал линейную зависимость светового отклика от тока, при возрастании амплитуды тока свыше 12 А начал давать гораздо более быстрое возрастание светового сигнала. При токе менее 12 А на удалённом экране (картина дальнего поля) наблюдалось только рассеянное свечение. Однако при дальнейшем возрастании тока внезапно появлялись "узоры" — яркие горизонтальные линии, которые не могли быть результатом спонтанного излучения (рис. 2). Эти интерференционные полосы являлись доказательством когерентности излучения из области р – н-перехода.

После этого события в течение нескольких недель в результате напряжённой работы было исследовано много диодов и собраны все возможные данные для публикации результатов. В это же время были подготовлены документы для патентования, что было необходимо сделать до публикации статьи.

Статья [8] появилась в *Phys. Rev. Lett.* 1 ноября 1962 г. (поступила в редакцию 24 сентября 1962 г.). Как пишет Р. Холл, "неожиданностью для нас было то, что группа из IBM также получила излучение когерентного света из р – н-перехода арсенида галлия [12]. Однако эта первоначальная публикация описывала структуру, которая не обеспечивала селекции мод, но результаты демонстрировали спектральное сужение, и было ясно, что имеет место вынужденное излучение". Несколько позднее появились другие статьи, сообщающие о получении генерации при инъекции носителей через р – н-переход полупроводников [13, 14].

Вскоре после известия о создании в США инъекционного лазера в декабре 1962 г. в ФИАНе в результате совместной работы группы учёных из лабораторий физики полупроводников и квантовой радиофизики был создан первый в СССР инъекционный лазер (рис. 3). Характеристики этого лазера были описаны в статье [15] и доложены на III Международной конференции по квантовой электронике [16]. Можно сказать, что на этой конференции была представлена обширная информация о первой стадии в истории полупроводниковых лазеров — теоретическое обоснование возможности создания инъекционного лазера и его экспериментальное осуществление.

С тех пор прошло около 50 лет (первый инъекционный лазер был создан через два года и четыре месяца

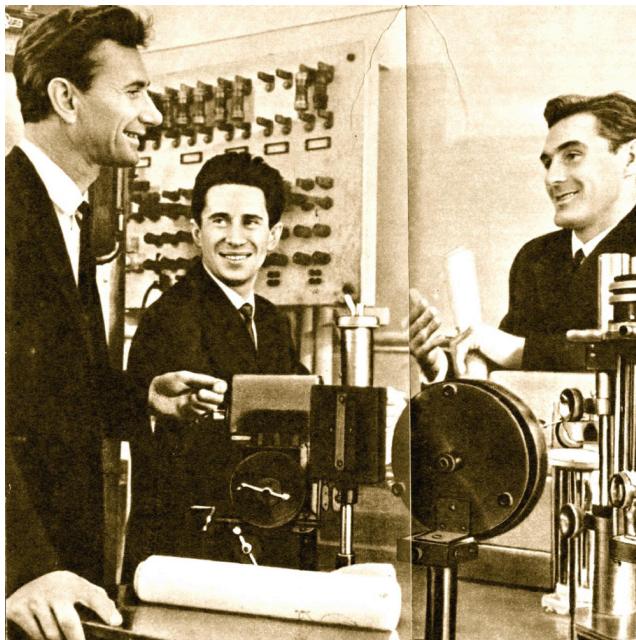


**Рис. 3.** Фотография первого инъекционного лазера СССР (ФИАН, декабрь 1962 г.).

после появления первого лазера на кристалле рубина). За прошедшие годы никакие другие лазеры не испытали таких кардинальных преобразований, которые сделали инъекционные лазеры основными изделиями лазерной техники, определяющими современный научно-технический прогресс. К таким преобразованиям прежде всего следует отнести использование гетеропереходов [5], позволивших перейти к работе при комнатных температурах, освоение новейших технологических процессов их эпитаксиального изготовления, что увеличило выходную мощность до нескольких десятков ватт, к.п.д. — до



Ю.М. Попов (крайний справа) рассказывает Н.Г. Басову и Ч. Таунсу (в центре) о результатах исследования излучения инъекционного лазера.



Лауреаты Ленинской премии 1964 года за фундаментальные исследования, приведшие к созданию полупроводниковых лазеров, А.П. Штогов, Ю.М. Попов, О.Н. Крохин (слева направо).

70 %, рабочий ресурс — до нескольких десятилетий. Освоенный генерируемый ими диапазон длин волн простирается от инфракрасного до ультрафиолетового. Для эффективной накачки твердотельных лазеров разработаны монолитные линейки инжекционных лазеров и матрицы на их основе. Трудно переоценить тот огромный вклад, который внесли в создание и развитие полупроводниковых лазеров учёные ФИАНа и ФТИ, работавшие под руководством Н.Г. Басова и Ж.И. Алфёрова.

Роль инжекционных лазеров в нашей жизни хорошо известна — это волоконно-оптическая связь, лазерные принтеры, высокоямкная память на оптических дисках, многочисленные приборы для медицины, технологические установки, позволяющие производить обработку лазерным лучом различных материалов. Следует ожидать, что в недалёком будущем их значение возрастёт, особенно в области производства средств освещения и дисплеев, включая высококачественное трёхмерное телевидение.

## Список литературы

1. Басов Н Г, Вул Б М, Попов Ю М *ЖЭТФ* **37** 587 (1959) [Basov N G, Vul B M, Popov Yu M *Sov. Phys. JETP* **10** 416 (1960)]
2. Басов Н Г, Крохин О Н, Попов Ю М *УФН* **72** 161 (1960) [Basov N G, Krokhin O N, Popov Yu M *Sov. Phys. Usp.* **3** 702 (1961)]
3. Басов Н Г, Крохин О Н, Попов Ю М *ЖЭТФ* **40** 1879 (1961) [Basov N G, Krokhin O N, Popov Yu M *Sov. Phys. JETP* **13** 1320 (1961)]
4. Bernard M G A, Duraffourg G *Phys. Status Solidi B* **1** 699 (1961)
5. Алферов Ж И и др. *ФТП* **4** 1826 (1970) [Alferov Zh I et al. *Sov. Phys. Semicond.* **4** 1573 (1971)]
6. Burns G, Nathan M I *Proc. IEEE* **52** 770 (1964)
7. Наследов Д Н и др. *ФТТ* **4** 1062 (1962) [Nasledov D N et al. *Sov. Phys.-Solid State* **4** 2449 (1963)]
8. Hall R N et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 366 (1962)
9. Hall R N *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 674 (1987)
10. Keyes R J, Quist T M *Proc. IRE* **50** 1822 (1962)
11. Pankove J I, Berkeyheiser J E *Proc. IRE* **50** 1976 (1962)
12. Nathan M I et al. *Appl. Phys. Lett.* **1** 62 (1962)
13. Holonyak N, Bevacqua S F *Appl. Phys. Lett.* **1** 82 (1962)
14. Quist T M et al. *Appl. Phys. Lett.* **1** 91 (1962)
15. Багаев В С и др. *ДАН СССР* **150** 275 (1963) [Bagaev V S et al. *Sov. Phys. Dokl.* **8** 453 (1963)]
16. Grivet P, Bloembergen N (Eds) *Quantum Electronics: Proc. of the Third Intern. Congress, Paris, 1963* (New York: Columbia Univ. Press, 1964)

PACS numbers: 01.65.+g, 42.60.-v, 42.65.-k  
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201101m.0107

## Самофокусировка лазерных пучков: современное состояние и перспективы исследований

А.А. Маненков

### 1. Введение

Самофокусировка лазерных пучков при их распространении в нелинейных средах — одно из фундаментальных явлений нелинейной оптики. Суть этого явления заключается в изменении пространственного профиля пучка вследствие зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения. Характер этого изменения зависит от амплитудно-временных параметров пучка и оптических свойств среды. Важность явления самофокусировки определяется её сильным влиянием на процессы взаимодействия мощного лазерного излучения с оптическими средами (ионизация, разрушение) и другие нелинейные эффекты (вынужденное рассеяние, генерация гармоник, фазовая самомодуляция и др.). В последние годы в связи с обнаружением самофокусировки лазерных пучков с фемтосекундной (фс) длительностью импульсов в воздухе значительный интерес вызывает возможность практических применений этого явления (дистанционное зондирование атмосферы, управление электрическими разрядами и др.).

В связи с отмеченным исследование механизмов самофокусировки в различных средах и различных диапазонах частот и длительностей импульсов, выяснение адекватных моделей явления — важнейшее направление лазерной физики и нелинейной оптики.

Цель данного доклада — краткое изложение основных результатов исследований явления самофокусировки, достигнутых к настоящему времени, и анализ перспектив дальнейших исследований. Заметим, что явление самофокусировки с момента предсказания (1962 г.) исследовалось в огромном числе работ, результаты которых стали предметом обсуждения во многих обзорах, монографиях и других публикациях. Например, в 2009 г. опубликована книга [1], содержащая обширную коллекцию из 24 глав, написанных известными специалистами в этой области, по различным теоретическим и экспериментальным аспектам проблемы. Далее мы остановимся лишь на некоторых основных, принципиальных, на наш взгляд, аспектах проблемы.

**А.А. Маненков.** Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ. E-mail: manenkov@kapella.gpi.ru

## 2. История исследований самофокусировки: основные этапы

Можно выделить следующие основные этапы в развитии исследований явления самофокусировки лазерных пучков.

- Предсказание явления, введение термина "самофокусировка", качественный анализ модели самоканализации (распространение пучка без дифракционной расходимости) (Аскарьян [2], 1962 г.).

- Первые наблюдения самофокусировки: обнаружение нитевидных разрушений в твёрдых телах (Hercher [3], 1964 г.), самофокусировка в жидкостях (Пилипецкий, Рустамов [4], 1965 г.).

- Первое детальное исследование, введение понятия критической мощности, формулировка теоретической модели самоканализации (Chiao, Garmire, Townes [5], Таланов [6, 7], 1964 г.).

• Дальнейшие теоретические исследования:

- установление основных закономерностей явления: схлопывание пучка, определение основных характеристик: критической мощности, длины самофокусировки, фазовой самомодуляции, пространственной неустойчивости (Kelly [8], Беспалов, Таланов [9], Ахманов, Хохлов, Сухоруков [10, 11], Marburger et al. [12, 13]);

- формулировка моделей многофокусной структуры (Дышко, Луговой, Прохоров [14]) и движущихся нелинейных фокусов (Луговой, Прохоров [15]). Поскольку эти две модели оказались наиболее теоретически обоснованными и адекватными, надёжно подтверждёнными экспериментально (особенно в наносекундном диапазоне длительностей импульсов) и являются основой дальнейших исследований самофокусировки в диапазоне сверхкоротких импульсов, мы остановимся на их анализе подробнее в разделе 3.

• Новый этап: исследование самофокусировки сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов:

- первое наблюдение самофокусировки фс-импульсов в воздухе, обнаружение "сверхдлинных" нитей (филаментов) лазерного излучения и плазменных образований (Mourou et al. [16], 1995 г.);

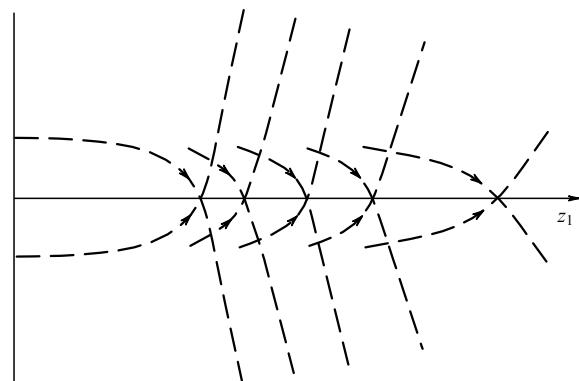
- дальнейшие экспериментальные исследования самофокусировки фс-импульсов в воздухе: выяснение основных характеристик явления филаментации (длина и диаметр, энергия, спектр филаментов, коническая эмиссия, суперконтинuum) (Mysyrowicz et al. [17], 1996 г., Chin et al. [18], 1997 г.);

- теоретические исследования, анализ различных моделей филаментации фс-импульсов в воздухе (Кандидов и др. [19], 1997 г., Moloney et al. [20], 1997 г.).

Исследования филаментации фс-импульсов в воздухе, других газах и конденсированных средах в последние годы являются основным направлением исследований явления самофокусировки. На некоторых результатах этих исследований мы остановимся ниже.

## 3. Теория Лугового – Прохорова: модели многофокусной структуры и движущихся нелинейных фокусов

В этом разделе мы кратко изложим основные результаты теоретических исследований, в которых были сформулированы модели многофокусной структуры (МФС) [14] и движущихся нелинейных фокусов (ДНФ) [15].



**Рис. 1.** Схематическое продольное сечение светового пучка, распространяющегося в керровской нелинейной среде, при  $P > P_{cr}$ . Здесь  $z_1 = z/l_{sf}$ , где  $l_{sf}$  — длина самофокусировки.

В работе [14] рассматривалось распространение светового пучка с гауссовым первоначальным профилем интенсивности в среде с безынерционной керровской нелинейностью показателя преломления. На основе численного решения волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + n_2 k^2 |E|^2 E = 0, \quad (1)$$

где  $E$  — напряжённость электрического поля светового пучка,  $r$  и  $z$  — радиальная и продольная координаты ( $z$  совпадает с направлением распространения пучка в среде),  $k$  — волновое число,  $n_0$  — начальный показатель преломления среды,  $n_2$  — коэффициент нелинейности показателя преломления,

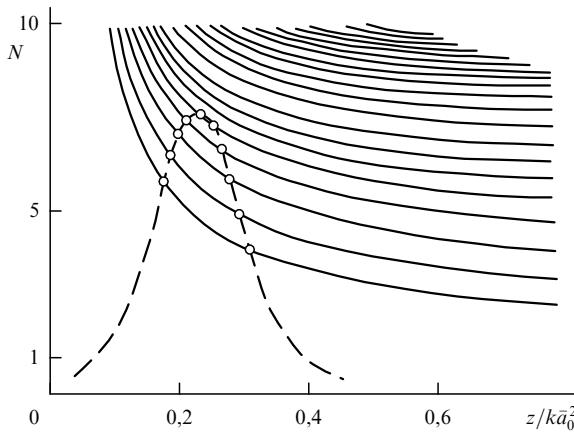
$$n = n_0 + n_2 |E|^2, \quad (2)$$

было установлено, что при мощности падающего пучка  $P$ , превышающей критическую мощность  $P_{cr}^{(1)} = c n_1^2 / 8 n_2 k^2$ , где  $c$  — скорость света в вакууме,  $N_1$  — численный коэффициент, равный приблизительно 2, *волноводное распространение*, предложенное в некоторых предыдущих работах (см. обзорную статью [21] и ссылки там), не имеет места, а образуется *многофокусная структура*. Схематическое представление такой структуры для случая стационарного светового пучка ( $P$  не зависит от времени) показано на рис. 1. Механизм формирования многофокусной структуры состоит в том, что в первый фокус в приосевой области пучка "отслаивается" лишь доля первоначальной мощности пучка (близкая к критической мощности  $P_{cr}^{(1)}$ ). Эта доля частично поглощается в нелинейном фокусе и частично дифрагирует (после прохождения фокуса) под относительно большими углами к оси пучка. В оставшейся части светового пучка, прошедшей с боков мимо первого фокуса, аналогичным образом "отслаивается" и формируется второй нелинейный фокус и т.д. Таким образом, последовательное формирование нелинейных фокусов является как бы рекуррентным.

Основными характеристиками модели МФС являются положение нелинейных фокусов и критические мощности, при которых они образуются [21]:

$$\xi_{fm} = \frac{\chi_m}{N_m} \frac{k \bar{a}_0^2}{\sqrt{P_0/P_{cr}^{(m)}} - 1}, \quad (3)$$

$$P_{cr}^{(m)} \approx m P_{cr}^{(1)}, \quad (4)$$



**Рис. 2.** Положение нелинейных фокусов на оси  $z/\bar{a}_0^2$  (сплошные кривые) и форма импульса падающего излучения (штриховая кривая), иллюстрирующие образование структуры движущихся нелинейных фокусов в керровской нелинейной среде.

где  $m$  — номер нелинейного фокуса,  $P_{\text{cr}}^{(m)}$  — критическая мощность  $m$ -го фокуса,  $\chi_m$  и  $N_m$  — численные параметры,  $\bar{a}_0$  — радиус падающего пучка. Размеры фокусов и их относительное расположение по продольной координате могут зависеть от дополнительных физических явлений (нелинейное поглощение, ионизация и т.п.), ограничивающих плотность световой энергии в нелинейных фокальных областях. Однако, как показали теоретические исследования многих из этих эффектов, многофокусная структура сохраняется, т.е. модель МФС является универсальной и может наблюдаться во многих физических условиях [21].

Очевидно, что для импульсных пучков с плавным изменением мощности во времени положение нелинейных фокусов будет изменяться в соответствии с соотношением (3), в котором  $\zeta_{fm}$  и  $P_0$  являются теперь функциями времени:  $\zeta_{fm} = \zeta_{fm}(t)$ ,  $P_0 = P_0(t)$ . Из этого следует, что в случае нестационарных световых пучков должна реализовываться модель движущихся нелинейных фокусов. Полное число фокусов в этой структуре в момент времени  $t$  определяется условием  $P_0(t) > P_{\text{cr}}^{(m)}$ . Рисунок 2 иллюстрирует образование многофокусной структуры движущихся нелинейных фокусов в керровской среде. Положение нелинейных фокусов на оси пучка (сплошные кривые) и форма импульса падающего излучения  $N(t, z)$  (штриховая кривая) изображены в координатах  $(z/\bar{a}_0^2, N)$ . Форма импульса  $N(t)$  даётся выражением [21]

$$N(t, z) = \frac{1}{E_{\text{cr}}} \left| E_0 \left( t - \frac{k\bar{a}_0^2}{v} \frac{z}{\bar{a}_0^2} \right) \right|, \quad (5)$$

где  $E_{\text{cr}}$  — критическая напряжённость поля, соответствующая критической мощности самофокусировки  $P_{\text{cr}}$ ,  $v$  — скорость света в среде. Величины  $z/\bar{a}_0^2$ , соответствующие пересечению сплошных и штриховой кривых, определяют положение нелинейных фокусов на оси пучка в момент времени  $t$ . Впервые модель движущихся нелинейных фокусов была предложена Луговым и Прохоровым в работе [15], затем её различные характеристики (в частности, структура и скорость движения нелинейных фокусов для случая сверхкоротких лазерных импульсов) детально исследовались (см. обзор [21]).

Модели многофокусной структуры и движущихся нелинейных фокусов были достоверно подтверждены в целенаправленных экспериментальных исследованиях самофокусировки в разных средах с применением различных подходов и методов регистрации [22–24].

В работе [22] исследовалась самофокусировка пучка рубинового лазера с длительностью импульса 8 нс в толуоле и  $\text{CS}_2$ , наблюдалась эволюция пучка внутри и на выходном торце кюветы с исследуемой жидкостью при различном превышении мощности падающего излучения над критической мощностью  $P_{\text{cr}}$ . Анализ результатов наблюдений определённо указывал на наличие движения нелинейных фокусов (детально исследовалась эволюция первого нелинейного фокуса).

В работе [23] изучалась самофокусировка пучка рубинового лазера с 15-наносекундной длительностью импульса в нитробензоле и  $\text{CS}_2$ , наблюдалась временная эволюция пучка в среде с применением техники регистрации интенсивности с высоким времененным разрешением. При высоких значениях мощности падающего излучения, превышающих критическую мощность, авторы наблюдали движущуюся структуру нелинейных фокусов в исследуемых жидкостях.

В обеих работах [22, 23] исследования проводились с использованием лазеров, работающих в режиме модуляции добротности, в котором генерировались стандартные импульсы колоколообразной временной формы, что соответствовало случаю *нестационарной* самофокусировки.

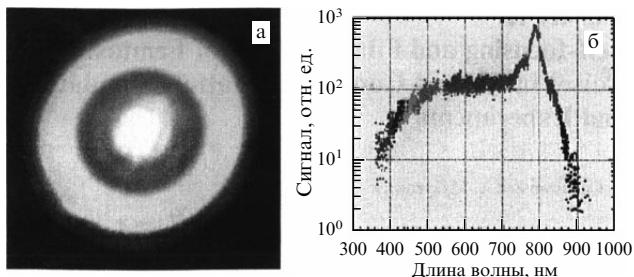
В работе [24] исследовалась самофокусировка в стекле ТФ-105 пучка рубинового лазера с варьируемой временной формой импульсов (колоколообразной, пилюобразной и прямоугольной). Такой подход позволил исследовать характер самофокусировки как в *нестационарном* (случай двух первых форм), так и в *стационарном* (случай прямоугольных импульсов) режимах. Наблюдалось лазерное разрушение в образцах, исследовалась его морфология в зависимости от формы импульсов. Результаты этих исследований были однозначно интерпретированы в рамках моделей движущихся нелинейных фокусов и стационарной многофокусной структуры. Отметим, что подход, заключающийся в использовании лазерных импульсов с варьируемой временной формой в исследованиях явления самофокусировки, был предложен и реализован в работе [24] впервые. Развитие концепции этого подхода мы обсудим в разделе 5 при анализе перспектив дальнейших исследований самофокусировки сверхкоротких импульсов.

#### 4. Самофокусировка фемтосекундных лазерных пучков

В этом разделе мы приведём основные результаты экспериментальных и теоретических работ, полученные к настоящему времени в исследованиях самофокусировки лазерных пучков с фс-длительностью импульсов.

##### 4.1. Экспериментальные данные

Как отмечалось в разделе 2, самофокусировка лазерных пучков с фс-длительностью импульсов сначала была наблюдана и детально исследована в воздухе, а затем в других газах и конденсированных средах. В экспериментальных исследованиях в качестве источника излучения преимущественно использовались лазерные системы на



**Рис. 3.** (а) Коническая эмиссия, сопровождающая самофокусировку в воздухе: центральное белое пятно (филамент) окрашено ньютоновскими кольцами с расходимостью  $\approx 1\text{мрад}$ . (б) Спектр лазерного пучка ( $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$ ,  $\Delta t = 70 \text{ фс}$ ,  $P = 3 \text{ ТВт}$ ) после распространения на расстоянии свыше 10 м в воздухе. (Рисунок взят из статьи [25].)

основе кристалла Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (часто называемые титан-сапфировыми лазерами), генерирующие в области длин волн  $\sim 800 \text{ нм}$  с длительностью импульсов в несколько десятков-сотен фемтосекунд.

Типичные характеристики наблюдаемых в таких экспериментах филаментов в воздухе следующие (см. [25] и ссылки там): критическая мощность  $P_{\text{cr}} \approx 3 \text{ ГВт}$ , длина филамента (при  $P_0 \leq 10 P_{\text{cr}}$ )  $\approx 10 \text{ м}$ , диаметр филамента  $\approx 100 \text{ мкм}$ , доля энергии в филаменте составляет 6–10 % от полной энергии пучка, множественная филаментация при  $P_0 \geq 10 P_{\text{cr}}$ , при  $P_0 \gg P_{\text{cr}}$  длина филаментов может достигать 2 км, спектр излучения филаментов испытывает радикальные изменения: наблюдается сильное уширение (суперконтинуум в диапазоне 230 нм–4 мкм) и коническая эмиссия (рис. 3).

Типичные характеристики филаментов в конденсированных средах (криSTALLах, стёклАх, жидкостях) (см. [25] и приведённые там ссылки): критическая мощность  $P_{\text{cr}}$  на порядок меньше, чем в газах, длина филаментов порядка нескольких сантиметров, диаметр филамента около 2 мкм. При распространении пучка в усиливающей среде (криSTALLы Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и др.) происходит уменьшение диаметра филамента и увеличение его энергии.

#### 4.2. Результаты теоретических исследований

К настоящему времени опубликовано большое число теоретических работ по самофокусировке фс-импульсов в воздухе (см. [17–20, 25–28] и приведённые там ссылки).

Все работы основаны на численном решении волнового уравнения с учётом керровской нелинейности (приводящей к самофокусировке) и образующейся вследствие многофотонного поглощения плазмы (приводящей к дефокусировке). Типичная система уравнений, используемая в таких исследованиях (см., например, [25]):

$$\begin{aligned} & 2i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{k_0} \Delta_{\perp} E - k'' \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \\ & + k_0 n_2 \left( |E|^2 + \tau_K^{-1} \int_{-\infty}^t \exp \left( -\frac{t-t'}{\tau_K} \right) |E(t')|^2 dt' \right) E - \\ & - k_0 \frac{\omega_{pe}^2(\rho)}{\omega_0^2} E + i\beta^{(K)} |E|^{2K-2} E = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{\beta^{(K)}}{K \hbar \omega_0} |E|^{2K} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right). \quad (7)$$

В (6) первые два члена описывают распространение пучка в среде с учётом дифракции, третий член — с учётом дисперсии групповой скорости, четвёртый и пятый члены — керровской нелинейности среды (четвёртый — безынерционной нелинейности, пятый — запаздывающей части нелинейности с характеристиками времени  $\tau_K$ ), шестой и седьмой члены учитывают генерацию плазмы с плотностью  $\rho$  и многофотонное поглощение с вероятностью  $\beta^{(K)}$  (индекс  $(K)$  здесь указывает число фотонов в многофотонном процессе).

Уравнение (7) описывает кинетику плазмы, образующейся вследствие многофотонной ионизации ( $\rho$  — плотность плазмы,  $\rho_{at}$  — плотность нейтральных атомов).

Результаты численных расчётов интерпретированы разными авторами на основе различных моделей: "dynamic spatial replenishment" [20], "moving foci and refocusing", "slice-by-slice self-focusing" [18, 27].

Анализ [29] указанных моделей показал, что они *по существу* совпадают с моделями многофокусной структуры и движущихся нелинейных фокусов и отличаются от последних лишь терминологией. Действительно, используемая авторами [20] терминология (например, "self-guided light strings") может вводить в заблуждение, создавая видимость некой новой концепции нелинейного распространения света. В действительности это лишь другое название траекторий движущихся нелинейных фокусов многофокусной структуры (с генерацией плазмы). Аналогично, нет ничего нового в "dynamic spatial replenishment" — это и есть механизм последовательного формирования нелинейных фокусов многофокусной структуры, описанный в разделе 3. То же можно сказать и о модели "slice-by-slice self-focusing" [27], которая, по существу, является переформулированной моделью движущихся нелинейных фокусов.

При анализе работ, опубликованных до настоящего времени по исследованиям самофокусировки фемтосекундных лазерных пучков в воздухе, был отмечен [29] ряд их недостатков, затрудняющих адекватное сравнение результатов компьютерных расчётов с экспериментальными данными. Так, было отмечено, что экспериментальные результаты недостаточно информативны для полного понимания механизмов и процессов, вовлечённых в филаментацию лазерного пучка и образование плазмы. В частности, наблюдения филаментов были проведены интегрально во времени и по пространству и с недостаточным, для того чтобы обнаружить структуру филаментов, разрешением. Относительно теоретических расчётов отмечено, в частности, что в них неполно учитывается дисперсия групповой скорости (неучёт вклада плазменной компоненты), неадекватно интерпретируется запаздывающий член керровской нелинейности (он необоснованно приписывается вынужденному комбинационному рассеянию).

Отмеченные недостатки экспериментальных работ и теоретических расчётов, а также сложность учёта сильного изменения спектра лазерного излучения в процессе филаментации, различие процессов на переднем и заднем фронтах лазерного импульса диктуют необходимость дальнейших исследований явления самофокусировки фемтосекундных лазерных пучков в различных средах с применением новых подходов. Один из таких подходов, предложенный в работе [30], — применение лазерных импульсов с варьируемой временной формой — мы обсудим в разделе 5.

## 5. Вариация временной формы лазерных импульсов — перспективный подход к исследованию самофокусировки сверхкоротких лазерных импульсов

Концепция этого подхода основана на предсказываемой теорией самофокусировки (модель движущихся нелинейных фокусов) зависимости пространственных и спектральных характеристик самофокусировки от временной формы импульсов  $P_0(t)$ . Так, для сред с керровской нелинейностью показателя преломления скорость движения нелинейных фокусов на оси распространения пучка определяется производной

$$V = \frac{d\xi}{dt}, \quad (8)$$

которая является функцией формы импульсов  $P_0(t)$  (см. формулу (3)). Уширение спектра вследствие фазовой самомодуляции также зависит от формы импульса:

$$\Delta\omega = -\frac{d\varphi_{nl}}{dt} = -\frac{d}{dt}\left(\frac{\omega n_2 I(t)}{c L}\right). \quad (9)$$

Здесь  $\varphi_{nl}$  — набег фазы излучения вследствие нелинейного изменения показателя преломления  $n_2 I(t)$  на длине распространения  $L$ ,  $I(t)$  — интенсивность.

Временные формы лазерных импульсов, представляющие интерес для исследований пространственных и спектральных характеристик самофокусировки, показаны на рис. 4.

Ожидаемые эффекты в самофокусировке при применении указанных форм импульсов:

- для прямоугольного импульса ( $P_0 = \text{const}$ ):  $\xi_m = \text{const}$ ,  $d\xi_m/dt = 0$ ,  $\Delta\omega = 0$  — должны наблюдаться стационарная структура нелинейных фокусов (нет филаментации) и отсутствие уширения спектра;
- для всех других форм импульсов:  $d\xi_m/dt \neq 0$  — должны наблюдаться движущаяся структура нелинейных фокусов и уширение спектра, характер которого зависит от конкретной формы  $P_0(t)$ .

Приведённый краткий анализ указывает на перспективность предложенной концепции для дальнейших исследований самофокусировки и связанных с ней явлений взаимодействия лазерного излучения с веществом (ионизация, разрушение и др.) в области сверхкоротких длительностей импульсов. Для реализации этого похода необходимо решить ряд практических проблем, а именно разработать:

- методы получения лазерных импульсов с заданной временной формой;
- методы регистрации лазерных импульсов с высоким (фемтосекундным) временным разрешением;

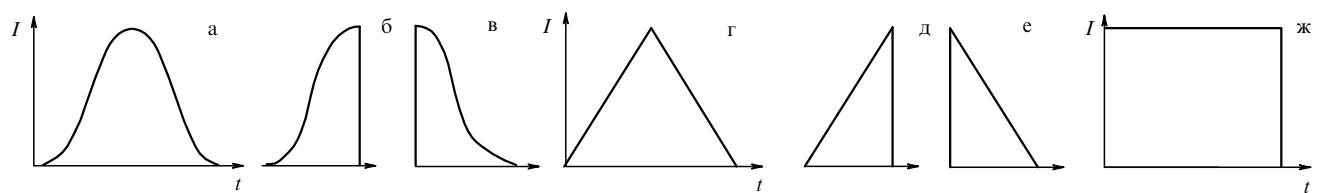


Рис. 4. Временные формы лазерных импульсов: (а) симметричная колоколообразная, (б, в) асимметричные (обрезанные) колоколообразные, (г) симметричная треугольная, (д, е) асимметричные (обрезанные) треугольные, (ж) прямоугольная.

— эффективные методы регистрации процессов самофокусировки и связанных с ними явлений с высоким временным разрешением.

Один из перспективных методов получения лазерных импульсов в диапазоне сверхкоротких длительностей с заданной временной формой — использование объёмных брэгговских дифракционных решёток — был предложен в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Этот метод разрабатывается в настоящее время в ИОФ РАН совместно с компанией "OptiGrate" (США).

## 6. Заключение

Основные итоги исследований явления самофокусировки лазерных пучков, выполненных к настоящему времени, можно резюмировать следующим образом.

- В результате экспериментальных исследований (особенно, детальных исследований в наносекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов) обнаружены разнообразные эффекты, обусловленные самофокусировкой, в оптических средах различного класса, что свидетельствует об универсальном характере явления.

- В результате теоретических исследований установлены основные закономерности и характеристики явления самофокусировки, общие для различных оптических сред. Предложены различные модели процесса самофокусировки, из которых наиболее обоснованными и адекватными являются модели многофокусной структуры (МФС) и движущихся нелинейных фокусов (ДНФ).

- Модели МФС–ДНФ надёжно подтверждены экспериментальными исследованиями.

- Обнаружено и детально исследовано явление самофокусировки сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов в воздухе и других газах, а также в конденсированных средах, установлены особенности явления: образование длинных тонких световых и плазменных нитей (филаментов) и сильная трансформация спектра (суперконтиум и коническая эмиссия).

- На основе результатов теоретических исследований (численных расчётов) предложены различные модели филаментации сверхкоротких импульсов. Анализ этих моделей показывает, что они, по существу, соответствуют моделям МФС–ДНФ, отличаясь от них лишь терминологически.

- Для более полного объяснения особенностей самофокусировки сверхкоротких импульсов необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. В качестве одного из перспективных экспериментальных методов исследований предложен метод вариации временной формы лазерных импульсов.

## Список литературы

1. Boyd R W, Lukishova S G, Shen Y R (Eds) *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects* (New York: Springer, 2009)

2. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **15** 1088 (1962)]
3. Hercher M J. *Opt. Soc. Am.* **54** 563 (1964)
4. Пилипецкий Н Ф, Рустамов А Р *Письма в ЖЭТФ* **2** 88 (1965) [Pilipetskii N F, Rustamov A R *JETP Lett.* **2** 55 (1965)]
5. Chiao R Y, Garmire E, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **13** 479 (1964)
6. Таланов В И *Изв. вузов. Радиофизика* **7** 564 (1964)
7. Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **2** 218 (1965) [Talanov V I *JETP Lett.* **2** 138 (1965)]
8. Kelley P L *Phys. Rev. Lett.* **15** 1005 (1965)
9. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966) [Bespalov V I, Talanov V I *JETP Lett.* **3** 307 (1966)]
10. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *ЖЭТФ* **50** 1537 (1966) [Akhmanov S A, Sukhorukov A P, Khokhlov R V *Sov. Phys. JETP* **23** 1025 (1966)]
11. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *УФН* **93** 19 (1967) [Akhmanov S A, Sukhorukov A P, Khokhlov R V *Sov. Phys. Usp.* **10** 609 (1968)]
12. Wagner W G, Haus H A, Marburger J H *Phys. Rev.* **175** 256 (1968)
13. Marburger J H *Prog. Quantum Electron.* **4** 35 (1975)
14. Дышко А Л, Луговой В Н, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **6** 655 (1967) [Dyshko A L, Lugovoi V N, Prokhorov A M *JETP Lett.* **6** 146 (1967)]
15. Луговой В Н, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **7** 153 (1968) [Lugovoi V N, Prokhorov A M *JETP Lett.* **7** 117 (1968)]
16. Braun A et al. *Opt. Lett.* **20** 73 (1995)
17. Nibbering E T J et al. *Opt. Lett.* **21** 62 (1996)
18. Brodeur A et al. *Opt. Lett.* **22** 304 (1997)
19. Chien C Y et al. *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **6** 485 (1998)
20. Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V *Opt. Lett.* **23** 382 (1998)
21. Луговой В Н, Прохоров А М *УФН* **111** 203 (1973) [Lugovoi V N, Prokhorov A M *Sov. Phys. Usp.* **16** 658 (1974)]
22. Loy M M T, Shen Y R *Phys. Rev. Lett.* **22** 994 (1969)
23. Коробкин В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **11** 153 (1970) [Korobkin V V et al. *JETP Lett.* **11** 94 (1970)]
24. Липатов Н И, Маненков А А, Прохоров А М *Письма в ЖЭТФ* **11** 444 (1970) [Lipatov N I, Manenkov A A, Prokhorov A M *JETP Lett.* **11** 300 (1970)]
25. Couairon A, Mysyrowicz A, in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) Ch. 12, p. 297
26. Zhang J et al., in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 323
27. Chin S L et al., in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 349
28. Kandidov V P et al., in *Self-focusing: Past and Present* (Eds R W Boyd, S G Lukishova, Y R Shen) (New York: Springer, 2009) p. 371
29. Lugovoi V N, Manenkov A A *Laser Phys.* **15** 1269 (2005)
30. Маненков А А, в сб. 7-я Международная конф. "Лазерная физика и оптические технологии", 17–19 июня 2008, Минск, Беларусь: Научные труды Т. 3, с. 197