Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи
УДК 621.373.826

Сенатский Юрий Всеволодович

Физические процессы и методы формирования световых пучков в твердотельном лазере для экспериментов по нагреву плазмы

Специальность 01.04.21 - лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва - 2015

Оглавление

Введение.……..…..4

Глава 1. **Свойства активной среды из неодимового стекла; первые эксперименты по генерации и усилению наносекундных импульсов в неодимовом лазере**…...……35

1.1 Свойства неодимовых стекол, структура лазерного перехода между энергетическими уровнями ионов неодима $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$……...36

1.2 Первые эксперименты по генерации и усилению импульсов с длительностью 10^{-7}-10^{-8}с и мощностью до 10^9 Вт в лазере на неодимовом стекле. ..…….....44

Глава 2. Формирование коротких (10^{-8}-10^{-11}с) импульсов в задающих генераторах для лазерной установки на неодимовом стекле…….……...53

2.1 Генератор наносекундных (10^{-7}-10^{-9}с) импульсов на неодимовом стекле с модуляцией добротности электрооптическим затвором……..…...55

2.2 Исследование генератора пикосекундных (10^{-10}-10^{-12}с) импульсов с самосинхронизацией мод на неодимовом стекле……...63

2.3 Генерация субнаносекундных (10^{-9}-10^{-10}с) импульсов в лазерах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* при активной модуляции потерь в резонаторе …….....……76

Глава 3. Усиление наносекундных и пикосекундных импульсов в активной среде из неодимового стекла…….86

3.1 Общая характеристика режима нелинейного усиления световых импульсов; активные элементы усилителя на неодимовом стекле…….88

3.2 Потери инверсии и термооптические искажения в активной среде усилителя……98

3.3 Эксперименты по усилению наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов в неодимовом стекле……..……...….107

3.4 Динамика сброса инверсии и усиление нс импульсов в неодимовом стекле с учетом неоднородного уширения и штарковской структуры лазерного перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$……..114

Глава 4. Физические механизмы ограничения мощности и яркости излучения в лазерной установке на неодимовом стекле…….....126

4.1 Разрушения в стержнях из неодимового стекла и обнаружение самофокусировки пучка в лазерной установке…….……128

4.2 Дифракция и самофокусировка излучения при распространении в оптическом тракте лазерной установки….……142

4.3 Разрушения в дисках из неодимового стекла и эффект «горячих» изображений локальных неоднородностей в оптической среде лазера……...……..…152

4.4 Нелинейные процессы в канале самофокусировки лазерного пучка в неодимовом стекле.157

Глава 5. Методы формирования световых пучков в лазерной установке на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы……170

5.1 Методы подавления самофокусировки в усилителе лазерной установки……..……173

5.2 Формирование пространственного профиля лазерных пучков мягкими диафрагмами……187

5.3 Одноканальная неодимовая лазерная установка для экспериментов по нагреву плазмы и метод оптической развязки системы лазер-мишень…….……...200

5.4 Формирование кластера лазерных пучков на выходе многоканального усилителя……..210

Глава 6. Методы формирования световых пучков в лазерных средах на кристаллах и керамике, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, при селективной накачке……....220

6.1 Активная среда для мощного твердотельного лазера на основе кристаллов и керамики….223

6.2 Профилирование инверсии и селекция мод Лагерра-Гаусса в лазере на керамике *Nd:YAG* 235

6.3 Формирование пучков на модах Лагерра-Гаусса в лазере на керамике *Yb:YAG*….…….246

Заключение……...……..263

Список основных публикаций автора по теме диссертации……266

Список цитированной литературы……...272

Введение

Получение Т. Мейманом в 1960 г. генерации стимулированного излучения в кристалле рубина [1], ознаменовавшее начало лазерной эры, явилось также отправной точкой для последующих многочисленных исследований и разработок по твердотельным лазерам – одним из самых распространенных в настоящее время типов лазеров [1-16]. Твердотельные лазеры занимают лидирующие позиции как по достигнутому уровню энергии и мощности излучения, так и по применениям в научных исследованиях и практических приложениях: от технологических лазеров непрерывного действия до импульсных лазеров петаваттной мощности для исследования свойств вещества в экстремальных состояниях и лазеров с энергией свыше 1МДж для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) [4-16]. Наиболее востребованными представителями класса твердотельных лазеров являются в настоящее время лазеры на стекле, кристаллах и керамике, активированных редкоземельными ионами Nd^{3+} и Yb^{3+} с длиной волны излучения $\lambda \approx 1$мкм. Самым масштабным направлением применения существующих и разрабатываемых импульсных неодимовых и иттербиевых лазеров с высокой энергией и мощностью является, несомненно, программа работ по ЛТС, которая осуществляется в ряде научных центров в США, Европе, России, Японии, Китае и в перспективе может привести к созданию управляемого лазером термоядерного реактора [11–16].

Впервые идея использования мощного лазерного излучения для получения плазмы с термоядерными параметрами была высказана Н.Г. Басовым в докладе на заседании Президиума АН СССР в 1961 г. На возможность нагрева малого объема плотной дейтериевой плазмы до термоядерных температур при воздействии наносекундных (нс) лазерных импульсов с мощностью свыше 10^9Вт было указано в работе Н.Г. Басова и О.Н. Крохина [17]. Эта публикация стимулировала многочисленные экспериментальные и теоретические исследования по лазерной плазме и работы в области создания мощных лазеров для ЛТС, которые продолжаются и в настоящее время. Многие важные начальные этапы программы исследований по ЛТС: первые эксперименты по наблюдению нейтронов из лазерной плазмы при фокусировке пикосекундных (пс) импульсов излучения лазера на неодимовом стекле с энергией 10-20Дж на поверхность мишени из *LiD* [18-20]; создание первой многоканальной (9 пучков) лазерной установки на неодимовом стекле с энергией ≈300Дж в 2 нс импульсах [21] и первые эксперименты на ней по сжатию и нагреву сферических мишеней с генерацией нейтронов *DD*- и *DT*- реакций [22,23]; разработка концепции ЛТС на основе сжатия сферических оболочек [24]; создание 108-пучкового неодимового лазера «Дельфин» с энергией до 2,5кДж в 2 нс импульсах и достижение ≈1000-кратного сжатия мишеней с генерацией до 10^7 нейтронов [25–28] и ряд других работ в

области ЛТС были выполнены под руководством Н.Г. Басова в лаборатории квантовой радиофизики (КРФ) и затем в Отделении КРФ Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР.

Основным экспериментальным средством в исследованиях по взаимодействию мощных импульсов излучения с веществом, начиная с 1960-х гг., стали лазерные установки с активными элементами из неодимового стекла с накачкой импульсными лампами. Неодимовые лазерные системы совершенствуются на протяжении вот уже нескольких десятилетий. В первых экспериментах лаборатории КРФ ФИАН по наблюдению нейтронов из лазерной плазмы использовались ≈20 пс импульсы излучения одиночного лазерного канала, состоявшего из задающего генератора и нескольких каскадов усиления на стержнях из неодимового стекла [20]. Эксперименты по лазерному нагреву мишеней с регистрацией нейтронного выхода были осуществлены вскоре и в зарубежных лабораториях на неодимовых лазерных установках с пикосекундными [29] и наносекундными [30] импульсами. Анализ условий взаимодействия излучения с мишенью в этих первых экспериментах по лазерному нагреву позволил сформулировать перечень требований к параметрам рабочего импульса на выходе одиночного лазерного канала [31]. Этот перечень включал требования к энергии (до 10^2Дж), длительности импульса (10^{-8}–10^{-11}с), направленности излучения (10^{-3}–10^{-4} рад), которые обеспечивали в экспериментах [18,29,30] необходимую для создания высокотемпературной плазмы скорость выделения энергии в малом объеме вещества на площадке Ø100–200мкм на поверхности мишени при плотности потока излучения 10^{13}–10^{14}Вт/см^2. Перечень содержал также еще одно важное требование необходимого высокого контраста лазерного импульса [31]. Смысл этого требования состоял в том, чтобы сохранить нужное исходное качество мишени к моменту прихода на нее основного (рабочего) импульса лазерной установки. Высокий контраст подразумевал формирование рабочего импульса с крутым (≈1нс) передним фронтом. Существенным было также ослабление (на уровне $\leq 10^{-4}$ от энергии основного импульса) фонового излучения лазерного канала, связанного с усиленным спонтанным излучением (суперлюминесценцией) и паразитной генерацией, которые могли возникать в активной среде лазера при накачке. Как показали эксперименты, при низком контрасте предшествующее основному импульсу фоновое излучение установки (с характерным временем $\approx 10^{-4}$с) или пологий передний фронт основного импульса ($\approx 10^{-7}$с) испаряли вещество мишени до прихода максимума импульса, что увеличивало нагреваемый объем и препятствовало достижению высоких температур в плазме.

С течением времени в связи с разработкой новых схем нагрева и сжатия мишеней перечень требований к параметрам рабочего импульса лазера в экспериментах по ЛТС корректировался и дополнялся. Новый этап в исследованиях по ЛТС был связан с разработкой концепции сжатия и нагрева мишеней в виде сферических оболочек и создания многоканальных лазерных установок для сферически симметричного облучения мишеней [21-28,32,33]. Была предложена

схема облучения оболочечных мишеней в режиме низкоэнтропийного сжатия при плотности потока излучения $\approx 10^{14}$Вт/см^2 [24], а также схема «взрывающейся оболочки», для которой требовались потоки до10^{16}Вт/см^2[32,33]. По расчетам, в соответствии с концепцией сжатия предсказывался полезный выход термоядерных реакций 10–100МДж при вложенной в мишень энергии лазера 3-5МДж [24,32,33]. При масштабировании эксперимента до МДж уровня энергии и соответствующем увеличении размеров мишени (Ø1–2мм) для ее сжатия должны были использоваться импульсы $\approx 10^{-8}$с [33]. В соответствии с новыми концепциями разрабатывались оптические схемы многоканальных лазерных установок на активных элементах в виде стержней, плит и дисков из неодимового стекла с выходной энергией в диапазоне 1–100кДж: «Кальмар»[21], «Дельфин»[25-28], «Прогресс»[34], «УМИ-35»[35], «Сокол»[36] в СССР, «Шива»[37], «Нова»[38] и «Омега»[39] в США, «Гекко-12» в Японии [40], «Вулкан» в Великобритании [41] и др., см. обзор [42]. Установки «Нова», «Омега», «Гекко-12» и ряд других работали на частотах второй и третьей гармоник неодимового лазера. Использование дисковых активных элементов позволило сформировать на выходе лазеров пучки с поперечником до 40х40см^2 и энергией до 10 кДж при общей энергии установки свыше 100кДж [38]. Для исследований по ЛТС в СССР в этот период была создана 12-канальная установка йодного лазера «Искра-5» на длине волны λ=1,315мкм с выходной энергией $\approx$30кДж в импульсе 0,25нс [43].

Вместе с перечисленными выше требованиями к параметрам импульсов излучения, сформулированными для экспериментов на одноканальных лазерах, для многоканальной лазерной схемы существенным становится синхронность каналов, т.е. одновременность прихода лазерного импульса по различным каналам на мишень. Новым становится и требование высокой однородности распределения интенсивности на поверхности сферической мишени, которое обеспечивает симметричное сжатие сферической оболочки. В этой связи на передний план выходит вопрос о когерентности излучения, направляемого по многим каналам на мишень, формулируются ограничения на степень когерентности излучения, позволяющие сгладить неоднородности облучения, связанные с интерференцией пучков соседних каналов [42]. Наряду с концепцией прямого сжатия, при котором излучение лазера направляется непосредственно на поверхность мишени, был предложен способ непрямого сжатия, при котором мишень помещается во внешнюю металлическую капсулу, а лазерные пучки направляются на внутреннюю стенку этой оболочки [44]. Сжатие мишени происходит под действием рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии пучков лазера с оболочкой и заполняющего капсулу [44]. В связи с разработкой новых концепций взаимодействия излучения с мишенью претерпели трансформацию и требования к параметрам рабочего импульса лазерной установки. В зависимости от геометрии облучения и типа мишени стали применяться предимпульсы, сложное профилирование временного профиля основного рабочего импульса, см. [11,12,42].

Разработка и создание в 1970-80 гг. в СССР и за рубежом нескольких поколений многоканальных неодимовых лазерных установок для экспериментов по ЛТС послужило мощным стимулом для развития лазерной техники, оказало влияние на разработку и совершенствование твердотельных лазеров с различным уровнем энергии и мощности излучения. Для экспериментальной проверки возможности осуществления выгодной термоядерной реакции в Ливерморской национальной лаборатории (США) создана многоканальная лазерная установка National Ignition Facility («NIF») на дисковых активных элементах из неодимового стекла с накачкой импульсными лампами [11]. В установке «NIF» выбрана схема непрямого сжатия сферической мишени с преобразованием лазерного излучения в рентгеновское, установка работает в режиме редких, однократных вспышек. Выходная энергия излучения в 192 пучках (λ≈1,053мкм) в профилированном импульсе с общей длительностью до 20нс достигает 3МДж, а на длине волны третьей гармоники λ≈0,351мкм на мишень доставляется энергия около 2МДж [11]. Выходные параметры лазерных пучков установки «NIF» являются на сегодняшний день самой впечатляющей иллюстрацией возможностей твердотельных лазеров. Вторая подобная установка мегаджоульного уровня, «LMJ» сооружается в лаборатории CESTA Комиссариата по атомной энергии во Франции. Энергия излучения «LMJ» в 240 пучках (λ≈0,351мкм) должна составить около 2 МДж, длительность рабочего импульса 0,2-25нс, пиковая мощность лазера до 550ТВт [12]. Российский проект предусматривает создание лазерной установки на основе дисковых активных элементов из неодимового стекла в 192 пучках с выходной энергией ≈2,5МДж на длине волны второй гармоники неодимового лазера [13].

В настоящее время значительное внимание уделяется концепции раздельного сжатия мишени и зажигания в ней термоядерной реакции (“fast ignition”, “shock ignition”), которая предполагает воздействие на предварительно сжатую лазером-драйвером мишень ускоренных частиц или ударной волны, возникающих под действием ультракороткого (пс) лазерного импульса [45-47]. В этих схемах лазерные каналы установки с нс импульсом обеспечивают сферически симметричное сжатие мишени, на которую затем направляется мощный пс импульс при плотности потока (в зависимости от схемы) 10^{16}-10^{18}Вт/см^2. Этот импульс используется для поджига термоядерных реакций в сжатом веществе мишени. Согласно расчетам такая схема сжатия и поджига мишени должна позволить уменьшить общую энергию лазера - драйвера. Для экспериментальной проверки концепции сжатия с поджигом и других схем облучения мишени создаются новые и перестраиваются существующие лазерные установки на неодимовом стекле с энергией импульсов в диапазоне 10-100 кДж: «OMEGA-EP» (США); «LIL-PETAL»(Франция); «GEKKO-12-FIREX» (Япония); «Shenguang» (Китай) и др., см. [48-51] и обзор [51a].

Лазер-драйвер будущего экспериментального термоядерного реактора должен работать в импульсно-периодическом режиме. Разработка проектов реактора на основе ЛТС показала, что

для практического использования реактора необходимо обеспечить частоту повторения рабочих выстрелов лазера с энергией 1-3МДж по мишени на уровне 10Гц при КПД установки ≈10% [52,53, 51a]. В то же время, рабочие вспышки в крупных неодимовых лазерных установках с накачкой импульсными лампами производятся с интервалами в 1 час и более, что связано, главным образом, с длительной тепловой релаксацией активных элементов из стекла, обладающего невысокой теплопроводностью (0,6-0,8Вт/м·К [9]). КПД крупных неодимовых лазерных установок с накачкой импульсными лампами не превышает обычно 1% [4,5,9,11].

Анализ известных лазерных сред и возможных источников накачки позволил выявить несколько активных сред-кандидатов, перспективных для применения в лазере - драйвере термоядерного реактора. Наряду с мощными газовыми лазерами была предложена концепция твердотельного импульсно-периодического лазера-драйвера с накачкой полупроводниковыми излучателями [52-55]. В 1990-е гг. технология производства мощных полупроводниковых диодов достигла уровня, позволившего начать создавать твердотельные лазеры с диодной накачкой. Для обозначения лазеров этого типа используется английская аббревиатура DPSSL- Diode Pumped Solid-State Laser [56]. При накачке узкополосным излучением полупроводниковых диодов тепловыделение в неодимовом лазере сокращается (по сравнению с широкополосной накачкой лампами) почти в 3 раза, а КПД возрастает более чем на порядок величины [9]. Наряду с неодимовым стеклом в качестве активной среды драйвера были предложены лазерные кристаллы, обладающие большей по сравнению со стеклом теплопроводностью. Рассматривались кристаллы, активированные ионами редкоземельных элементов: *Nd:Y:CaF*$_2$*, Yb:YAG*, *Yb:S-FAP* и др. [52-55,15]. Были определены диапазоны значений ряда параметров твердотельной активной среды, которым должен удовлетворять материал, предназначенный для работы в лазере-драйвере. Активная среда должна обладать полосами поглощения излучения накачки, совместимыми с областью генерации полупроводниковых диодов. Благоприятное сочетание значений сечения лазерного перехода, σ=2-6x10^{-20}см^2 и времени жизни ионов активатора на метастабильном уровне, τ_{lum}≈3-10x10^{-4}с дает возможность создавать в среде при накачке высокий уровень инверсии и эффективно преобразовывать запасенную энергию в стимулированное излучение. Широкая спектральная полоса лазерного перехода создает возможность усиления коротких импульсов излучения. Активная среда должна обладать высокой оптической стойкостью и пропускать без разрушений импульсы излучения с плотностью энергии до 10Дж/см^2. Для работы в импульсно-периодическом режиме становятся существенными термомеханические (прочностные) характеристики среды, ее способность выдерживать без повреждений возникающие из-за тепловыделения в среде при накачке напряжения [3,5,8,9,52,53].

В ряде лазерных центров по результатам сопоставления оптико-физических, теплофизических, спектральных, прочностных характеристик кристаллических сред, параметров ис-

точников накачки, возможных схемных решений установки был сделан выбор активной среды для драйвера. Этот выбор сделан в пользу кристаллов, активированных ионами Yb^{3+} (*Yb:YAG*, *Yb:S-FAP*), имеющих полосу поглощения в спектральной области около 0,9мкм, совместимой с областью излучения полупроводниковых *InGaAs* диодов [6,15,52,53]. Рабочий переход ионов иттербия в этих средах - около длин волн 1,030мкм и 1,047мкм, теплопроводность -10 и 2Вт/м·К, соответственно [6,15,52,53]. При разработке лазеров на кристаллах, однако, узким местом является ограничение на размер активных элементов. Трудоемкость и высокая стоимость выращивания монокристаллов с поперечным сечением ≈50см^2 и более накладывает ограничения на возможную апертуру, а значит и на энергию формируемых световых пучков.

Новые перспективы использования кристаллических активных сред в импульсно-периодическом драйвере открылись в связи с разработкой высококачественной оксидной лазерной керамики на основе кристаллов *Nd:YAG, Yb:YAG,* $Nd:Y_2O_3$, $Yb:Y_2O_3$ и др. [7,16,57]. Поликристаллическая активная среда из лазерной керамики обладает практически теми же спектрально-люминесцентными, оптическими, теплофизическими характеристиками, как и соответствующий монокристалл, но, в то же время, керамика допускает создание активных элементов с поперечными размерами свыше 10х10см^2, что обеспечивает формирование пучков с высокой энергией и мощностью [7,16,57]. В лазере на пластинах 10х10см^2 из керамики *Nd:YAG* с полупроводниковой накачкой продемонстрирован уровень мощности в квазинепрерывном режиме свыше 100кВт [57].

Работу по иттербиевому лазеру импульсно-периодического режима на кристаллах и керамике начали несколько ведущих в области ЛТС лабораторий: Ливерморская лаборатория в США (программа «Меркурий», кристалл *Yb:S-FAP*) [15], Лаборатория лазерной инженерии Осакского Университета в Японии (керамика *Yb:YAG*) [16], Лаборатория применения мощных лазеров во Франции, программа «LUCIA» (керамика *Yb:YAG*) [58]. В Японии были начаты также работы по проекту «HALNA» - импульсно-периодическому лазеру на неодимовом стекле [59]. К настоящему времени практической реализацией макетных разработок по лазеру-драйверу является создание нескольких действующих лазерных каналов импульсно-периодического режима работы. Ливерморская лаборатория располагает лазерным каналом на кристаллах *Yb:S-FAP*. Выходная энергия этого лазера, работающего с частотой повторения импульсов 10Гц, 60Дж в 5нс импульсах при КПД 10% [15]. На установке «HALNA» (Япония) были достигнуты следующие параметры: выходная энергия ≈20Дж в 20нс импульсах при частоте ≈10гц [59]. На установке «LUCIA» -10Дж в 10нс импульсах при частоте следования 2Гц [58].

В последнее время рассматривалось несколько проектов твердотельных лазерных установок импульсно-периодического режима для экспериментов по ЛТС, см. [60-62, 51а]. В Ливерморской лаборатории (США) рассматривался проект «LIFE» (Laser Inertial Fusion Energy

System), направленный на создание прототипа лазерного термоядерного реактора [60]. Основа установки - твердотельный лазер-драйвер импульсно-периодического режима. Ориентировочные параметры лазера с 384 пучками: энергия (на длине волны 3-ей гармоники) 2,2МДж, частота повторения импульсов 16Гц, КПД лазера 18%. В качестве возможных активных сред для драйвера рассматривались фосфатное стекло *Nd:APG-1*, кристаллы и керамика *Yb:YAG, Yb:S-FAP* [61]. Консорциум ряда стран Европы разрабатывал проект «HiPER» (High Power laser Energy Research facility) с целью создания (в Великобритании) демонстрационного реактора с драйвером на основе существующих в настоящее время импульсно-периодических твердотельных лазеров. В качестве схемы взаимодействия излучения с мишенями в проекте «HiPER» рассматривалась схема «быстрого поджига»: многоканальный лазер (около 50 пучков) с общей энергией ≈500кДж в 5нс импульсе для сжатия мишени и отдельный лазерный канал с энергией около 80кДж в 10пс импульсе для поджига термоядерных реакций [62].

Необходимо отметить, что для повышения КПД будущей термоядерной энергоустановки в СССР была предложена концепция гибридного лазерного термоядерного реактора [63]. Камеру лазерного термоядерного реактора предлагалось окружить оболочкой из делящихся под действием термоядерных нейтронов материалов. Ожидаемый коэффициент усиления энергии лазера, вложенной в мишень в этой гибридной схеме, составляет ≈100 [63].

Несмотря на то, что запланированный на неодимовой лазерной установке «NIF» эксперимент по нагреву и сжатию мишеней с полезным выходом термоядерных реакций осуществлен пока что только на уровне около 17кДж (≈1% от затраченной энергии лазера) [11], разработка перспективных схем облучения мишеней и лазерных установок для экспериментов по ЛТС продолжается. Наряду с лазерами для ЛТС разрабатываются также твердотельные лазерные системы на кристаллах сапфира с титаном (*Ti:Sa*), стекле, нелинейных кристаллах с пикосекундными и фемтосекундными импульсами мультипетаваттного (10^{15}-10^{17}Вт) и экзаваттного (10^{18}Вт) уровней мощности для исследований в области физики сверхсильных световых полей, ускорения частиц, получения и исследования экстремальных состояний вещества [10, 64].

Разработка принципов построения и оптических схем твердотельных лазеров для ЛТС, их элементной базы, методов формирования пучков в оптическом тракте опирается во многом на результаты исследований по твердотельным лазерам: исследований методов генерации и усиления коротких (нс и пс) импульсов, исследований процессов в активной среде при формировании и съеме инверсии, эволюции пространственно-угловых, временных, спектральных характеристик импульсов при распространении в усилителе, исследований самофокусировки лазерного пучка и других процессов нелинейного взаимодействия мощного излучения с оптической средой лазерной установки. Ряд пионерских работ в этой области был выполнен в лаборатории квантовой радиофизики ФИАН в 1960-70-е гг. Исследования проводились вначале с лазерами

на рубине, затем – с лазерами на неодимовом стекле. Нет необходимости пояснять привлекательность поставленной в то время Н.Г. Басовым задачи создания мощной лазерной установки с короткими импульсами и проведения экспериментальной проверки возможности нагрева вещества лазером до термоядерных температур. К этой цели были направлены усилия небольшого коллектива сотрудников лаборатории КРФ ФИАН [65].

В основу оптической схемы мощного лазера был положен принцип распределения функций при формировании рабочего импульса между задающим генератором с небольшим по размерам активным элементом и усилителем, где сосредоточен основной объем активной среды с инверсией. Основная функция задающего генератора - формирование короткого лазерного импульса с небольшой энергией и требуемым временным профилем. Генератор должен был обеспечить достаточно высокий контраст рабочего импульса. В генераторе формировались пространственно-угловые характеристики лазерного пучка, поляризация и спектральный состав излучения, поступавшего на вход усилителя. Главной задачей усилителя являлось повышение энергии рабочего импульса, формирование пространственного профиля лазерного пучка и высокой направленности излучения. Были разработаны генераторы нс (10^{-7}–10^{-9}с) импульсов на рубине и неодимовом стекле с модуляцией добротности резонатора [66-69], проведены эксперименты по усилению нс импульсов в усилителях на рубине и неодимовом стекле, состоявших из нескольких стержней – каскадов усиления [68–73], исследованы особенности распространения нс импульсов в нелинейно усиливающей среде [70-73,76], предложен и исследован регенеративный усилитель [74]. Наносекундные импульсы излучения от лазерных установок на рубине и неодимовом стекле с мощностью 10^8–10^9Вт использовались в первых экспериментах по получению лазерной плазмы [75].

В кооперации с институтами и предприятиями оптической промышленности (Ленинградское оптико-механическое объединение, Государственный оптический институт, Лыткаринский завод оптического стекла, Красногорский оптико-механический завод и др.) были разработаны и изготовлены активные элементы из неодимового стекла для усилителя - стержни длиной от 10 до 70см с диаметрами 10-60мм и осветители с импульсными лампами для них, электрооптические затворы, кюветы с просветляющимся поглотителем для развязки усилительных каскадов и другие компоненты оптического тракта лазера. В ФИАН был построен павильон с оптическим залом и конденсаторной батареей с запасаемой энергией ≈1МДж [72]. В павильоне размещались первые лазерные установки для экспериментов по нагреву плазмы, собранные на стержнях из неодимового стекла по схеме одноканального последовательного усиления. На выходе лазерного канала были получены импульсы с энергией 50-100Дж при длительности 5-50нс с мощностью 1-20ГВт [72,76]. Были проведены исследования механизма формирования пикосекундных (10^{-10}–10^{-12}с) импульсов в лазере на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод

просветляющимся красителем [77-79]. Создана неодимовая лазерная установка с задающим генератором пс импульсов и усилителем с энергией до 20Дж в импульсах с длительностью ≈20пс, т.е. достигнут уровень мощности лазерного излучения в диапазоне 10^{11}–10^{12}Вт при яркости до 10^{18}Вт/см^{2}стер [20,80-83]. В павильоне лаборатории КРФ при фокусировке пс импульсов неодимового лазера на поверхность мишени из *LiD* в вакуумной камере впервые были зарегистрированы нейтроны из лазерной плазмы [18,19,81,82]. Серия экспериментов по сжатию и нагреву сферических мишеней с генерацией нейтронов была проведена затем в Отделении КРФ ФИАН на многоканальных лазерных установках с нс импульсами «Кальмар» и «Дельфин», собранных на стержнях из неодимового стекла по схеме последовательно-параллельного усиления [21-23, 25-28,42]. Энергия излучения 9-канальной установки «Кальмар» в 1-2 нс импульсах достигала 300Дж [21,42]. Энергия излучения 108-пучковой установки «Дельфин», размещенной в отдельном помещении с оптическим залом и конденсаторной батареей с запасаемой энергией ≈10МДж, достигала в 2нс импульсов 2,5кДж [25-28,42].

Параллельно с экспериментами по нагреву плазмы на лазерных установках лаборатории КРФ и Отделения КРФ ФИАН проводились исследования физических процессов в оптической среде неодимового лазера, разрабатывались методы формирования световых пучков с высокой мощностью и яркостью излучения. Как показали исследования, рост мощности в усилителе ограничивался в результате нелинейного взаимодействия излучения с оптическими материалами самой лазерной установки [78,80,83-88]. В работе [80] была обнаружена самофокусировка лазерного пучка непосредственно в оптической среде самой лазерной установки: в стержнях из неодимового стекла и в других оптических элементах, а также и в воздухе – на выходе установки. Были проведены исследования дифракции и самофокусировки, нелинейных потерь излучения в оптическом тракте усилителя, предложены мягкие диафрагмы для профилирования лазерных пучков, применение в усилителе расходящихся пучков и другие методы подавления самофокусировки в лазере [31,42,78,83-88,90]. Был разработан ряд схемных решений для оптического тракта усилителя неодимового лазера, системы концентрации излучения на мишень, системы развязки лазера от мишени, таких, как схема последовательно-параллельного усиления [21,25], облучение мишеней кластерами пучков [25,28,88], излучением на высших гармониках неодимового лазера [83,89,90].

Актуальность темы диссертации

С начала 1960-х гг. и по настоящее время работы по созданию твердотельных лазеров для ЛТС сопровождаются, как пояснялось в приведенном выше кратком историческом очерке, исследованиями физических процессов в оптической среде мощной лазерной установки, разработками методов формирования пространственных, временных, спектральных характеристик световых пучков с высокой энергией, мощностью и яркостью излучения. В этой связи предлагаемая диссертация на тему «Физические процессы и методы формирования световых пучков в твердотельном лазере для экспериментов по нагреву плазмы» соответствует актуальной проблематике. В период 1960-90 гг. автор принимал участие в исследованиях и разработках, связанных с созданием лазерных установок на неодимовом стекле с нс и пс импульсами для экспериментов по нагреву плазмы, проводившихся в ФИАН под руководством академика Н.Г.Басова. В последние годы автор принимал также участие в исследованиях новых лазерных материалов на основе кристаллов и керамики, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, перспективных для применения в лазерах для ЛТС, в разработке методов формирования модового состава пучков в лазерах на керамике малой мощности (с полупроводниковой или лазерной накачкой). Эти работы проводились в ФИАН и в Институте лазерной науки в Токио, Япония. Результаты исследований автора в указанных направлениях систематизированы в представленной диссертации.

Цель работы

Целью работы было исследование процессов, протекающих в оптической среде мощного твердотельного лазера, и разработка на основе этих исследований методов генерации и усиления нс и пс импульсов, формирования лазерных пучков с высокой мощностью и яркостью излучения, создание первых лазеров для экспериментов по нагреву плазмы.

В соответствии с этой целью решались следующие задачи:

1. Разработка методов генерации импульсов с длительностью 10^{-7}-10^{-11} с в лазерах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd.*
2. Создание лазеров-усилителей нс и пс импульсов на неодимовом стекле, анализ процессов в активной среде усилителя при формировании и сбросе инверсии.
3. Исследование самофокусировки в среде лазера, разрушений в активных элементах и других процессов ограничения энергии, мощности и яркости излучения при распространении пучка в оптическом тракте лазерной установки на неодимовом стекле.

4. Разработка методов подавления самофокусировки и дифракционных возмущений на профиле пучка как факторов, ограничивающих мощность и яркость излучения в лазере.

5. Создание первых неодимовых лазерных установок с нс и пс импульсами с энергией 10-100Дж и расходимостью излучения 10^{-3}-10^{-4}рад для экспериментов по нагреву плазмы; разработка методов формирования и транспортировки к мишени лазерных пучков, методов оптической развязки лазера от мишени.

6. Исследование активных сред на основе кристаллов и керамики, перспективных для применения в лазерах для ЛТС; разработка методов формирования инверсии и модового состава излучения в лазерах на кристаллах и керамике при селективной накачке.

Научная новизна работы

В работе были получены следующие новые научные результаты:

1. Впервые в СССР созданы лазеры на неодимовом стекле с модуляцией добротности (20-50нс импульсы, энергия 1Дж, $\lambda \approx 1{,}06$мкм); для обострения (≈1нс) переднего фронта импульсов применен оптический затвор из тонкой алюминиевой пленки на лавсане, испаряемой лазерным излучением; предложен механизм просветления *Al* пленки при переходе металл-диэлектрик.

2. Впервые создана лазерная система на неодимовом стекле в составе генератора с модуляцией добротности и усилителя 20-50нс импульсов с энергией 10-60Дж и мощностью свыше 10^9Вт.

3. Впервые зарегистрировано формирование в активной среде усилителя на неодимовом стекле «гигантских» импульсов суперлюминесценции ≈10нс длительности.

4. В генераторах и усилителях нс и пс импульсов на неодимовом стекле обнаружена самофокусировка лазерного пучка в оптической среде самого лазера (в стержнях и дисках из неодимового стекла, элементах оптики); при плотности мощности излучения $\approx 10^{10}$Вт/см^2 обнаружена самофокусировка лазерного пучка в воздухе.

5. Обнаружено и исследовано влияние выбросов интенсивности на профиле лазерного пучка при его дифракции на диафрагмах и локальных неоднородностях в лазерной установке на возникновение самофокусировки лазерного пучка и разрушений в оптических элементах.

6. При распространении пучка с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2 в структуре лазерных дисков впервые наблюдались разрушения в среде, обусловленные нелинейным эффектом формирования «горячих» изображений от локальных неоднородностей (объяснение эффекта дано в Ливерморской лаборатории, США).

7. Впервые при воздействии нс импульсов неодимового лазера на твердотельную мишень из *LiH* в вакуумной камере получена лазерная плазма, излучавшая в линиях ионизированного *Li*, а

при фокусировке пс импульсов на мишень *LiD* зарегистрированы нейтроны из лазерной плазмы; впервые получен ≈4м оптический пробой в воздухе - «длинная лазерная искра».

8. Предложены методы облучения мишеней лазерным излучением, преобразованным в высшую гармонику, и группами (кластерами) лазерных пучков.

9. Проведены измерения нелинейного показателя преломления в новых лазерных материалах на основе оксидной керамики *YAG*, Y_2O_3, Sr_2O_3, Lu_2O_3.

10. Предложены метод профилирования инверсии и селекции мод Лагерра-Гаусса в лазере при размещении активной среды в зоне дифракции пучка накачки и метод селекции мод Лагерра-Гаусса с помощью линзы со сферической аберрацией в резонаторе.

Практическая значимость результатов работы.

Полученная информация о физических процессах, протекающих в оптической среде мощных твердотельных лазеров, предложенные методы формирования световых пучков использовались при создании лазерных систем.

1. Созданный лазер на неодимовом стекле с модуляцией добротности электрооптическим затвором нашел применение в качестве задающего генератора в лазерных установках.

2. Обнаружение самофокусировки лазерного пучка в оптической среде самой лазерной установки стимулировало исследования этого явления и разработку методов подавления самофокусировки в лазерных системах.

3. Обнаружение влияния дифракционных выбросов на профиле лазерного пучка на развитие самофокусировки и разрушений в среде лазера стимулировало разработку методов сглаживания профиля лазерного пучка с помощью «мягких» диафрагм.

4. Результаты первых экспериментов по нагреву плазмы с помощью неодимовых лазеров способствовали развитию работ по лазерам для ЛТС в СССР и за рубежом.

5. Предложенный метод облучения мишеней излучением на частотах высших гармоник лазера-драйвера применяется во многих исследовательских центрах, работающих по программе ЛТС.

6. Метод облучения мишеней кластерами (группами) лазерных пучков применяется в лазерных установках для экспериментов по ЛТС.

7. Измерения нелинейного показателя преломления в оксидной керамике использовались при сопоставлении свойств твердотельных лазерных сред и определении области их применения.

8. Метод «дифракционной» накачки использовался для получения генерации в лазерах на модах Лагерра-Гаусса.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Экспериментальная демонстрация первой лазерной системы на неодимовом стекле в составе генератора с модуляцией добротности и усилителя 20-50нс импульсов излучения (λ≈1,06мкм) с энергией до 60Дж и мощностью свыше 10^9Вт показала перспективность разработки неодимовых лазеров для нагрева плазмы.

2. Анализ динамики сброса инверсии при усилении нс импульсов в неодимовом стекле с учетом штарковской структуры, неоднородного уширения уровней лазерного перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ (λ≈1,06мкм) и безызлучательной релаксации ионов Nd^{3+} по штарковским компонентам уровней позволил объяснить результаты экспериментов по усилению нс импульсов различной длительности и спектрального состава.

3. Обнаружение и исследование самофокусировки пучка и сопутствующих нелинейных явлений в оптической среде лазера на неодимовом стекле позволило установить, что мелкомасштабная самофокусировка лазерного пучка является основным механизмом ограничения энергии, мощности и яркости излучения в неодимовых лазерах при распространении нс (10^{-8}-10^{-9}с) и пс (10^{-9}-10^{-12}с) импульсов с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2.

4. Выбросы интенсивности на профиле лазерного пучка при его дифракции на диафрагмах и локальных неоднородностях среды в лазерной установке способствуют самофокусировке пучка и возникновению разрушений в оптических элементах.

5. Самофокусировка в лазере может быть ограничена при секционировании протяженной среды лазера (стержней из неодимового стекла) на фрагменты (диски), применением расходящихся лазерных пучков, а также «мягких» диафрагм, подавляющих формирование дифракционных выбросов в пучках.

6. Воздействие на мишень излучением на высших гармониках лазера-драйвера обеспечивает оптическую развязку лазера от мишени, увеличивает контраст рабочих импульсов и поглощение излучения в лазерной плазме.

7. Формирование на выходе многоканальной лазерной установки составных пучков (кластеров) позволяет оптимизировать систему транспортировки и фокусировки лазерного излучения на мишень.

8. На неодимовых лазерных установках с нс и пс импульсами, созданных при участии автора, впервые была получена лазерная плазма при фокусировке излучения на твердотельную мишень в вакуумной камере и зарегистрированы нейтроны из лазерной плазмы.

9. Предложенные методы селекции поперечных мод позволили получить в лазерах на керамике *Nd:YAG, Yb:YAG* с селективной накачкой генерацию на скалярных и векторных модах Лагерра–Гаусса низших и высших порядков.

Личный вклад автора, достоверность результатов

Автор участвовал в создании лазерных установок на неодимовом стекле с нс и пс импульсами и в экспериментах по получению лазерной плазмы, работая в лаборатории КРФ, затем в Отделении КРФ ФИАН под руководством Н.Г. Басова в коллективах, возглавляемых (на разных этапах) В.С. Зуевым, П.Г. Крюковым, Г.В. Склизковым. Экспериментальные исследования по лазеру на неодимовом стекле, лазерам на кристаллах и керамике, результаты которых включены в диссертацию, выполнены автором, либо под его руководством и при его непосредственном участии. Методы формирования лазерных пучков в генераторах и усилителях, рассмотренные в диссертации, идеи расчетных работ предложены автором. Представленные автором экспериментальные данные, наблюдавшиеся закономерности и новые эффекты получили адекватное теоретическое описание, результаты расчетных работ соответствуют эксперименту. Положения, сформулированные в диссертации, получили признание, публикации автора известны и неоднократно цитировались. Автор лично представлял доклады по результатам исследований, включенных в диссертацию, на национальных и международных конференциях, выступал на семинарах в ФИАН и в ряде научных центров страны и за рубежом: в ИОФ РАН, ИПФ РАН, ИК РАН, в Институте лазерной науки (г. Токио, Япония), где в лаборатории К.Уеда проводились эксперименты с лазерами на керамике.

Апробация работы и публикации по теме диссертации

Результаты работы автора докладывались на более чем 50 национальных и международных конференциях: International Quantum Electronics Conference, Miami, Fla., USA (1968); IEEE Conference on Laser Engineering and Applications,Washington, D.C., USA (1969); Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, Румыния (1969); Международной конференции «Лазеры и их применения», Дрезден, ГДР (1970,1985); Всесоюзных совещаниях по физике воздействия оптического излучения на конденсированные среды, г. Ленинград (1969, 1972, 1974); Всесоюзных и международных конференциях «Оптика лазеров» (Ленинград, III-1981, V-1987, VI -1990; Санкт-Петербург, VII-1993, VIII-1995, XI-2003, XII-2006, XIII-2008, XIV-2010); Всесоюзной конференции “Радиационные дефекты в твердых телах”, Ашхабад,1977; Всесоюзной научно-технической конференции “Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов”, Москва,1987; Всесоюзном симпозиуме

по оптическим и спектральным свойствам стекол, Ленинград,1989; Всесоюзном съезде по спектроскопии, Киев,1988; Всесоюзных конференциях по нелинейной оптике (V – Кишинев, 1970; VI – Минск, 1972;VII – Ташкент, 1974); Всесоюзных и Международных конференциях по когерентной и нелинейной оптике и применению лазеров (VIII- Тбилиси, 1976; X-Киев, 1980; XIII-Минск, 1987, LAT-2002, Москва; ICONO/LAT-2005, Санкт-Петербург; ICONO/LAT-2013, Москва); V International Laser Physics Workshop, 1996; European Conferences on Laser Interaction with Matter, ECLIM (XIII- Лейпциг, ГДР,1979; XVII-Рим, Италия,1985, XVIII- Прага, Чехословакия, 1987, XXII- Париж, Франция,1993, XXIV- Мадрид, Испания,1996); IAEA Technical Committee Meetings on Drivers for Inertial Confinement Fusion (Osaka, Japan 1991; Paris, France, 1994); Conferences on Lasers and Electro-Optics and International Quantum Electronics Conferences, CLEO, IQEC/CLEO-Europe, IQEC/CLEO- Pacific Rim (Phoenix, USA,1982; Baltimore,USA, 1997, 2001; IQEC/CLEO -Europe, Munich, Germany, 2005, 2009; IQEC/CLEO - Pacific Rim, Tokyo, Japan, 2005; Sydney, Australia, 2011); International conference “Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion”, Monterey,USA,1995; Международных симпозиумах по лазерной керамике, Бильбао, Испания, 2005; Нижний Новгород, РФ, 2012 и на ряде других международных и национальных конференций по лазерам в РФ, США, Японии, Австралии, Польше.

Основные результаты диссертации изложены в 73 работах, из них 61 в рецензируемых отечественных и международных журналах и изданиях, включенных в список ВАК и систему цитирования Web of Science, 6 авторских свидетельств.

Краткое содержание работы.

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка публикаций автора по теме диссертации, списка цитированной литературы из 430 наименований. Обзор литературных источников проводится по главам параллельно с изложением результатов исследований автора; используется сквозная нумерация ссылок и рисунков. Нумерация формул и обозначения физических величин привязаны к главам, обозначения в формулах комментируются в тексте. Краткое содержание диссертации изложено ниже.

Во введении дан краткий исторический очерк развития работ по лазерам для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу, обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и вытекающие из них задачи исследований. Сформулированы защищаемые положения, научная новизна работы и ее практическая ценность, описаны основные результаты исследований и вклад автора в проведенную работу.

В первой главе представлены сведения об активной среде из неодимового стекла, рассматриваются первые эксперименты по генерации и усилению наносекундных импульсов в лазерах на неодимовом стекле, выполненные автором. Неодимовое стекло используется в качестве активной среды в большинстве лазерных установок для экспериментов по ЛТС. В параграфе 1.1 приводятся краткие справочные данные по спектрально-люминесцентным, оптическим, теплофизическим, механическим характеристикам ряда отечественных и зарубежных силикатных и фосфатных неодимовых стекол. Одной из задач, возникших в связи с разработкой и созданием мощных лазерных систем на неодимовом стекле, явилось выяснение детальной физической картины преобразования в активной среде энергии накачки в лазерное излучение в процессах формирования и сброса инверсии при генерации и усилении коротких импульсов. Важным вопросом здесь было получение информации о структуре рабочего лазерного перехода между уровнями $^4F_{3/2}$ –$^4I_{11/2}$ иона Nd^{3+} с длиной волны λ≈1,06мкм. В параграфе 1.1 рассматривается штарковская структура перехода $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$, представлены сведения по неоднородному уширению (НУ) линии люминесценции (ЛЛ) в стеклах. Приводится иллюстрация профиля ЛЛ лазерного перехода в силикатном стекле, полученная при численном моделировании с учетом НУ и штарковской структуры уровней. Рассматриваются процессы безызлучательной релаксации возбуждения по уровням ионов активатора, которые оказывают влияние на энергетику лазерной системы и кинетику ее излучения. Существенным для работы неодимового лазера является вопрос о накоплении и релаксации частиц на нижнем уровне рабочего перехода $^4I_{11/2}$. Приводятся результаты ряда экспериментов по определению времени релаксации ионов Nd^{3+}, τ_{21} с нижнего уровня лазерного перехода $^4I_{11/2}$ на основной уровень $^4I_{9/2}$ для силикатных и фосфатных стекол. Анализ опубликованных по параметру τ_{21} данных показывает, что для большинства матриц τ_{21}<1нс, и накопление частиц на уровне $^4I_{11/2}$ не препятствует эффективному съему инверсии в неодимовых лазерных установках для ЛТС, работающих с импульсами >1нс.

В параграфе 1.2 описываются первые эксперименты по генерации и усилению наносекундных импульсов в лазерах на неодимовом стекле. В 1964-65 гг. автор принял участие в создании первого в СССР лазера с модулированной добротностью на неодимовом стекле [68]. В этом лазере на стержне Ø9х120мм из стекла КГСС-7 для модуляции добротности была использована вращающаяся призма. Импульсы генерации с длительностью 40-50нс направлялись в усилитель на трех стержнях Ø12, 15 и 25мм длиной по 120мм. На выходе усилителя энергия импульсов достигала 8Дж, а мощность - 100МВт [68,83]. Это был первый в нашей стране и в мире эксперимент по усилению нс импульсов в неодимовом стекле. Из неодимового стекла можно было изготовить активные элементы, превосходившие по объему кристаллы рубина. Это открывало возможность резкого увеличения энергии и мощности излучения в твердотельных лазерах и перспективу их применения по программе ЛТС. Нами был создан генератор на

стержне Ø30х600мм (стекло КГСС–7) с вращающейся призмой Ø30мм. Импульс излучения этого лазера направлялся в усилитель на 2-х стержнях Ø30х600мм. Для развязки генератора от усилителя и обострения переднего фронта импульса был применен затвор из тонкой (≈0,05мкм) *Al* пленки на лавсане. На выходе всей лазерной системы были получены ≈50нс импульсы с энергией 60Дж и мощностью свыше 1ГВт [72,83,91]. С помощью созданных неодимовых лазеров были проведены первые эксперименты по получению лазерной плазмы (температура ≈20eV) на твердотельной мишени из *LiH* [75,83], а также эксперименты по фокусировке излучения в газовую среду, в том числе первые наблюдения протяженного (≈4м) лазерного пробоя в воздухе, так называемой «длинной лазерной искры» [83,91,65]. Проведенные эксперименты подтвердили большую эффективность вложения энергии лазера в твердотельную мишень, а не в газовую среду, где развитие пробоя препятствует концентрации энергии в малом объеме. Фокусировка на поверхность твердой мишени в вакууме позволяла вложить энергию лазера в малый объем вещества, что способствовало получению плазмы с высокой температурой.

Вторая глава посвящена методам формирования импульсов наносекундной (10^{-7}–10^{-9}с), субнаносекундной (10^{-9}-10^{-10}с) и пикосекундной (10^{-10}-10^{-12}с) длительности в задающих генераторах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* для последующего усиления в неодимовой лазерной установке. Результаты первых экспериментов по генерации и усилению нс импульсов, описанные в гл.1, показали, что для получения высоких значений энергии и мощности в лазерном импульсе короткой длительности при высоком контрасте излучения следует разделить функции генератора и усилителя. Импульс короткой длительности с высоким контрастом целесообразно сформировать отдельно в задающем генераторе с небольшим (≈10см^3) объемом активной среды и направить его на вход усилителя с большим объемом среды, где запасенная в инверсии энергия преобразуется в лазерный пучок с большим поперечным сечением, энергией и высокой направленностью излучения. Возникавшие в 1960–70-х гг. установки для экспериментов по ЛТС, новые схемы взаимодействия излучения с мишенями стимулировали разработку различных по устройству задающих генераторов нс и пс импульсов. Генератор на неодимовом стекле с модуляцией добротности электрооптическим затвором Керра, излучавший 5-20нс импульсы с энергией до 1Дж [69,72,83], рассматривается в параграфе 2.1. Задающий генератор с электрооптическим затвором применялся в дальнейшем неоднократно в неодимовых лазерных установках лаборатории КРФ и Отделения КРФ ФИАН. Особенностью формирования импульса в лазере с модуляцией добротности является наличие у импульса пологого переднего фронта, связанного с развитием генерации в резонаторе от уровня спонтанного шума. Длительность пологого участка может достигать 100нс и более. В параграфе 2.1 рассматриваются применявшиеся методы срезания переднего фронта и повышения контраста рабочего лазерного

импульса с помощью дополнительного электрооптического затвора, а также просветляющихся затворов на основе красителя или ≈0,05мкм пленки *Al*, испаряемой излучением [72,83,88,91]. С помощью затвора Поккельса получены ≈2нс импульсы с передним фронтом ≈0,2нс и контрастом $\approx 10^4$ [88]. При просветлении *Al* пленки зарегистрирован скачок пропускания затвора почти на 3 порядка и импульсы с фронтом ≈1нс; предложен механизм быстрого просветления затвора на пленке с учетом перехода металл-диэлектрик в расширяющемся слое *Al* [83,91].

Параграф 2.2 посвящен лазеру ультракоротких импульсов (УКИ) на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод, в исследовании которого автор принимал участие. В этом лазере с просветляющимся красителем формировался цуг импульсов с длительностью ≈20пс (для регистрации импульсов использовалась скоростная электронно-оптическая камера). Исследованиям флуктуационного по своей природе механизма формирования УКИ в этом генераторе из шумовых импульсов спонтанного излучения лазерной среды в резонаторе посвящен цикл работ, выполненных в ФИАН, см. ссылки в параграфе 2.2. В стержнях из неодимового стекла, работавших в генераторе с самосинхронизацией мод были обнаружены нитевидные повреждения - свидетельство самофокусировки лазерного пучка [80,78,83]. Исследования самофокусировки, связанных с нею нелинейных потерь и деградации временной структуры излучения в лазере УКИ описаны в параграфе 2.2 [78, 80-83]. Для уменьшения нелинейных потерь плотность энергии в резонаторе поддерживалась на уровне ≤1мДж/см^2. Для применения лазера с самосинхронизацией мод в качестве задающего генератора неодимовой лазерной установки на выходе генератора устанавливался электрооптический затвор, вырезавший из цуга пс импульсы, которые направлялись в усилитель [20,80,83].

В параграфе 2.3 рассмотрены методы формирования субнаносекундных (10^{-9}-10^{-10}с) импульсов в лазерах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* при активной модуляции потерь в резонаторе. В генераторах с просветляющимся красителем с синхронизацией мод кроме низкой воспроизводимости временной картины генерации, связанной с ее флуктуационной природой, существует свойственный лазерам с пассивным затвором на красителе недостаток - разброс момента испускания импульсов. Это затрудняло синхронизацию работы генератора с регистрирующей и управляющей лазерной установкой аппаратурой. С целью создания источника УКИ, лишенного этих недостатков, были предприняты исследования твердотельных лазеров с синхронизацией мод при активной модуляции потерь в резонаторе (краткий обзор этих работ дан в параграфе 2.3). В параграфе 2.3 описан генератор субнаносекундных импульсов на кристалле *YAG:Nd* с активной синхронизацией мод акустооптическим модулятором. Генерация субнаносекундных импульсов оказалась возможной также при кратковременной глубокой периодической модуляции добротности (ПМД) резонатора затвором Поккельса. Такой режим был применен нами для получения субнаносекундных импульсов с точной ($\approx 10^{-9}$с) привязкой к мо-

менту включения затвора в генераторах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* [25]. В генераторе с ПМД на неодимовом стекле, также как и в лазере УКИ с самосинхронизацией мод, была обнаружена самофокусировка, отмечено ее негативное влияние на временной профиль импульсов. В генераторе с ПМД на кристалле *YAG:Nd* получен цуг 0,6нс импульсов с энергией ≈1мДж со стабильными характеристиками.

В третьей главе представлен материал, посвященный исследованиям усилителя коротких (нс и пс) импульсов на неодимовом стекле. В параграфе 3.1 приводятся (по литературным данным) основные характеристики режима нелинейного усиления световых импульсов в среде с инверсией и возможные схемы усиления, рассматривается характер эволюции временного профиля нс импульсов при усилении в режиме насыщения [70,71,73]. В 1960-70-е гг. обсуждались и проверялись различные возможные конфигурации активных элементов усилителя на неодимовом стекле и схемы усиления в параллельных и расходящихся пучках. При сопоставлении активных элементов различной конфигурации (цилиндрических и конических стержней, плит, дисков из неодимового стекла) перспективность применения дисков для создания канала усилителя с большой апертурой и энергией свыше 1кДж не вызывала сомнений. Однако, создание установки на дисках требовало больших затрат на разработку лазерных модулей и подготовку помещения с высоким уровнем пылезащиты. В лазерных установках ФИАН в 1960-90-х гг. основным видом активных элементов стали стержни круглого сечения из неодимового стекла. Такой выбор был обеспечен возможностью комплектации установок стержнями и осветителями промышленного изготовления. Приводится краткая характеристика использовавшихся модулей усилителя на стержнях из неодимового стекла с накачкой импульсными лампами.

Применение лазера для нагрева плазмы требует, как отмечалось, получения на выходе установки пучков с высокой направленностью (яркостью) излучения. Должен быть обеспечен также и высокий контраст рабочего лазерного импульса. В этой связи, одновременно с решением главной задачи усилителя - увеличением энергии импульса задающего генератора в установке должны приниматься меры по формированию рабочего лазерного пучка с высокой направленностью и высоким контрастом. Важное практическое значение здесь приобретали исследования состояния оптической среды усилителя, по которой распространяется рабочий импульс: диагностика профиля инверсной населенности, термооптических искажений среды, возникающих при накачке, а также паразитных процессов, которые могли опустошать инверсию в усилителе. Оптической накачке неодимовых стекол импульсными лампами, методам формирования профилей инверсии в активной среде, исследованиям механизмов потерь запасенной в инверсии энергии, термооптическим искажениям в неодимовом стекле посвящена обширная литература (см.[5,8,9] и ссылки в параграфе 3.2). По некоторым из этих направлений нами проводи-

лась работа. В параграфе 3.2 обсуждаются результаты экспериментов по регистрации усиленного спонтанного излучения (суперлюминесценции) в усилителе и наведенных накачкой термооптических искажений в активных элементах. Был поставлен модельный эксперимент по наблюдению импульсов суперлюминесценции в усилителе на основе стержней из неодимового стекла Ø10х620мм с коэффициентом усиления $\approx 10^4$. Помимо обычного импульса суперлюминесценции длительностью 100-200мкс нами наблюдался впервые «гигантский» 9-12нс импульс суперлюминесценции с плотностью мощности до 0,5ГВт/см^2 при расходимости излучения $\approx 1^0$, который высвечивал запасенную в активной среде энергию [83]. Обсуждаются методы снижения уровня суперлюминесценции и паразитной генерации в усилителе. Были выполнены также эксперименты по исследованию термооптических искажений в активной среде. Установлено, что наведенное накачкой в неодимовом стекле двойное лучепреломление может приводить к существенной деполяризации излучения и в генераторе, и в усилителе и, как следствие, к потерям энергии и искажению профиля лазерного пучка. Искажения профиля наблюдались нами в генераторе и в многокаскадном усилителе на стержнях с торцами, срезанными под углом Брюстера [76,80,83]. Из-за указанного недостатка стержни с углом Брюстера, применявшиеся в первых промышленных лазерных головках, были заменены в дальнейшем стержнями с торцами, срезанными под малым углом к оси.

Экспериментальным исследованиям усиления нс и пс импульсов в лазерных установках на неодимовом стекле посвящен параграф 3.3. Приводится схема и результаты эксперимента по наблюдению эволюции временного профиля нс импульсов (перемещения максимума и сокращения длительности импульса) при нелинейном усилении [76,83]. Данные эксперимента по нелинейному усилению использованы для оценки плотности энергии насыщения в силикатном неодимовом стекле ($\varepsilon_s \approx 7$Дж/см^2). Для пс импульсов было обнаружено ограничение роста интенсивности лазерного пучка при усилении на уровне ≤ 1Дж/см^2, меньшем ε_s [80,83]. Это ограничение было связано с возникновением самофокусировки и нелинейных потерь излучения в оптической среде усилителя (см. гл. 4). В параграфе 3.3 рассматривается устройство многокаскадных усилителей прямого усиления («бегущей волны») на стержнях из силикатного неодимового стекла, на выходе которых впервые были получены 5нс лазерные импульсы с энергией $\approx$100Дж и мощностью 20ГВт и $\approx$20пс импульсы с мощностью 10^{11}-10^{12}Вт [76,20,80,83].

Развитие работ по созданию неодимовых лазеров для экспериментов по ЛТС в 1970-80-х гг. в ряде мировых лазерных центров (см. [42]) выдвинуло на передний план задачу детального исследования физических процессов, протекающих в активной среде неодимового лазера при усилении коротких импульсов, оптимизации режимов усиления, повышения эффективности съема инверсии в среде. Исследованиям динамики сброса инверсии при усилении нс импульсов с длительностями в диапазоне 10^{-9}-10^{-7}с в неодимовом стекле с учетом штарковской структуры

и неоднородного уширения (НУ) линии люминесценции (ЛЛ) рабочего перехода посвящен параграф 3.4. Целью работы было с помощью численного моделирования на примере активной среды с варьируемыми параметрами проиллюстрировать общие для неодимовых стекол процессы взаимодействия нс импульсов со средой и дать интерпретацию экспериментальным фактам, связанным с усилением нс импульсов в силикатных и фосфатных стеклах. В параграфе 3.4 приводятся иллюстрации эффекта «прожигания» (деформации) контура НУ ЛЛ импульсами излучения различного спектрального состава, сопоставляется эффективность сброса инверсии при усилении нс импульсов различной длительности и спектрального состава. Приводятся экспериментальные и расчетные зависимости плотности энергии насыщения и энергии на выходе усилителя от плотности энергии в усиливаемом импульсе и др. Одним из вопросов, по которому в литературе велась оживленная дискуссия, был вопрос о времени жизни ионов Nd^{3+} на нижнем уровне $^4I_{11/2}$ рабочего перехода, τ_{21} и его влиянии на усиление нс импульсов. Мы обратили внимание, что на плотность населенности, возникающей на штарковских компонентах (ШК) уровня $^4I_{11/2}$ при лазерном переходе, влияет не только безызлучательная релаксация (БР) с этого уровня на основной, $^4I_{9/2}$, но и процессы «расселения» частиц по ШК самого мультиплета $^4I_{11/2}$ при установлении теплового равновесия. Протекающий за пс времена процесс установления теплового равновесия на ШК (τ_t <10^{-11}с) может восстанавливать усиление и «открывать» лазерный переход с уровня $^4F_{3/2}$ на отдельные ШК уровня $^4I_{11/2}$ еще до начала их «разгрузки» за счет релаксации частиц на уровень, $^4I_{9/2}$. Включение в расчетную модель механизма быстрой термализации частиц по ШК позволило дать интерпретацию экспериментам, где наблюдалась практически одинаковая эффективность усиления как 50нс, так и 1нс импульсов. Фактически, совместное действие процессов установления теплового равновесия на ШК рабочих уровней и релаксации с уровня $^4I_{11/2}$ на основной определяют характер усиления нс импульсов в неодимовых стеклах. В параграфе 3.4 сделан вывод о том, что накопление частиц на нижнем рабочем уровне $^4I_{11/2}$ не является препятствием для эффективного усиления импульсов с длительностями 10^{-7}-10^{-9}с в неодимовых стеклах.

<u>В четвертой главе</u> рассматриваются результаты исследования процессов, приводящих к ограничению (диссипации) энергии лазерного пучка при его взаимодействии с оптической средой самой лазерной установки (стеклом активных элементов, кристаллами и другими оптическими материалами). Энергия, мощность и высокая угловая направленность лазерного излучения могут ограничиваться эффектами нелинейного взаимодействия излучения со средой. В перечень нелинейных механизмов ограничения входят поверхностные и объемные разрушения в активной среде и в элементах оптики установки, самофокусировка лазерного пучка и сопровождающие ее фазовая самомодуляция, четырехфотонное рассеяние с уширением спектра из-

лучения, вынужденное рассеяние в оптической среде лазера и ряд других эффектов. Помимо нелинейного взаимодействия излучения со средой механизмом ограничения при распространении лазерного пучка может быть, как оказалось, и такой (линейный по полю) процесс, как дифракция пучка на апертурных диафрагмах и неоднородностях среды в лазерной установке. Исследования механизмов ограничения мощности и яркости излучения необходимы для определения безопасного для лазерной среды уровня интенсивности излучения и разработки методов формирования пучков в оптическом тракте лазерной установки, см. гл. 5.

В параграфе 4.1 рассмотрены объемные и поверхностные разрушения, наблюдавшиеся в активных элементах из неодимового стекла, работавших в усилителях нс и пс импульсов. Приводятся фотографии повреждений на торцах и в объеме стержней и характерные значения интенсивности в пучке, при которых наступало ограничение роста энергии лазера из-за разрушений [69,72,76,80,83-88]. Основное внимание уделяется самофокусировке лазерного пучка в оптической среде самой лазерной установки, обнаруженной по нитевидным разрушениям в стекле и интенсивному рассеянию излучения за пределы лазерного пучка [80,78,83]. Образование одновременно, за одну вспышку лазера многочисленных нитевидных повреждений, заполнявших большую часть поперечного сечения пучка в среде [80,78,83], анализ структуры разрушений в объеме и на торцах стержней позволил определить наблюдавшиеся явления как мелкомасштабную самофокусировку (ММС) в среде лазера [85]. Представлены иллюстрации отпечатков лазерного пучка на выходе усилителя с ореолом рассеянного излучения, временные профили лазерных импульсов с провалами интенсивности, разрушения на торцах стержней из неодимового стекла и другие свидетельства проявления ММС[78,83,85]. Представлены данные экспериментов по усилению нс и пс импульсов в стержнях, которые демонстрируют ограничение коэффициента усиления из-за нелинейных потерь при ММС [78,83,87,88]. Приводится иллюстрация уширения спектра на выходе усилителя пс импульсов за пределы полосы усиления при нелинейном взаимодействии излучения со средой [84,87]. Оказалось, что самофокусировка мощного лазерного излучения в самой активной среде твердотельного лазера, в элементах оптики лазерной установки - распространенное явление. В экспериментах с усилителем пс импульсов была обнаружена также самофокусировка лазерного пучка в воздухе [80]. По литературным данным кратко рассмотрены основные физические механизмы возникновения нелинейной поляризуемости и добавки к показателю преломления в твердотельной среде, которые приводят к самофокусировке, фазовой самомодуляции с уширением спектра и ряду других нелинейных эффектов. Приводятся основные соотношения и параметры нелинейной среды и лазерного пучка, описывающие ММС в неодимовой лазерной установке, характерные пространственные масштабы возмущений на профиле лазерного пучка, увлекаемые самофокусировкой. Наши исследования и результаты экспериментов на неодимовых лазерных установках в отечественных и

зарубежных лабораториях показали, что для импульсов с длительностями 10^{-8}-10^{-11}с, характерных для установок ЛТС, именно ММС является основным механизмом ограничения мощности и яркости излучения в усилителе нс и пс импульсов при интенсивностях 10^{9}-10^{10}Вт/см^2 [4,5,10,42,78,80,83-88].

В параграфе 4.2 рассматриваются особенности картины дифракции лазерного пучка, распространяющегося в оптическом тракте усилителя мощного лазера. В работе [90] было обнаружено, что дифракция пучка на апертурных диафрагмах неодимовой лазерной установки приводит к сильным искажениям распределения интенсивности в пространственном профиле пучка. Выбросы на профиле в ближней зоне (зоне Френеля) дифракции пучка на круглых диафрагмах могут быть причиной разрушений на торцах лазерных стержней [90,85]. Приводятся иллюстрации кольцевых повреждений на торцах и разрушений на оси стержней, возникавших в результате дифракционной фокусировки излучения. Как показал анализ [85], значительная часть оптического тракта наших первых усилителей (часто весь усилитель) оказывалась в зоне дифракции Френеля на апертурных диафрагмах установки, а размеры дифракционных выбросов на профиле лазерного пучка - в зоне пространственных масштабов возмущений, наиболее увлекаемых ММС. Приводятся иллюстрации концентрических кольцевых структур, состоявших из треков самофокусировки в объеме и мелких точечных разрушений на торцах активных элементов, которые формировались в среде в результате совместного действия дифракции и самофокусировки [85]. Практически неустранимым источником возмущений на профиле пучка являются локальные неоднородности в оптической среде лазера (мелкие пузырьки, включения в стекле, пылинки в воздухе и т.д.). Возникающая при дифракции пучка на локальных неоднородностях модуляция интенсивности на его профиле может служить источником возмущений, увлекаемых ММС. В параграфе 4.2 представлены фотографии точечных и мелких кольцевых разрушений с квазипериодической азимутальной структурой, наблюдавшихся на торцах стержней из неодимового стекла в результате ММС на локальных неоднородностях. Структура разрушений свидетельствует о расслоении участков пучка при ММС на отдельные самофокусирующиеся фрагменты с характерным пространственным масштабом [85].

Для построения мощных усилительных каскадов с большой апертурой в качестве альтернативы стержням были предложены, как обсуждалось, активные элементы в виде дисков из неодимового стекла. Представляло интерес выяснить, как будет протекать самофокусировка в усилителе на основе дисков. В параграфе 4.3 рассматриваются результаты наших наблюдений (1974г.) распространения мощного лазерного пучка в кусочно-периодической среде: группе дисков из неодимового стекла. Коллимированный пучок с плотностью мощности 10^{9}-10^{10}Вт/см^2 с выхода лазерной установки на неодимовом стекле направлялся на группу дисков, расположенных последовательно по трассе распространения пучка [86]. Характерные проявления ММС

- нитевидные повреждения были обнаружены в большинстве дисков, а на выходе группы дисков основной лазерный пучок сопровождался интенсивным рассеянным излучением. Примечательным обстоятельством явилось обнаруженное нами чередование количества повреждений в группе дисков через один диск. Было понятно, что такая локализация повреждений есть следствие фокусировки излучения отдельными дисками [86]. Однако, детальный анализ причины чередования повреждений долгое время отсутствовал и был дан в 1993г. сотрудниками Ливерморской лаборатории в США (см. ссылки в параграфе 4.3). Чередование, как выяснилось, было проявлением нелинейного эффекта формирования «горячих» изображений локальных неоднородностей в среде (американские ученые признали приоритет наблюдения эффекта за ФИАН). В результате интерференции основного лазерного пучка с излучением, рассеянным неоднородностями, в нелинейной среде (в дисках) возникают динамические голограммы (линзы Френеля). Эти голограммы фокусируют излучение по трассе распространения пучка с образованием «горячих» изображений неоднородностей, которые инициируют разрушения в оптических элементах. Действие этого механизма в нашем эксперименте приводило за несколько лазерных вспышек к накоплению разрушений в тех дисках, где возникали «горячие» изображения. Таким образом, помимо ММС в оптической среде усилителя на неодимовом стекле был обнаружен еще один требующий внимания нелинейный эффект: формирование в среде при рассеянии лазерного пучка на локальных неоднородностях динамических голограмм, фокусирующих излучение с образованием «горячих» изображений и связанных с ними разрушений в среде.

Мелкомасштабная самофокусировка пучка в лазерной установке на неодимовом стекле при длительности импульсов 10^{-9}-10^{-12}с является основным процессом, ограничивающим интенсивность излучения на выходе усилителя. Пороги возникновения ряда других нелинейных процессов, как например, вынужденного рассеяния, оптического пробоя в среде часто оказываются выше, чем пороги ММС и непосредственно при распространении коллимированного пучка в оптическом тракте лазера не наблюдаются. Ряд нелинейных эффектов (уширение спектра излучения, ВКР, а также возникновение короткоживущего поглощения лазерного излучения в среде) наблюдались нами в каналах ММС в неодимовом стекле. Наблюдениям этих эффектов, сопровождавших ММС, посвящен параграф 4.4. Эксперименты проводились на небольшой установке в составе задающего генератора с периодической модуляцией добротности и усилителя на стержнях из кристалла *Nd:YAG* и неодимового стекла. Коллимированный пучок (0,5нс импульс, энергия ≈0,5Дж) направлялся на образцы неодимовых фосфатных и силикатных стекол. При плотностях мощности 10^9-10^{10}Вт/см^2 во всех образцах наблюдалась ММС с образованием нитевидных разрушений и рассеянием излучения. Было зарегистрировано уширение спектра в стоксовой и антистоксовой областях. В концентрированном *Li-La-Nd*-фосфатном стекле (КНФС) при плотности мощности ≥3 ГВт/см^2 была зарегистрирована (впервые в лазерном

стекле) линия ВКР накачки на длине волны ≈1,217мкм. Стоксов сдвиг ≈1180см$^{-1}$ соответствовал фононному пику валентных колебаний фосфатных тетраэдров PO_4-группы. Приводятся иллюстрации временных профилей 0,5нс импульсов накачки и пс импульсов ВКР. При плотностях мощности 3-5ГВт/см^2 в образцах фосфатных и силикатных стекол был обнаружен скачок поглощения с уровня $^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+}, возникавший во время прохождения через образцы 0,5нс лазерного импульса в условиях ММС. Короткоживущее наведенное поглощение (НП) возникало на переходах вверх $^4I_{11/2}$ - $^2G_{7/2}$; $^4G_{5/2}$ с λ≈0,66мкм и $^4I_{11/2}$ -$^4F_{3/2}$ с λ≈1,06мкм. Исследование динамики НП производилось скоростной камерой при просвечивании канала взаимодействия 0,5нс импульса со средой зондирующими 10-150нс импульсами малой интенсивности на λ≈0,66мкм и λ≈1,06мкм. Релаксация НП происходила с временной константой τ_p=5-10нс для силикатных и τ_p=15-35нс для фосфатных стекол. Обсуждаются механизмы возникновения НП при выделении энергии в канале ММС и его релаксации. Зарегистрированные впервые эффекты (ВКР, наведенное поглощение), сопровождавшие ММС, дополнили физическую картину взаимодействия мощного излучения с оптической средой неодимовой лазерной установки.

В пятой главе обсуждаются методы формирования световых пучков в оптическом тракте усилителя и на выходе лазерной установки на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы. Детальное рассмотрение вариантов оптических схем существующих неодимовых лазерных установок для экспериментов по ЛТС, их элементной базы, методов формирования временных, пространственно-угловых, спектральных характеристик лазерного импульса, систем транспортировки и фокусировки излучения на мишень потребовало бы отдельного большого обзора, который выходит за рамки настоящей работы. Обзор по установкам 1980-х гг. был в свое время опубликован [42]. Некоторые из методов формирования пучков в оптическом тракте усилителя рассматриваются в параграфах 5.1 и 5.2. Одним из наиболее важных условий работы неодимовой лазерной установки является подавление самофокусировки лазерного пучка в усилителе. Краткий обзор литературы по этому вопросу, а также предложенные нами методы подавления самофокусировки рассматриваются в параграфе 5.1. Методам подавления дифракционных выбросов интенсивности на профиле лазерного пучка в оптическом тракте усилителя, формирования гладкого профиля пучка с помощью мягких апертур посвящен параграф 5.2. В параграфах 5.3 и 5.4 рассматриваются неодимовые лазерные установки лаборатории КРФ и Отделения КРФ ФИАН для экспериментов по нагреву плазмы, в создании которых автор принимал участие. Кратко описан первый эксперимент по регистрации нейтронов из лазерной плазмы. Рассматриваются предложенные нами методы доставки сформированных в многоканальной лазерной установке пучков к мишени и развязки системы лазер-мишень при преобразовании излучения на выходе лазера в высшую гармонику.

В параграфе 5.1 обсуждаются методы подавления самофокусировки в усилителе лазерной установки на неодимовом стекле. Радикальным способом снижения нелинейных потерь в оптической среде неодимового лазера и подавления самофокусировки было бы использование материала с малой величиной нелинейного показателя преломления, n_2. Однако, пределы варьирования n_2 в лазерных стеклах невелики и не дают решения проблемы [5]. Обсуждался ряд предложений по подавлению (ограничению) самофокусировки [4,5,31,86-88]. Эксперименты по усилению излучения с линейной и круговой поляризацией показали возможность повышения яркости для пучков с круговой поляризацией [5]. Для подавления самофокусировки нами было предложено использовать в усилителе расходящиеся пучки [31,86-88], разделение сплошной активной среды (стержней) на фрагменты (диски) с воздушными промежутками (с линейной средой) [86] и другие методы. Только несколько из всех рассматривавшихся методов и устройств подавления самофокусировки получили широкое распространение, используются на практике и определяют во многом архитектуру оптического тракта и элементную базу современной лазерной установки на неодимовом стекле. Такими устройствами являются пространственные фильтры-ретрансляторы и, собственно, сами модули усилителя на дисках из неодимового стекла. Применение пространственных фильтров позволило почти на порядок повысить яркость излучения при потоках 1-5ГВт/см^2 при усилении нс импульсов [5]. Замена стержней усилителями на дисках явилась в свое время радикальным решением по архитектуре мощного неодимового лазера и, одновременно, по ограничению самофокусировки в оптическом тракте установки. Возможность уменьшения в дисковом усилителе (по сравнению со стержнями) лучевой нагрузки на среду за счет увеличения апертуры пучков, сокращение толщины отдельных дисков, разделение фрагментов нелинейной среды (дисков) воздушными промежутками повышают устойчивость дисковых каскадов к ММС. Возможность ограничения нелинейных потерь при ММС в среде из дисков по сравнению с уровнем потерь от ММС в сплошной среде (стержне) была впервые продемонстрирована в нашем эксперименте [86], который рассматривается в параграфе 5.1. Приводятся результаты численного моделирования этого эксперимента. Усилительные модули на дисках и пространственные фильтры – основные компоненты устройства современных мощных неодимовых лазерных установок, обеспечивающие их работу в условиях подавления ММС. В параграфе 5.1 обсуждаются (по литературе) также еще 2 весьма общих и важных подхода к вопросу подавления самофокусировки в мощном лазере: усиление длинного (нс) импульса с последующим его сжатием до пс длительности вне лазерной установки и использование излучения с ограниченной когерентностью.

Параграф 5.2 посвящен методам формирования пространственного профиля пучка в оптическом тракте лазерной установки. В результате дифракции пучка на краях диафрагм в установке на профиле пучка возникают, как пояснялось, выбросы интенсивности, которые могут

вызывать разрушения в среде и послужить «затравками» для развития ММС в усилителе. Для предотвращения выбросов было предложено производить сглаживание профиля лазерного пучка с помощью мягких диафрагм (см. [86] и ссылки в параграфе 5.2). В наших работах исследовались мягкие диафрагмы нескольких видов. Мягкие диафрагмы были сформированы в пластинках из диэлектрика проникающей радиацией. Совместно с ВНИИЭФ (г. Саров) были разработаны аподизаторы со световыми диаметрами 10-100мм: кюветы с профилированным поглощающим слоем и «дискретные» мягкие диафрагмы, содержащие малоразмерные рассеивающие излучение центры. Представлены результаты численного моделирования 2-мерной структуры рассевателей для аподизатора и иллюстрации эволюции профиля пучков, прошедших такой аподизатор. Приводятся профили пропускания изготовленных опытных образцов мягких диафрагм и профилей пучков, сформированных этими аподизаторами.

В параграфе 5.3 рассматриваются одноканальные лазерные установки на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы, которые были созданы при участии автора в павильоне лаборатории КРФ ФИАН [18-20, 80-83,90]. Надо сказать, что в первых наших установках для нагрева плазмы такие средства подавления самофокусировки и формирования профиля пучков как пространственные фильтры и мягкие диафрагмы отсутствовали. В каскадах усиления в качестве активных элементов использовались не диски, а стержни. Методы подавления самофокусировки и формирования профиля пучков разрабатывались в ходе исследований и находили применение уже в установках следующего поколения. Тем не менее, на начальном этапе исследований в неодимовых лазерных установках лаборатории КРФ ФИАН удалось сформировать пучки с высокой мощностью и яркостью излучения и получить важные результаты в экспериментах по нагреву плазмы. В параграфе 5.3 приводится устройство лазерной установки с пс импульсами с рекордным на тот период значением мощности 10^{11}-10^{12}Вт и яркости излучения $\approx 10^{18}$Вт/см^{2}стер [20,80-83]. Кратко описаны эксперименты по регистрации нейтронов при фокусировке пучка лазера на плоские мишени из *LiD* [18,19, 81-83].

В экспериментах по нагреву плазмы лазер оказывался оптически связанным с мишенью, на которую фокусировалось излучение. Из-за обратной связи мишень-лазер еще до прихода на мишень основного импульса может возникнуть самовозбуждение усилителя. Возникающая паразитная генерация разрушает мишень, обедняет населенность в усилительных каскадах, снижает контраст рабочего импульса. С проблемой защиты лазера от отраженного излучения мы столкнулись уже при проведении первых экспериментов с плоскими мишенями [18,76,81-83]. Доли процента рассеянного или отраженного мишенью в апертуру лазера излучения на рабочей длине волны достаточно, чтобы после прохода излучения через усилитель в обратном направлении вызвать повреждения оптических элементов во входных каскадах или в задающем генераторе. В параграфе 5.3 рассматриваются методы изоляции лазера от мишени, применявшиеся в

нашей работе [81-83,31]. Для развязки лазера от мишени, повышения контраста лазерного импульса и эффективности вложения энергии лазера в плазму нами был предложен радикальный метод: преобразование излучения на выходе лазера во вторую или более высокие гармоники и нагрев мишени не на основной длине волны, а на длине волны гармоники [83]. Рассматривается устройство неодимовой лазерной установки с преобразованием во 2-ю гармонику для нагрева плазмы и результаты экспериментов по облучению мишеней на длинах волн 1,06 и 0,53мкм [89,90]. Предложенный метод преобразования излучения на выходе лазера во вторую и более высокие гармоники используется на многих лазерных установках для ЛТС.

Демонстрация эффективного нагрева и сжатия мишеней при их сферически симметричном облучении на неодимовой лазерной установке «Кальмар» [21-23], перспектива достижения полезного выхода термоядерных реакций при взаимодействии излучения со сферическими мишенями [24,32,33] определили направление развития неодимовых лазеров для ЛТС как многоканальных установок. Многоканальное усиление [21] явилось радикальным решением вопроса увеличения поперечного сечения усилителя и общей энергии на выходе лазера до кДж уровня и выше. Для создания в ФИАН неодимового лазера с проектируемой выходной энергией до 10кДж был выбран вариант многоканального усилителя на основе промышленных лазерных модулей ГОС-1001 на стержнях Ø45х680мм [25,26,28,42]. Для размещения установки в корпусе Отделения КРФ ФИАН был построен оптический зал и конденсаторный накопитель с запасаемой энергией 10МДж [42]. На этапе разработки проекта установки остро стоял вопрос об организации схемы сведения и фокусировки на сферическую мишень почти двух сотен пучков. В параграфе 5.4 рассматривается предложенная нами схема объединения мелких (Ø40-45мм) пучков на выходе усилителя с помощью вспомогательной оптики в кластеры – группы из нескольких коллинеарных пучков с увеличенным общим диаметром [88]. Такую группу пучков можно сфокусировать на мишень одним объективом с увеличенной апертурой. Предложенная схема формирования кластера пучков была проверена на макете 9-канального модуля усилителя, на вход которого поступал 2нс импульс с энергией ≈30Дж от лазерной установки на неодимовом стеклле, собранной в оптическом зале корпуса ОКРФ. Пучки с выхода 9-канального усилителя объединялись на компактном зеркале из 9 элементов в составной пучок квадратного сечения ≈135х135мм^2, состоявший из девяти идущих параллельно друг другу пучков Ø40-45мм с общей энергией ≈150Дж с углом расходимости 2-3х10^{-4}рад [88]. Схема формирования кластеров пучков была использована при создании в оптическом зале ОКРФ ФИАН лазерной установки на неодимовом стекле «Дельфин» [25-28,42]. На выходе этой 108-пучковой установки формировались 6 кластеров пучков Ø280мм (по 18 пучков Ø40мм в кластере) с общей энергией до 2,5кДж в 2нс импульсе, которые направлялись на мишень в вакуумной камере [25-28,42].

В шестой главе рассматриваются методы формирования световых пучков в лазерах на кристаллах и керамике – твердотельных активных средах, которые планируется использовать в перспективе в лазерах-драйверах импульсно-периодического режима с полупроводниковой накачкой для ЛТС. Поиск активных сред для создания лазера с частотой повторения импульсов ≈10Гц и энергией излучения до 10МДж, который мог бы использоваться в качестве драйвера будущего термоядерного реактора, стал одним из важных и интересных направлений исследований по твердотельным лазерам еще в 1980-е годы [52-55]. Серьезной проблемой, затрудняющей применение в драйвере лазерных стекол, является их низкая теплопроводность. Рассматривались предложения по применению в лазере-драйвере активных элементов из кристаллов, активированных редкоземельными ионами и ионами металлов переходной группы [52–55]. Прорыв в поиске оптимальной активной среды для драйвера произошел после изобретения технологии производства прозрачной лазерной керамики на основе кристаллов, из которой стало возможным изготавливать активные элементы больших размеров для мощного лазера [7,16,57]. Создание крупных лазерных модулей на основе кристаллов и керамики с полупроводниковой накачкой было за пределами наших финансовых и технических возможностей. Ряд работ по изучению свойств новых лазерных сред на кристаллах и керамике, по методам формирования инверсии и селекции поперечных мод в лазерах на керамике малой мощности с полупроводниковой или лазерной накачкой был выполнен нами в ФИАН (в кооперации с Институтом общей физики РАН, Институтом кристаллографии РАН, ФИАЭ) и во время командировок в Институт лазерной науки (ИЛН) Университета электрокоммуникаций, г. Токио, Япония. Некоторые результаты этих работ представлены в гл. 6. Ряд рисунков в этой главе воспроизведен из публикаций на английском языке и содержит хорошо известные английские термины и обозначения.

В параграфе 6.1 рассматриваются требования к активной среде для мощного твердотельного лазера импульсно-периодического режима. По литературным данным представлена краткая информация о разработке лазерной керамики на основе *Nd:YAG, Yb:YAG* и других кристаллов. Приводятся критерии отбора среды по результатам сопоставления спектрально-люминесцентных, оптических, теплофизических, прочностных характеристик для ряда твердотельных лазерных материалов. Представлены результаты выполненного в ИЛН с нашим участием эксперимента по измерению нелинейного показателя преломления в оксидной керамике на основе *YAG,* Y_2O_3, Sr_2O_3, Lu_2O_3. Результатом проведенных в нескольких лазерных центрах исследований стал выбор в качестве активной среды для импульсно-периодического лазера с полупроводниковой накачкой кристаллов и керамики, активированных ионами Yb^{3+} [16,57,58]. Приводится схема уровней, структура лазерного перехода (λ≈1,03мкм) и оптико-физические характеристики кристалла и керамики *Yb:YAG* – материала, активно используемого в настоящее время в лазерных установках. В ОКРФ ФИАН нами были проведены модельные эксперименты

по накачке 1-2мм пластинок из кристалла *Yb:YAG* излучением от лазерных источников (имитировавших полупроводниковую накачку). Показана возможность создания в этой среде инверсии до 10Дж/см^3 и перспективность использования тонких пластин из *Yb:YAG* для мощного лазера.

При селективной накачке возникают новые возможности по формированию профилей инверсии в активных элементах и дискриминации мод в резонаторах лазеров. Совместно с ИЛН нами были разработаны методы селекции скалярных и векторных мод Лагерра-Гаусса различных порядков в лазерах малой мощности на керамике *Nd:YAG* и *Yb:YAG* с полупроводниковой или лазерной накачкой. Надо сказать, что моды (пучки) с нетрадиционными (негауссовыми) профилями интенсивности и распределениями поляризации по сечению (в том числе моды Лагерра-Гаусса) привлекают внимание исследователей уже с первых работ по лазерам, см. ссылки в гл. 6. Пучки Лагерра-Гаусса круглого сечения хорошо согласуются с апертурой оптических элементов во многих лазерных установках. Помимо известных применений пучков Лагерра-Гаусса малой интенсивности (для управления микрочастицами, захвата атомов в ловушки, в микроскопии высокого разрешения и др.) обсуждается использование таких пучков в исследованиях по нагреву плазмы, в ускорительной технике, в лазерной технологии и в ряде других направлений применения лазерного излучения высокой мощности, смежных с исследованиями по ЛТС. В этой связи, методы селекции мод Лагерра-Гаусса, разработанные в экспериментах с лазерами малой мощности, могут представить интерес для применения в задающих генераторах в составе мощных лазеров. Это послужило основанием для включения работ по селекции мод Лагерра-Гаусса в гл.6. Справочная информация по скалярным LG_{pm} (p-радиальный, m-азимутальный индексы) и векторным модам Лагерра-Гаусса (модам с аксиально-симметричной поляризацией), которые соответствуют решениям волнового уравнения в скалярной или векторной форме, представлена в параграфах 6.2 и 6.3.

Нами был предложен метод профилирования инверсии в активном элементе лазера при его размещении в зоне дифракции Френеля пучка накачки от когерентного источника. В параграфе 6.2 приводится схема эксперимента по накачке стержней из керамики *Nd:YAG* в резонаторе 5-10нс импульсами излучения от лазера на кристалле *Nd:YAG* с преобразованием во 2-ю гармонику (λ≈0,53мкм, 10-40мДж, 1Гц). Кольцевые профили инверсии, сформированные при лазерной накачке в зоне Френеля в стержнях из *Nd:YAG* керамики, препятствовали возбуждению основной гауссовой моды LG_{00} резонатора. В то же время, кольцевые профили способствовали генерации (50-1000нс импульсы, 0,1-0,5мДж, λ≈1,064мкм) в лазере на керамике на вырожденных скалярных модах Лагерра-Гаусса вида LG_{0m} в широком диапазоне значений индекса m. Селекция LG_{0m} мод происходила в условиях их конкуренции при перестройке параметров резонатора и области перекрытия профилей мод с профилем инверсии в активной среде. Представлены изображения (ПЗС-камера) пучков на модах LG_{0m} низших и высших порядков. Ряд

вырожденных LG_{0m} мод высших порядков наблюдался впервые. В параграфе 6.2 кратко рассмотрены также возможности выравнивания инверсии в активных элементах при селективной накачке: использование температурного градиента, а также градиента концентрации и состава активатора в лазерной среде.

Параграф 6.3 посвящен экспериментам по формированию пучков на скалярных и векторных модах Лагерра-Гаусса в лазере на керамике *Yb:YAG* с обычной (колоколообразной) продольной накачкой от полупроводникового диода *InGaAs* (мощность ≤2Вт), работавшего в непрерывном режиме. Для селекции мод Лагерра-Гаусса в резонаторе лазера нами была применена короткофокусная (f=2-3см) линза со сферической аберрацией. Генерация на гауссовой моде LG_{00} происходила при наличии в резонаторе с линзой обратной связи в параксиальной области. При сдвиге линзы из этого положения для моды LG_{00} вносились потери, но вместе с тем благодаря сферической аберрации включалась обратная связь для излучения, распространявшегося под углом к оси через кольцевые зоны на поверхности линзы. В этих условиях генерация на моде LG_{00} подавлялась, и возбуждались моды LG_{pm} высших порядков. Переход от одной моды LG_{pm} к другой при перемещении линзы происходил за счет изменения размеров области перекрытия мод с профилем инверсии в пластинке из керамики *Yb:YAG*. Приводятся зарегистрированные ПЗС-камерой изображения пучков генерации (λ≈1,03мкм, 1-30мВт) в непрерывном режиме на скалярных модах LG_{pm}, LG_{p0} низших и высших порядков с индексами (в различных комбинациях) p=0-12, m=0-28. Была также получена генерация на ряде так называемых «гибридных» мод LG_{pm}^{*} разных порядков, каждая из которых является суперпозицией 2-х вырожденных скалярных LG_{pm} мод, развернутых на 90^0 по отношению друг к другу. Для селекции векторных мод Лагерра-Гаусса дополнительно к линзе в резонатор вводилась плоскопараллельная пластинка из одноосного кристалла YVO_4 или *α-BBO c*-среза. Пластинки *c*-среза обладают аксиально-симметричным двойным лучепреломлением для излучения с радиальной и азимутальной поляризацией (РП, АП), что дало возможность формировать кольцевые пучки с мощностью 1-30мВт на векторных модах вида TM_{0n} с РП и TE_{0n} с АП, где n-число колец. Приводятся полученные на ПЗС-камере изображения пучков на векторных модах. Большое число вырожденных LG_{pm} мод Лагерра-Гаусса высших порядков и ряд векторных мод наблюдались в наших экспериментах впервые.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Свойства активной среды из неодимового стекла; первые эксперименты по генерации и усилению наносекундных импульсов в неодимовом лазере

Публикация Э. Снитцера о лазерной генерации в неодимовом стекле (бариевом крон–глассе) [2] появилась в 1961г., на следующий год после открытия рубинового лазера [1]. Переход от кристаллов рубина к неодимовому стеклу означал переход от 3-х уровневой (рубин) к 4-х уровневой (стекло) изотропной активной среде, обладавшей высокой оптической однородностью, малыми потерями на поглощение и светорассеяние ($1\text{-}3\times10^{-3}$см$^{-1}$) на рабочей длине волны, $\lambda\approx1{,}06$мкм и допускавшей изготовление активных элементов с большим объемом и поперечным сечением [2-5,92,93]. Концентрация ионов Nd^{3+} в стекле на порядок и более могла превосходить концентрацию ионов хрома в рубине. Возможность изменять концентрацию в широких пределах позволяла подбирать стекло с нужными характеристиками для эффективной накачки активных элементов различной конфигурации. Осуществление генерации в стекле [2,92] привлекло внимание многих исследовательских организаций за рубежом и в нашей стране, где головным центром разработок по неодимовому стеклянному лазеру стал Государственный оптический институт (ГОИ) [5,92]. Опытно-промышленное производство активных элементов было развернуто на Лыткаринском заводе оптического стекла (ЛЗОС) [93]. Переход к неодимовому стеклу фактически снял ограничения на рост энергии и мощности излучения твердотельных лазеров: преимущества стекла позволили увеличить энергию и мощность лазерного излучения на несколько порядков. Это стало возможным благодаря производству активных элементов из стекла в виде стержней, пластин и дисков, рассчитанных на получение пучков с энергией в нс импульсах 10^2 –10^3Дж и выше.

В известных монографиях и обзорах [2–5,9,93] содержится подробная информация о свойствах активной среды из неодимового стекла, включая оптические, спектрально-люминесцентные, теплофизические, механические характеристики стекол, характер уширения и структуру линии рабочего перехода, процессы безызлучательной релаксации энергии возбуждения ионов активатора, процессы обмена энергией между ионами (миграцию возбуждения), нелинейные свойства, лучевую прочность материалов и др. характеристики стекол. В параграфе 1.1 настоящей главы приводятся (по литературным данным) основные характеристики нескольких отечественных и зарубежных неодимовых стекол. Представлена информация о структуре лазерного перехода $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ и о сопровождающей этот переход безызлучательной релаксации возбуждения на энергетических уровнях иона Nd^{3+} в стекле. В параграфе 1.2 рассказывается о первых экспериментах (1964–1966 гг.) по генерации и усилению нс импульсов в лазерах на неодимовом стекле, в которых автор принимал участие. В этот период впервые в СССР был запущен лазер с модулированной добротностью на неодимовом стекле, излучавший импульсы в

наносекундном диапазоне длительностей, впервые в активной среде из неодимового стекла был экспериментально осуществлен режим усиления нс импульсов [68,69,72,83]. На выходе системы задающий генератор – усилитель на неодимовом стекле были получены 50нс импульсы с энергией ≈60 Дж при мощности свыше 10^9Вт [72,83,91].

1.1 Свойства неодимовых стекол, структура лазерного перехода между энергетическими уровнями ионов неодима $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$

Для применения в лазерных установках были разработаны и опробованы десятки различных сортов неодимовых стекол на силикатной, фосфатной, боратной и других основах с различными оптическими, теплофизическими и механическими свойствами [2–5,9,61,93]. В настоящее время на многих лазерных установках для ЛТС используются неодимовые стекла на фосфатной основе, которые характеризуются оптимальным сочетанием основных лазерных и материальных параметров, таких как сечение лазерного перехода, ширина полосы усиления, время жизни ионов Nd^{3+}на метастабильном уровне и др. [3-5,9,61]. Упрощенная схема энергетических уровней ионов Nd^{3+} в фосфатном стекле вместе со спектром поглощения (в диапазоне от 0,32 до 0,9мкм) и спектром излучения ламп накачки представлены (по данным [9]) на рис.1. Неодимовые стекла по своим характеристикам могут обеспечить генерацию в нескольких диапазонах длин волн около 0,9мкм, 1,06мкм, 1,35мкм, соответствующих переходам с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ на компоненты нижнего штарковского мультиплета ^4I [2–5]. Наибольшим сечением обладает радиационный переход $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ с длиной волны около λ≈1,06мкм, который и используется в качестве рабочего перехода (4-х уровневая схема) в мощных лазерах на неодимовом стекле. В наших работах 1960-90-х гг. в установках использовались в основном активные элементы из силикатных стекол отечественных марок КГСС, ГЛС с различными концентрациями ионов активатора Nd^{3+} (разработка ЛЗОС) [93]. Использовались также образцы фосфатных стекол (разработка ГОИ и ЛЗОС)[5,93]. Сведения об оптических, теплофизических, механических характеристиках отечественных стекол, а также известных зарубежных стекол: силикатного (ED-2, разработка фирмы Owens Illinois, США) и фосфатного (марки APG-1и LG-750, Schott North America Inc., США) приведены в таблице 1 по данным [3-5,9,61,93]. Некоторые из символов физических величин в этой таблице используются в дальнейшем в главе 1 и других главах. Высокий квантовый выход люминесценции, умеренные значения эффективного (усредненного по линии люминесценции) сечения перехода около 1,06мкм, $\sigma_{эф}$ ≈1,5–4·10^{-20}см^2, значительное время жизни возбужденных ионов Nd^{3+} на метастабильном уровне, τ_{lum}≈0,3–0,5мс позволяют запасать в неодимовом стекле современных лазерных установок для ЛТС в виде инверсной населенности и «снимать» в виде стимулированного излучения до 200Дж на 1л

объема среды [9]. Стекло APG–1 с улучшенными термооптическими характеристиками разработано для импульсно-периодического режима работы [61].

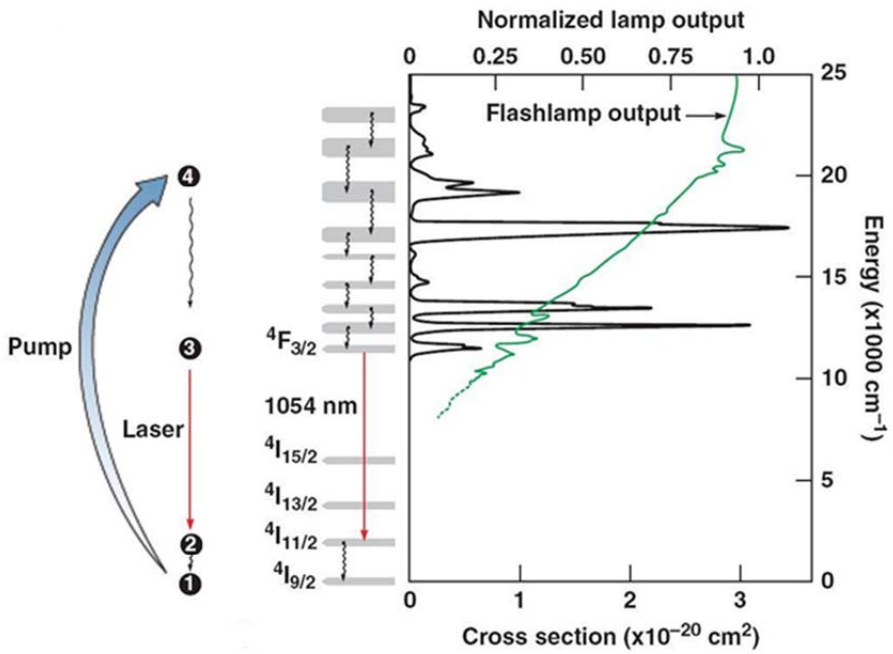


Рис.1. Схема энергетических уровней со спектром поглощения иона Nd^{3+} в фосфатном стекле; представлены спектр импульсных ламп накачки и упрощенная схема возбуждения (1-4), лазерного перехода (3-2) и безызлучательной релаксации (2-1, 4-3) иона Nd^{3+} в стекле [9].

Таблица 1. Оптические, теплофизические и механические свойства неодимовых лазерных стекол и кристалла *Nd:YAG*

Лазерная среда	C	n_d	$n_{1,06}$	$\sigma_{эф}$, 10^{-20} см^2	$\Delta\lambda_{lum}$, нм	τ_{lum}, мс	ρ, г·см$^{-3}$	$E_Y \cdot 10^5$ кгс·см$^{-2}$	μ	α_T, 10^{-7}·K^{-1}	Λ_T, Вт·м$^{-1}$K^{-1}	c_v, Дж·г$^{-1}$·K^{-1}	a_T, 10^6м^2·с$^{-1}$	R_T, Вт·м$^{-1}$
Силикатное стекло														
КГСС-3	1,95	1,543	1,533	2,0	22	0,57	2,92	6,5	0,247	102				
КГСС-5	3,8	1,547	1,536	2,1	23	0,51	2,93	6,55	0,25	110				
КГСС-7	5,6	1,553	1,542	2,1	23	0,39	2,97	6,63	0,25	105				
ГЛС-1	1,9	1,534	1,523	2,0	23	0,5	2,66	7,5	0,23	0,96	0,977	0,71	0,517	140
ED-2	3,1	1,572	1,555	2,4	26	0,34	2,51	9,62	0,24	77	1,26	0,92	0,546	140
Фосфатное стекло														
ГЛС-22	1,63	1,596	1,582	3,5	19	0,3	3,51	5,69	0,28	106	0,396	0,566	0,199	32
LG-750	4,0	1,526	1,516	3,7	26	0,35	2,835	5,01	0,256	114	0,52	0,72	0,306	43
APG-1	3,4	1,54	1,526	3,4	27,8	0,361	2,63	7,0	0,24	99,6	0,83	0,84	0,354	61
Кристалл граната														
Nd:YAG	1,0	1,84	1,82	32	0,6	0,27	4,5	28	0,3	63	14	0,63	4,6	850

C – концентрация Nd_2O_3, вес %; n_d, $n_{1,06}$ – показатели преломления на длинах волн λ_d=0,5876 мкм и λ≈1,06 мкм; $\sigma_{эф}$ – эффективное поперечное сечение лазерного перехода λ≈1,06 мкм; $\Delta\lambda_{lum}$ – ширина линии люминесценции; τ_{lum} – время жизни верхнего рабочего уровня $^4F_{3/2}$; ρ – плотность; E_Y – модуль Юнга; μ – коэффициент Пуассона; α_T – температурный коэффициент линейного расширения; Λ_T – теплопроводность; c_v – удельная теплоемкость; a_T – коэффициент температуропроводности; R_T – параметр термомеханической прочности.

Наряду со стеклами в неодимовых лазерных установках в ряде лабораторий использовались в качестве активных элементов в задающих генераторах также кристаллы граната с неодимом, *YAG:Nd* и иттро-флюорита с неодимом, *YLF:Nd* [8,94], линии генерации которых, ≈1,064мкм и ≈1,053мкм находятся в пределах контуров спектральных полос усиления в силикатном и фосфатном стеклах, соответственно. В задающих генераторах и усилителях лазерных установок, создававшихся в ФИАН, во многих случаях использовалось силикатное стекло. В генераторах применялись также кристаллы *YAG:Nd*. Характеристики кристалла *YAG:Nd* (по данным [8, 94]) включены для сопоставления с данными по стеклам в таблицу 1.

Одной из важных исследовательских задач, возникших в связи с разработкой и созданием мощных лазерных систем на неодимовом стекле, являлось выяснение детальной физической картины преобразования в активной среде энергии накачки в лазерное излучение в процессах формирования и сброса инверсии при генерации и усилении коротких импульсов. Основным компонентом такой картины является информация о структуре лазерного перехода $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ и о сопровождающей этот переход безызлучательной релаксации (БР) возбуждения по энергетическим уровням ионов Nd^{3+}. Обобщенная схема уровней ионов Nd^{3+} в твердотельной матрице с обозначениями термов представлена (по данным [3-5,94-97]) на рис.2а. Нижний рабочий уровень лазерного перехода $^4I_{11/2}$ отделен от основного уровня $^4I_{9/2}$ энергетическим зазором с шириной ΔE ≈2000см$^{-1}$, рис.2б. Также как и в кристаллах, активированных ионами Nd^{3+}, верхний рабочий уровень лазерного перехода в стеклах, $^4F_{3/2}$ расщеплен на две, а нижний, $^4I_{11/2}$ – на 6 штарковских компонент (ШК). Иллюстрация расщепления уровней перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ и основного уровня $^4I_{9/2}$ ионов Nd^{3+} представлена на рис.2в. Общее расщепление уровня $^4I_{11/2}$ для силикатных стекол достигает 500см$^{-1}$, для фосфатных - 400см$^{-1}$. Расстояние между ШК уровня $^4I_{11/2}$ в силикатных стеклах (до 100см$^{-1}$) выше, чем в фосфатных. Расщепление уровня $^4F_{3/2}$ для силикатных и фосфатных стекол - до 160см$^{-1}$ и 100см$^{-1}$, соответственно [3-5,95-97]. Таким образом, в неодимовом стекле существуют 12 переходов между ШК уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$.

В кристаллах штарковское расщепление отчетливо проявляется в спектрах поглощения и люминесценции [8,94]. Различия в характере окружения отдельных ионов Nd^{3+} в стеклах - разупорядоченных средах вызывают разброс значений расщепления ШК уровней по отдельным группам ионов. В конденсированных средах основным механизмом однородного уширения линий является взаимодействие излучающих частиц с фононами. Величина однородного (лоренцева) уширения переходов между ШК для силикатных и фосфатных стекол составляет δ =20–30см$^{-1}$ при комнатной температуре [3-5, 95-97]. В стеклах резонансные частоты ионов Nd^{3+} в различном окружении не совпадают и распределены в некоторой спектральной области с шириной, превышающей однородную ширину. В этом случае линия перехода между двумя ШК уширена неоднородно. Величина неоднородного (гауссова) уширения линий в силикатных

стеклах достигает Δ=130см$^{-1}$, в фосфатных Δ=70см $^{-1}$ [2-5, 95-97]. Таким образом, степень однородности линии люминесценции (ЛЛ), δ/Δ в фосфатных стеклах больше, чем в силикатных. Результирующие ЛЛ в неодимовых стеклах представляют собой наложение сдвинутых по частоте контуров линий переходов между ШК, соответствующих различным группам ионов активатора [95-97]. Неоднородное уширение (НУ) линий переходов ионов Nd^{3+} вместе со штарковским расщеплением уровней приводит к возникновению широких (до нескольких сотен см$^{-1}$) размытых полос поглощения и люминесценции. Полуширина ЛЛ для фосфатных стекол составляет $\Delta\lambda_{lum}$= 15–23нм, а для силикатных $\Delta\lambda_{lum}$ =26-36нм [5]. Дисперсия вероятностей излучательных переходов в различных группах ионов приводит к неэкспоненциальному характеру затухания люминесценции [3-5,95-97]. НУ ЛЛ на переходе $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ определяет наблюдаемую в экспериментах с лазерами на неодимовом стекле большую ширину спектров генерации - до 100Å и создает условия для генерации и усиления в стеклах не только наносекундных, но и ультракоротких (пикосекундных, 10^{-10}-10^{-12}с) импульсов.

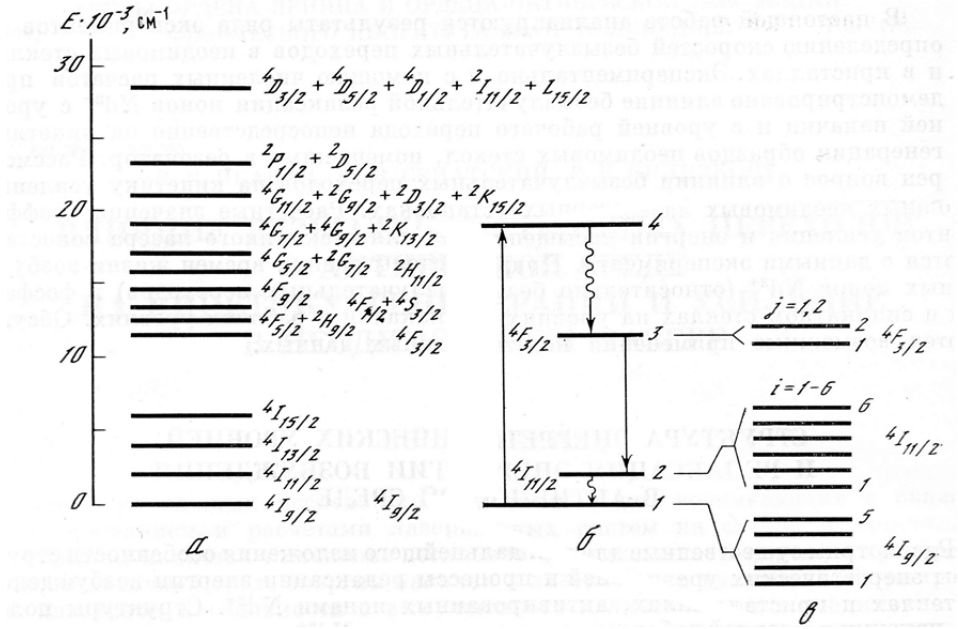


Рис.2. Обобщенная схема энергетических уровней иона Nd^{3+} в твердотельной матрице (а); схема уровней лазерного перехода (б) и модель штарковского расщепления рабочих уровней (в) [97].

Уширение линий в неодимовых стеклах исследовалось экспериментально методами селективного лазерного возбуждения активной среды и индуцированного сброса инверсии узкополосным излучением, которые позволяют оценить значения однородных и неоднородных ширин линий, определить сечение лазерного перехода, скорости миграции возбуждения по контуру НУ ЛЛ [95-102]. Предметом исследования явился эффект «выжигания» спектральной «дыры» (деформации ЛЛ) при воздействии на НУ активную среду узкополосным сигналом, сбрасывающим инверсию [100-102]. Исследовался также вопрос о том, как соотносятся положения

энергетических уровней ШК ионов Nd^{3+}, находящихся в различном окружении. Если при переходе от иона к иону положения всех ШК смещаются одинаково, то такое НУ считается полностью скоррелированным. Если же смещения являются случайными, статистически независимыми величинами, то такое НУ будет полностью нескоррелированным [100]. В экспериментах по узкополосному возбуждению ионов Nd^{3+} на метастабильный уровень $^4F_{3/2}$ наблюдалась скоррелированность высвечивания ионов на переходах $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ и $^4F_{3/2}$–$^4I_{9/2}$ на нижние ШК мультиплетов $^4I_{11/2}$ и $^4I_{9/2}$ [100]. В экспериментах по индуцированному сбросу люминесценции в стеклах корреляция между различными ШК нарушалась [100].

При расчетах коэффициента усиления и других лазерных параметров для неодимовых стекол на практике используется эффективное (усредненное) сечение лазерного перехода, $\sigma_{эф}$. В штарковских мультиплетах лазерного перехода при квазистационарной широкополосной накачке активной среды импульсными лампами устанавливается больцмановское равновесие. Для равновесной, недеформированной ЛЛ величина $\sigma_{эф}$ определяется вкладом сечений переходов между отдельными ШК с учетом больцмановского распределения частиц по ШК. Ввиду отсутствия для многих стекол достоверной информации о структуре энергетических уровней и о деталях НУ, создание адекватной физической модели активной среды на основе стекла встречает трудности. В работах [95, 96] было предпринято разложение экспериментальных (результирующих) контуров ЛЛ рабочего перехода для силикатного и фосфатного неодимовых стекол на штарковские составляющие с гауссовым распределением интенсивности. В работе [103] для ионов Yb^{3+} в стеклах с относительно простой структурой переходов были применены статистические методы моделирования НУ линий. В работах [104–108] для численного моделирования перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} и исследования динамики сброса инверсии при усилении нс импульсов в неодимовых стеклах в качестве модельной среды выбрано стекло ED-2, для которого были известны $\sigma_{эф}$, экспериментальный контур ЛЛ и пиковые значения сечений переходов между ШК, σ_{ij}^0 по центру соответствующих линий с частотами ν_{ij}^0, таблица 2 [109]. На рис.3 представлен расчетный контур ЛЛ перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ в стекле ED-2, содержащий сдвинутые по частоте контуры отдельных спектральных компонент. При построении этой модели в качестве огибающей для ЛЛ использовался экспериментальный контур ЛЛ стекла ED-2 при комнатной температуре, расщепление 2-х ШК уровня $^4F_{3/2}$ принималось ΔE=160 см$^{-1}$, расщепление шести ШК мультиплета $^4I_{11/2}$ -эквидистантным, ΔE=75см$^{-1}$. Эффективное сечение индуцированного перехода в максимуме ЛЛ стекла ED-2, $\sigma_{эф}$ =2,7x10^{-20}см^2 [101,109]. Величины однородного (лоренцева) уширения, δ и неоднородного (гауссового), Δ для всех компонент принимались одинаковыми, δ=20см$^{-1}$ и Δ=110см^1.Таким образом, модельная ЛЛ перехода $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ стекла ED-2 состояла из 12 наложенных друг на друга компонент с различной интенсивностью и фор-

мой, определяемой сверткой гауссовой функции распределения возбужденных центров с лоренцевым распределением вероятности перехода отдельных ионов, рис.3.

Таблица 2. Сечения переходов между штарковскими компонентами уровней $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в стекле ED-2 (отн. ед.) [109]

Штарковский переход		Частота центра линий, $\nu^0_{i,j}$,см$^{-1}$	Сечение перехода $\sigma^0_{i,j}$,отн. ед.
j	i		
1	1	9473	100
1	2	9398	60
1	3	9323	30
1	4	9248	28
1	5	9173	23
1	6	9098	10
2	1	9633	35
2	2	9558	45
2	3	9483	15
2	4	9408	0
2	5	9333	40
2	6	9258	0

Наибольшей интенсивностью в стеклах обладают переходы с 2-х подуровней $^4F_{3/2}$ на 2 нижних подуровня мультиплета $^4I_{11/2}$, которые, в основном, и определяют форму ЛЛ, рис.3. Модельная ЛЛ использовалась для анализа особенностей сброса инверсии и усиления нс импульсов в неодимовых стеклах, см. гл. 3.

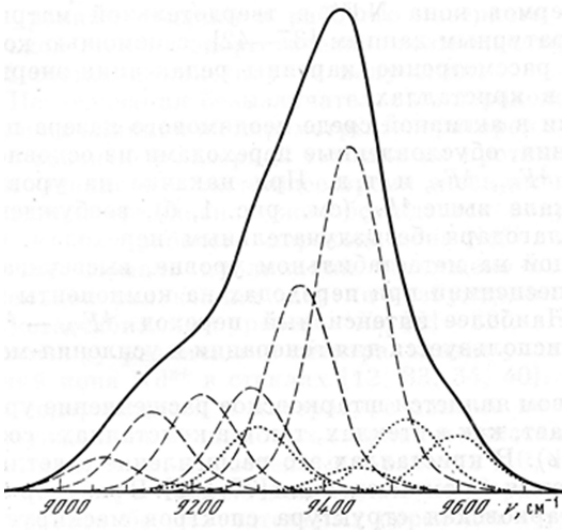


Рис.3. Структура линии люминесценции стекла ED-2 для перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ (численное моделирование): пунктир – переходы с нижней, точки - наиболее сильные переходы с верхней штарковской компоненты уровня $^4F_{3/2}$ [106].

Формирование инверсии, генерация и усиление в неодимовом лазере сопровождаются, как известно, процессами безызлучательной передачи энергии возбуждения ионов Nd^{3+} среде [3,5, 107,110]. Исследования безызлучательных переходов в неодимовых лазерных средах и их влияния на параметры генераторов и усилителей велись параллельно с развитием лазерной техники

и представлены десятками публикаций [3,5,104-108,110-118]. На формирование инверсии и стимулированного излучения оказывают влияние процессы передачи энергии возбуждения от одних ионов к другим. К ним относятся процессы миграции возбуждения по ионам активатора и процессы тушения люминесценции. Скорости спектральной миграции в силикатных стеклах составляют (4-7)x10^3с$^{-1}$, в фосфатных- (1-2)x10^4с $^{-1}$. Подробная информация о процессах миграции и тушения содержится в монографиях [3,5]. Энергия иона активатора, совершающего переход в новое электронное состояние без взаимодействия с другими ионами активатора, передается решетке при однофононной или многофононной безызлучательной релаксации (БР) возбуждения по энергетическим уровням данного иона [3-5,107,110]. Безызлучательные переходы между ШК уровней с энергетическими зазорами шириной ΔE≈100-200см$^{-1}$ происходят обычно по однофононной схеме с высокой скоростью (время релаксации, τ_t<10пс). Такие переходы приводят к быстрой термализации населенности по компонентам штарковских мультиплетов ионов Nd^{3+} при комнатной температуре [3-5,107,110]. Для энергетических зазоров с шириной ΔE, большей высокочастотной границы колебательного спектра матрицы ($\nu_{гр}$=500-1400 см$^{-1}$ у большинства стекол и кристаллов), основной вклад в безызлучательный распад вносят многофононные процессы. Скорость процесса j-фононной релаксации экспоненциально зависит от величины энергетического зазора ΔE между рассматриваемыми уровнями [3-5]. Вероятность W и температурная зависимость многофононных процессов описывается выражением

$$W = K_c e^{-\chi \Delta E}[n(\omega,T)+1]^j , \qquad (1.1)$$

где K_c и χ - константы среды, $j = \Delta E / \hbar\omega > 2$ - излучаемое число фононов с частотой ω; $n(\omega,T) = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}$ - населенность фононной моды [3-5,107,110]. Для этих процессов наиболее важны фононы с максимальной для данной среды энергией, обеспечивающие максимальную вероятность релаксации. Диапазон изменения скоростей БР в зависимости от величины зазора между уровнями и протяженности фононного спектра в кристаллах и стеклах с неодимом может составлять от 10^2 до 10^8с$^{-1}$ при изменениях ΔE=1400-4800см$^{-1}$ [3-5,107,110]. Соотношение (1.1) указывает, в частности, на следующую закономерность: для близких по величине зазоров между парами различных энергетических уровней данного иона в данной конкретной матрице оказываются близкими по значению и скорости БР [3-5,107,110].

Скорости БР энергии по уровням ионов активатора оказывают влияние на энергетику лазерной системы, спектральный состав и кинетику ее излучения [3-5,104-108]. Определению скоростей БР (времени жизни) на уровнях ионов Nd^{3+} в кристаллах и стеклах было посвящено большое число публикаций, см. обзоры [3-5,107,110]. Время БР частиц с уровней накачки на метастабильный уровень $^4F_{3/2}$ иона Nd^{3+} в стеклах и кристаллах не превышает, обычно 10^{-7}с и не приводит к заметной задержке в процессе формирования инверсии при накачке среды импульс-

ными лампами, длительность вспышки которых 10^{-4}-10^{-3}с. Задержки в формировании инверсии и возникновении генерации, связанные с конечным временем релаксации частиц с уровней накачки, наблюдаются при накачке среды короткими импульсами. По задержкам генерации в неодимовом лазере с импульсной накачкой нами были оценены времена БР в силикатном и фосфатном стеклах с уровня накачки $^4G_{7/2}$ на уровень $^4F_{3/2}$ в диапазоне τ_p= 10^{-9}–10^{-7}с [111].

Существенным для работы неодимового лазера является скорость опустошения нижнего уровня рабочего перехода $^4I_{11/2}$. Накопление частиц на уровне $^4I_{11/2}$ препятствует эффективному съему инверсии. Поэтому от времени жизни ионов Nd^{3+} на уровне $^4I_{11/2}$ относительно безызлучательных переходов непосредственно зависят такие характеристики неодимового лазера, как плотность энергии излучения, при которой происходит насыщение усиления, и величина съема инверсии в среде. Вопрос о влиянии БР с нижнего уровня рабочего перехода на параметры генератора и усилителя рассматривался уже в первых публикациях по неодимовым лазерам [112-115]. В 1960-80-х гг. этот вопрос неоднократно обсуждался в литературе, а полученные экспериментальные данные по измерению времени жизни частиц на уровне $^4I_{11/2}$, τ_{21} были достаточно противоречивы. Для ряда стекол и кристаллов разброс значений τ_{21}, полученных в 1960-80-х гг. по различным методикам, составлял от 1 до 100нс, см. [112-115] и обзоры [3-5,107].

В контексте этих исследований нами также был поставлен эксперимент по определению времени релаксации частиц с уровня $^4I_{11/2}$ на основной уровень $^4I_{9/2}$, τ_{21} для силикатных и фосфатных стекол [116]. При комнатной температуре уровень $^4I_{11/2}$ практически пуст (на нем находится ≈0,1% ионов Nd^{3+}). Прямое возбуждение уровня $^4I_{11/2}$ ИК излучением затруднено из-за сильного поглощения излучения с λ≥3 мкм в стеклянной матрице. Заселение этого уровня в лазерной установке происходит при переходах с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$. Возникающее на короткое время поглощение с уровня $^4I_{11/2}$ на верхние уровни на длинах волн λ=0,66мкм (переход $^4I_{11/2}$–$^2G_{7/2}$, $^4G_{5/2}$) и λ=1,06 мкм (переход $^4I_{11/2}$–$^4F_{3/2}$) можно использовать для диагностики населенности уровня $^4I_{11/2}$. При комнатной температуре переходы 0,66 и 1,06мкм попадают в спектральные «окна» прозрачности неодимовых стекол с шириной более 10нм. При этом, как следует из схемы энергетических уровней, поглощение на λ=0,66мкм с уровня $^4F_{3/2}$ отсутствует. Эксперимент выполнялся следующим образом. В среду с инверсией (образцы неодимовых стекол при ламповой накачке) направлялся (после усиления) 0,5нс импульс лазера на кристалле *YAG:Nd* (λ=1,064мкм), который должен был скачком сформировать населенность на уровне $^4I_{11/2}$. Канал прохождения основного мощного импульса просвечивался 10-150нс зондирующими импульсами (ЗИ) малой интенсивности на линиях 0,66 или 1,06мкм от вспомогательных лазеров. Скачок поглощения на профиле ЗИ и его релаксация за время τ_p >5нс были зарегистрированы для образцов силикатных и фосфатных неодимовых стекол [116]. Однако, как показал анализ данных эксперимента [116], зарегистрированные значения τ_p не соответствуют τ_{21}. Наш

эксперимент проводился при интенсивностях основного лазерного пучка свыше 1ГВт/см^2, в условиях самофокусировки излучения в образцах [116]. В этих условиях процесс заселения уровня $^4I_{11/2}$ из-за сброса инверсии и релаксация населенности по переходу $^4I_{11/2}$ - $^4I_{9/2}$ с временным параметром τ_{21} маскировались поглощением, которое возникало в результате заселения уровня $^4I_{11/2}$ при выделении энергии в канале нелинейного взаимодействия излучения со стеклянной матрицей. Это поглощение релаксировало с временной константой $\tau_p >> \tau_{21}$. Подробнее результаты эксперимента [116] рассматриваются в гл. 4.

Новые данные по параметру τ_{21} в активированных неодимом лазерных материалах появились после ряда экспериментов, выполненных в 1990-х годах в США. В работах Ливерморской лаборатории [117,118] при зондировании населенности на уровне $^4I_{11/2}$ (либо на уровнях перехода $^4G_{7/2}$ - $^4G_{5/2}$+ $^2G_{7/2}$ с зазором ΔE≈2000см$^{-1}$, подобным $^4I_{11/2}$–$^4I_{9/2}$) авторы определили следующие значения параметра τ_{21} для ряда стекол и кристаллов: фосфатные стекла -200-250пс; силикатные стекла- 250-500пс; кристаллы $YAG:Nd^{3+}$-200пс; $YLF:Nd^{3+}$–9нс [117,118]. Согласно данным [117,118] накопление частиц на нижнем уровне лазерного перехода $^4I_{11/2}$ в стеклах не должно препятствовать эффективному съему инверсии в неодимовых лазерных установках для ЛТС, работающих с импульсами длительностью 1–20нс. Наши исследования вопроса о влиянии БР ионов Nd^{3+}на уровнях рабочего лазерного перехода на эффективность съема инверсии и усиление нс импульсов в неодимовом лазере подтверждают этот вывод. Более подробное изложение этого вопроса дано в гл. 3 в параграфе 3.4.

1.2 Первые эксперименты по генерации и усилению импульсов с длительностью 10^{-7}–10^{-8}с и мощностью до 10^9 Вт в лазере на неодимовом стекле

Первым источником лазерных импульсов нс длительности стал генератор с модулированной добротностью на рубине, описанный в работе [119]. Вскоре появилось еще несколько сообщений о запуске лазеров на рубине с модулированной добротностью [66, 67,120,121] и теоретическая работа [122], в которой были рассмотрены основные закономерности развития генерации в лазере с импульсным включением добротности. Пиковая мощность импульсов лазеров с модулированной добротностью (так называемых «гигантских» импульсов) на несколько порядков превысила мощность лазеров в режиме свободной генерации и достигла уровня в десятки МВт [66, 67,119-121]. К началу нашей работы в 1964 году были известны методы модуляции добротности в лазере на рубине с помощью вращающегося диска с отверстием, помещенного внутрь резонатора [66], затвора Керра [119,67] или с помощью вращающейся призмы, используемой в качестве одного из зеркал резонатора [120,121]. За рубежом появились сообщения о

генерации нс импульсов в неодимовых лазерах на стекле и кристалле $CaWO_4:Nd^{3+}$ с модуляцией добротности вращающейся призмой [123–125] или просветляющимся красителем [126].

В первых наших экспериментах по осуществлению режима модулированной добротности в лазере на неодимовом стекле, начатых в 1964 году, была применена вращающаяся призма [68]. Для создания инверсии в стержне ∅9х120мм с плоскопараллельными торцами из стекла КГСС-7 использовался осветитель со спиральной импульсной лампой ИФК-15000 с энергией накачки до 10кДж. Внешний вид подобного осветителя представлен на рис.4а. На рис.4б представлена призма полного внутреннего отражения со световым диаметром ∅15мм, которая крепилась на двигатель ДИД-2ТА со скоростью вращения до 30 тысяч оборотов в минуту и устанавливалась на месте «глухого» зеркала резонатора. В качестве выходного зеркала резонатора использовалась плоско-параллельная пластинка из стекла К-108 без покрытий.

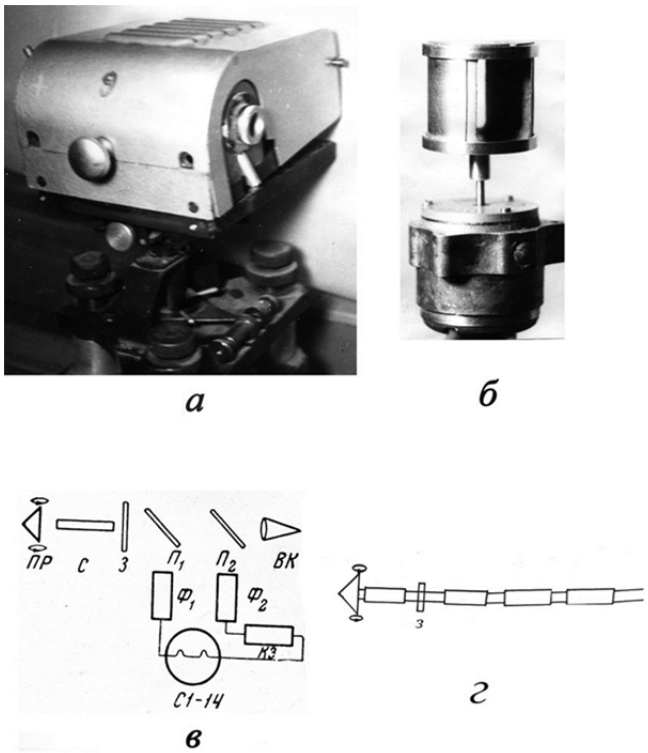


Рис. 4. Осветитель (а) и модулятор добротности на вращающейся призме (б) лазера на неодимовом стекле; (в)- схема генератора: ПР – призма; С – стержень из стекла КГСС-7; З – выходное зеркало; $П_1$, $П_2$, – отводящие излучение стеклянные пластинки; ВК – вакуумный калориметр; $Ф_1$, $Ф_2$ – фотоумножители; КЗ – кабель задержки; С1-14 – осциллограф; (г)- схема генератора и 3-х каскадного усилителя на стержнях из неодимового стекла.

Схема лазера с элементами диагностики представлена на рис.4в, а осциллограмма импульсов генерации – на рис.5а. Выходное излучение лазера состояло из 2-х импульсов приблизительно равной амплитуды с длительностью около 45нс по уровню половинной интенсивности, с интервалом между импульсами от 260нс до 450нс. Общая энергия в 2-х импульсах достигала 1,5Дж, а мощность излучения в одном импульсе - 20МВт. Распределение интенсивности на

выходе лазера, которое регистрировалось по отпечаткам пучка на фотопластинке, соответствовало генерации на нескольких модах с расходимостью пучка ≈6′(2·10^{-3}рад) [68]. Спектр генерации и поляризационные характеристики не регистрировались. Лазер на неодимовом стекле с вращающейся призмой с близкими параметрами был реализован вскоре в работе [127].

Как известно, появление нескольких импульсов генерации в лазере с вращающейся призмой связано с медленным включением добротности в резонаторе. Первый импульс возникает до достижения максимальной добротности и поэтому снимает только часть инверсии. Поскольку рост добротности при вращении призмы продолжается, могут возникать второй, третий и другие импульсы, пока инверсия не упадет до порогового уровня [5]. Количество импульсов в лазере с вращающейся призмой удавалось сократить, изменяя базу резонатора, уровень инверсии, а также за счет эффективного увеличения скорости включения добротности, применяя дополнительную оптику с дискриминацией излучения по углу вблизи угла полного внутреннего отражения [128,68]. Осциллограмма одиночного импульса генерации с длительностью 38нс и энергией 1Дж, полученного при введении в резонатор лазера дополнительной призмы полного внутреннего отражения, представлена на рис.5в.

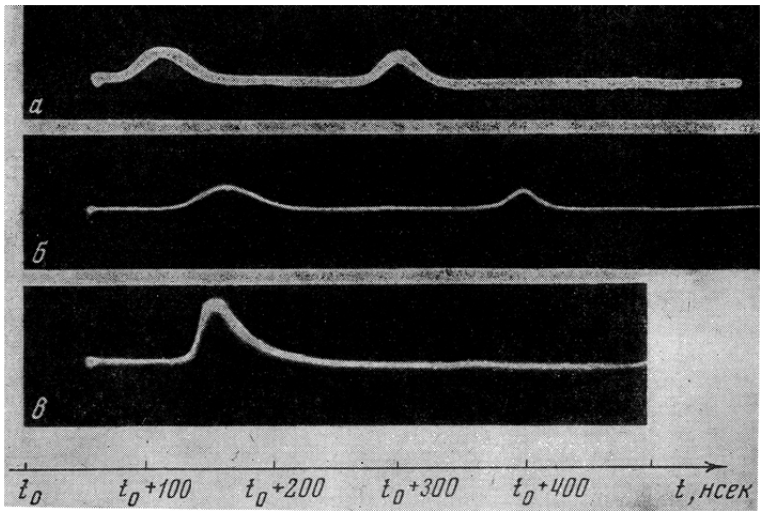


Рис. 5. Осциллограммы импульсов: (а) генератора на неодимовом стекле с вращающейся призмой; (б) на выходе усилителя; (в) импульс генератора с дополнительной призмой полного внутреннего отражения в резонаторе.

Импульсы генератора направлялись в усилитель, состоявший из 3-х расположенных последовательно стержней из неодимового стекла КГСС-7 с диаметрами 12, 15 и 25мм и длиной по 120мм каждый, рис.4г. Накачка стержней производилась в 3-х осветителях со спиральными лампами. Для предотвращения самовозбуждения усилителя осветители со стержнями устанавливались на расстоянии ≈1м друг от друга, а торцы стержней ориентировались под небольшим углом по отношению к оси распространения лазерного пучка. Выходная энергия в 2-х импуль-

сах на выходе усилителя, рис.5б составила 8Дж, мощность излучения достигала 100МВт. Это была первая экспериментальная демонстрация увеличения энергии и мощности нс импульсов при усилении в неодимовом стекле. Усиление импульсов свободной генерации в волоконном усилителе и в стержне из неодимового стекла было продемонстрировано в 1964-65гг. [129,130]. Эксперимент по усилению 150нс импульсов генератора с вращающейся призмой в неодимовом стекле был проведен в 1965 году работе [131]. В 1966 году появилась публикация французских исследователей о лазерной системе на неодимовом стекле, состоявшей из генератора с вращающейся призмой и 4-х каскадного усилителя на стержнях длиной 250мм и диаметрами 16 и 32 мм, излучавшей импульсы с энергией до 30Дж за 25нс [132].

Оценки предсказывали возможность получения от лазеров с модулированной добротностью импульсов с мощностью до 10^9Вт [122]. Ожидалось, что применение в генераторе активных элементов из неодимового стекла больших размеров позволит достигнуть и превзойти уровень мощности в 1ГВт. Такая перспектива стимулировала проведение в нескольких лабораториях у нас в стране и за рубежом работ по созданию генераторов с модуляцией добротности на активных элементах из неодимового стекла с большим ($100см^3$–$1000см^3$) объемом среды [2,72,91,133-135]. Для проверки этой возможности нами был использован разработанный к тому времени на Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО) осветитель ГОС-300 со стержнем из стекла КГСС-7 Ø30х600мм, рассчитанный на получение энергии 300Дж в режиме свободной генерации, рис.6а. Затвор на основе вращающейся призмы ЗРГ-5М со световым диаметром 30мм был разработан в рамках НИР по теме «1Б» на Красногорском оптико-механическом заводе, рис.6б [72,83,91]. Элементы лазера размещались на скамье в оптическом зале павильона лаборатории квантовой радиофизики, оснащенном конденсаторной батареей с запасаемой энергией ≈1МДж [72]. В состав установки входил собственно генератор: вращающаяся призма, стержень Ø30х600мм из стекла КГСС-7 (1) и стеклянная пластинка (3), а также еще 2 осветителя ГОС-300 со стержнями Ø30х600мм (2,3), в которых должен был усиливаться импульс генератора, рис.6г. Регистрация временного профиля импульсов производилась с помощью фотоумножителя ФЭУ-15Б или фотоэлемента типа ФЭК-09 на осциллографах ДЭСО (обзорная развертка) и С1-14. Накачка стержня генератора подбиралась такой, что генератор излучал один импульс с длительностью ≈80нс и энергией ≈10Дж, рис.6д. Для предотвращения самовозбуждения торцы стержней 2 и 3 срезались под углом $\approx 2^0$ к оси. Это мероприятие, однако, не устраняло полностью обратную связь в системе: при включении добротности вращающейся призмой стержни 1-3, фактически, образовывали единый генератор, в котором развивались 150-200нс импульсы с энергией ≈80Дж, рис.6е.

Развязку генератора от усилительных каскадов следовало осуществить с помощью быстродействующего оптического затвора. Однако, в то время электрооптического затвора соответ-

ствующей апертуры или затвора на основе просветляющегося красителя в нашем распоряжении не было. Для формирования одиночного импульса на выходе усилителя в схему установки после генератора был введен дополнительный затвор из поглощавшей излучение алюминиевой пленки толщиной (по оценкам) ≈0,05мкм на лавсановой ленте («майлар») шириной 5см и толщиной ≈20мкм, рис.6в. *Al* пленка испарялась под действием лазерного излучения [72, 83, 91].

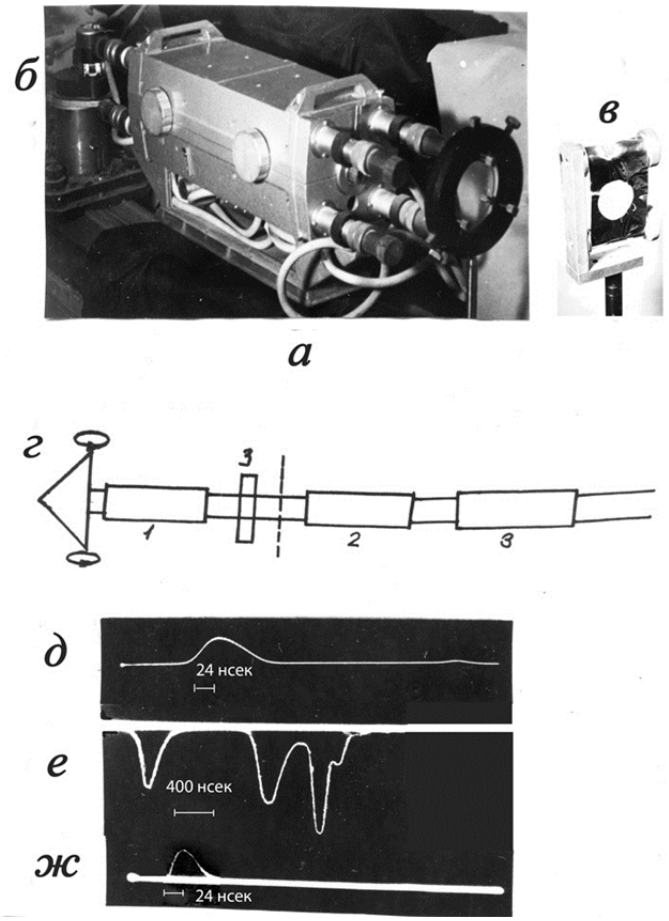


Рис. 6. Генератор с модуляцией добротности вращающейся призмой и усилитель на стержнях Ø30х600мм из стекла КГСС-7: осветитель ГОС-300 (а) и призма (б) в генераторе; (в)- затвор на основе пленки с испаряющимся *Al* покрытием; (г)- оптическая схема генератора (1) и 2-х каскадного усилителя (2,3) с пленочным затвором (пунктир), З – выходное зеркало генератора; осциллограммы импульсов: (д) - генератора; (е) - системы генератор-усилитель без развязки; (ж) - системы генератор - усилитель с развязкой.

Пленочный затвор обладал нелинейным (в зависимости от интенсивности излучения) пропусканием. Пропускание *Al* пленки на λ≈1,06мкм для слабого сигнала было на уровне ≤ 0,1%, что обусловлено поглощением и отражением излучения металлическим слоем; пропускание лавсана без *Al* покрытия составляло около 90%. При прохождении через пленку лазерного импульса происходило просветление *Al* слоя, и пропускание увеличивалось почти на 3 порядка. Из-за малого начального пропускания пленочного затвора стержень генератора (1) оказывался оптически развязанным от стержней (2,3) так, что при включении добротности генерация развивалась

только в стержне (1) в резонаторе. При поглощении *Al* пленкой начального участка импульса генератора происходило быстрое просветление затвора, передний фронт импульса обострялся, и затвор пропускал с относительно малыми потерями оставшуюся часть импульса в усилитель (см. также параграф 2.1). Зная удельную теплоту испарения *Al* (≈10^4Дж/г), можно оценить энергию (≈1Дж), необходимую для испарения площадки Ø30мм и толщиной ≈0,05мкм на *Al* пленке [91]. С учетом отражения (≈80%) падающая на пленку энергия, необходимая для испарения слоя *Al* Ø30мм, составляла ≈5Дж. Осциллограмма импульса с укороченным передним фронтом ≈10нс и длительностью ≈50нс на выходе лазера, работавшего по схеме генератор-усилитель с пленочным затвором, приводится на рис.6ж. Энергия импульса составила ≈60Дж, расходимость излучения всей системы, работавшей в многомодовом режиме, ≈10′(3·10^{-3}рад). Таким образом, на неодимовой лазерной установке в составе генератора с модулированной добротностью и усилителя впервые в мире (1965 г.) удалось получить световые импульсы с мощностью свыше 1ГВт [72,83,91]. Импульсы с мощностью 0,5-2ГВт были вскоре получены в лазерах на неодимовом стекле с вращающейся призмой [2,132,133]. В генераторе на стержне из неодимового стекла Ø18х1000мм был получен 50нс импульс с энергией 25Дж [2]. В работе ГОИ [133] описана 2-х канальная лазерная установка с синхронно вращающимися призмами. В каждом канале использовалось по 3 стержня Ø45х250мм из неодимового стекла с межкаскадной развязкой на фильтрах из просветляющегося уранилового стекла. На выходе установки были получены импульсы с энергией 2х90Дж при длительности 100нс и расходимости излучения 3,5′(10^{-3}рад). В ГОИ были созданы генераторы с модуляцией добротности просветляющимся красителем на 3-х стержнях из неодимового стекла Ø45х250мм [134] и 2-х стержнях Ø45х600мм [135]. На выходе этих генераторов были получены импульсы с энергией до 130Дж, с длительностью 20-40нс и мощностью 3-6 ГВт [134,135]. В работе [135] наряду с просветляющимся красителем в резонатор вводился также управляемый затвор из *Al* пленки, испарявшийся под действием импульса тока. Испаряющиеся под действием лазерного излучения или импульса тока пленочные затворы применялись для модуляции добротности в лазерах на рубине [136,137] и на неодимовом стекле [138,139]. В нашей работе [72,83,91] просветляющийся *Al* пленочный затвор впервые был применен в системе генератор-усилитель для развязки и обострения переднего фронта усиливаемого импульса. В этом качестве затвор на *Al* пленке использовался в лазерной системе на неодимовом стекле в работе [140].

На созданных первых неодимовых лазерных установках с нс импульсами проводились эксперименты по взаимодействию мощного излучения с веществом, имевшие целью определить параметры лазерной плазмы, оптимизировать параметры лазерной установки и условия взаимодействия мощного лазера с мишенью. Важным вопросом, который возник уже в самом начале исследований по проблеме лазерного нагрева, явился вопрос о выборе материала мише-

ни, содержащей дейтерий. На начальном этапе исследований выбирались наиболее доступные объекты: газообразный дейтерий, D_2 и твердый дейтерид лития, *LiD*. Существовали, таким образом, две возможности: фокусировка излучения в однородную протяженную среду – газ D_2, которая привлекала простотой осуществления эксперимента, и фокусировка на поверхность конденсированной среды *LiD*, подвод излучения к которой можно было осуществить в вакуумной камере. Были предприняты эксперименты с целью сравнения условий нагрева вещества при фокусировке в газ и на твердую мишень и выбора наиболее перспективной схемы [75]. Нами производилось спектроскопическое исследование свечения плазмы, возникавшей при фокусировке на поверхность мишени из *LiH* в вакууме импульсов с мощностью около 100МВт с выхода усилителя лазерной установки, рис.4г. Зарегистрированный на спектрографе ИСП-51 в видимой области спектр свечения плазмы, возникавшей на поверхности образца, содержал линии однократно и двукратно ионизированного лития с потенциалом возбуждения до 120eV, рис.7. Оценки, произведенные в работе [75], показали, что температура в плазменном факеле в наших экспериментах могла достигать 20eV, а электронная плотность 10^{19}-10^{20}см$^{-3}$. Таким образом, впервые экспериментально была показана возможность создания достаточно горячей и плотной лазерной плазмы при фокусировке излучения на поверхность твердой мишени, находящейся в вакууме. Фокусировка на поверхность твердой мишени в вакууме позволяла вложить энергию лазера в малый объем вещества, что способствовало получению плазмы с высокой температурой. Такая схема взаимодействия излучения с веществом использовалась в дальнейшем неоднократно в исследованиях по лазерному нагреву плазмы.

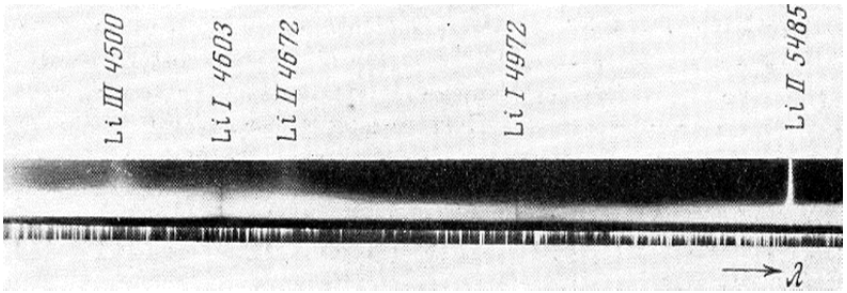


Рис. 7. Спектрограмма свечения лазерной плазмы при облучении поверхности мишени из *LiH* в вакуумной камере импульсами лазера на неодимовом стекле (вверху) и реперный спектр железа (внизу) [75,83].

Параллельно со спектральными исследованиями плазменного факела на твердой мишени в работе [75] с помощью скоростного фоторегистратора была исследована начальная стадия процесса нагрева газообразной однородной среды (воздуха). Эти исследования проводились с помощью рубинового лазера, импульс которого с мощностью в 300МВт фокусировался линзой с фокусным расстоянием 5см в воздух. Важным фактом оказалось обнаружение протяженной области пробоя воздуха лазерным излучением. Было зарегистрировано распространение про-

боя навстречу лазерному лучу со скоростью $\approx 10^7$см/с [75]. Возникая вблизи фокуса линзы, пробой захватывал новые области вещества, в результате чего создавалось большое количество относительно холодной плазмы. Таким образом, полученные данные показали, что фокусировка в протяженную среду (газ) не позволяет сконцентрировать энергию лазерного пучка в малом объеме. Дальнейшие эксперименты, проводившиеся на более высоком уровне мощности излучения, подтвердили выводы, полученные в работе [75].

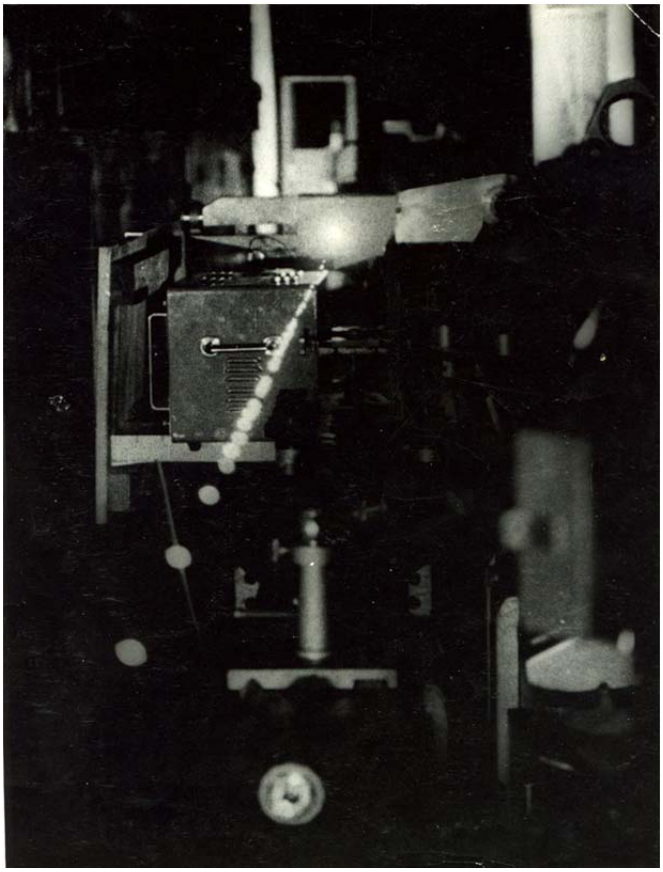


Рис. 8. Фотография «длинной лазерной искры» - области оптического пробоя протяженностью около 4м, возникавшей в воздухе при фокусировке импульса излучения с мощностью ≈1ГВт с выхода лазерной установки на неодимовом стекле (павильон лаборатории квантовой радиофизики, 1965г.). Часть изображений «искр» размыта из-за недостаточной глубины резкости при фотосъемке [83,65,91].

Яркой демонстрацией формирования протяженной области пробоя при фокусировке излучения в газ явились наблюдения так называемой «длинной лазерной искры», рис.8. Впервые это явление наблюдалось нами в 1965 г. в оптическом зале павильона лаборатории КРФ при фокусировке в воздух импульса с мощностью около 1ГВт с выхода лазерной установки на неодимовом стекле, рис.6 с помощью линзы с фокусным расстоянием ≈3м [83,65,91]. Наблюдению и исследованию «длинной лазерной искры» была посвящена публикация [141] и другие работы, см. например [142].

Выводы к главе 1

1. Неодимовое стекло – материал, который в течение нескольких десятилетий используется в качестве активной среды в лазерных установках для экспериментов по ЛТС. В кратком обзоре представлены справочные данные по спектрально-люминесцентным, оптическим, теплофизическим, механическим характеристикам ряда отечественных и зарубежных силикатных и фосфатных неодимовых стекол. Представлена структура лазерного перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ на длине волны ≈1,06мкм со штарковским расщеплением уровней и иллюстрация контура неоднородно уширенной линии люминесценции силикатного стекла ED-2 с линиями переходов между штарковскими компонентами уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$, полученная при численном моделировании.

2. Существенным для работы неодимового лазера является вопрос о накоплении и релаксации ионов Nd^{3+} на нижнем уровне рабочего перехода $^4I_{11/2}$. Предложен метод регистрации населенности уровня $^4I_{11/2}$ по селективному поглощению с него на длинах волн 0,66 и 1,06мкм. Представлены результаты ряда экспериментов по определению времени жизни ионов Nd^{3+}, τ_{21} на уровне $^4I_{11/2}$ для неодимовых стекол. Анализ опубликованных по параметру τ_{21} данных показывает, что для большинства матриц τ_{21}<1нс, и накопление частиц на нижнем уровне лазерного перехода $^4I_{11/2}$ в неодимовых стеклах не препятствует эффективному съему инверсии в лазерных установках для ЛТС, работающих с импульсами длительностью ≥1нс .

3. Представлены результаты первых экспериментов по генерации и усилению наносекундных импульсов в лазерах на неодимовом стекле. В генераторе на силикатном стекле КГСС-7 с модуляцией добротности резонатора вращающейся призмой получены импульсы с длительностью 40-50нс и энергией ≈1Дж. На выходе системы генератор - усилитель на неодимовом стекле впервые получены импульсы с энергией 60Дж и мощностью свыше 1ГВт. Для развязки генератора от усилителя и обострения переднего фронта усиливаемого импульса впервые применен просветляющийся затвор из тонкой (≈0,05 мкм) пленки алюминия на лавсане, испарявшейся под действием лазерного излучения.

4. С помощью созданных неодимовых лазеров с нс импульсами проведены первые эксперименты по получению плотной лазерной плазмы при фокусировке излучения на поверхность мишени из *LiH* в вакуумной камере. Эксперименты подтвердили большую эффективность вложения энергии лазера в твердотельную мишень, а не в газовую среду, где развитие пробоя препятствует концентрации энергии в малом объеме. Наглядной иллюстрацией формирования протяженной (≈4м) области пробоя при фокусировке излучения в газ явились первые наблюдения так называемой «длинной лазерной искры» в воздухе.

Глава 2. Формирование коротких (10^{-8}-10^{-11}с) импульсов в задающих генераторах для лазерной установки на неодимовом стекле

Длительность импульсов, полученных в 1960-х годах от первых генераторов с модулированной добротностью на неодимовом стекле, составляла десятки наносекунд [68,72,91,132-135]. В то же время, согласно работе [17] для получения лазерной плазмы с термоядерными параметрами требовались импульсы на порядок меньшей длительности. Результаты первых экспериментов по генерации и усилению нс импульсов показали, что для получения высоких значений энергии и мощности в лазерном импульсе короткой длительности следует разделить функции генератора и усилителя. Импульс короткой длительности с высоким контрастом целесообразно сформировать отдельно в задающем генераторе с небольшим (≈10см^3) объемом активной среды и направить его на вход усилителя с большим объемом среды. Система задающий генератор-усилитель (в англоязычной литературе MOPA: master oscillator- power amplifier) практически повсеместно стала применяться при создании лазерных установок на неодимовом стекле. Современная лазерная установка для экспериментов по ЛТС представляет собой, по существу, систему MOPA, состоящую из небольшого задающего генератора и многокаскадного многоканального усилителя с запасом инверсии, обеспечивающим формирование на выходе установки импульсов с высокой энергией и мощностью. Например, от единого задающего генератора «запитываются» путем многократного деления лазерного пучка все 192 канала мощной неодимовой лазерной установки «NIF» [11]. Задающий генератор современной лазерной установки для экспериментов по ЛТС - сложный инженерно-физический комплекс по формированию параметров рабочего импульса: временного профиля, контраста, пространственно-угловых характеристик, спектрального состава, поляризации, степени когерентности излучения, обеспечивающих после усиления требуемые параметры импульса на мишени. Помимо основного комплекса с профилированным рабочим импульсом нс длительности, в состав установки включаются дополнительные каналы (для «быстрого поджига», диагностики мишени, мониторинга самой лазерной установки) с нс и пс импульсами, синхронизированные с рабочим импульсом.

Возникавшие в 1960-70-х годах установки для экспериментов по ЛТС, новые исследовательские задачи стимулировали разработку различных по устройству задающих генераторов импульсов наносекундного (10^{-7}–10^{-9}с) и пикосекундного (10^{-10}–10^{-12}с) диапазонов длительностей. В работе этих схем использовались, по существу, два подхода к формированию коротких импульсов: формирование нс импульсов осуществлялось в лазерах с импульсным включением добротности; для генерации пс импульсов использовались лазеры с синхронизацией мод. Методам формирования нс и пс импульсов в генераторах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* и исследованию их характеристик посвящена глава 2. Генератор нс импульсов на

неодимовом стекле с модуляцией добротности электрооптическим затвором рассматривается в параграфе 2.1. Лазеры этого типа с затворами Керра и Поккельса на протяжении долгого времени использовались (и продолжают использоваться) в качестве задающих генераторов лазерных установок на неодимовом стекле. Затворы Керра и Поккельса допускали возможность синхронизации с точностью ≈1нс момента включения и выключения затвора и момента испускания лазерного импульса с внешней аппаратурой и применялись как для модуляции добротности резонатора, так и для вырезания короткого фрагмента из импульса генератора и повышения контраста излучения на входе в усилитель. Параграф 2.2 посвящен лазеру ультракоротких (УКИ) импульсов на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод нелинейным поглотителем. Исследованиям флуктуационного по своей природе механизма формирования цуга пс импульсов в этом генераторе из шумовых импульсов спонтанного излучения лазерной среды в резонаторе посвящен цикл работ, выполненных в ФИАН, см. ссылки в параграфе 2.2. В активных элементах (стержнях из неодимового стекла), работавших в генераторах с самосинхронизацией мод, были обнаружены нитевидные повреждения, свидетельствовавшие о самофокусировке лазерного пучка в среде лазера. Исследования самофокусировки в генераторе с самосинхронизацией мод и ее влияния на процесс формирования цуга УКИ и временной профиль отдельных импульсов описаны в параграфе 2.2. Для использования лазера с самосинхронизацией мод в качестве задающего генератора неодимовой лазерной установки на выходе генератора устанавливался электрооптический затвор для вырезания одиночного пс импульса или группы пс импульсов из цуга, которые направлялись в усилитель. В параграфе 2.3 рассмотрены методы формирования субнаносекундных (10^{-9}-10^{-10}с) импульсов в лазерах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* с периодической модуляцией добротности в резонаторе.

Надо сказать, что пространственно-угловые характеристики излучения наших первых генераторов нс и пс импульсов на неодимовом стекле в ряде случаев соответствовали многомодовой генерации. На определенном этапе работ по созданию лазерной установки для нагрева плазмы, когда на первый план ставилась задача увеличения энергии импульса, полученные пространственно-угловые характеристики лазерного пучка удовлетворяли нас. В последующих экспериментах использовались и одномодовые задающие генераторы, в которых формировался пучок с гауссовым распределением интенсивности по сечению. Для выделения основной поперечной моды с гауссовым распределением в задающих генераторах применялись известные методы селекции мод: изменения конфигурации резонатора, диафрагмы на оси и др.[5,8].

2.1 Генератор наносекундных импульсов на неодимовом стекле с модуляцией добротности электрооптическим затвором

Отказ от задачи получения в самом генераторе большой энергии и мощности излучения оставляет за генератором функции формирования других важных параметров рабочего импульса для лазерной установки: короткой длительности и нужной временной формы, контраста, пространственно-углового распределения интенсивности, спектрального состава, поляризации излучения. Помимо перечисленных функций, важной характеристикой задающего генератора является также возможность точной синхронизации момента излучения импульса с работой всего комплекса аппаратуры лазерной установки, включающего системы питания и поджига импульсных ламп, скоростные оптические затворы, систему диагностики параметров лазерного пучка и т.д. Разброс момента появления импульса излучения для генераторов с вращающейся призмой составлял в лучшем случае ≈1мкс. Помимо медленного включения добротности недостатком таких генераторов было также сканирование лазерного пучка по углу, ухудшавшее диаграмму направленности излучения. В лазерах с модуляцией добротности затворами на просветляющихся красителях разброс момента возникновения генерации вследствие флуктуаций накачки и других причин превышал 10мкс [5].

Для создания задающего генератора на неодимовом стекле с нс длительностью импульсов и точностью синхронизации лучше 10^{-8}с нами был применен для модуляции добротности резонатора (вслед за работами по рубиновому лазеру [119,67]) электрооптический затвор Керра [69, 72]. Схема лазера с ячейкой Керра, заполненной нитробензолом и управляемой высоковольтными импульсами от 3-х электродного разрядника со сжатым азотом, представлена на рис.9а. В первом неодимовом лазере с ячейкой Керра использовались 2 стержня из стекла КГСС-7 ∅10х120мм с плоскими торцами, параллельными друг другу. Резонатор длиной около 1м был образован зеркалом с диэлектрическим покрытием с коэффициентом отражения ≈100% для λ≈1,06мкм и выходным торцом стержня. При отсутствии напряжения на ячейке и скрещенных поляризационных призмах Глана-Томпсона пропускание затвора Керра составляло ≤1%. Генератор на кабельных линиях с разрядником [143] обеспечивал подачу на ячейку импульса «полуволнового» (≈30кВ для 12мм расстояния между электродами ячейки) напряжения длительностью 600нс при фронте нарастания 5 нс. Быстрое открывание затвора (пропускание в открытом состоянии ≈50%) обеспечивало генерацию одиночного импульса линейно поляризованного излучения с энергией 1-2Дж и длительностью τ_u≈20нс, которая соответствовала разрешению фотоумножителя, рис.9б. Стрелкой на осциллограмме указан момент подачи управляющего импульса на ячейку Керра. Разброс момента появления импульса генерации относительно переднего фронта высоковольтного импульса не превышал 10нс. Селекция основной моды не произ-

водилась, генератор работал на нескольких поперечных модах с расходимостью пучка 15′ (≈4,5·10^{-3}рад). Подобные же характеристики гигантского импульса были получены при использовании в схеме лазера затвора Керра типа ЗЭО-3М изготовления Красногорского оптико-механического завода [72]. В этом затворе в качестве поляризаторов использовались стопы плоско - параллельных пластинок из стекла К-8, располагавшихся под углом Брюстера к оси

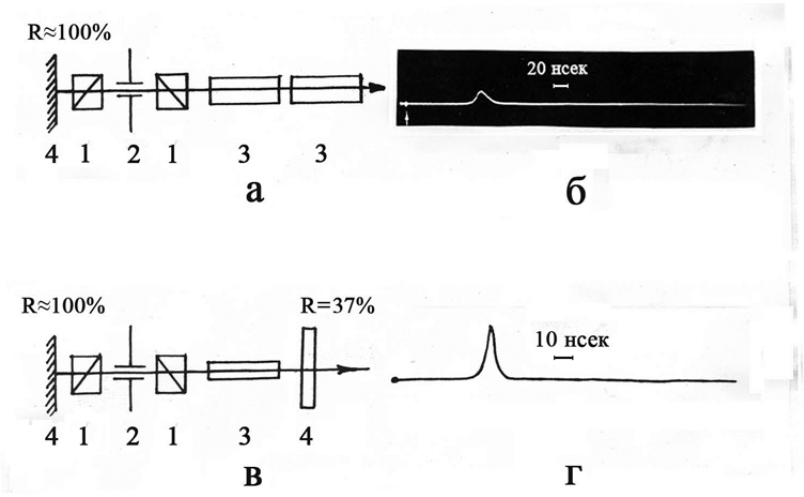


Рис.9. Схемы лазера с модуляцией добротности ячейкой Керра (а, в) и осциллограммы импульсов генерации (б, г); обозначения: (1) – призмы Глана-Томпсона, (2) – ячейка Керра, (3) – активные элементы, (4) – зеркала.

лазерного пучка. Надо сказать, что затвор Керра с нитробензолом при отсутствии анизотропии в ячейке в выключенном состоянии может обеспечить достаточно большую глубину модуляции как одномодового, так и многомодового излучения. Для лазерной установки с управляемой степенью когерентности с расходимостью пучка 10^{-3}-10^{-2}рад в Отделении КРФ ФИАН был разработан собранный по специальной схеме многомодовый генератор на неодимовом стекле с модуляцией добротности ячейкой Керра [144].

Как известно, лазер с модулированной добротностью излучает импульс, интенсивность которого экспоненциально нарастает (на 10-15 порядков) за время многократных проходов света по резонатору от уровня спонтанного шума до интенсивности в максимуме импульса [122]. Временной профиль импульса лазера с модуляцией добротности ячейкой Керра хорошо описывается моделью лазера с мгновенным включением добротности [122], рис 10. Начиная с момента включения добротности, плотность фотонов в резонаторе нарастает в течение времени задержки, $\tau_{зад}$, пока уровень инверсии в среде существенно не меняется. Характерные значения $\tau_{зад}$ в лазерах на рубине и неодимовом стекле достигали 100нс [67,69,71]. С началом интенсивного сброса инверсии в лазере начинается формирование переднего фронта собственно гигантского импульса, который достигает максимума и затем, после спада инверсии ниже порогового значения, затухает и покидает резонатор, формируя задний фронт, рис.10. В соответствии с вы-

водами теории длительность гигантского импульса пропорциональна времени жизни фотона в резонаторе, так что уменьшение длины резонатора, а также повышение уровня инверсии в среде должны способствовать сокращению длительности импульса.

Для получения более коротких импульсов был собран генератор с ячейкой Керра на одном стержне Ø7х120мм из стекла КГСС-7 с укороченной базой резонатора ≈0,5м; использовались диэлектрические зеркала с коэффициентами отражения около 100% и 37%, рис.9в. Уменьшение диаметра стержня позволило повысить уровень инверсии в активной среде (коэффициент усиления по слабому сигналу был увеличен до значения $\alpha \approx 0{,}2 см^{-1}$). На выходе генератора, рис.9в были получены импульсы с энергией 0,5Дж и длительностью 5-10нс, рис.9г [83]. Спектр излучения на выходе генератора с электрооптическим затвором без дополнительной спектральной селекции в резонаторе достигает 40–50 Å [25].

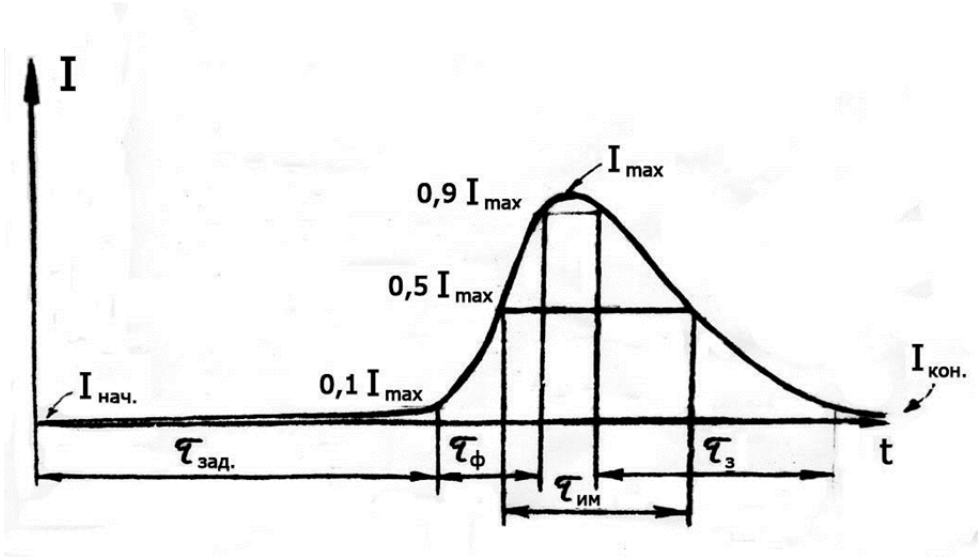


Рис.10. Иллюстрация формы импульса лазера с модулированной добротностью: $\tau_{зад}$ – время развития генерации от уровня спонтанного шума; $\tau_ф$, $\tau_з$ – длительности переднего и заднего фронтов; $\tau_и$ – длительность импульса (соотношения интенсивностей в максимуме импульса, I_{max} и на начальном участке, $I_{нач}$ даны с искажениями).

Для экспериментов по взаимодействию излучения с веществом помимо сокращения длительности импульса лазера необходимо было обеспечить, как пояснялось, его высокий контраст, для чего требовалось устранить малоинтенсивный и протяженный по времени начальный участок гигантского импульса в генераторе, рис.10. В экспериментах с рубиновым лазером для блокирования начального участка гигантского импульса на выходе генератора был применен дополнительный электрооптический затвор Керра, «срезавший» начальный участок [70,71]. На рис.11 представлены схемы проведенных нами экспериментов по срезанию начального участка гигантского импульса лазера на неодимовом стекле с модуляцией добротности ячейкой Керра с помощью внешних затворов различного типа. В качестве дополнительных затворов, устанавливавшихся вне резонатора, были исследованы затворы пассивного типа на основе

алюминированной лавсановой пленки и просветляющегося красителя, рис.11а, ж, а также дополнительный электрооптический затвор, рис.11д. Импульсы генератора до и после внешних затворов регистрировались на осциллографе С1-14 с помощью фотоэлемента ФЭК-09 (временное разрешение тракта регистрации ≈1нс). Импульсы после дополнительных затворов проходили оптическую линию задержки и оказывались сдвинутыми по времени, рис.11. Контраст дополнительного затвора определялся как отношение интенсивностей импульсов, прошедших затвор в открытом и закрытом состояниях.

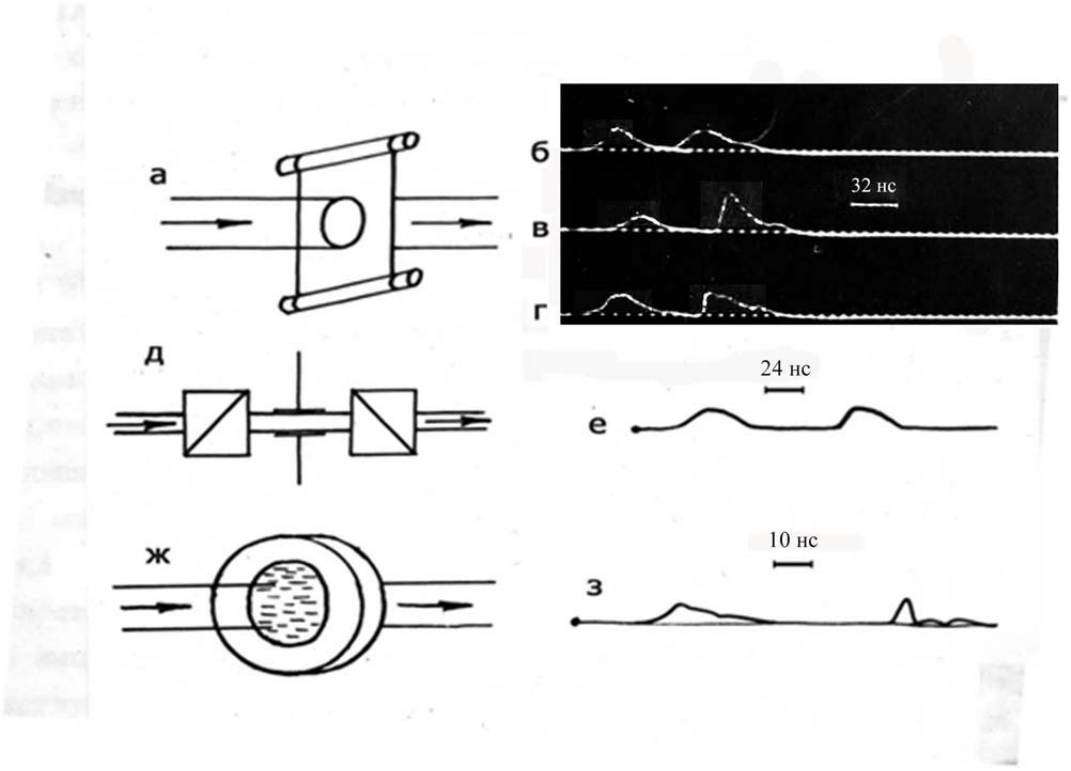


Рис.11 Схемы формирования импульса генератора с модулированной добротностью дополнительными затворами (а,д,ж) и осциллограммы импульсов до (слева) и после (справа) прохождения затвора и оптической задержки: (а) - затвора с прожиганием *Al* пленки полным сечением пучка (б) и через диафрагмы Ø5мм (в) и Ø1,5мм (г); электрооптического затвора (д, е); просветляющегося затвора на красителе (ж, з) [83].

Опыт работы с прожигаемым затвором на основе *Al* пленки [72] (см. параграф 1.2) показал, что этот затвор можно использовать для срезания пологого участка переднего фронта «гигантского» импульса. Импульс генератора с модуляцией добротности, рис.9а с плотностью мощности $\approx 10^8$Вт/см^2 направлялся на лавсановую ленту (толщина ≈20мкм), покрытую ≈0,05мкм слоем *Al* с начальным пропусканием ≤0,1%. Измерения показали, что чистый лавсан сохраняет прозрачность вплоть до потоков $\approx 10^{10}$Вт/см^2. Было установлено, что при плотности энергии в импульсе $\varepsilon < \varepsilon_{кр} \approx 0{,}4$Дж/см^2 просветления пленки (испарения *Al*) не происходит, а $\varepsilon_{кр}$ соответствует по порядку величины плотности энергии излучения, необходимой (с учетом отражения) для испарения ≈0,05мкм слоя *Al* [83,91]. Таким образом, малоинтенсивный началь-

ный участок гигантского импульса пленочный затвор практически полностью устранял (с контрастом $\approx 10^3$). Интегральное (за импульс) пропускание затвора при $\varepsilon > \varepsilon_{кр}$ достигало 50% [83]. Прожигание *Al* пленки при $\varepsilon > \varepsilon_{кр}$ осуществлялось либо полным сечением пучка генератора, рис.11б, либо через ограничивающие пучок вне резонатора диафрагмы ∅5мм и ∅1,5мм, рис.11в, г. При сравнении осциллограмм импульсов до и после затвора видно, что заметное обострение переднего фронта импульса наблюдается, но только для пучков после диафрагм, рис.11в, г. Длительность переднего фронта импульса со всего торца активного элемента после затвора практически не сокращалась, рис.11б.

Эти результаты объясняются наличием пространственно-временной структуры излучения в импульсах многомодового лазера с модулированной добротностью. В экспериментах с лазером на рубине [145] было установлено, что неоднородности в распределении инверсии, а также оптические неоднородности в рубине приводили к неравномерному по сечению активного элемента многомодовому развитию генерации и возникновению пространственно-временной структуры гигантского импульса. Многомодовость генерации приводила к возникновению пространственно-временной структуры гигантского импульса и в лазере на неодимовом стекле. По существу, временной профиль гигантского импульса на выходе многомодового лазера представлял собой наложение профилей нескольких импульсов от различных участков поперечного сечения активного элемента и мог сильно отличаться от «канонического» профиля, рис.10, полученного в расчетах для случая одномодовой генерации. При попадании на пленочный затвор полного пучка генератора пространственно-временная структура гигантского импульса приводила к разновременному просветлению затвора по сечению. В этих условиях сокращения длительности переднего фронта импульса не наблюдалось, рис.11б. При облучении затвора излучением с небольшого участка активной среды наблюдалось сокращение длительности переднего фронта, рис.11в, г.

Обращает на себя внимание крутой передний фронт импульса после диафрагмы ∅1,5мм, соответствующий временному разрешению (≈1нс) тракта регистрации [83,91]. Этот фронт (скачок пропускания от ≈0,1% до ≈50% за ≈1нс) характеризует быстродействие затвора на *Al* пленке. В [83] отмечалось, что причиной скачка пропускания в расширяющемся слое *Al* покрытия мог быть переход металл-диэлектрик [146]. Концепция перехода металл-диэлектрик привлекалась для объяснения результатов экспериментов по воздействию лазерного излучения с интенсивностью 10^7-10^8Вт/см^2 на металлические мишени, см. [147,148] и ссылки в [91]. Оценку временного интервала скачка пропускания ($\tau_п$=10^{-10}-10^{-11}с) в ≈0,05мкм пленке *Al* можно получить, полагая распространение просветления в пленке при расширении *Al* покрытия со скоростью звука ($\leq 5\cdot 10^5$см/с). Высокая скорость просветления могла сформировать короткий фронт у импульса на рис.11г. Несмотря на свою привлекательность (простота изготовления, низкая стои-

мость) испаряющаяся пленка - затвор одноразового действия и после срабатывания не восстанавливает исходное малое пропускание, что ограничило его применение с лазерами.

На рис.11ж представлена схема эксперимента по обострению импульса генератора с ячейкой Керра (рис. 9в) дополнительным просветляющимся затвором на основе кюветы с раствором полиметинового красителя №3955 [149]. Сечение поглощения этого красителя для λ≈1,06мкм, σ_n≈3x10^{-16}см^2, время релаксации просветленного состояния- τ_p≈30пс, интенсивность насыщения поглощения ≈7МВт/см^2 [5,149]. Таким образом, по отношению к импульсам нс длительности раствор красителя является быстродействующим затвором, пропускание которого отслеживает изменения интенсивности лазерного излучения. Пропускание кюветы с раствором красителя в нитробензоле, рис.11ж выбиралось на уровне 1-10%, что обеспечивало ослабление начального пологого участка импульса задающего генератора. В то же время, основная часть импульса проходила через кювету в режиме просветления красителя при коэффициенте пропускания свыше 50%. На рис.11з представлена осциллограмма, демонстрирующая обострение импульса генератора после прохождения кюветы с красителем. Как оказалось, при поглощении красителем №3955 излучения неодимового лазера в кювете могла возникать генерация самого красителя в диапазоне длин волн около 1,1мкм [150]. Резонатором для такой генерации, которая негативно влияла на коэффициент пропускания затвора, служили окна самой кюветы. Провалы интенсивности на заднем фронте импульса после кюветы, рис.11з обусловлены возникновением генерации красителя [150]. Этот эффект удалось устранить просветлением окон кюветы. Хотя контраст затвора на основе красителя невысок (5-10) [5], кюветы с красителем являются удобным видом оптической развязки и неоднократно использовались в наших неодимовых лазерных установках в качестве дополнительного элемента формирования импульсов задающего генератора и для развязки каскадов усиления.

На рис.11д представлена схема эксперимента по формированию импульса задающего генератора (рис.9а) дополнительным затвором Керра. Этот затвор управлялся тем же разрядником на кабельных линиях, что и основной затвор Керра в резонаторе, однако, момент прихода высоковольтного импульса на дополнительный затвор был сдвинут во времени. Время задержки между моментами срабатывания дополнительного и основного затворов устанавливалось приблизительно равным времени развития импульса в резонаторе. Обычно дополнительный затвор срабатывал за несколько нс до момента прихода на него вершины гигантского импульса. На рис.11е представлена осциллограмма импульсов на входе и на выходе дополнительного затвора Керра, который обеспечивал срезание начального участка генерации (на уровне ≤1%) и обострение переднего фронта импульса. Контраст затвора Керра -10^2-10^3. Была предложена и реализована схема управления дополнительным затвором Керра, позволяющая осуществлять плавную перестройку времени открывания затвора и длительности вырезаемого затвором им-

пульса [83,151]. Для управления затвором был применен воздушный разрядник, который при пробое снимал напряжение с ячейки Керра. При перестройке длины разрядного промежутка изменялось время развития пробоя, что позволяло сдвигать момент закрывания затвора и перестраивать длительность импульса на выходе затвора в пределах 10-50нс [83,151].

Одним из важных требований, предъявляемых к электрооптическим затворам в мощных лазерных установках, является их высокая стойкость по отношению к проходящему излучению. Проведенные исследования взаимодействия мощных нс и пс импульсов с материалами электрооптических затворов показали, что одним из наименее стойких компонентов затворов является нитробензол, применяемый в ячейках Керра (см. параграфы 2.2, 4.1). В то же время, электрооптические кристаллы (*KDP, DKDP*) проявляют большую стойкость по отношению к мощному излучению. Это определило в нашей работе выбор затворов на основе эффекта Поккельса (кристаллы *KDP* и *DKDP* *z*-среза) в качестве устройств, вырезающих короткий нс импульс [152]. Затворы Поккельса управляются (в отличие от затворов Керра) независящим от апертуры светового пучка напряжением, что делает удобным их применение в лазерных системах с различными сечениями пучка. Для получения максимального контраста на затвор Поккельса направлялся возможно более близкий к параллельному световой пучок.

Исследовалась возможность формирования нс импульсов с крутым передним фронтом с помощью двух электрооптических затворов на основе дейтерированных кристаллов *DKDP* с размерами 8x8x16мм^3 каждый, установленных после задающего генератора, рис.12. Система из 2-х затворов была применена для повышения контраста импульса генератора. Для компенсации потерь между затворами Поккельса был установлен предусилитель (на рис.12 не показан, см. параграф 5.4). Применение кристаллов *DKDP* в затворах создавало ряд преимуществ по сравнению с *KDP*. Кристаллы *DKDP* обладают меньшим, чем *KDP* поглощением на $\lambda\approx1{,}06$мкм (α_n=0,01см$^{-1}$ [152]). Кроме того, полуволновое управляющее напряжение для *DKDP* почти в 2 раза ниже, чем для *KDP*. Это позволяет, не опасаясь пробоя, использовать более компактные элементы затвора, уменьшить паразитные емкость и индуктивность и получить, тем самым, более короткие фронты формируемых световых импульсов.

Первый затвор Поккельса (рис.12) устанавливался на выходе одномодового генератора с модуляцией добротности ячейкой Керра. Второй затвор, аналогичный первому (показан схематично) устанавливался после предусилителя. С помощью разработанной схемы можно было не только обострять передний фронт лазерного импульса, но и укорачивать его длительность. Длительность управляющего электрического импульса регулировалась длиной кабельной линии. Изменение длины зарядного кабеля позволяло менять длительность «вырезанных» импульсов от 0,5 до 20нс. Излучением задающего генератора (20нс импульс, энергия 0,07Дж)

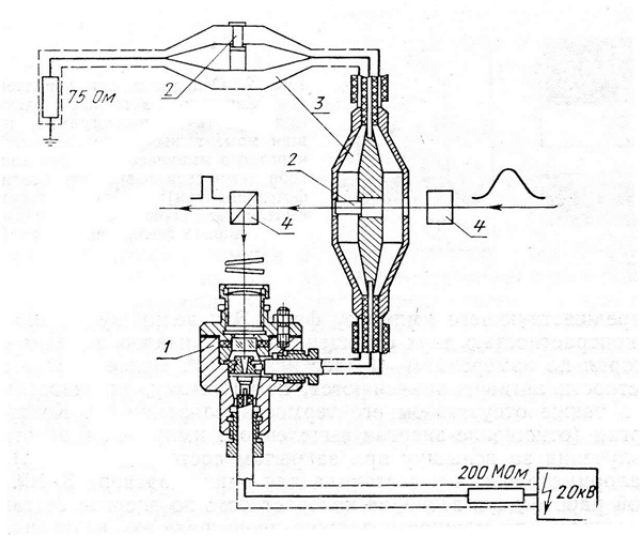


Рис.12. Схема управления затворами Поккельса на кристаллах *DKDP* (обозначения в тексте). Давление азота в разряднике (*1)* 14 атм, зазор между электродами 0,75мм [152,154].

поджигался двухэлектродный разрядник (1), обеспечивавший формирование 10кВ электрического импульса с передним фронтом ≈0,4нс (рис. 13 а). Этот импульс последовательно прикладывался к электродам двух кристаллов *DKDP* (2), установленных в кристаллодержателях (3) и затем поглощался нагрузкой. Время задержки между моментами срабатывания затворов согласовано со временем прохождения светового импульса от затвора до затвора. В качестве поляризаторов применялись призмы Глана-Томпсона (4). Излучение, прошедшее затворы, регистрировалось на осциллографе, скоростном фоторегистраторе (ФЭР) [153], калориметрами. На рис.13б показана осциллограмма, отражающая взаимное расположение во времени импульса генератора и импульса, выделенного первым затвором. Разброс момента выделения импульса не превышал 5нс. Энергия выделенного импульса составляла $6x10^{-3}$Дж, после предусилителя и второго затвора - 0,2Дж. Микрофотограмма записи выделенного двумя затворами ≈2нс импульса на экране ФЭР представлена на рис. 13в. Длительность переднего фронта от уровня 0,1 до уровня 0,9 равна 0,2нс, заднего- 0,5нс [152,154].

Контрастность по мощности импульсов, сформированных одним и двумя затворами, исследовалась с помощью фоторегистратора, перед щелью которого устанавливались ступенчатые ослабители. Было установлено, что интенсивность в максимуме выделенного одним затвором импульса более чем в 10^4 раз превосходит интенсивность предшествующего импульсу фона. Эту величину можно сопоставить с контрастностью двух скрещенных поляризаторов Глана-Томпсона, которая по измерениям достигает 10^6. Более низкие значения контраста затвора объясняются неточностями юстировки, а также отсутствием термостабилизации затвора. Контраст

по энергии (отношение энергии выделенного импульса к энергии фона при закрытом затворе)

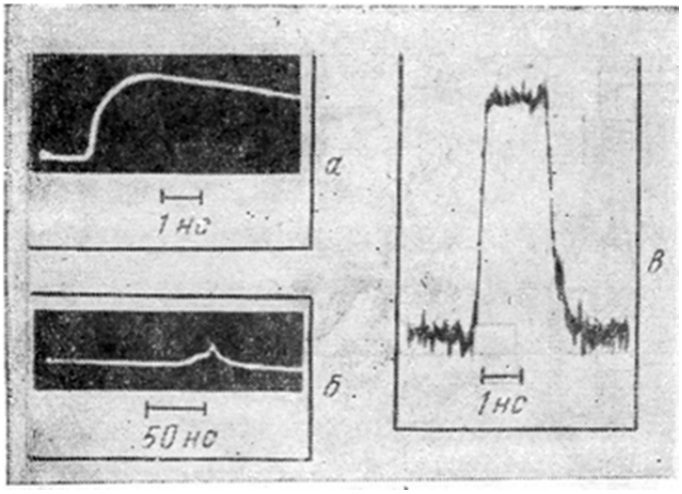


Рис.13. Осциллограмма переднего фронта электрического импульса, управляющего затвором Поккельса (а); одновременная регистрация короткого (выделенного) импульса и импульса задающего генертора (б); микрофотограмма записи выделенного импульса на экране фоторегистратора (в) [152,154].

измерялся калориметрами и составил для одного затвора $3x10^3$. При совместной работе двух затворов контраст по энергии составил 10^6, а контраст по мощности должен был превышать эту величину. Однако, из-за недостаточного динамического диапазона измерений удалось только зарегистрировать, что контраст по мощности двух затворов $>10^5$. Задающие генераторы с электрооптическими затворами Керра и Поккельса и схемами «вырезания» применялись в качестве источников нс импульсов для последующего усиления в лазерных установках, работавших в павильоне лаборатории КРФ и в оптическом зале Отделения КРФ [25,76,83,88,90,154].

2.2 Исследование генератора пикосекундных (10^{-10}-10^{-12}с) импульсов с самосинхронизацией мод на неодимовом стекле

В лазерах с модулированной добротностью возможность сокращения длительности импульсов ограничена: для того, чтобы гигантский импульс сформировался, он должен совершить несколько проходов по резонатору. Время прохода света между зеркалами резонатора составляет обычно несколько нс. Путем уменьшения размеров активного элемента и базы резонатора, используя короткий импульс накачки, нам удавалось сократить длительность импульса генерации до 2–3нс [83,111]. В современных микролазерах, содержащих в одном миниатюрном моноблоке и активную среду и затвор, удается получать импульсы с длительностью <100пс.

Прорыв в области генерации ультракоротких импульсов (УКИ) произошел после открытия вслед за методом модуляции добротности, метода синхронизации продольных мод резона-

тора [155–157]. В отличие от модуляции добротности этот метод позволил получать импульсы с длительностью значительно меньшей времени обхода светом резонатора. С помощью метода синхронизации мод в 1960-е годы в твердотельных лазерах оказалось возможным осуществить генерацию импульсов пс длительности. Лазерам УКИ с синхронизацией мод посвящено большое число публикаций и монографий, см.[154,158]. Как оказалось, в самом лазере, работающем в широкой полосе частот, заключена принципиальная возможность формирования УКИ. Минимальная длительность импульса, образующегося в лазере при согласовании по фазе N_q продольных мод резонатора длиной L с межмодовым расстоянием $\delta\nu=c/2L$, занимающих частотную область $\Delta\nu=N_q\delta\nu$, составляет величину $\tau_u\approx 1/\Delta\nu$. Такой импульс называется спектрально ограниченным. Например, в лазерах на неодимовом стекле с шириной линии усиления ≈100Å возможно путем синхронизации мод получать импульсы с длительностью в единицы пс. В лазерах с еще более широкой линией усиления на кристалле корунда $Ti{:}Al_2O_3$ и ряде других активных сред получаются импульсы фемтосекундной (фс) длительности [158].

Синхронизация мод в лазере может быть осуществлена «активным» методом - путем воздействия на излучение в резонаторе амплитудного или фазового модулятора, управляемого электрическим сигналом от внешнего устройства. Частота модуляции настраивается на частоту межмодового интервала, $\delta\nu=c/2L$. Модуляция излучения одной продольной моды приводит к возникновению боковых частот с определенной фазой, т.е. к возникновению новых продольных мод, сфазированных с исходной и т.д. Следствием синхронизации по фазе большого числа мод является возникновение периодической последовательности импульсов. Активная синхронизация мод была осуществлена вначале в газовом, затем и в твердотельном лазерах [155,156].

Возникновение периодической последовательности коротких импульсов наблюдалось A.J. DeMaria с соавторами также в лазере на неодимовом стекле с просветляющимся красителем в резонаторе при отсутствии какого-либо иного модулятора, управлявшегося внешним устройством [157]. Такая «пассивная» схема генерации УКИ получила название лазера с самосинхронизацией мод [157]. Генерация УКИ в лазере с просветляющимся красителем возникала в режиме модуляции добротности резонатора. Лазер излучал периодическую (период $\approx 10^{-8}$с) последовательность УКИ с колоколообразной образующей с общей длительностью 10^{-7}–10^{-6}с [157]. Таким простым методом практически сразу были получены УКИ с длительностью, определяемой шириной линии усиления среды. Перспектива резкого увеличения мощности излучения за счет усиления пс импульсов привлекла внимание к генератору на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод. Этот генератор был воспроизведен во многих лабораториях и стал предметом исследований (в которых автор принял участие), направленных на выяснение природы УКИ и совершенствование техники пассивной синхронизации мод, см. [154,158,159,83].

На рис. 14 представлена схема генератора УКИ на неодимовом стекле с просветляющимся красителем вместе с системой выделения одиночного УКИ (система выделения рассматривается в конце параграфа) [20,80-83,154]. В резонаторе длиной около 2м с плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 40% и 99,5% размещался стержень из стекла КГСС-7 ∅10х180мм с торцами, срезанными под углом Брюстера, и кювета с раствором красителя №3955 в нитробензоле с начальным пропусканием около 60%, которая устанавливалась под углом к оси резонатора вблизи «глухого» зеркала. В разных экспериментах использовались зеркала на плоскопараллельных или на клиновидных подложках, в некоторых случаях задняя поверхность «глухого» зеркала матировалась. Для селекции основной поперечной моды на оси резонатора устанавливалась диафрагма. Для регистрации интегральной во времени картины генерации

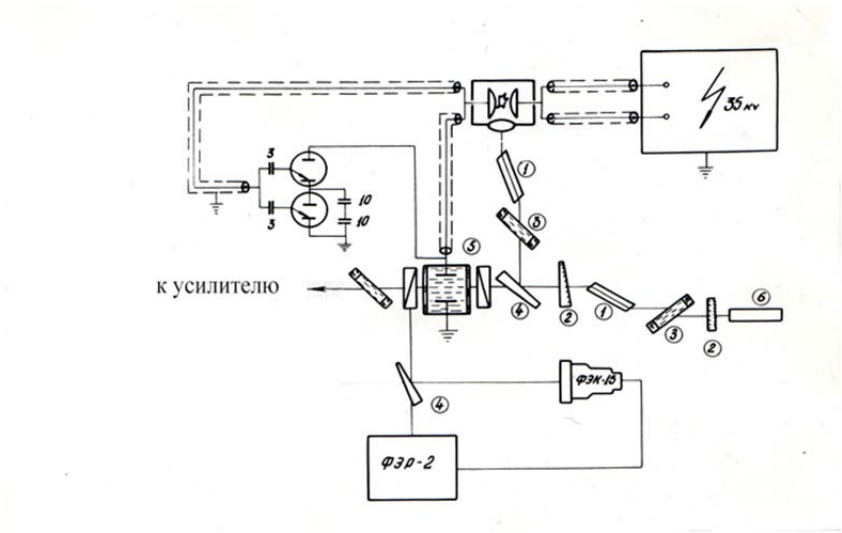


Рис.14. Схема задающего генератора на неодимовом стекле с просветляющимся красителем и системы выделения одиночного импульса: 1 –стержни из неодимового стекла; 2,4 – зеркала и отводящие пластинки; 3 – кюветы с раствором красителя; 5 – затвор Керра; 6 – *He-Ne* лазер (λ=1,15мкм) для юстировки установки [80].

использовались фотоэлементы и осциллографы С1-14 или И-2-7 с разрешением ≈1 нс. Спектры генерации регистрировались спектрографом с дифракционной решеткой 300 штр/мм. Первые эксперименты [20,80-83] показали низкую воспроизводимость временной картины генерации от вспышки к вспышке: осциллограмма цуга из одиночных импульсов с периодом ≈15нс регистрировалась в 1-2% случаев, рис.15а. В большинстве случаев регистрировалось по нескольку импульсов на одном периоде, рис.15б, энергия цуга составляла 0,1-0,2Дж, ширина спектра генерации в отдельных вспышках достигала 100Å [20,80-83]. Для получения информации о длительности отдельных УКИ на начальном этапе исследований использовались косвенные методы, в которых фактически измерялись не сами импульсы, а функции корреляции их профилей интенсивности. Например, по методу [160] пучок линейно поляризованного излучения генератора направлялся на пластинку из кальцита, в которой распространялись 2 компоненты пучка -

обыкновенный и необыкновенный лучи. Между импульсами на выходе из пластинки возникала временная задержка. После пластинки импульсы направлялись на кристалл *KDP*, в котором излучение преобразовывалось во вторую гармонику. В зависимости от степени перекрытия во времени 2-х компонент (2-х импульсов) в кристалле *KDP* изменялась интенсивность генерации гармоники по отношению к опорному пучку. По изменениям интенсивности можно было судить о длительности импульсов генератора, которая, по оценкам, достигала единиц пикосекунд [20]. Проведенные позже исследования генератора с помощью фотоэлектронного регистратора (ФЭР) с временным разрешением ≈20пс показали сложную временную картину, рис.15б-е: на периоде следования наблюдались дополнительные УКИ, рис.15б, в; иногда УКИ заполняли

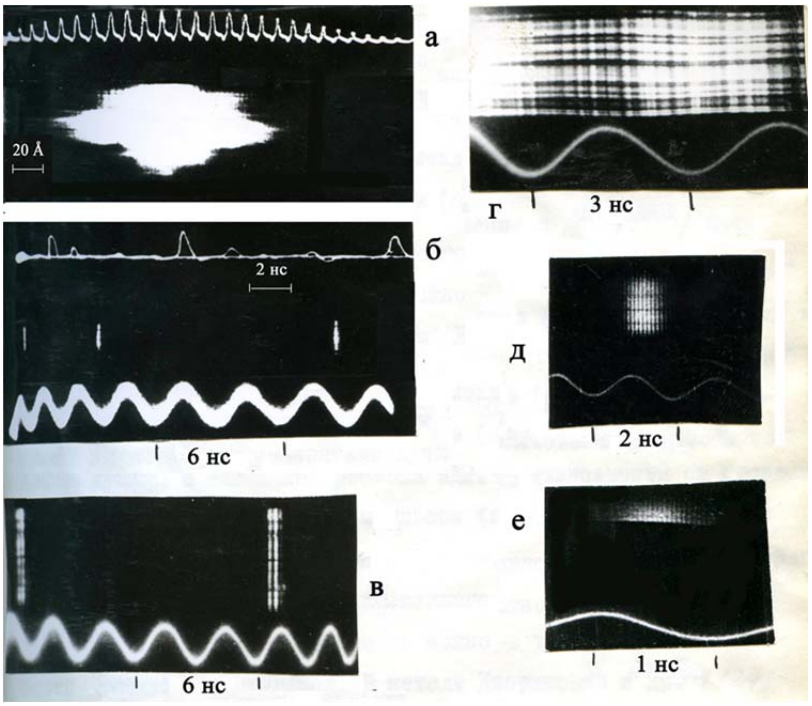


Рис.15. Временная структура излучения лазера на неодимовом стекле с просветляющимся красителем: а- осциллограмма (развертка - 250нс) и спектр генерации; б - осциллограмма (развертка-30нс) и фотография с экрана ФЭР; в-е- фото временной структуры генерации с экрана ФЭР: в- интервал между импульсами равен времени двойного прохода излучением промежутка кювета-зеркало; г- сложная структура генерации; д - выходное зеркало на 1см подложке; е - 0,5см пластинка в резонаторе; на фото впечатаны калибровочные синусоиды прибора ФЭР [81,83].

почти весь период, рис.15г. Длительность пичков генерации определялась временным разрешением прибора. Полученные данные свидетельствовали, что появление УКИ во временной картине генерации в лазере с красителем не было связано обязательно с возникновением цуга одиночных импульсов, как это происходило в лазере с активной синхронизацией мод. В лазере с красителем наблюдались случайные комбинации УКИ. При использовании зеркал на плоско-параллельных подложках, наклоне кюветы с красителем под малым углом к оси резонатора, или при введении в резонатор плоско-параллельных пластинок появлялась субструктура излу-

чения, характерная для данного селектора продольных мод, рис.15д, е. Так, например, на рис.15д представлена субпоследовательность импульсов с периодом ≈100пс, которая возникала при замене выходного зеркала на клиновидной подложке зеркалом на плоско-параллельной подложке толщиной ≈1см. При использовании в резонаторе зеркал и пластинок с плоско-параллельными поверхностями, а также при установке на оси диафрагмы - селектора основной моды воспроизводимость цуга улучшалась [80-83,154,159].

Эксперименты по регистрации временной структуры излучения лазера с просветляющимся красителем указывали на отличный от процесса активной синхронизации мод, флуктуационный по своей природе механизм формирования УКИ [20,80-83,154,159,161,162]. Флуктуационная структура излучения наблюдалась и в экспериментах с рубиновым лазером при прохождении излучения через 2-х компонентную среду: усилитель и просветляющийся краситель [163]. Накопленные экспериментальные данные стимулировали разработку физической модели генерации УКИ. Модель, объясняющая процесс формирования УКИ в лазере с просветляющимся красителем, была представлена в работах [164–166,154]. Для реализации предложенного В.С. Летоховым [164] механизма формирования УКИ важно, чтобы генерация в резонаторе начиналась сразу на большом числе мод с характерным для многомодового континуума флуктуационным распределением интенсивности излучения во времени. Выбросы, возникающие в результате случайной интерференции многомодового излучения, было предложено считать источником УКИ в резонаторе [164]. Лазер с пассивной синхронизацией мод фактически имеет два порога [154]. Вначале возникает генерация широкополосного многомодового излучения. При последовательных прохождениях излучения между зеркалами резонатора интенсивность многомодового излучения нарастает, а распределение выбросов интенсивности становится квазипериодическим. Так происходит до тех пор, пока интенсивность выбросов не достигнет того уровня, при котором начинается просветление красителя. Пропускание красителя зависит от интенсивности пичков, и на каждом проходе излучения по резонатору происходит преимущественное усиление ультракоротких флуктуаций с наибольшей интенсивностью при одновременном ослаблении малоинтенсивных пичков. Так формируется цуг УКИ с периодом равным времени обхода излучением резонатора, $T=2L/c$. Возникновение цуга одиночных УКИ свидетельствует о синхронизации продольных мод резонатора. Для формирования глубоко промодулированной по интенсивности последовательности УКИ необходимо, чтобы нелинейный поглотитель, входящий в состав лазера, обладал малым временем релаксации просветленного состояния. В наших экспериментах применялись растворы красителей с временами релаксации, τ_p от нескольких пс до τ_p≈30пс (краситель №3955). В соответствии с рассматриваемой моделью время релаксации красителя приблизительно соответствует длительности выделяемого им одного или нескольких УКИ, которые могут образовывать «тонкую» временную структуру импульсов с общей дли-

тельностью $\approx\tau_p$, не разрешаемую фоторегистратором. Детальное изложение картины формирования УКИ в лазере с пассивной синхронизацией мод дано в [158,154].

В рамках флуктуационной модели формирования УКИ получила объяснение наблюдавшаяся нестабильность временной картины генерации, рис.15 и экспериментальные факты по структуре УКИ. В различных вспышках в составе излучения генератора могут оказаться как одиночные на периоде импульсы, так и случайно расположенные во времени импульсы, а также группы импульсов, двигающиеся в попутном или встречном направлениях и «захваченные» нелинейным поглотителем, рис.15. Для получения самых коротких импульсов необходимо устранение из резонатора любых элементов, способных дискриминировать продольные моды, необходимо использование клиновидных, матированных подложек для зеркал, расположение слоя просветляющегося красителя непосредственно в контакте с одним из зеркал резонатора и т.п. При введении в резонатор селекторов поперечных мод (пластинок, зеркал, кюветы) и сужении спектра генерации длительность флуктуаций излучения увеличивается, их число уменьшается, что при заданном времени релаксации просветленного состояния красителя способствует улучшению воспроизводимости временной картины генерации.

Дальнейшие исследования дополнили картину формирования УКИ в лазере с самосинхронизацией мод. Было установлено, что на работу этого лазера, на структуру УКИ может оказывать влияние нелинейное взаимодействие УКИ с материалами самих оптических элементов установки: с неодимовым стеклом, окнами кюветы, раствором красителя [78,80]. Этот вывод был сделан на основании обнаружившихся экспериментальных фактов. В стержнях из неодимового стекла, работавших как в усилителе, так и в генераторах пс импульсов, нами были найдены нитевидные повреждения среды, свидетельствовавшие о самофокусировке лазерного пучка [80]. До появления мощных неодимовых лазеров самофокусировка (и ряд других нелинейных оптических явлений) не представлялись в какой-либо мере связанными с собственно лазерными установками. Для наблюдения самофокусировки ставился обычно эксперимент, в котором излучение лазера фокусировалось на внешний по отношению к лазеру объект (на образец кристалла, стекла или в жидкость) [167-171]. Нитевидные разрушения и филаменты (светящиеся нитевидные каналы) в стеклах под действием сфокусированного лазерного излучения наблюдались в [167,169-171]. В [168] впервые наблюдали формирование светящихся нитевидных каналов в жидкостях. Причиной образования нитевидных каналов и нитевидных разрушений был нелинейный эффект самофокусировки, предсказанный Г.А. Аскарьяном в 1962г. [172]. Обнаруженные нитевидные повреждения в стержнях из неодимового стекла свидетельствовали о самофокусировке лазерного пучка в самой лазерной установке. Вскоре после публикации данных по самофокусировке в лазерных стержнях [80] появились и другие сообщения о наблю-

дении самофокусировки в активной среде лазера на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод [161,162,171], подтвердившие наши выводы.

Необходимо было составить представление о том, каким образом самофокусировка влияла на работу генератора. Рассмотрим коротко некоторые, сейчас хорошо известные положения, относящиеся к самофокусировке лазерного пучка. Самофокусировка и другие нелинейные эффекты, инициируемые мощным световым полем, описываются нелинейными членами в разложении наведенной полем поляризации среды в ряд по степеням поля [87,173-175]. В изотропных средах нелинейные эффекты обусловлены кубичным по полю членом и описываются тензором кубичной нелинейной поляризуемости среды, $\chi^{(3)}$. В стекле возникновение $\chi^{(3)}$ обусловлено, в первую очередь, нелинейностью электронной поляризуемости атомов или молекул, которая связана с деформацией их электронной оболочки полем. Характерное время установления этого, так называемого электронного Керр-эффекта, 10^{-15}–10^{-16}с. Среди всех возможных нелинейных процессов, связанных с $\chi^{(3)}$, в лазере на неодимовом стекле проявляются, как показал эксперимент, прежде всего эффекты самовоздействия [87,173-175]. Сюда относятся: самофокусировка, т. е. искажения фазового и амплитудного профиля в сечении пучка и эффекты «временной самофокусировки» – фазовая модуляция с уширением спектра, искажение огибающей импульса. Эффекты самовоздействия (пространственные и временные) в общем случае взаимосвязаны и наблюдаются вместе, в том числе и в резонаторе неодимового лазера, где наблюдалась самофокусировка пучка вместе с уширением спектра [161,162]. Разделение самофокусировки на пространственную и временную при интерпретации экспериментальных данных, есть, вообще говоря, некоторое приближение.

Самофокусировка обусловлена искажением волнового фронта пучка вследствие возникновения в поле $\mathscr{E}$ мощной световой волны нелинейной добавки n_2 к показателю преломления, $n=n_0+n_2|\mathscr{E}|^2$ или $n=n_0+\gamma I$, где $I=(cn_0/8\pi)|\mathscr{E}|^2$ -плотность мощности пучка. Если нелинейная добавка положительна, то для пучка с максимумом распределения интенсивности на оси (например, для гауссова пучка) показатель преломления в центральной части пучка больше, чем на периферии, и волновой фронт искривляется так, что происходит самофокусировка пучка. В неодимовых стеклах $n_2\approx1{,}3\cdot10^{-13}$CGSE, $\gamma\approx5{,}48\cdot10^{-7}$см^2/ГВт и при интенсивности $I\approx1$ ГВт/см^2, которая достигается в лазере с синхронизацией мод, $n_2|\mathscr{E}|^2=\gamma I\approx5\cdot10^{-7}$[176,177]. За счет большого числа проходов излучения по активной среде между зеркалами резонатора столь незначительное локальное изменение показателя преломления, накапливаясь, приводит к существенным искажениям амплитудного и фазового профиля пучка. В ранних работах [178-181] рассматривалась самофокусировка пучка как целого в рамках «безаберрационного» приближения: предполагалось, что по мере эволюции пучка в среде создаваемая им линза остается параболической

и меняется лишь ее апертура и фокусное расстояние. В работе [178] было введено понятие критической мощности пучка $P_{кр}$: если пучок имеет параболический профиль и его полная мощность равна критической, то дифракционная расходимость пучка в точности компенсируется нелинейной линзой. Величина критической мощности зависит от длины волны λ и нелинейных свойств среды, описываемых n_2:

$$P_{кр} \approx \frac{\lambda^2 c}{8\pi^2 n_2} \qquad (2.1)$$

Если $P>P_{кр}$, то пучок будет самофокусироваться, причем расстояние до фокуса (длина самофокусировки) $L_ф$ зависит от отношения $P/P_{кр}$. Для пучка с расходимостью β,

$$L_ф \approx ka_0^2 / (\sqrt{P / P_{кр} - 1} - ka_0\beta), \qquad (2.2)$$

где a_0-радиус пучка, k-волновой вектор [181]. Для неодимового стекла (λ=1,06мкм) $P_{кр} \approx 2\cdot 10^6$ Вт [5,176,177], что указывает на относительно невысокий уровень мощности, при котором может происходить самофокусировка пучка в самом лазере.

Однако, безаберрационное приближение применимо лишь для оценок значений $P_{кр}$ и $L_ф$. Нелинейная линза является, как правило, сильно аберрационной, а ее профиль меняется по мере распространения пучка в соответствии с изменениями профиля интенсивности. В общем случае характер протекания самофокусировки пучка с произвольным входным амплитудным и фазовым профилем весьма сложен. В работе [182] получено численное решение этой задачи для случая, когда на входе в нелинейную среду пучок имеет гауссово распределение амплитуды и плоский (или сферический) фазовый фронт. Результаты расчетов [182,183] показали, что аксиально-симметричный пучок в нелинейной среде приобретает многофокусную структуру. Наличие многих фокусов непосредственно связано с аберрациями нелинейной линзы. Пучок расслаивается на кольцевые зоны, каждая из которых имеет свое фокусное расстояние. В первый фокус попадает лишь часть мощности пучка порядка одной критической мощности из приосевой области. Интенсивность излучения в области фокуса может достигать 10^{11}Вт/см^2 [169]. Перемещения зоны с высокой интенсивностью излучения внутри оптической среды вдоль направления распространения лазерного пучка и создавали нитевидные разрушения материала, которые наблюдались в экспериментах по самофокусировке лазерных пучков в диэлектриках [169], а мы обнаружили в стержнях из неодимового стекла, работавших в лазерной установке. Для рассматриваемого здесь случая самофокусировки пучка с мощностью в одну или несколько $P_{кр}$ в литературе используется термин крупномасштабная самофокусировка (КМС), т.е. самофокусировка пучка как целого. В случае разбиения пучка на отдельные самофокусирующиеся фрагменты говорят о мелкомасштабной самофокусировке (ММС). ММС наблюдалась нами в усилителе при плотностях мощности излучения 10^9-10^{10}Вт/см^2, при $P>>P_{кр}$, см. гл. 4.

Для исследования влияния нелинейного взаимодействия излучения с оптической средой на параметры генерации в схему лазера с самосинхронизацией мод был введен телескоп, который позволял устанавливать исследуемые материалы в сечениях пучка с различной плотностью энергии в диапазоне 0,1-0,001Дж/см^2, рис.16 [78, 83]. В резонаторе использовались 2 стержня из стекла КГСС-7 ∅10х160мм, одной из стенок кюветы с красителем (2) служило зеркало с отражением ≈100%. Толщина слоя красителя ≈1мм, начальное пропускание кюветы- 65%. Коэффициент отражения выходного зеркала -70%. Проводились измерения энергии цуга импульсов при перемещениях кюветы (4) с нитробензолом в разные сечения пучка. Зависимость выходной энергии лазера *E* (в произвольных единицах) от отношения сечения пучка в кювете (4) к сечению в активной среде, *S* представлены на рис.17. Видно, что, начиная с определенной интенсивности, энергия генерации падает. Потери увеличивались при перемещении кюветы (4) в малые сечения пучка, для более толстого слоя нитробензола потери возникали при меньших интенсивностях. Было установлено, что уменьшение энергии генерации при прохождении кюветы вызвано рассеянием излучения за пределы коллимированного лазерного пучка (нелинейными потерями), которое естественно было связать с самофокусировкой. Были исследованы нелинейные потери и в других растворителях: хлорбензоле, метиловом спирте, а также в пустой кювете. Для всех веществ были получены зависимости аналогичные рис.17, при этом в стекле кюветы были найдены нитевидные повреждения. Исследования временной структуры излучения показали, что по мере перемещения кюветы (4) в сторону малых сечений пучка вместо одиночных импульсов на аксиальном периоде генерации появляется большое число дополнительных пичков, цуг одиночных импульсов не наблюдается [78,83]. При этом деградация временной структуры генерации начиналась еще до появления нитевидных повреждений в оптических элементах. Появление дополнительных пичков к концу цуга генерации и уширение спектра отмечалось в работах [161,162]. Уширение спектра за пределы линии усиления среды также следует отнести к нелинейным потерям. Однако, этот канал потерь не приводил к таким радикальным изменениям временного профиля и пространственной структуры излучения, а также к разрушениям в среде, как самофокусировка.

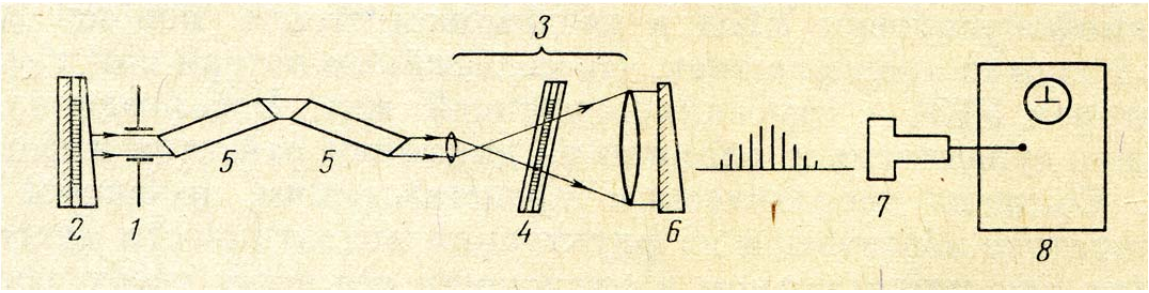


Рис.16. Схема эксперимента по изучению нелинейных потерь в генераторе УКИ: 1-диафрагма для выделения основной моды; 2-кювета с красителем в контакте с «глухим» зеркалом; 3-телескоп; 4- кювета с исследуемыми жидкостями; 5- стержни из неодимового стекла; 6-выходное зеркало; 7- фотоэлемент; 8- осциллограф [78,83].

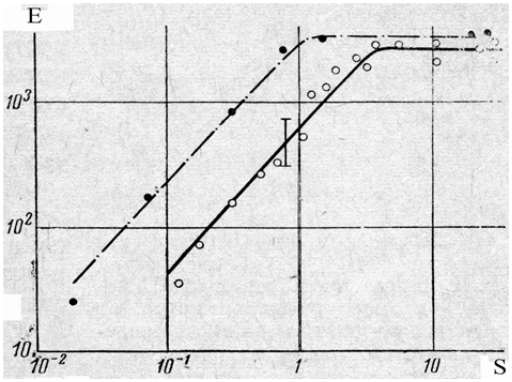


Рис.17. Зависимость выходной энергии генератора *E* (произвольные единицы) от отношения *S* сечения пучков в кювете (4) и в активной среде для 2-х слоев нитробензола: ●-3мм; ○- 5мм [78,83].

Влияние нелинейных потерь на работу генератора будет тем сильнее, чем больше интенсивность излучения в резонаторе. По этой причине попытки в первых работах по лазеру с самосинхронизацией мод повысить энергию УКИ путем увеличения размеров активной среды приводили к ухудшению временной структуры излучения, что подтверждается, например, результатами работ [184,185]. Появление дополнительных импульсов уменьшало пиковую мощность в отдельных импульсах генерации, что было отмечено в экспериментах по нелинейному преобразованию излучения лазеров с самосинхронизацией мод [160,186,187]. Меньшая эффективность преобразования излучения УКИ в ВКР в конце цуга отмечалась в [186]. В работах [160,20,187] отмечалось падение коэффициента преобразования излучения неодимового лазера с самосинхронизацией мод во вторую гармонику к концу цуга импульсов. На рис.18 представлена схема такого эксперимента и зависимость коэффициента преобразования, *K* от номера импульса в цуге, *N* при плотности энергии в резонаторе $\approx 10^{-2}$Дж/см^2 [20,187,83].

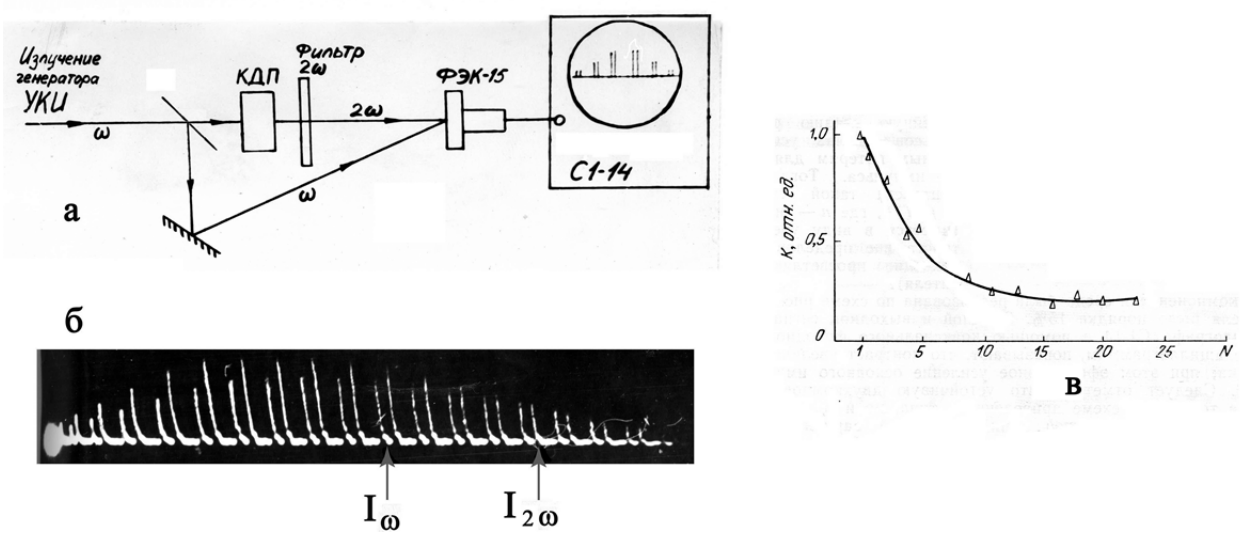


Рис.18. Эксперимент по регистрации коэффициента преобразования *K* цуга УКИ во вторую гармонику: (а) - схема эксперимента, (б) - характерная осциллограмма, (в)- зависимость *K* от номера импульса в цуге *N* [83].

Обнаруженные особенности генерации в лазере с самосинхронизацией мод на неодимовом стекле получили объяснение при включении в модель формирования УКИ нелинейных потерь, связанных с самофокусировкой излучения в резонаторе [78,83,87,154,159]. Наличие нелинейных потерь либо в активной среде, либо в других оптических элементах генератора, обусловленных самофокусировкой, следующим образом влияло на картину развития УКИ. Начиная с некоторого уровня интенсивности нелинейные потери ограничивают процесс выделения наиболее интенсивных выбросов, например, за счет рассеяния излучения за пределы лазерного пучка. Это приводит к уменьшению различия в интенсивностях основных мощных УКИ и УКИ фона, т.е. к ухудшению контраста УКИ. Если «механизм» нелинейных потерь включается в начале цуга УКИ, то к концу цуга вероятность появления дополнительных импульсов на аксиальном периоде растет. Это соответствует нашим наблюдениям [78,187] и результатам работы [162], в которой наблюдалось появление на аксиальном периоде дополнительных импульсов в конце цуга генерации. Из-за нелинейных потерь может происходить также изменение тонкой временной структуры УКИ. Предположим, что в начале цуга образовался ультракороткий импульс, сопровождаемый слабыми спутниками с общей длительностью, определяемой временем релаксации красителя τ_p. В условиях нелинейного ограничения импульсов по мощности к концу цуга отношение интенсивности спутников к интенсивности основного импульса возрастает. Из-за конечного времени релаксации просветленного состояния нелинейного поглотителя τ_p наиболее благоприятные условия для увеличения интенсивности оказываются для слабых спутников, следующих в непосредственной близости за основным УКИ. Временное разрешение аппаратуры (осциллограф, ФЭР) может оказаться недостаточным для наблюдения всех этих импульсов. На экране осциллографа, например, будет наблюдаться последовательность одиночных импульсов, каждый из которых будет пропорционален энергии излучения в пределах временного разрешения аппаратуры. Но из-за изменения тонкой временной структуры пиковая мощность, заключенная в импульсах, имеющих одинаковые энергии (т.е. одинаковые амплитуды на экране осциллографа) в начале и в конце цуга, будет разной, а именно, для одиночных импульсов в начале цуга она будет выше. Это объясняет результаты исследований по возбуждению второй гармоники и ВКР, где отмечалась большая эффективность преобразования УКИ в начале цуга [160,186,187,154,159].

В ходе дальнейших исследований генератора с самосинхронизацией мод были получены дополнительные данные о влиянии самофокусировки на формирование УКИ. С помощью фоторегистратора «пикохрон» с субпикосекундным временным разрешением [153] было установлено, что 5пс импульсы с первоначально гладким временным профилем в начале цуга УКИ к концу цуга изменяют свою форму. На огибающей импульса образуются провалы интенсивности, возможно разбиение импульса на несколько частей [188,189,154,159,175]. Такая картина

трансформации временного профиля изначально «гладкого» импульса становится понятной при учете влияния самофокусировки пучка в резонаторе. Самофокусировка и связанное с ней рассеяние излучения наиболее интенсивно протекают в максимуме импульса. Рассеяние излучения приводит к формированию провала на месте максимума временного профиля импульса. При дальнейшем распространении в активной среде такой импульс с провалом после усиления с последующей самофокусировкой может разделиться на несколько компонент. Ограничение пиковой интенсивности и появление структуры УКИ из-за самофокусировки согласуется, как отмечалось, с уменьшением эффективности преобразования импульсов к концу цуга во вторую гармонику или в ВКР. Длительность отдельных фрагментов, на которые разбивается пс импульс из-за самофокусировки, может быть <1пс [188,189]. Таким образом, в конце 1960-х – в начале 1970-х гг. в работах лаборатории КРФ ФИАН [188,189,154] был обнаружен практически безынерционный механизм включения и выключения нелинейных потерь в резонаторе при самофокусировке пучка на нелинейности, наводимой излучением в среде. Этот эффект в настоящее время используется для формирования в твердотельных лазерах с помощью нелинейной «керровской» линзы импульсов фемтосекундной длительности [158,175].

Для увеличения контраста УКИ по отношению к дополнительным импульсам, возникавшим из-за нелинейных потерь в генераторе, можно было использовать 2-х компонентную среду - регенеративный усилитель с нелинейным поглотителем. Соответствующий эксперимент был осуществлен в работе [187]. Однако, на практике, в составе мощной лазерной установки для упрощения оптической схемы такой элемент не использовался. Стремясь уменьшить влияние нелинейных потерь на работу генератора УКИ, мы уменьшали плотность энергии в резонаторе до величины $\leq 5\text{x}10^{-3}$Дж/см^2. В этом случае при тщательном контроле условий эксперимента (энергия накачки, юстировка и т. д.) воспроизводимость последовательности одиночных УКИ с длительностью ≈20пс (временное разрешение фоторегистратора) возрастала. Улучшение воспроизводимости УКИ удалось получить в генераторе с самосинхронизацией мод на кристалле *YAG:Nd*, полоса генерации которого ≈0,6нм [94] совмещается с полосой усиления стекла и на работу которого нелинейные потери оказывают меньшее (чем в лазере на стекле) влияние; длительность импульса в генераторе *YAG:Nd* возрастала до 30 пс [154,159,175].

Чтобы получить на выходе лазерной установки одиночные УКИ, необходимо было выделить их из цуга импульсов задающего генератора. В отличие от схемы выделения одиночного импульса с помощью затвора Керра в резонаторе [184], в наших работах [20, 80-83] для уменьшения нелинейных потерь затвор Керра размещался вне резонатора, рис.14. Периодическая последовательность импульсов с энергией ≈0,1Дж, излучаемая генератором, рис.19а, направлялась на затвор, состоявший из 2-х скрещенных призм Глана-Томпсона и ячейки. Для выделения одиночного УКИ из цуга на ячейку подавался высоковольтный электрический импульс, откры-

вавший затвор на время ≈15нс. Это время соответствовало периоду импульсов в последовательности. Электрический импульс вырабатывался разрядным устройством на длинных линиях. Для поджига разрядника использовалась часть излучения генератора, прошедшая каскад дополнительного усиления и развязку – дополнительную кювету с красителем. Подбирая коэффициент пропускания кюветы и длину кабельной линии, можно было управлять моментом прихода электрического импульса на ячейку. Осциллограмма выделенного затвором одиночного импульса (максимального в последовательности) приводится на рис.19б. Этот импульс отсутствует в излучении, отведенном поляризационной призмой, рис.19в. Для предотвращения повторного срабатывания затвора от электрических импульсов, отраженных концами кабелей, применялась схема гашения отражений, собранная на вакуумных разрядниках, рис.14. Если схема гашения отключалась, происходило повторное срабатывание затвора и выделение не одного, а нескольких импульсов из последовательности, рис.19г. Такую комбинацию импульсов также можно было использовать в экспериментах по формированию и диагностике лазерной плазмы. Контраст затвора ограничивался небольшой собственной анизотропией ячейки Керра и не превышал 100. Для увеличения отношения энергии выделенного импульса к энергии фона после затвора устанавливалась кювета с нелинейным поглотителем, в которой происходило практически полное поглощение излучения, прошедшего затвор в закрытом состоянии. После затвора и кюветы энергия в выделенном импульсе на входе в усилитель была $\approx 10^{-3}$Дж. Задающие генераторы на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод со схемами «вырезания» применялись в качестве источников УКИ для последующего усиления в неодимовых лазерных установках в павильоне лаборатории КРФ ФИАН [20,80-83,89,90,154,159].

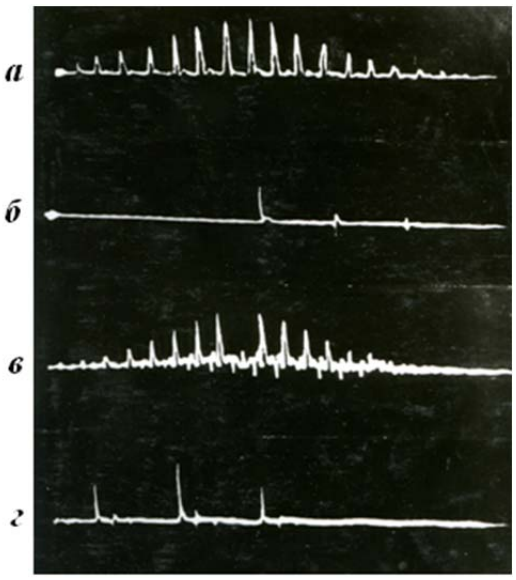


Рис.19. Осциллограммы импульсов генератора на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод и импульсов, прошедших через внешний электрооптический затвор (длительность разверток- 300нс): а - цуг импульсов генератора на входе затвора; б - одиночный импульс на выходе затвора; в - последовательность импульсов, отведенная затвором; г- группа импульсов на выходе затвора [80,83].

2.3 Генерация субнаносекундных (10^{-9}-10^{-10} с) импульсов в лазерах на неодимовом стекле и кристалле *YAG:Nd* при активной модуляции потерь в резонаторе

В генераторах УКИ с пассивной синхронизацией мод помимо низкой воспроизводимости картины генерации существовал еще один свойственный лазерам с просветляющимся красителем недостаток – разброс ($\approx 10^{-5}$с) момента испускания импульсов, что затрудняло синхронизацию работы генератора с внешней регистрирующей и управляющей установкой аппаратурой. С целью создания источника УКИ, лишенного этих недостатков, были предприняты исследования синхронизации мод в импульсных твердотельных лазерах при активной модуляции потерь в резонаторе, см. обзоры [190,191]. При быстром включении добротности генерация развивается за короткий промежуток времени <500нс, который оказывается в большинстве случаев недостаточным для достижения полной синхронизации мод. Искусственное увеличение времени развития генерации осуществлялось путем ступенчатого управления добротностью резонатора или включением отрицательной обратной связи с созданием режима «предгенерации» в лазере с одновременной высокочастотной модуляцией потерь. Это позволяло увеличить время взаимодействия излучения с модулятором на линейном участке развития генерации. Затем, при полном включении добротности сформированный импульс набирал за несколько проходов энергию и выводился из резонатора. В генераторах с таким управлением удалось получить УКИ в десятки пс, достигнуть точности синхронизации с внешними устройствами $\leq$1нс [190].

Разрабатывались генераторы пс импульсов с активной модуляции потерь разных типов. В генераторе на неодимовом стекле с нелинейным поглотителем и затвором Керра в резонаторе были получены 100-300пс импульсы при точности привязки цуга к моменту включения добротности $\approx 10^{-7}$с [192]. В задающих генераторах лазерных установок на неодимовом стекле в качестве активной среды наряду со стеклом могут использоваться, как отмечалось, кристаллы *YAG:Nd* и *YLF:Nd*, линии генерации которых совмещаются с полосой усиления стекол. Применение в резонаторе селекторов продольных мод позволяет сформировать линию усиления требуемой ширины и получить спектрально-ограниченный импульс с гладким временным профилем. Такой задающий генератор УКИ с импульсами от 60 пс до 1 нс на кристалле *YAG:Nd* с активной синхронизацией мод был разработан для установок ARGUS и SHIVA в Ливерморской лаборатории (США) [193]. УКИ с длительностью до 80пс были получены в *YLF:Nd* лазере с отрицательной обратной связью [194]. В совместной публикации ФИАН и Института физики плазмы и лазерного микросинтеза (ИФПЛМ, Польша) описан генератор на кристалле *YAG:Nd* с активной синхронизацией мод [195], который разрабатывался для неодимовой лазерной установки в ИФПЛМ. Резонатор генератора длиной 75см был образован сферическим "глухим" зеркалом с радиусом $\approx$5м (1) и выходным плоским зеркалом (2), диафрагма (3) служила для выде-

ления основной моды, рис.20. Для модуляции добротности использовался четвертьволновый затвор Поккельса на кристалле *DKDP* с двухступенчатым управлением. Затвор запирал резонатор до момента достижения максимума инверсии в активном элементе. В момент максимума инверсии в стержне *YAG:Nd* ∅6х63мм (7) напряжение на ячейке (5) скачком уменьшалось с четвертьволнового (3,4кВ) до 2,8кВ, приоткрывая резонатор. На этом предварительном участке развития генерации производилась активная синхронизация мод с последующим полным включением добротности. В генераторе использовался акустооптический модулятор на частоте 50МГц (4). Под действием модулятора (4) формировалась последовательность импульсов "предгенерации" с периодом резонатора 4,5нс (рис.20б). Через 3 мкс после первой ступени напряжение на ячейке Поккельса скачком за ≈5нс уменьшалось до нуля и сформированные импульсы усиливались, образуя на выходе цуг из 8-10 импульсов. Спектр и длительность импульсов определялись эталоном (8) и зависели также от глубины модуляции. Перестройка длительности осуществлялась в интервале 0,3-1нс, рис.20в, г.

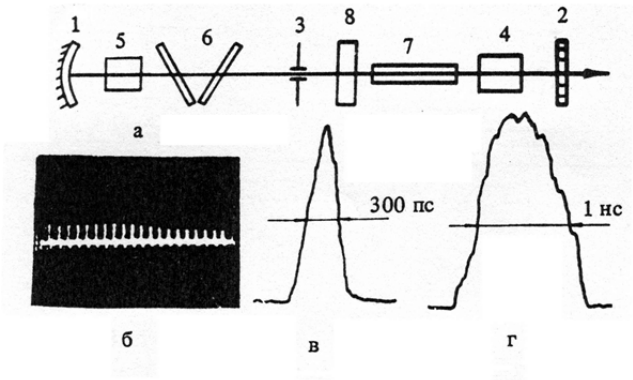


Рис. 20. (а) Схема генератора с акустооптической модуляцией и двухступенчатым включением добротности резонатора: 1,2- зеркала, 3-диафрагма, 4-модулятор, 5- ячейка Поккельса, 6- поляризаторы, 7- стержень из кристалла *YAG:Nd*, 8- эталон; (б) - осциллограмма цуга импульсов "предгенерации"; (в, г) - денситограммы одиночного вырезанного импульса на выходе генератора при глубине модуляции 0,7 (в) и 0,3 (г) [195].

Многие эксперименты по активной синхронизации мод проводились с использованием подобной продолжительной синусоидальной модуляции потерь в резонаторе. Однако, для получения импульсов субнаносекундной (10^{-9}-10^{-10}с) длительности оказалось возможным также применить кратковременную глубокую модуляцию потерь, используя электрооптические затворы и управляющие напряжения с высокой крутизной фронтов [196-202]. Один из первых таких генераторов субнаносекундных импульсов на кристалле *Nd:YAG* с четвертьволновым затвором Поккельса в резонаторе был разработан сотрудниками Ливерморской лаборатории [196]. При однократном сбросе запирающего напряжения из спонтанного излучения вырезался фрагмент, который усиливался за 20-30 проходов в резонаторе, формируя цуг импульсов с дли-

тельностью 0,5–2,5нс [196]. С помощью глубокой модуляции потерь в течение нескольких десятков аксиальных периодов субнаносекундные импульсы были получены в лазере на рубине [197] и в лазерах на неодимовом стекле и гранате [198,199].

Для формирования импульсов с длительностями в диапазоне 10^{-9}-10^{-10}с с точной (~10^{-9} с) привязкой импульсов к моменту включения затвора в ОКРФ ФИАН был разработан генератор на неодимовом стекле, работавший в режиме, который был назван режимом периодической модуляции добротности (ПМД) [200,201]. Схема генератора представлена на рис.21.

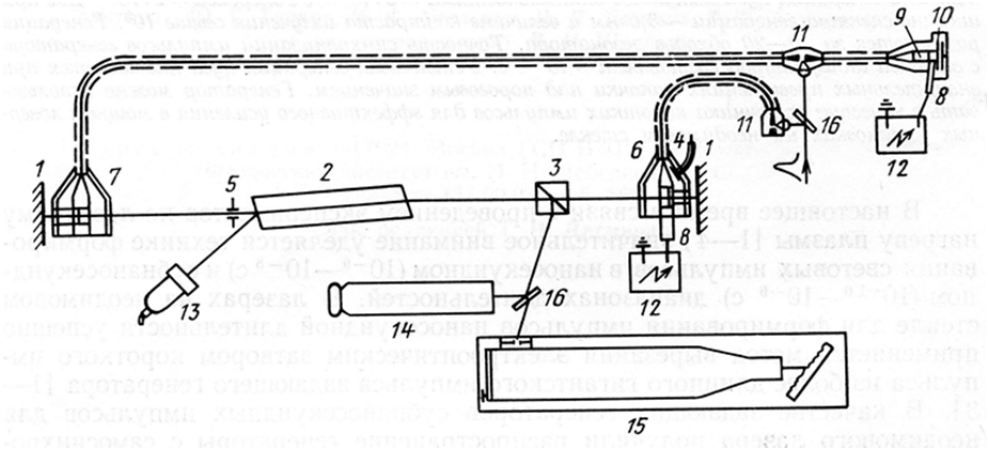


Рис.21. Схема генератора на неодимовом стекле с периодической модуляцией добротности:*1* -зеркала резонатора; *2*-активный элемент; *3*-призма Глана; *4*-емкостный делитель; 5-диафрагма; *6, 7*-ячейки Поккельса; *8* -зарядные сопротивления; *9,10*-согласованная нагрузка и конденсатор; 11- разрядники; *12* -источники питания; *13*- фотоэлемент; *14*- регистратор ФЭР-02М; *15* -спектрограф с дифракционной решеткой; *16* -отводящие пластинки [201].

Резонатор (длина L= 237см) был образован двумя плоскими зеркалами с коэффициентами отражения ≈100%. Активный элемент из стекла ГЛС-1 ∅12х300мм с торцами, срезанными под углом 85^0, накачивался в осветителе лампами ИФП-5000 (α≈0,05см$^{-1}$). Для селекции основной моды использовалась диафрагма ∅2мм. Модуляция добротности производилась четвертьволновым затвором Поккельса (6) с кристаллом *DKDP* 10х10х25мм. Ячейка Поккельса (6) была согласована с коаксиальной линией и устанавливалась вплотную к зеркалу. В качестве поляризатора применялась призма Глана–Томпсона с полированными боковыми гранями. Запирание затвора осуществлялось подачей постоянного напряжения $V_{\lambda/4}$≈5кВ, контраст затвора ≈40. В момент максимальной инверсии в активном элементе коротким световым импульсом от внешнего лазера (или от искрового промежутка) поджигались двухэлектродные разрядники. Разрядник около ячейки (6) закорачивал отрезок заряженного кабеля на землю. Длина отрезка между зарядным сопротивлением и точкой заземления электрода разрядника соответствовала двойному времени обхода света по резонатору, $T=2L/c$. Ячейка (6) после пробоя разрядника оказывалась под действием периодических электрических импульсов трапецеидальной формы (рис.22 а, б) с максимальными перепадами напряжения до10кВ. Из осциллограммы рис. 22а видно, что

амплитуды управляющих импульсов затухают со временем, а длительности их фронтов, $\tau_ф$ - увеличиваются. Максимальное пропускание затвора достигалось в моменты нулевого напряжения на кристалле *DKDP*. Высокая крутизна фронтов электрических импульсов (~10^{13}В/с) обеспечивала периодическое открывание затвора на промежутки времени ≈1нс, рис.22в. Такая периодическая глубокая модуляция добротности резонатора приводила к генерации цуга

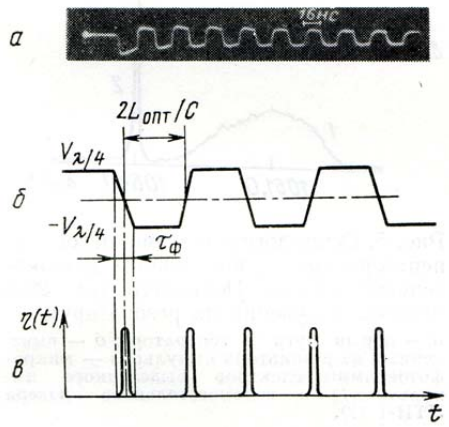


Рис. 22. Осциллограмма высоковольтных электрических импульсов (а), эскизы идеализированной формы импульсов управляющего напряжения (б) и профиля пропускания затвора (в).

коротких импульсов с энергией до 0,1Дж. Напряжение на ячейке Поккельса (7) в это время отсутствовало. Регистрация излучения генератора производилась с помощью фотоэлемента ФК-4 и осциллографа С1-14, а также с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР-02М. При длине резонатора, соответствовавшей периоду электрических импульсов (точность установки ±0,1нс), наблюдалась устойчивая генерация цуга гладких по форме импульсов с длительностями 5-6·10^{-10}с как на пороге генерации, так и при накачках, более чем в 3 раза превышавших порог (рис.23в, г). При внесении в резонатор кюветы с раствором красителя № 3955 импульсы сокращались до величин ≈0,3нс. Минимальное время развития цуга составляло ≈200нс, что соответствовало 12 обходам резонатора. Ни в одной из ≈100 вспышек не были зарегистрированы субимпульсы в промежутке между основными импульсами цуга. Контраст (отношение амплитуды импульсов цуга к фону) по данным фотоэлектронной регистрации был выше 10^3. Точность привязки импульсов к моменту включения добротности ограничивалась крутизной фронтов импульсов управляющего напряжения ≈10^{-9}с. Осциллограммы и фэрограммы рис. 23 иллюстрируют зависимость формы и длительности импульсов генератора от величины рассогласования ΔT времени двойного обхода светом резонатора и периода следования электрических импульсов. Расстройка резонатора (изменение длины, ΔL) производилась путем перемещения ближнего к ячейке (7) зеркала. Генерация наблюдалась вплоть до ΔL=300мм. При неизменной накачке с увеличением ΔL увеличивалось время развития генерации и падала ее интенсивность. Для сопоставления данных при расстройках производилась фоторегистрация импульсов с фик-

сированным числом проходов излучения по резонатору (20) после включения добротности. При расстройках ΔL=±3 см длительность импульсов практически не изменялась. Однако при больших расстройках импульсы уширялись и приобретали структуру (рис. 23 а, б, д, е). Эта структура более отчетливо проявлялась при положительных (раздвижка зеркал) расстройках (рис.23 д, е). На рис.23ж представлена экспериментальная зависимость длительности импульсов, τ от $\Delta T=2\Delta L/c$. Структура импульсов при расстройках возникала в процессе последовательного прохождения импульса через затвор в моменты времени, не совпадавшие с моментами максимального пропускания затвора. Повторные срабатывания затвора создавали модуляцию (структуру) огибающей и приводили к уширению импульсов. Чем больше расстройка, тем шире импульсы и больше интервал между пичками структуры. Отличия в форме импульсов при положительной и отрицательной расстройках объясняются асимметрией функции пропускания затвора. При положительной расстройке образование пичков происходило за счет воздействия на импульс крутого переднего фронта функции пропускания. Этим объясняется глубокая модуляция и крутые задние фронты импульсов. При отрицательной расстройке (сближение зеркал) за модуляцию ответственен пологий задний фронт функции пропускания. Поэтому глубина модуляции при отрицательной расстройке меньше и форма импульса более симметрична.

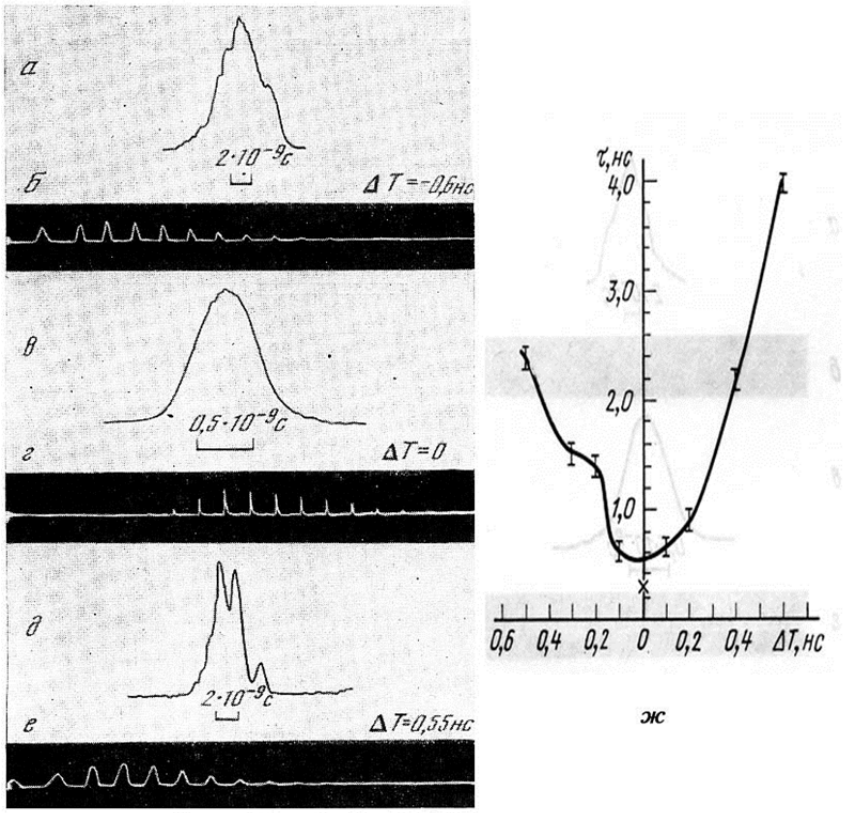


Рис. 23. Импульсы лазера с ПМД на неодимовом стекле: осциллограммы цуга (б, г, е) и микрофотограммы импульсов на экране фоторегистратора (а, в, д) при отстройках резонатора, $\Delta T = 2\Delta L/c$; ΔT= -0,6 нс (а, б); 0 (в, г); 0,55нс (д, е); (ж)- зависимость длительности импульсов, τ от величины ΔT (для 20 проходов по резонатору), крестик – значение τ при введении в резонатор кюветы с красителем [201].

Для исследования генератора были применены также фотоэлементы серии СДФ и скоростной осциллограф СРГ-6, разработанные в Научно-исследовательском институте импульсной техники (НИИИТ) [202]. Временное разрешение тракта фотоэлемент – осциллограф измерялось с помощью УКИ ($\approx 10^{-11}$с) от лазера на неодимовом стекле с красителем и самосинхронизацией мод. Был отобран фотоэлемент СДФ-12, для которого функция отклика регистрирующего тракта на одиночный УКИ представляла собой импульсы с длительностью по полувысоте ≤170пс при длительности фронта ≤150пс, рис.24в. На рис.24 а, б представлены осциллограммы импульсов генератора с ПМД при ΔL=0, зарегистрированные с помощью фотоэлемента СДФ-12 на осциллографе СРГ-6. Генерация представляла собой цуг из 5- 6 импульсов, гладких по форме, с длительностями на полувысоте $\tau_и$ ≤600пс. При повышении интенсивности в резонаторе форма импульсов искажалась, рис.24б. В НИИИТ была предпринята математическая обработка осциллограмм, которая позволила повысить эффективное временное разрешение тракта регистрации до ≈60пс: на рис.24г сопоставляются аппаратная функция тракта и результат ее математической обработки (пунктир) [202]. Обработка позволила выявить на месте сглаженной вершины импульса генератора с ПМД провал интенсивности, рис.24д. Сходство характера искажений временного профиля субнаносекундных импульсов с искажениями пс импульсов в лазере с самосинхронизацией мод указывает на общую природу этих искажений – самофокусировку лазерного пучка [202]. Действительно, при интенсивности излучения I>10^8Вт/см^2 в активном элементе лазера с ПМД появлялись нитевидные повреждения, обусловленные самофокусировкой, как и в лазере с пассивной самосинхронизацией мод. Вследствие самофокусировки излучение в резонаторе лазера с ПМД рассеивалось за пределы пучка генерации и срезалось апертурной диафрагмой. Наиболее интенсивно этот процесс протекал при максимальной мощности, т.е. на вершине импульса, что приводило к искажению его формы. Для устранения нелинейных потерь в резонаторе энергия излучения в генераторе с ПМД поддерживалась на уровне <0,1Дж/см^2.

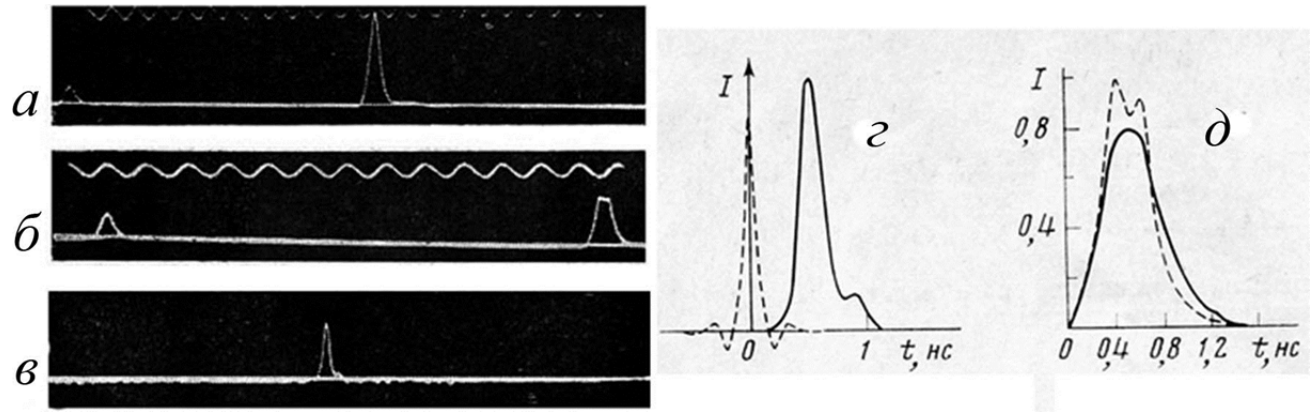


Рис.24. Осциллограммы импульсов лазера на неодимовом стекле с ПМД (метки времени -1,25 нс) и результат их математической обработки (сплошные линии-исходные осциллограммы, пунктир - после обработки):(а, д) при интенсивности излучения $I \approx 10^8$Вт/см^2; (б) $I > 10^8$ Вт/см^2; (в, г) – импульс лазера с самосинхронизацией мод нелинейным поглотителем, использовавшийся для определения аппаратной функции тракта регистрации [202].

Затухание амплитуды электрических импульсов, подаваемых на ячейку Поккельса (рис. 22а), приводило к тому, что уже через 20-30 периодов модуляции резонатор генератора практически оказывался незапертым, и, поскольку источник накачки продолжал работать, в резонаторе развивалась свободная генерация. Для предотвращения свободной генерации и одновременно для вывода излучения из резонатора использовалась дополнительная ячейка Поккельса (7), рис.21. Эта ячейка управлялась электрическим импульсом длительностью ~10мс и амплитудой ~5кВ, который вырабатывался при разряде конденсатора (10) на кабельную линию. Передний фронт этого импульса ($\tau_ф$≈2нс) приходил на ячейку (7) с запаздыванием ≈400нс, которое соответствовало времени развития цуга в генераторе. Подбором длины кабельной линии и уровня накачки в генераторе удавалось добиться выделения максимального импульса с энергией ≈0,02Дж. На рис. 25 представлены осциллограммы обрыва цуга в генераторе и выведенного из резонатора импульса, иллюстрирующие работу дополнительной ячейки. Спектр регистрировался с помощью автоколлимационного спектрографа с дифракционной решеткой (15). Полуширина спектра выделенного импульса достигала 3,0нм с центром на длине волны 1,061мкм (рис.25в), что соответствовало центру линии усиления в силикатном неодимовом стекле. В ряде экспериментов для выделения одиночного импульса мы использовали также затвор Поккельса вне резонатора. Быстрое развитие генерации и несоответствие спектра величине $1/\tau_и$ позволяют сделать вывод, что в генераторе с ПМД за 10-20 проходов лишь в небольшой степени осуществлялась синхронизация аксиальных мод.

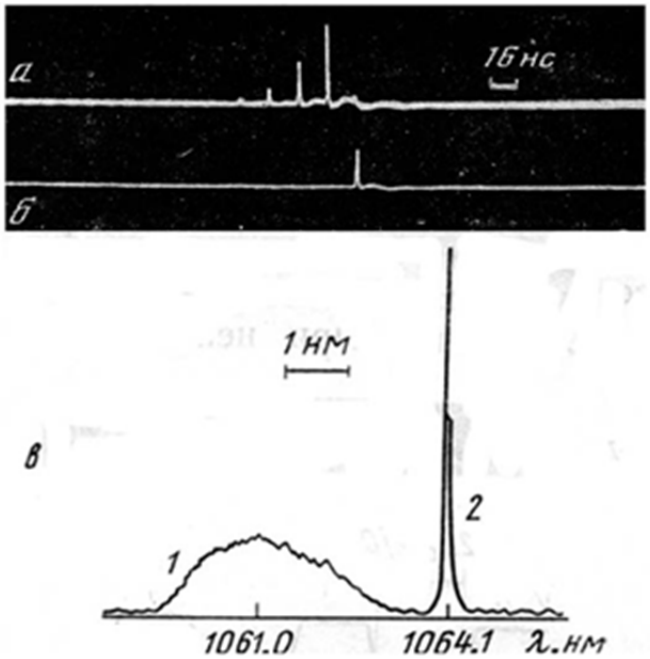


Рис.25. Генерация лазера на неодимовом стекле с ПМД в режиме выделения импульса (на 25-м проходе по резонатору): *а* - обрыв цуга в генераторе; *б*- выделенный импульс; *в*- микрофотограммы спектров выделенного импульса (1) и юстировочного лазера *YAG:Nd* (2).

Режим ПМД был применен нами также в лазере на кристалле *YAG:Nd* (стержень Ø6x75мм, длина резонатора *L*=190см, рис.26а), в котором была получена стабильная генерация субнаносекундных импульсов в отсутствие самофокусировки [195]. Регистрация импульсов производилась на фоторегистраторе «Агат-СФ-3». На рис. 26 представлены денситограммы цуга из 5 импульсов генерации (в) и одиночного импульса с длительностью ≈0,6нс, вырезанного внешним затвором (г). Время развития цуга ≈90нс соответствовало 7-8 обходам резонатора. Энергия цуга составила 1мДж, ширина спектра излучения около длины волны 1,064мкм <0,2 см$^{-1}$, рис.26 б.

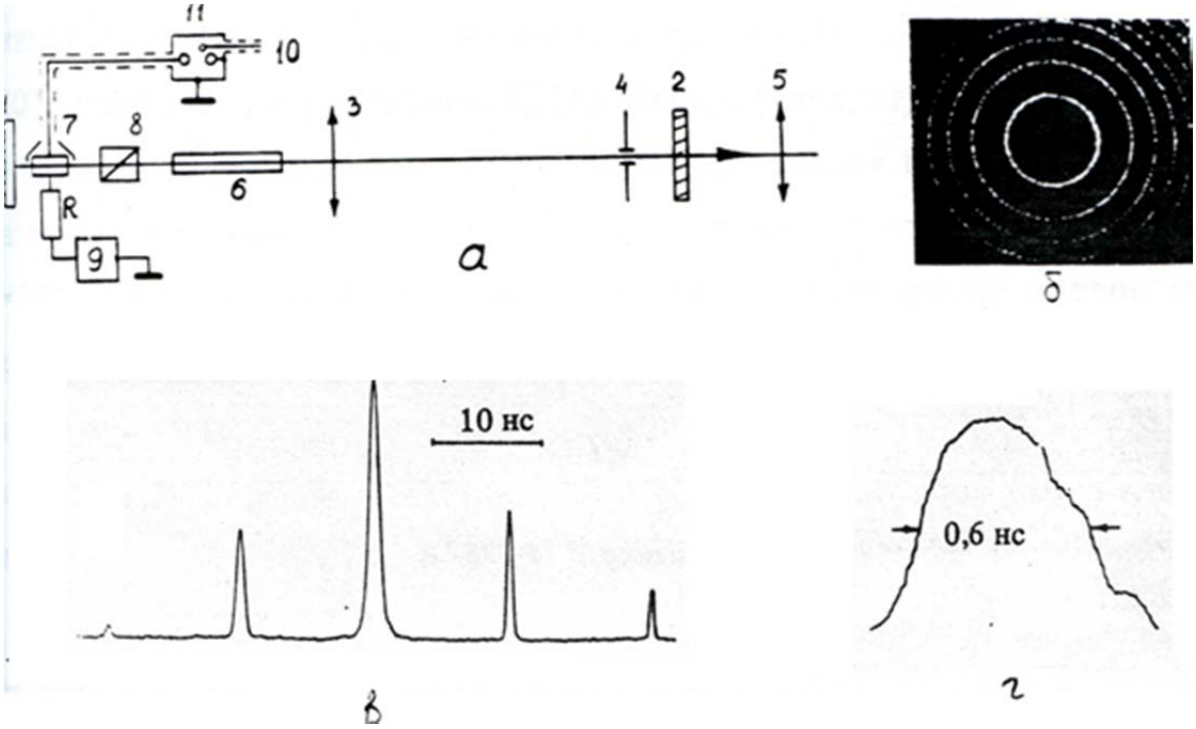


Рис.26. (а) Схема лазера: 1, 2- зеркала резонатора; 3,5-линзы; 4- диафрагма; 6- активный элемент Ø6x75мм; 7,8 - λ/4 затвор Поккельса с поляризатором; 9-зарядное устройство; 11- разрядник с поджигающим электродом 10; (б)- спектр генерации (область дисперсии интерферометра 1,7 Å); (в)- осциллограмма цуга, энергия ≈1мДж; (г)- профиль выделенного импульса в записи на ФЭР [195].

Теоретическое рассмотрение работы импульсного лазера с активной модуляцией пропускания затвора проведено В. С. Летоховым [203]. На основе анализа факторов, влияющих на развитие импульса, им было получено соотношение, связывающее длительность импульса после *k*-го прохода τ_k с функцией пропускания затвора при произвольном законе модуляции, $\xi(t)$:

$$\tau_k = \left(-\frac{k}{8}\frac{d^2\xi}{dt^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad , \qquad (2.3)$$

где производная берется в точке максимума функции $\xi(t)$. Для генератора с ПМД в условиях нашего эксперимента из этого соотношения можно получить выражение [201]:

$$\tau_k = \tau_ф/(^1/_2\,\pi\sqrt{k}), \qquad (2.4)$$

где $\tau_ф$ - длительность переднего фронта управляющего электрического импульса. Поскольку длительность фронтов импульсов управляющего напряжения увеличивалась со временем, то для $\tau_ф$ берем среднее значение, равное 3нс. Для k берем значение k=16, соответствующее времени развития генерации ≈250нс. При этом τ_k≈0,5нс, что согласуется с данными эксперимента. Численная модель генератора с ПМД на неодимовом стекле, описывавшая форму импульсов и модуляцию профиля при расстройках резонатора, была представлена в работе [204].

Из-за технических ограничений (затухания по амплитуде и расплывания фронтов управляющих электрических импульсов) в генераторе с ПМД нам не удалось получать импульсы излучения короче $5x10^{-10}$с. Однако, при сравнении со схемами лазеров с активной синусоидальной модуляцией генератор с ПМД обладал рядом преимуществ. В схемах с синусоидальной модуляцией фазировка мод происходит медленно, в результате короткий импульс (≈10^{-10}с) образуется за сотни проходов излучения по резонатору [190]. В генераторе с ПМД за счет более крутой функции пропускания затвора и, соответственно, более широкого спектра частот управляющего сигнала развитие короткого импульса происходит значительно быстрее (≈20 проходов). Это снижает чувствительность схемы к точности согласования времени обхода резонатора и периода следования электрических импульсов. Как следует из рис.23, сантиметровые отстройки длины резонатора не приводили к существенному изменению длительности импульсов. К элементам резонатора предъявляются обычные для твердотельных лазеров требования механической стабильности и термостабилизации. В то же время в ряде работ при синусоидальной модуляции требовалась точность настройки длины резонатора до сотых долей миллиметра [155,156] с соответствующими повышенными требованиями к стабильности схемы. Достоинством генератора с ПМД является также возможность получения в нем импульсов с высокими значениями контраста (>10^3) благодаря многократному прохождению импульсов через электрооптический затвор. Генератор с ПМД применялся нами в качестве источника субнаносекундных импульсов для последующего усиления в экспериментах по исследованию нелинейного взаимодействия излучения с оптическими материалами, см. гл. 4.

Выводы к главе 2.

1. Впервые экспериментально реализован лазер на неодимовом стекле с модуляцией добротности резонатора затвором Керра, получены 5-30нс импульсы излучения с энергией до 1Дж. Для обострения переднего фронта импульсов генератора применены внешние электрооптические затворы Керра и Поккельса и просветляющийся краситель, сформированы ≈2нс импульсы с крутизной переднего фронта 0,2нс и контрастом до 10^6. Задающие генераторы с затворами Керра и Поккельса применялись в качестве источников нс импульсов в лазерных установках лаборатории КРФ и Отделения КРФ ФИАН. Продемонстрировано обострение (≈1нс) переднего фронта нс импульсов затвором из *Al* пленки толщиной ≈0,05 мкм на лавсане, просветлявшейся под действием излучения с интенсивностью 10^7-10^8Вт/см^2; предложен механизм просветления затвора на пленке при переходе металл-диэлектрик в расширяющемся слое *Al*.
2. Проведены исследования генератора ультракоротких импульсов (УКИ, 10^{-10}-10^{-12}с) на неодимовом стекле с просветляющимся красителем с самосинхронизацией мод. Получены данные, подтверждающие флуктуационную природу УКИ. Обнаружена самофокусировка лазерного пучка в генераторе с образованием нитевидных повреждений среды в активном элементе и рассеянием излучения. Установлено влияние самофокусировки на деградацию временной структуры и снижение контраста УКИ. Уменьшение интенсивности в лазере до ≈10^{-3}Дж/см^2 способствовало улучшению воспроизводимости цуга одиночных УКИ. Генератор с самосинхронизацией мод на неодимовом стекле с системой выделения одиночного импульса применялся в качестве источника пс импульсов в лазерных установках лаборатории КРФ ФИАН.
3. Разработан генератор субнаносекундных (10^{-10}-10^{-9}с) импульсов на неодимовом стекле и кристалле *Nd:YAG* с периодической модуляцией добротности (ПМД) резонатора затвором Поккельса.Установлено влияние самофокусировки на форму импульсов генератора с ПМД на неодимовом стекле. Получена устойчивая генерация цуга импульсов с длительностью 0,6нс и энергией 1мДж в лазере с ПМД на кристалле *Nd:YAG*. Генератор на кристалле *Nd:YAG* с ПМД применялся в составе неодимовой лазерной установки при исследовании нелинейных процессов в лазерных материалах.

Глава 3. Усиление наносекундных и пикосекундных импульсов в активной среде из неодимового стекла

В главе 3 представлены материалы исследований усилителя коротких (нс и пс) импульсов на неодимовом стекле. Усилению нс и пс импульсов в неодимовом стекле, получению пучков с высокой мощностью и яркостью излучения, исследованиям процессов, протекающих в активной среде при усилении, посвящено большое число публикаций, см. например, обзоры [4,5,9,73]. В литературе содержатся данные по формированию временного профиля импульсов, спектрального состава излучения, профиля инверсии в среде усилителя и профиля интенсивности в лазерном пучке при усилении; рассматриваются паразитные процессы, опустошающие инверсию в усилителе, термооптические искажения, возникающие в среде усилителя при накачке. Исследования по некоторым из этих направлений выполнены в наших работах.

В параграфе 3.1 рассматривается (по литературным данным) общая характеристика нелинейного усиления световых импульсов (в режиме насыщения) в среде с инверсией. В 1960-70 гг. обсуждались и проверялись экспериментально различные возможные конфигурации активных элементов усилителя на неодимовом стекле и схемы усиления в параллельных и расходящихся пучках. При сопоставлении активных элементов различной конфигурации (цилиндрических и конических стержней, плит, дисков из неодимового стекла) перспективность применения дисков для создания канала усилителя с большой апертурой и выходной энергией ≈1кДж не вызывала сомнений. Однако, разработка крупных лазерных модулей на дисках и подготовка соответствующего установке на дисках чистого помещения с высоким классом пылезащиты требовала больших затрат. Основным видом активных элементов в лазерных установках ФИАН в 1960-90 гг. стали цилиндрические стержни из неодимового стекла различного диаметра и длины. Этот выбор был обеспечен возможностью комплектации установок стержнями и осветителями с импульсными лампами промышленного изготовления, см. параграф 3.1.

Важное практическое значение получили исследования состояния оптической среды усилителя, по которой распространяется рабочий импульс, а также паразитных процессов, которые могут опустошать инверсию в среде. Оптической накачке неодимовых стекол импульсными лампами, методам формирования профилей инверсии в среде, исследованиям механизмов потерь запасенной в инверсии энергии, оптическим искажениям в неодимовом стекле, возникающим при накачке, посвящена обширная литература, см. например [2-5,205]. Некоторые из этих вопросов явились предметом наших исследований. В параграфе 3.2 обсуждается механизм потерь инверсии, связанный с усилением спонтанного излучения (суперлюминесценцией) в усилителе. Обсуждаются методы ограничения фонового излучения в усилителе, связанного с суперлюминесценцией и паразитной генерацией. В этом же параграфе содержится раздел, посвя-

щенный исследованиям термооптических искажений в активной среде усилителя при накачке и, в частности, наведенного накачкой двойного лучепреломления в стержнях из неодимового стекла, которое может оказывать существенное влияние на состояние поляризации и распределение интенсивности в лазерном пучке.

Экспериментальным исследованиям усиления нс и пс импульсов в лазерных установках на неодимовом стекле, построенным по схеме задающий генератор - усилитель прямого усиления («бегущей волны»), посвящен параграф 3.3. Одноканальные установки для усиления нс и пс импульсов, рассматриваемые в этом разделе, собирались в оптическом зале павильона квантовой радиофизики ФИАН. Приводятся результаты наблюдения эволюции временного профиля нс импульсов при усилении в режиме насыщения: перемещения максимума и сокращения длительности импульса. Для пс импульсов было обнаружено ограничение роста интенсивности лазерного пучка при усилении на уровне ≈1Дж/см^2, меньшем плотности энергии насыщения. Это ограничение, как оказалось, было связано с возникновением самофокусировки и нелинейных потерь излучения в оптической среде усилителя (см. гл. 4). Рассматривается устройство усилителей на неодимовом стекле, на выходе которых впервые были получены 5нс импульсы с энергией до 100Дж и мощностью 20ГВт и ≈20пс импульсы с мощностью 10^{11}-10^{12}Вт.

Развитие работ по созданию неодимовых лазеров для экспериментов по ЛТС в 1970-80 гг. выдвинуло на передний план задачу детального исследования физических процессов, протекающих в лазерной среде (неодимовом стекле) при усилении коротких импульсов, оптимизации режимов усиления, повышения эффективности съема инверсии в среде. Результаты численного моделирования процессов, протекающих в усилителе нс импульсов на неодимовом стекле [104-108], представлены в параграфе 3.4. Целью работы было на примере модельной активной среды проиллюстрировать общие для неодимовых стекол процессы взаимодействия нс импульсов с активной средой с неоднородно уширенной (НУ) линией люминесценции (ЛЛ) рабочего перехода и дать интерпретацию некоторым экспериментальным фактам, наблюдавшимся при усилении нс импульсов. Представлены иллюстрации эффекта «прожигания» контура НУ ЛЛ импульсами излучения различного спектрального состава. Сопоставляется эффективность сброса инверсии нс импульсами различной длительности и спектрального состава. Сопоставляются экспериментальные и расчетные зависимости плотности энергии на выходе усилителя и энергии насыщения от плотности энергии в усиливаемом импульсе. Включение в расчетную модель механизма быстрой термализации (10^{-11}–10^{-12}с) ионов Nd^{3+} по ШК уровней лазерного перехода $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ позволило дать интерпретацию экспериментам, в которых наблюдалось практически одинаковое по эффективности усиление импульсов с длительностями и 50нс, и 1нс. Фактически, при сбросе инверсии совместное действие процессов быстрой термализации населенности по ШК рабочих уровней и релаксации ионов Nd^{3+} с уровня $^4I_{11/2}$ на основной уровень $^4I_{9/2}$ опре-

деляют характер усиления нс импульсов. На основании проведенных исследований сделан вывод: накопление частиц на нижнем уровне рабочего перехода не является препятствием для эффективного усиления импульсов с длительностями 10^{-7}–10^{-9}с в неодимовых лазерах.

3.1 Общая характеристика режима нелинейного усиления световых импульсов; активные элементы усилителя на неодимовом стекле

Первые эксперименты по генерации и усилению нс импульсов в лазерах на рубине и неодимовом стекле стимулировали разработку физических моделей процессов, протекающих в среде с инверсией при усилении. Как пояснялось в гл. 1, для описания процессов съема инверсии и нелинейного усиления импульсов в неодимовых стеклах необходима достаточно сложная модель с учетом штарковской структуры лазерного перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$, неоднородного уширения линии усиления, безызлучательной релаксации возбуждения на уровнях рабочего перехода. Построение физической модели процессов, протекающих в неодимовом стекле при усилении коротких импульсов, началось с относительно простых схем, которые трансформировались в более сложные (см. параграф 3.4) по мере накопления данных исследований. Первая модель, учитывающая ряд общих для усиливающих сред свойств, была предложена Францем и Нодвиком [206]. Авторами рассмотрена эволюция временного профиля импульса монохроматического излучения (плоской волны с однородным распределением интенсивности) при распространении его в 2-х уровневой усиливающей среде с однородно уширенной линией и равномерным распределением инверсии. Были получены соотношения, связывающие основные параметры среды и излучения: инверсную населенность, коэффициент усиления, сечение рабочего перехода, энергию насыщения. Несмотря на упрощенное описание среды и параметров импульса, подход [206] неоднократно использовался для анализа и расчетов усилителей различного вида, был дополнен и развит в последующих публикациях, и с его помощью были установлены основные характерные черты картины нелинейного усиления нс импульсов и в 3-х уровневой (рубин) и в 4-х уровневой (неодимовое стекло) лазерных схемах [2-5,73,207-211].

Нелинейность усиления при увеличении интенсивности импульса I возникает за счет изменения разности населенностей уровней под действием излучения (эффект насыщения). Характер эволюции импульсов в усилителе зависит, вообще говоря, не только от интенсивности, но и от соотношения длительности импульса, $\tau_и$ и скоростей релаксации возбужденных частиц в среде. Релаксация инверсии в люминесцентных кристаллах и стеклах происходит, в основном, за счет радиационных переходов с характерным временем, T_1=10^{-3}-10^{-4}с, называемым временем продольной релаксации [73]. Обратная однородная ширина линии усиления определяет время поперечной релаксации T_2, в течение которого затухает высокочастотный дипольный момент,

индуцированный полем в среде. Если $\tau_u << T_2$, дипольный момент не затухает в течение импульса и взаимодействие с излучающими частицами среды становится когерентным, что отражается на характере распространения импульса [73]. Для конденсированных сред $T_2 / T_1 = 10^{-5}–10^{-9}$, и в обычных условиях при усилении нс и пс импульсов в рубине и неодимовом стекле когерентное взаимодействие среды с полем не проявляется [73].

Для среды, содержащей 2 уровня, коэффициент усиления на единицу длины, $\alpha(I)=\sigma \cdot N(I)$ определяется двумя основными характеристиками излучающих частиц в среде: σ - сечением радиационного перехода между уровнями с населенностью N_1 и N_2 и плотностью инверсии $N=N_2-N_1$. Распространение нс импульса с длительностью $T_1 >> \tau_u >> T_2$ вдоль координаты x в 2-х уровневой среде при некогерентном взаимодействии описывается уравнениями [206,73]

$$\begin{aligned} &\frac{\partial I}{\partial t} + c\frac{\partial I}{\partial x} = c(\sigma N - \gamma)I, \\ &\frac{\partial N}{\partial t} = -2\sigma IN, \end{aligned} \qquad (3.1)$$

где t- время, c-скорость света, γ - коэффициент нерезонансных линейных потерь излучения на единицу длины в среде. Запись уравнения для N соответствует 3-х уровневой схеме (рубину), где переходы частиц совершаются между возбужденным и основным уровнями. Энергия излучения, прошедшая через единицу поверхности в сечении с координатой x (плотность энергии),

$$\varepsilon(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x,t)dt \qquad (3.2)$$

Значение ε, при котором инверсия уменьшается в e раз, принимают за плотность энергии насыщения среды, ε_s. Величина ее для 3-х уровневой лазерной схемы определяется соотношением $\varepsilon_s = h\nu/2\sigma$. В 4-х уровневой схеме (неодимовом стекле) при условии быстрой релаксации частиц с нижнего уровня рабочего перехода на основной, $\varepsilon_s = h\nu/\sigma$. Для расчетов усиления используется формула Франца-Нодвика и ее модификации [206-211]; для параллельного пучка, при γ=0 эта формула имеет вид

$$\varepsilon_{вых} = \varepsilon_s \ln[1 + K\ (\exp(\varepsilon_{вх} / \varepsilon_s) - 1)] \qquad (3.3)$$

где $\varepsilon_{вых}$ и $\varepsilon_{вх}$ – плотности энергии на выходе и на входе среды, K – коэффициент усиления для слабого сигнала. При $\varepsilon_{вх} << \varepsilon_s$ энергия сигнала нарастает экспоненциально, импульс усиливается без изменения формы и спектра. Если энергия импульса сравнима с ε_s, то рост энергии становится практически линейным. Для неодимовых стекол с эффективными сечениями лазерного перехода в диапазоне $\sigma_{эф}$=1,5–3,5x10^{-20}см^2 значения энергии насыщения для импульсов с длительностями 10^{-9}-10^{-7}с , ε_s=3-10Дж/см^2[5,9,207-211]. На участке среды, где $\varepsilon \approx \varepsilon_s$ выполняется

основная задача усилителя: осуществляется съем инверсии и преобразование запасенной в среде энергии в энергию лазерного пучка. В этой области усилителя из-за эффекта насыщения может наблюдаться также изменение параметров усиливаемого импульса: передняя часть импульса усиливается сильнее, чем остальная часть, что приводит к существенному изменению формы импульса. Помимо эволюции временного профиля импульсов может происходить преобразование пространственного профиля интенсивности и спектра излучения [73].

Решения системы (3.1), полученные в [206], предсказывали обострение переднего фронта посылаемого на вход усилителя импульса и сокращение его длительности. Однако, такая картина имеет место только для импульсов с крутым передним фронтом. Для импульсов с плавным фронтом преимущественное усиление головной части импульса приводит к перемещению максимума импульса по переднему фронту. Перемещение максимума импульса препятствует его сжатию. Эффект перемещения максимума был обнаружен при усилении импульсов лазера с модулированной добротностью на рубине [70,71]. Характер эволюции импульсов различного профиля при нелинейном усилении проанализирован в [73]. Было показано, что импульсы с экспоненциальным нарастанием переднего фронта, какими являются импульсы лазера с модулированной добротностью, перемещаются к началу, не испытывая сокращения по длительности. Для того, чтобы сокращение длительности происходило, необходимо срезать передний фронт импульса. После срезания переднего фронта в лазере на рубине было получено сокращение длительности импульса при усилении [70,71].

Первые эксперименты по усилению 20нс импульсов в неодимовом стекле показали, что рост энергии лазерного пучка, сформированного в генераторе и распространяющегося далее в усилителе – в стержне из неодимового стекла с постоянным поперечным сечением ≈1см^2, ограничивается разрушениями, которые возникали в объеме стержня или на поверхности полированных торцов уже при плотности энергии излучения ε_d = 4–5Дж/см^2 [69, 212]. Плотности энергии, необходимые для эффективного съема инверсии в неодимовых стеклах нс импульсами в режиме нелинейного усиления (при $\varepsilon \geq \varepsilon_s$), оказались сопоставимы с плотностями энергии ε_d, вызывавшими разрушения в среде. В качестве источников разрушений в лазерных стеклах, выпускавшихся промышленностью в первые годы, были обнаружены микроскопические частицы платины, которые попадали в стекло при варке со стенок тигля, а также поглощающие излучение микровключения, занесенные на поверхность при обработке [212]. В дальнейшем, за счет улучшения технологии варки и обработки поверхности оптическая прочность лазерных стекол была увеличена в несколько раз [9].

Для увеличения энергии импульсов и предотвращения повреждений среды при усилении необходимо было увеличивать диаметр лазерного пучка и поперечное сечение активной среды, в которой распространялся пучок. В работе [21] было продемонстрировано решение этой про-

блемы: разделение одного пучка на несколько пучков постоянного сечения и усиление этих пучков в многоканальном усилителе. Можно было также продолжать усиление в одном канале, если применять в усилителе активные элементы с возрастающим по направлению распространения пучка поперечным сечением. Технология варки и обработки стекла допускала изготовление стержней длиной до 1м и с диаметрами 30, 45, 60 мм и выше, которые могли накачиваться через боковую поверхность импульсными лампами [2-5,132–135,205,213–216]. При накачке лампами коэффициент усиления в стержнях мог достигать значений α=0,1-0,15см$^{-1}$, что соответствует запасенной плотности инверсии N=5-7·10^{18}см$^{-3}$ или плотности энергии до 1Дж/см^3. Расширение поперечного сечения активной среды в усилителе могло осуществляться поэтапно, с помощью набора стержней с последовательно возрастающими диаметрами. Для согласования апертуры усиливаемого пучка с апертурами каскадов усиления использовались телескопы или собственная расходимость пучка [76,132,213-215]. Увеличение поперечника среды было получено при использовании активных элементов в виде плит из неодимового стекла с размерами до 40x240x740мм^3 и пучков прямоугольного профиля [35,205].

При распространении пучка в активном элементе большой длины и постоянного сечения эффективность съема запасенной в инверсии энергии за один проход пучка оказывается невысокой. Для предотвращения разрушений в таком усилителе на вход среды должен поступать импульс с плотностью энергии $\varepsilon << \varepsilon_s$, и только часть активного элемента вблизи выходного торца работает при плотности энергии $\varepsilon \approx \varepsilon_s$. Для повышения эффективности съема инверсии были предложены схемы усилителя с расширением поперечника самого активного элемента на участке нелинейного усиления, т.е. усилители в виде конических стержней или прямоугольных плит с расширяющимся сечением (раструбов) и, соответственно, усиление в расходящихся пучках при плотностях энергии $\varepsilon < \varepsilon_d$ [217–219].

На этапе выбора оптической схемы лазерного канала и анализа возможностей использования в усилителе активных элементов различной конфигурации были проведены оценки параметров канала усиления при использовании активных элементов разных видов. Сопоставлялись усилители на основе стержней и плит постоянного сечения, конических стержней, раструбов прямоугольного сечения, лазерных дисков [35,205,217–220,223]. По сравнению со стержнями и плитами постоянного сечения усилитель в виде конического стержня или раструба мог дать выигрыш в эффективности съема инверсии, поскольку работал при более высоких плотностях энергии по всей длине усилителя. Распространение расходящегося пучка в усилителе способствовало, кроме того, подавлению самофокусировки в активной среде [218]. Эволюция временного профиля импульса при усилении в обычных стержнях, конических стержнях и раструбах, а также эффективность съема инверсии рассчитывались, следуя [206], на основе упрощенной модели среды с однородно-уширенной линией и равномерным по сечению пучка распределени-

ем инверсии [217, 219]. Считалось, что в среде распространялся пучок монохроматического излучения с углом раствора $\varphi \geq 0$, с равномерным распределением интенсивности I. Для импульсов с длительностью $\tau_u \approx 1$нс неодимовое стекло рассматривалось как 2-х уровневая среда, т.е. считалось, что время жизни на нижнем уровне рабочего перехода $\tau_{21} > \tau_u$, неоднородное уширение и штарковская структура рабочего перехода в расчет не принимались. Для описания изменения интенсивности I и плотности инверсии N вводились сферические или цилиндрические координаты с началом в точке O - местоположении источника пучка, рис.27а [219]. Плотность инверсии до прихода импульса считалась постоянной для каждого сечения $N = N_*(r)$, а угол φ малым, $0 \leq \varphi \leq 0{,}1$рад. I и N можно было считать функциями координаты r и времени t, а граничное значение $r_0 = d_0/\varphi$, рис.27а.

Уравнения, описывающие распространение монохроматического излучения в 2-х уровневой среде с одномерной геометрией нашей задачи, имеют вид

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{r^{\alpha'}}\frac{\partial}{\partial r}(r^{\alpha'} I) = (\sigma N - \gamma) I$$
$$\frac{\partial I}{\partial t} = -2\sigma N I \qquad (3.4)$$

Значения α'=1,2 соответствуют случаям цилиндрической и сферической расходимости, при α'=0 - пучок параллельный. По аналогии с (3.2) введем функцию $\varepsilon(r) = \int_{-\infty}^{\infty} I(r,t)dt$ - энергию излучения, прошедшую за интервал времени от - ∞ до ∞ через единицу поверхности в сечении с координатой r. Тогда после интегрирования (3.4) по t, (с учетом $I = 0$ при $t = \pm\infty$ и $N = N_*(r)$ при $t = -\infty$, $r \geq r_0$) получим

$$\frac{d\varepsilon}{\partial t} = \frac{1}{2} N_*(r)(1 - e^{-2\sigma\varepsilon}) - (\frac{\alpha'}{r} + \gamma)\varepsilon \qquad (3.5)$$

Решения системы (3.4) и уравнения (3.5) для I и ε зависят от вида функции N_*(r), которая для случая накачки среды через боковую поверхность представлялась в виде:

$N_*(r) = N_0 (r_0/r)^{\beta}$, $2 \geq \beta \geq 0$, $N_0 = N_*(r_0)$.

Решения системы (3.4) и уравнения (3.5) в аналитическом виде для слабых и сильных сигналов получены в [219]. Для конических стержней были построены (используя эти решения) зависимости плотности энергии от координаты, рис.27б для различных значений параметров α' и β. На рис. 27б представлены зависимости нормированных на входной сигнал ε_0=5Дж/см^2 значений плотности энергии, $\varepsilon' = \varepsilon/\varepsilon_0$ в пучке со сферической расходимостью от относительного радиуса $r' = r/r_0$ в усилителе на неодимовом стекле, N_0=6x10^{18}см$^{-3}$, σ=1,7x10^{-20}см^2. Каждой кривой сопо-

ставлено значение угла φ, точками отмечены участки среды длиной по 1м, черточки - участки, для которых коэффициент усиления слабого сигнала $K \approx 10^2$. Как видно из рис.27б, для углов φ<0,05рад уменьшение плотности энергии в пучке за счет расходимости компенсируется усилением. При этом почти везде плотность энергии не превышала 10Дж/см^2. Для φ=0,04рад

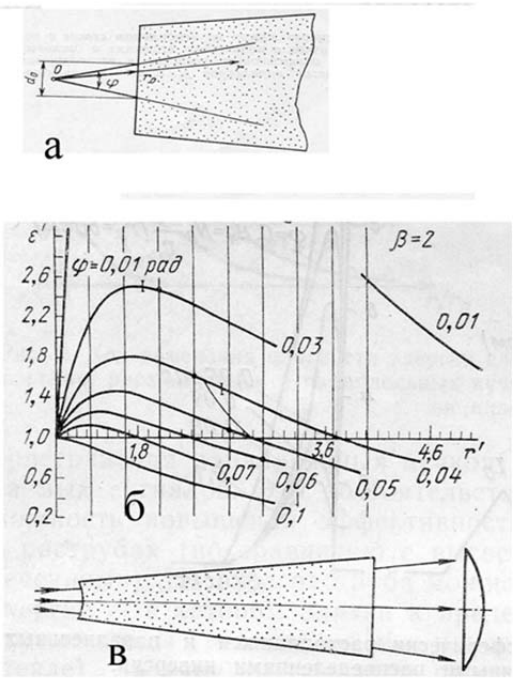


Рис.27.Усиление расходящегося пучка: (а) - обозначения; (б) - зависимость плотности энергии $\varepsilon' = \varepsilon/\varepsilon_0$ от расстояния $r' = r/r_0$ при усилении нс импульсов в конических стержнях из неодимового стекла для различных углов расходимости φ при значениях параметров: α'=2, β=2, N_0=6x10^{18}см$^{-3}$, d_0=3см, ε_0 =5Дж/см^2, γ=0,002см$^{-1}$; (в) - схема конического усилителя с ненакачанным наконечником [219].

тонкой линией на рис.27б показан спад ε' до величин $\leq$ 5Дж/см^2 при выводе излучения через ненакачанный наконечник стержня. Из расчетных данных следовало, что при $\varphi \geq$0,03 рад на метровых отрезках конических стержней возможно получение пучков Ø7-11см с энергиями в диапазоне 200-500Дж. При одинаковых входных сигналах и равных затратах на накачку эффективность съема инверсии в конических стержнях оказалась в ≈2 раза выше, чем в стержнях постоянного сечения [217, 219].

Для сферически расходящегося ($\alpha'=2$) пучка по заданному временному профилю импульса на входе численным расчетом находились профили импульсов на выходе усилителя длиной L. Эти профили представлены для ряда значений φ на рис.28 для входных импульсов прямоугольной (а) и треугольной (б) формы и следующих значений параметров: σ=1,7x10^{-20}см^2, d_0=3см, L=100 см, γ=0, ε_0=5Дж/см^2, $N_*(r)=N_0 r_0/r$, $N_0=6\cdot10^{18}$см$^{-3}$. Приведены также профили сигналов при усилении в параллельных пучках ($\alpha'=0$, $N_*(r)=const$). Нелинейность усиления сильнее ска-

зывается на форме импульсов при усилении в параллельных пучках. Малое изменение формы импульса и замедленный рост интенсивности в расходящемся пучке дают возможность поддерживать плотность энергии в усилителе на безопасном уровне.

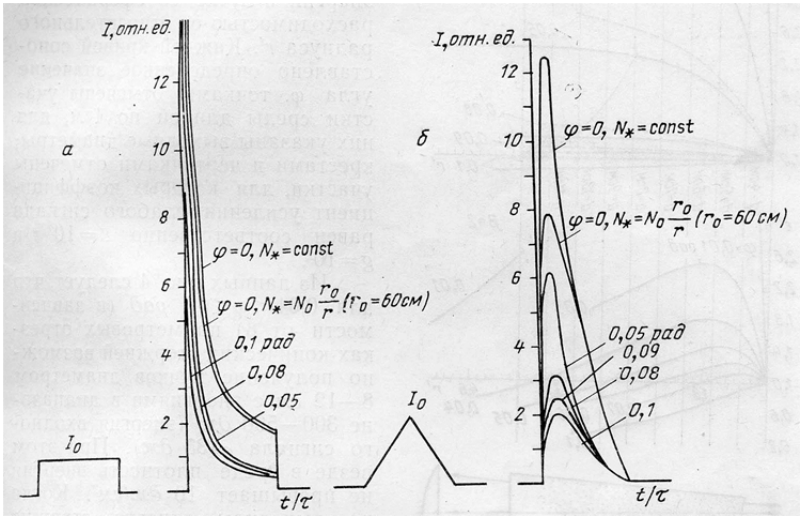


Рис.28. Эволюция временного профиля импульсов при усилении в сферически расходящихся и параллельных (φ = 0) пучках для входных сигналов прямоугольной (а) и треугольной (б) формы [219].

Усилители на основе конических стержней длиной по 630мм с диаметрами до 60мм для пучков с углом раствора $8\cdot10^{-3}$рад применялись в 3-х канальной установке на неодимовом стекле с выходной энергией до 10^3Дж [220]. Однако впоследствии в усилителях на неодимовом стекле вместо длинных конических стержней стали применяться отрезки (≤300мм) стержней с постоянными диаметрами, которые увеличивались от стержня к стержню к выходу усилителя [215,216]. Схемы усиления в расходящихся пучках обсуждались в литературе и использовались в экспериментах [84, 88, 90, 132, 144, 213-215, 220-222]. Формула Франца-Нодвика для расчета коэффициента усиления была модифицирована А.А. Малютиным на случай расходящегося пучка [221]. Распространение пучков со сферическим волновым фронтом в газовой усиливающей среде рассматривалось для фотохимического лазера на средах *XeF(C-A), Kr_2F, Xe_2Cl* [222]. Усиление в стержнях из неодимового стекла в расходящихся пучках при $\varphi \leq 0{,}02$ рад используется в лазерной установке Отделения КРФ ФИАН с управляемой степенью когерентности излучения, где пространственно-угловые характеристики рабочего пучка формируются в многомодовом задающем генераторе с модулированной добротностью [144]. Применение многомодового расходящегося пучка в [144] позволило для 2нс импульсов подавить самофокусировку в стержнях длиной по 680мм и поднять плотность энергии в усилителе до уровня ≈10Дж/см^2. Для многомодового низкокогерентного излучения концепция усиления в расходящемся пучке с подавлением самофокусировки [218] оказалась, таким образом, востребованной.

В работе [223] были предложены активные элементы в виде дисков из неодимового стекла с накачкой через лицевую полированную поверхность. Световые диаметры первых дисков достигали 12,5см при толщине 12,5мм, коэффициент усиления α=0,05см$^{-1}$, а запасенная плотность энергии ≈0,7Дж/см^3 [223]. В работе [219] была проведена оценка параметров лазерного канала с выходной энергией ≈1кДж на основе дисков толщиной 3см, ориентированных под углом Брюстера к оси пучка, рис.29. Наклонное расположение дисков позволяет увеличить плотность энергии в лазерном пучке для нс импульсов до 7-9Дж/см^2. В канале предполагалось использовать 22 диска с диаметрами от 6 до 14см, объединенных в 5 секций по 4-5 дисков в каждой секции с накачкой импульсными лампами, общая протяженность канала около 18м. Усиление нс импульсов предлагалось проводить в пучке с углом раствора φ≈0,004 рад и компенсировать астигматизм пучка объективом на выходе установки. Для оценки параметров канала использовались данные по запасенной инверсии [223]. Оценка показала, что на выходе лазерного канала на основе дисков возможно получить импульсы с энергией ≈1,2кДж, поддерживая плотность энергии излучения на входе и в каскадах усилителя на уровне 8-9Дж/см^2. Эта оценка соответствовала параметрам пучков, которые в дальнейшем были получены на выходе дисковых усилителей для нс импульсов [223-225]. Модуль усилителя с 8 дисками Ø135ммх20мм с накачкой импульсными лампами (α=0,025см$^{-1}$) был разработан в ОКРФ ФИАН, рис.30 [86]. Однако лазерный канал на основе дисков не был создан.

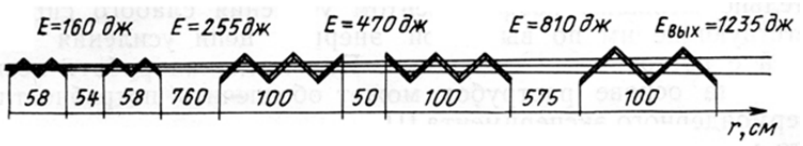


Рис.29.Усиление пучка с углом расходимости φ ≈0,004рад в 5-каскадном усилителе на основе дисков из неодимового стекла, N_0=3x10^{18}см$^{-3}$, γ= 0,004см$^{-1}$, $d_{вх}$≈6см, $d_{вых}$≈14см, $\varepsilon_{вых}$≈8,7Дж/см^2 (расчет) [219].

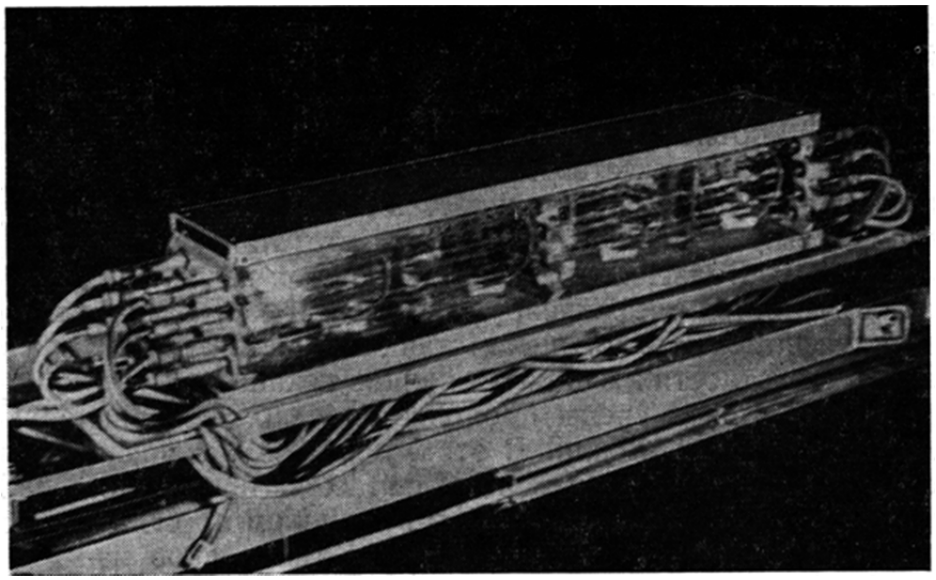


Рис.30. Усилительный модуль на 8 дисков Ø135мм х20мм из стекла ГЛС-1[86].

Первой крупной лазерной установкой на неодимовом стекле на основе дисков Ø20см стала установка «Шива» в Ливерморской лаборатории в США [37]. На выходе установки «Шива» формировалось 20 пучков с общей энергией 15кДж в импульсе 0,6нс [37]. В предварительных каскадах лазерных каналов на дисках использовались стержневые активные элементы. По существу, из всех предлагавшихся конфигураций активной среды именно круглые стержни и диски с накачкой импульсными лампами оказались наиболее востребованными и удобными для использования активными элементами и в качестве унифицированных модулей были отобраны для построения крупных лазерных установок на неодимовом стекле. Дисковые и стержневые активные элементы использовались в установках «Прогресс», «Нова», «Новетта», «Омега», в установке Ливерморской лаборатории «NIF» [11,34,38,39,226]. Дисковые активные элементы явились оптимальным решением при создании лазерных модулей, рассчитанных на получение нс импульсов с энергиями в 10^3-10^4Дж. Диаметр дисков в современных лазерных установках достигает 40см. Таким образом, стратегия повышения энергии на выходе усилителя на неодимовом стекле за счет увеличения поперечного сечения активной среды в одном канале усиления нашла практическое воплощение в виде усилителя на дисках. Для повышения эффективности съема запасенной в инверсии энергии в лазерных каналах на стержнях и дисках вместо однопроходной схемы типа рис.29 в настоящее время используются схемы многопроходного и регенеративного усиления [11,12].

При сопоставлении активных элементов из неодимового стекла различных конфигураций преимущества дисков и перспектива их применения в усилителе не вызывали сомнений. Однако, разработка и создание крупных лазерных модулей на дисках и подготовка чистого помещения для лазерной установки на дисках требовала больших затрат. Основным видом активных элементов в лазерных установках лаборатории КРФ и Отделения КРФ ФИАН в 1960-90-х гг. стали стержни круглого сечения из неодимового стекла. Этот выбор был обеспечен возможностью приобретения для комплектации установок стержней и осветителей с импульсными лампами промышленного изготовления. На Лыткаринском заводе оптического стекла (ЛЗОС) были заказаны и изготовлены стержни с диаметрами от 10 до 45мм и длиной 240-740мм. При большой длине стержней возникала опасность их самовозбуждения за счет отражения излучения от полированных торцов. В этой связи торцы срезались и полировались параллельно друг другу под углом к оси стержня. Для предотвращения самовозбуждения торцы можно было обработать под небольшими углами (несколько градусов) к оси стержня. Однако, на начальном этапе работ по созданию модулей неодимового лазера получила распространение обработка торцов под углом Брюстера. Предполагалось, что при прохождении через стержень линейно поляризованного пучка потери на отражение от торцов будут минимальны. Такая обработка торцов казалась в то

время оптимальной. Для стержней с углом Брюстера, на Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО) была разработана специальная конструкция осветителей [205], рис.31.

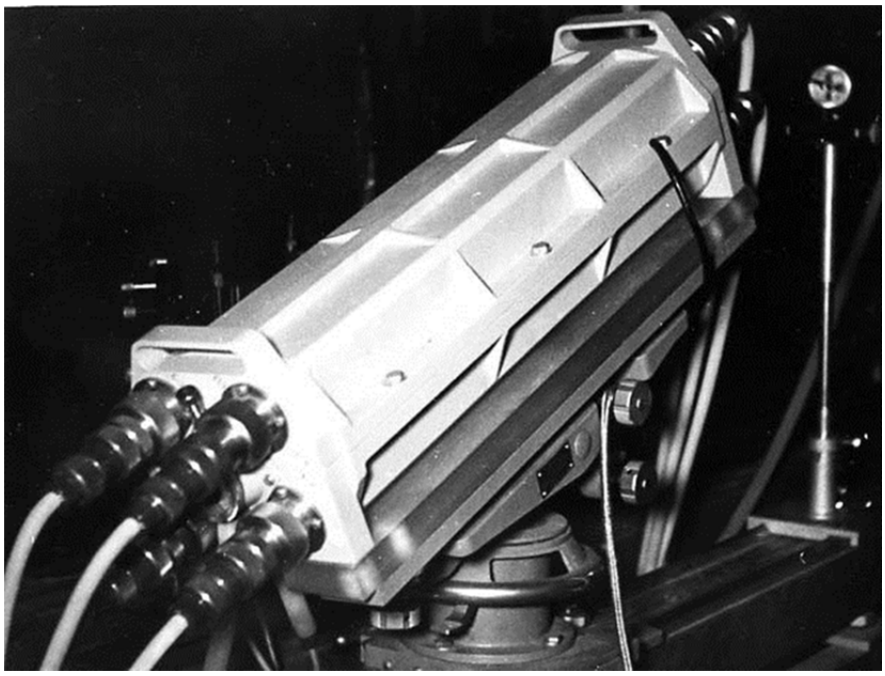


Рис.31 Осветитель ГОС-1000Б, установленный под углом Брюстера к оси лазерного пучка; использовался для накачки стержней из неодимового стекла Ø20-45x680-740мм.

Одна из важных задач, которая решалась при разработке модулей усилителей на неодимовом стекле, состояла в оптимизации параметров активной среды и накачки с целью получения в среде высокого уровня инверсии с возможно более равномерным распределением запасенной энергии по поперечному сечению активного элемента. Такое распределение дает возможность поддерживать (для пучка с близким к равномерному профилем интенсивности) одновременно по всему сечению усилителя плотность энергии ниже порога повреждений. В этом случае обеспечивается эффективный съем инверсии со всего поперечника активного элемента импульсом с плотностью энергии $\varepsilon<\varepsilon_d$. Научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы по расчету и созданию осветителей для стержней из неодимового стекла, системы охлаждения активного элемента, выбор режима работы импульсных ламп, концентрации ионов активатора в стекле, характера обработки поверхности стержня и др. проводились в Государственном оптическом институте (ГОИ), на ЛОМО и на ЛЗОС. Эти работы привели к созданию на ЛОМО промышленной серии лазерных модулей на стержневых активных элементах с диаметрами 20, 30, 45мм [205]. За счет подбора концентрации активатора в неодимовом стекле, использования фокусирующих свойств осветителя в стержнях этих лазерных модулей удавалось получать достаточно равномерное по сечению распределение инверсии. Так, например, для стержней Ø30x702мм в осветителях типа ГОС-300 оптимальной оказалась 4% концентрация ионов активатора, для стержней Ø45x744мм в осветителях типа ГОС-1000Б выбиралось стекло с 2% кон-

центрацией [205, 224]. Запасенная в инверсии энергия для стержня Ø45мм из стекла ГЛС-1 в осветителе ГОС-1001 по данным ГОИ составляла 0,52Дж/см^3 [224].

Для усилительных каскадов лазерных установок на неодимовом стекле в ФИАН использовались в основном лазерные модули разработки ЛОМО со стержнями Ø30 и Ø45мм и длиной 620-740мм: ГОС-300, ГОС-1000, ГОС-1001 с 4-мя импульсными лампами ИФП-20000 и зеркальными отражателями [205], рис.6а, рис.31. Длина активных элементов определялась длиной разрядного промежутка ламп (580мм), характером обработки торцов стержней и конструкцией осветителя. На основе этих лазерных головок в лаборатории КРФ и Отделении КРФ ФИАН был построен ряд одноканальных неодимовых лазерных установок (осветители ГОС-300, ГОС-1000Б), а также многоканальные установки «Кальмар» (осветители ГОС-1000Б) и «Дельфин» (осветители ГОС-1001) [21,25-28,42,72,76,80,88,91]. В осветителях имелась возможность охлаждения активного элемента, заключенного в стеклянную трубку, протоком жидкости. Использовались также конструкции осветителей, разработанные в опытном производстве ФИАН.

Первые установки ФИАН для получения мощных нс и пс импульсов, которые были построены в павильоне лаборатории КРФ, представляли собой систему из задающего генератора и одноканального усилителя «бегущей волны» - нескольких осветителей со стержнями из неодимового стекла, диаметр которых увеличивался от входа к выходу установки. Для повышения эффективности усилителя на отдельных участках лазерного канала применялись схемы многопроходного усиления. Для согласования пучка задающего генератора с входным диаметром усилителя и для трансляции пучка на входы последующих усилительных каскадов использовались телескопические расширители пучка. В усилителе применялись также расходящиеся пучки с углами раствора до 0,01рад, которые последовательно заполняли апертуры каскадов усилителя. Эти одноканальные усилители рассматриваются в настоящей главе.

3.2 Потери инверсии и термооптические искажения в активной среде усилителя

Применение лазера для нагрева плазмы требует, как отмечалось, получения на выходе установки мощных импульсов в пучках с высокой направленностью. Одновременно должен быть обеспечен высокий контраст лазерного излучения. В этой связи, при решении главной задачи усилителя - увеличения энергии импульса задающего генератора, в установке должны приниматься меры по формированию высокой направленности и контраста излучения. Для достижения этой цели в оптическом тракте и на выходе усилителя должен поддерживаться низкий уровень интенсивности фонового излучения, которое возникает из-за усиления спонтанного излучения (суперлюминесценции) или из-за самовозбуждения активной среды и может снимать инверсию в среде еще до прихода рабочего импульса и снижать его контраст. Профиль интен-

сивности и угловые характеристики лазерного пучка на входе в усилитель задаются генератором и преобразуются вместе с ростом поперечного сечения пучка при его распространении в усилителе. Формирование пучка высокой направленности подразумевает, что оптический тракт усилителя должен обладать высокой однородностью и не вносить (в идеальном случае) искажений в пространственно-угловые характеристики распространяющегося в нем пучка. В реальной ситуации проблемой являются искажения изначально оптически однородной среды (неодимового стекла), возникающие из-за неравномерного тепловыделения и напряжений в среде при накачке ее импульсными лампами. Таким образом, исследования состояния оптической среды усилителя, по которой распространялся рабочий импульс, а также паразитных процессов, которые могли опустошать инверсию в среде, приобретали важное практическое значение при создании усилителя.

Накачке неодимовых стекол импульсными лампами, методам формирования профиля инверсии в активной среде, исследованиям механизмов потерь энергии возбуждения (опустошения инверсии), оптическим искажениям в неодимовом стекле посвящена обширная литература, см. например [3–5,205]. В нашей работе с лазерными головками производства ЛОМО эти модули использовались в усилителе, как правило, без доработки, с теми характеристиками, которые заложены в конструкцию. Однако, в ряде случаев, возникавшие проблемы становились предметом исследований. Два примера таких исследований, в которых автор принял участие (по усиленному спонтанному излучению и по наведенным накачкой оптическим искажениям в среде усилителя), приводятся ниже.

Для подавления паразитной генерации в отдельном активном элементе помимо обработки торцов под углом к оси производилась также специальная обработка боковой поверхности стержня травлением для исключения зеркального отражения. Отражение уменьшалось также за счет частичной иммерсии поверхности стержня охлаждающей жидкостью. Эти меры позволяли получать при накачке в стержнях Ø30 и Ø45мм коэффициенты усиления по слабому сигналу α=0,05–0,06см$^{-1}$ [215,216,224]. Усиленное спонтанное излучение присутствует практически в любом накачанном активном элементе, но как паразитный процесс, приводящий к существенному уменьшению инверсии и возникновению интенсивного фонового излучения, оно проявляется при коэффициентах усиления 10^2-10^3. В средах с таким коэффициентом усиления наблюдается повышение интенсивности, направленности и изменение временного профиля импульса люминесценции. Длительность импульса суперлюминесценции оказывается гораздо короче времени спонтанного распада метастабильного уровня. Это явление впервые было обнаружено в работе с рубиновым лазером [227]. В одном отдельном лазерном модуле со стержнем из неодимового стекла Ø30 или Ø45мм усиленное спонтанное излучение не приводило, как показал эксперимент, к заметным потерям энергии возбуждения. Однако, при значениях коэффи-

циента усиления по слабому сигналу $\alpha \approx 0{,}05 см^{-1}$ и выше в цепи из нескольких усилителей на стержнях с длиной накачанной части у каждого ≈600мм излучение суперлюминесценции опустошало инверсию и становилось источником интенсивного фонового излучения.

Для изучения паразитных процессов, обедняющих инверсию в многокаскадных системах с большими коэффициентами усиления, нами был проведен модельный эксперимент с 2-х каскадным усилителем на стержнях ∅10х620мм из стекла КГСС-7 с матированной боковой поверхностью, рис.32а [228]. Расстояние между стержнями составляло ≈0,3м, лампами накачки освещалось 900мм боковой поверхности 2-х стержней, $\alpha \approx 0{,}1 см^{-1}$, общий коэффициент усиления составлял $\approx 10^4$. Осциллограммы импульсов суперлюминесценции, наблюдавшихся в 2-х каскадном усилителе, приведены на рис.32в-д. Длительность импульсов суперлюминесценции (≈100мкс) оказалась короче, чем длительность импульса обычной люминесценции (≥ 500мкс). Энергия импульсов суперлюминесценции составляла ≈20Дж, расходимость излучения $\approx 1^0$. В виде суперлюминесценции высвечивалось до половины запасенной в активной среде энергии. При достаточно высоком усилении в среде импульсы суперлюминесценции сопровождались пичками паразитной генерации, возникавшей за счет обратной связи при рассеянии излучения на боковой поверхности стержня, рис.32г, д. Импульсы суперлюминесценции в неодимовом стекле с энергией до 100Дж и длительностью ≈100мкс наблюдались в [229].

Эксперименты с 2-х каскадным усилителем показали также, что если в среде скачком создать столь высокое усиление, что испущенные средой спонтанные фотоны за 1–2 прохода высвечивают большую часть инверсии, то возможно получить «гигантские» импульсы суперлюминесценции наносекундной длительности [228]. Схема эксперимента по наблюдению гигантских импульсов суперлюминесценции представлена на рис. 32б. При быстром (~5нс) открывании плотного зеркала затвором Керра коэффициент усиления в системе из 2-х усилителей с зеркалом скачком увеличивался с $\approx 10^4$ до $\approx 10^8$. Время прохода фотонами активной среды (с отражением от зеркала) составляло ≈16нс. Через 25-30нс после включения затвором зеркала в системе развивался импульс с энергией ≈4Дж и длительностью 9–12нс при расходимости излучения $\approx 1^0$, рис.32е, ж. Это было первое наблюдение наносекундных импульсов низкокогерентного излучения (суперлюминесценции) из лазерной среды. Плотность мощности полученных импульсов достигала 0,5ГВт/см^2. При такой интенсивности через несколько вспышек на выходном торце стержня появлялись разрушения. Вскоре после публикации наших результатов наблюдения гигантских импульсов суперлюминесценции появилась статья американских авторов, наблюдавших гигантские импульсы суперлюминесценции с энергией 70Дж и длительностью 70 нс в усилительной системе из 16 стержней с общей длиной 32м [230].

Обнаружение гигантских импульсов суперлюминесценции показало, что даже при развязке каскадов усиления с помощью оптических затворов в лазерной системе с большим коэффициентом усиления может возникать паразитное излучение, опустошающее инверсию в среде.

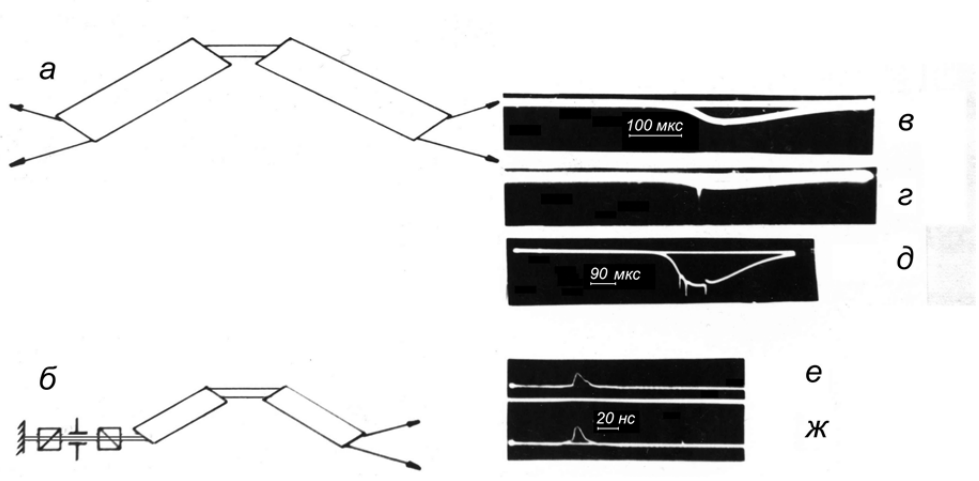


Рис.32. Суперлюминесценция и паразитная генерация в 2-х каскадном усилителе на стержнях из стекла КГСС-7 ∅10х620мм: а, б - схемы эксперимента; в, г, д- импульсы суперлюминесценции с пичками свободной генерации при накачке на пороге (г) и выше порога (д); гигантские импульсы суперлюминесценции (е, ж) при импульсном включении зеркала с ≈100% отражением в оптическую схему усилителя [83, 228].

Устранению паразитных излучений в усилителе способствует разделение всей активной среды усилителя на несколько отдельных каскадов и раздвижение этих каскадов на возможно большее расстояние друг от друга. При таком разделении активной среды уменьшается телесный угол, в котором может развиваться паразитное излучение. Этот простой рецепт использовался нами при построении усилителей на основе лазерных головок ЛОМО со стержнями из силикатного стекла ∅20-45х600-740мм. Для оптической изоляции каскадов дополнительно использовалось несколько межкаскадных развязок, в качестве которых применялись кюветы с просветляющимся красителем, электрооптические затворы, а также испаряющаяся *Al* пленка, см. гл. 1. В той или иной конфигурации одноканальные лазерные установки в составе задающего генератора и многокаскадного усилителя из 3-6 стержней с развязками использовались для получения мощных нс и пс импульсов и проведения экспериментов нагреву плазмы.

На выходе усилителей со стержнями, обработанными под углом Брюстера, нам не удавалось получать однородное распределение интенсивности даже в тех случаях, когда на вход усилителя направлялся пучок с однородным распределением, вырезанным из одномодового пучка задающего генератора. В некоторых вспышках наблюдалось ярко выраженное крестообразное распределение, см. отпечаток на фотопластинке, помещенной в ≈0,5м от выхода усилителя нс импульсов, рис.33а [231,83,154]. Крестообразное распределение наблюдалось неодно-

кратно и при работе установки с пс импульсами [80, 83, 154]. Одна из балок креста ориентировалась по направлению линейной поляризации излучения задающего генератора, а другая - по перпендикулярному направлению. Ожидалось, что степень поляризации излучения от задающего генератора, прошедшего через дополнительный электрооптический затвор и затем через 10 наклоненных под углом Брюстера к пучку торцов 5 стержней усилителя, должна быть ≈100%. С помощью двоякопреломляющего клина из кальцита предполагалось разделить пучок из усилителя на два пучка с одинаковыми распределениями. Оказалось, что отпечатки пучков различны, рис.33б. При установке перед клином дополнительного поляризатора отпечатки получались одинаковыми. Полученный результат указывал на неравномерное по сечению выходного торца усилителя распределение излучения с различным состоянием поляризации. Деполяризация на выходе усилителя на неодимовом стекле отмечалась и другими авторами [142].

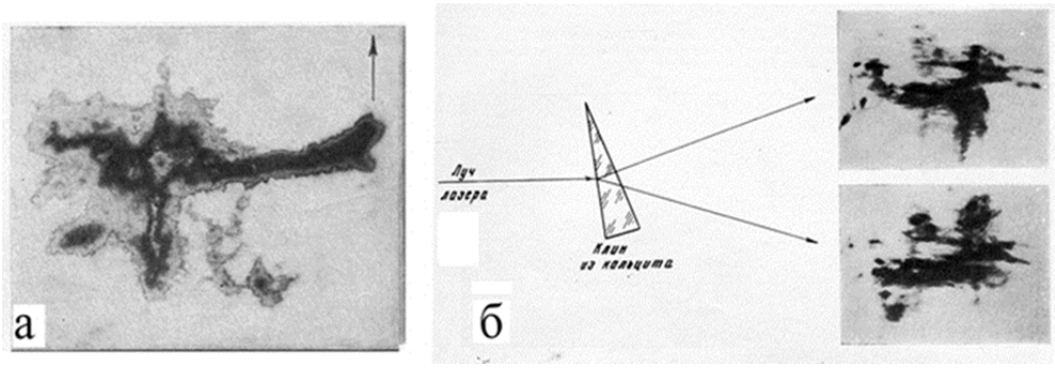


Рис.33. Отпечаток лазерного пучка на фотопластинке в ≈0,5м от выхода усилителя, стрелка - направление поляризации задающего генератора (а); обнаружение деполяризации излучения на выходе усилителя по отпечаткам пучка на пластинках после клина с двулучепреломлением (б) [83,231, 154].

Наблюдавшиеся явления: неоднородное распределение интенсивности и деполяризация излучения на выходе усилителя были вызваны искажениями оптических свойств стержней из неодимового стекла, возникавшими в результате тепловыделения в среде при накачке [231]. Характер распределения поглощенной в стержне энергии накачки зависит от диаметра стержня и концентрации ионов неодима (от оптической толщины образца), от вида обработки боковой поверхности, от соотношения показателей преломления активной среды и среды, окружающей стержень, от фокусирующих свойств осветителя [4,5,8,83,205,231]. Получить близкое к равномерному распределение накачки по сечению цилиндрического стержня из неодимового стекла достаточно затруднительно. Вследствие неравномерного по сечению тепловыделения и возникновения температурного градиента происходят локальные изменения показателя преломления, изменяется оптическая длина пути по сечению, и стержень действует на лазерный пучок как собирающая или рассеивающая (в зависимости от профиля температуры) линза, фокусное расстояние которой зависит от энергии накачки [4,5,8]. Такие линзы (обычно с аберрациями), воз-

никающие в стержнях усилителя, ухудшают направленность лазерного излучения. Крестообразное распределение интенсивности, возникавшее при прохождении через усилитель лазерного пучка, также было обусловлено неравномерным по сечению стержня тепловыделением при накачке. Появление «креста» было связано с симметрией механических напряжений в стержне, возникавших вследствие температурного градиента в среде. При накачке длинного круглого стержня через боковую поверхность в среде возникает радиально-симметричный температурный градиент и соответственно радиально-симметричная картина напряжений [232]. Распределение напряжений описывается уравнениями, связывающими радиальную, $\sigma_r(r)$ и азимутальную, $\sigma_\varphi(r)$ составляющие напряжений с функцией распределения температуры в стержне, $T(r)$:

$$\sigma_r(r) = \frac{E_Y \alpha_T}{2(1-\mu)}[\overline{T}(a) - \overline{T}(r)] \qquad (3.6)$$

$$\sigma_\varphi(r) = \frac{E_Y \alpha_T}{2(1-\mu)}[\overline{T}(a) - \overline{T}(r) - 2T(r)], \quad \text{где}$$

$\overline{T}(r) = \frac{2}{r^2}\int_0^r xT(x)dx$ - средняя температура внутри стержня, ограниченного радиусом r, $\overline{T}(a)$- средняя температура по всему сечению стержня; E_Y, μ - модули Юнга и Пуассона, α_T - коэффициент линейного теплового расширения. Радиально-симметричное распределение по торцу стержня имеет и двойное лучепреломление, $\Delta n_{r\varphi}=\Delta n_r - \Delta n_\varphi$, связанное с напряжениями (Δn_r и Δn_φ - изменения показателя преломления для лучей с поляризацией по радиусу и по азимуту). Величина двойного лучепреломления связана с фотоупругими константами вещества $B_\parallel$, $B_\perp$ и напряжениями соотношением $\Delta n_{r\varphi} = \frac{\alpha_T E_Y}{1-\mu}(B_\perp - B_\parallel)(T(r) - \overline{T}(r)$.

При прохождении через стержень с радиально-симметричным распределением напряжений параллельного, линейно поляризованного пучка света с однородным распределением интенсивности, двойное лучепреломление будет отсутствовать только для лучей, распространяющихся по двум, взаимно перпендикулярным диаметрам, один из которых параллелен, а другой - перпендикулярен направлению поляризации пучка. Для остальных азимутов из-за двойного лучепреломления и различия в набеге фаз для лучей с поляризацией по радиусу и по азимуту состояние поляризации по мере распространения луча в стержне будет изменяться. Пучок в общем случае будет приобретать эллиптическую поляризацию, причем ориентация и эксцентриситет эллипса будут различными для точек выходного торца стержня, находящихся на различных азимутах и расстояниях от центра. Если теперь пучок с таким состоянием поляризации пропустить через анализатор, скрещенный с первоначальным направлением поляризации пучка, то должно возникнуть распределение интенсивности в виде «темного» креста, окруженного кольцами. Кольца соответствуют изменениям разности хода между радиально и азимутально

поляризованными компонентами пучка в целое число длин волн. Если направление пропускания анализатора параллельно направлению поляризации падающего пучка, то распределение интенсивности будет представлять собой «светлый» крест с кольцами. Именно такие условия складывались в наших экспериментах, где «анализатором» излучения, прошедшего усилитель, служили наклоненные под углом Брюстера торцы стержней усилителя [76,80,83,231]. Прошедшее через усилитель излучение образовывало «светлый» крест (ожог на фотопластинке, рис.33а), тогда как деполяризованные части пучка вне «креста» претерпевали потери при отражении от ориентированных под углом Брюстера торцов. Кольца, соответствующие разности хода в целое число длин волн $\lambda \approx 1{,}06$мкм, в отпечатках на выходе усилителя не наблюдались.

Для изучения процессов, происходящих в стержне из неодимового стекла при накачке, был поставлен дополнительный эксперимент. С помощью интерферометра регистрировались (на длине волны *He-Ne* лазера $\lambda \approx 0{,}63$мкм) изменения оптической длины пути по сечению стержня Ø20х260мм из стекла ЛГС-28-2 при накачке в осветителе с 4 лампами ИФП-5000. Распределения изменений оптической длины пути $\Delta P(r)-\Delta P(0)$ для различных моментов накачки и профиль температуры $T(r)$ по радиусу стержня в конце накачки представлены на рис.34а. Стержни с распределением температуры, подобным рис.34а, действуют на лазерный пучок, как рассеивающие линзы. С помощью скоростного фоторегистратора СФР и кинокамеры во время накачки и после ее окончания (при охлаждении стержня) производилась покадровая фотосъемка распределения интенсивности пучка *He-Ne* лазера, прошедшего через стержень и анализатор, скрещенный с направлением линейной поляризации газового лазера [83,231]. Возникшее при накачке крестообразное распределение интенсивности искажалось и затем появлялось вновь, рис.34б. Во время охлаждения стержня при росте градиента температуры наблюдались крест и 1 кольцо. Эти наблюдения позволили оценить величину двойного лучепреломления, возникающего в стекле. Из условия $L\Delta n_{r\varphi} \leq \lambda$, где L-длина стержня, $\lambda \approx 10^{-4}$см, получаем $\Delta n_{r\varphi} \leq 5\text{x}10^{-6}$. Поскольку на выходе усилителя на стержнях Ø45мм кольца в распределении интенсивности не наблюдались, искажения в среде также не должны были превышать эту величину. Собственное двойное лучепреломление в «холодных» образцах высококачественного лазерного стекла составляет 1нм/см [9]. В стержне Ø20х260мм двойное лучепреломление спадало до начальной малой величины, определяемой собственной анизотропией стекла и искажениями, вносимыми оправками стержня, через ≈5 мин. Время релаксации наведенного накачкой двойного лучепреломления в стержнях усилителя Ø45мм составляло 20-30мин. Наведенное накачкой двойное лучепреломление в неодимовом стекле и крестообразное распределение интенсивности зондирующего пучка газового лазера наблюдалось (по окончании импульса накачки) в [233,234]. В случае сильных температурных градиентов по окончании накачки в [234] наблюдались картины креста с несколькими кольцами, причем число колец достигало 6.

Свидетельство влияния термооптических искажений в среде на параметры генератора на неодимовом стекле было получено с помощью эксперимента по схеме рис.34в [231,83]. Изучались распределения интенсивности в пучке свободной генерации неодимового лазера на основе тех же стержня и осветителя, что и в опытах с *He-Ne* лазером. Резонатор был образован зеркалом с коэффициентом отражения 99,5% и торцом стержня. В резонатор помещалась стопа ∅15мм, обеспечивавшая 94% степень поляризации; стопа могла поворачиваться вокруг оси.

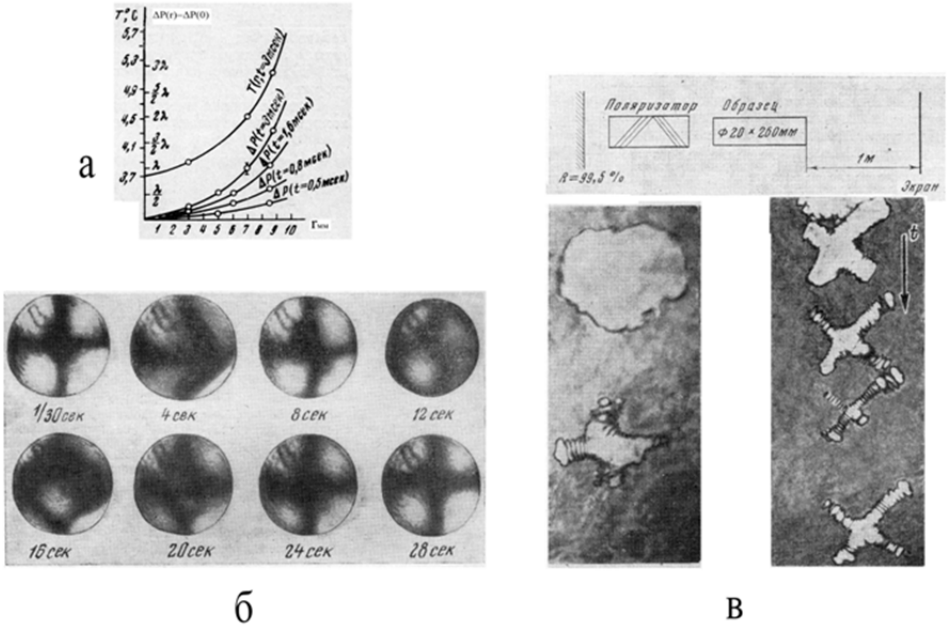


Рис.34. Эксперименты по наблюдению термооптических искажений в стержне ∅20х260мм из стекла ЛГС-28-2 в осветителе с 4 лампами: (а)- прирост оптической длины пути *ΔP(r)-ΔP(0)* и температуры *T(r)* в зависимости от радиуса *r* при энергии накачки ≈10кДж; (б)- интерференционные картины при просвечивании стержня *He-Ne* лазером, время отсчитывается от поджига ламп накачки; (в)- отпечатки свободной генерации стержня в резонаторе с поляризатором, ориентация которого для отпечатков справа и слева отличается на 45^0 [231,83].

На рис.34в приведены отпечатки излучения генератора на экране (копировальной бумаге), установленном в 1м от выходного торца, при накачках, близких к порогу генерации (энергия накачки ≈10кДж). Наблюдавшиеся крестообразные распределения генерации, судя по их структуре, формировались модами Эрмита-Гаусса высших порядков, которые возбуждались по тем азимутам, где потери в резонаторе с поляризатором были минимальны. В соответствии с радиально-симметричным распределением двойного лучепреломления в стержне, эти азимуты соответствовали направлению пропускания поляризатора и ортогональному к нему направлению, рис.34в. Крестообразное распределение, хорошо заметное при пороговой накачке (рис.34 в, слева внизу), маскируется многомодовым излучением со всего торца при накачках выше порога (рис.34в, слева вверху). Крестообразное распределение четко проявлялось при следующих друг за другом через интервал ≈1мин вспышках, что было связано, вероятно, с ростом радиально-симметричных напряжений в активном стержне при таком режиме работы (рис.34в, справа).

При повороте стопы на некоторый угол наблюдался поворот крестообразного распределения на соответствующий угол (рис. 34в) [231,83].

Проведенные эксперименты продемонстрировали влияние наведенного накачкой двойного лучепреломления на распределение интенсивности и поляризацию лазерных пучков как в усилителях, так и в генераторах на неодимовом стекле. Поскольку накачка связана с выделением тепла в активной среде из-за безызлучательных переходов, оптические искажения среды, включая наведенное двулучепреломление, практически всегда сопровождают процесс формирования инверсии в твердотельных лазерах. Для уменьшения термооптических искажений были предложены различные методы: фильтрация излучения накачки, диафрагмирование участков среды с неоднородным распределением инверсии, использование атермальных стекол, использование пучков с радиальной и азимутальной поляризациями (см. гл. 6), которые соответствуют симметрии напряжений, возникающих в круглых стержнях и др. [2, 232]. Несмотря на относительно небольшую величину термооптические искажения при проходе пучка через несколько стержней усилителя в осветителях ГОС-1000Б накапливались и приводили, как показал эксперимент, к ухудшению пространственно-угловых характеристик лазерного пучка. Было признано целесообразным использовать в усилителе стержни с торцами, обработанными не под углом Брюстера, а под малым ($1–6^0$) углом к оси стержня. При отражении излучения на границе раздела стекло-воздух под малым углом фактически отсутствует селективность по поляризации при отражении. В тоже время, наклон торцов под углом $1\text{-}6^0$ достаточен для предотвращения самовозбуждения активных элементов. Переход на стержни с малым углом наклона торцов в наших неодимовых лазерных установках со временем был осуществлен. В лазерной установке ОКРФ ФИАН «Дельфин» использовались осветители ГОС–1001 со стержнями Ø45х680мм из стекла ГЛС–1 с торцами, срезанными под углом 5^0 [25,26].

Исследования сотрудников ГОИ, направленные на совершенствование стержневых усилителей, привели к созданию серии лазерных модулей на стержнях с рекордными характеристиками [215, 216]. Использовались стержни длиной ≈300мм и Ø30, 45, 60, 85 и 100мм, с торцами, обработанными под малым углом из фосфатных стекол ГЛС-21, ГЛС-22, ОПС-1111 и др. [215,216]. Короткие стержни позволили добиться большей эффективности при подавлении паразитных излучений и сформировать высокий уровень инверсии в усилителе. В осветителях применялись фильтры, поглощавшие в области 1,06мкм, которые задерживали излучение накачки в области линии усиления неодимового стекла, предотвращая обеднение инверсии в среде. Расчеты осветителей, выбор отражателей и режима работы ламп, концентрации активатора и характера обработки боковой поверхности стержней, использование иммерсионной жидкости с поглощением на λ≈1,06мкм для подавления паразитной генерации позволили создать модули на стержнях Ø30;45;60;85и100мм с коэффициентами усиления, соответственно, α=0,14;

0,12; 0,1; 0,068 и 0,05см$^{-1}$[216]. Отклонения распределения инверсии по сечению активного элемента от равномерного не превышали 20%, уровень деполяризации излучения ≈10% [215].

3.3 Эксперименты по усилению наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов в неодимовом стекле

В соответствии с программой работ лаборатории КРФ ФИАН в 1960-х гг. по мощному лазеру для экспериментов по нагреву плазмы в павильоне лаборатории началось создание многокаскадного усилителя нс импульсов на неодимовом стекле. На смену установке с вращающейся призмой [72,91] (гл.1) было решено построить установку с задающим генератором на ячейке Керра. При усилении импульсов генератора с ячейкой Керра [69] в 4-х стержнях Ø15х120-150мм на выходе усилителя был получен импульс с энергией ≈10Дж и мощностью ≈500МВт [72]. Дальнейшее увеличение энергии импульса ограничивалось разрушениями стержней [69,72]. Для повышения энергии импульсов в усилителе были применены стержни Ø30х620мм из стекла КГСС-5. Торцы стержней срезались под углом Брюстера, каждый стержень накачивался в осветителе ГОС-300 с 4 лампами с энергией накачки до 60кДж, рис.35, 36. Исследования режима нелинейного усиления в неодимовом стекле были начаты на первых 3-х каскадах усилителя - стержнях Ø30х620мм, рис.35[76,83].

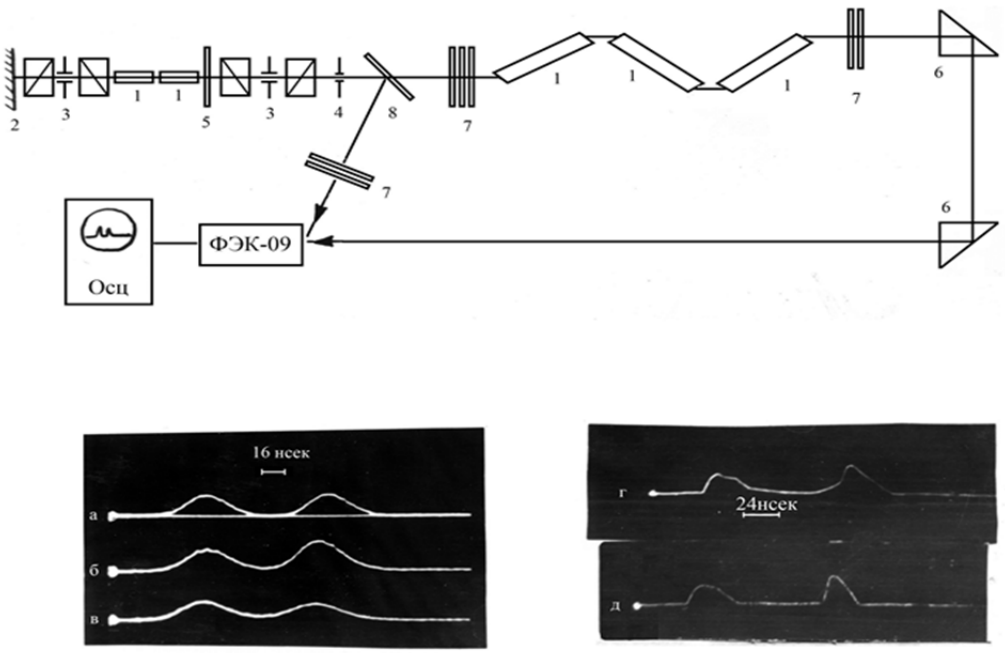


Рис.35. Исследование нелинейного усиления в неодимовом стекле. Вверху - схема установки:1-активные элементы, 2- «глухое» зеркало резонатора, 3- затвор Керра, 4- диафрагма, 5- выходное зеркало, 6-поворотные призмы, 7-светофильтры, 8- отводящая пластинка. Внизу-осциллограммы входного (слева) и усиленного (справа) импульсов: а - ослабление на входе в 3800 раз, б- ослабление в 5 раз, в- полный сигнал на входе; г, д – усиление импульсов со срезанным передним фронтом при низком (г) и высоком (д) контрасте внешнего затвора [76, 83].

Общий коэффициент усиления трех стержней для слабого сигнала составлял K≈5000. Для снижения уровня суперлюминесценции стержни раздвигались один относительно другого на ≈1м. Эффекты эволюции временного профиля нс импульсов, наблюдавшиеся на рубине [70,71], следовало ожидать и в усилителе на неодимовом стекле. На вход усилителя посылался импульс от генератора на неодимовом стекле с модуляцией добротности ячейкой Керра [69]. Длительность импульса по полувысоте составляла 30нс. Пучок от генератора проходил через дополнительный затвор Керра, работавший синхронно с затвором генератора и служивший для развязки генератора от усилителя. На входе усилителя пучок ограничивался диафрагмой диаметром $d_{вх}$=5мм для того, чтобы предотвратить попадание пучка на боковые стенки стержней усилителя, выходной диаметр пучка $d_{вых}$≈15мм. Плотность энергии на входе усилителя была ε_0 = 0,5Дж/см^2.

Входной сигнал ослаблялся при помощи нейтральных светофильтров. Входной и выходной сигналы регистрировались на осциллографе С1-14, причем выходной сигнал задерживался на 96 нс. На рис. 35 показаны осциллограммы входного и выходного импульсов: на рис.35а при ослаблении входного сигнала η=3800, на рис.35б при η=5 и на рис. 35в – при полном сигнале, когда плотность энергии на выходе достигала 7-10Дж/см^2. Из осциллограмм видно, что форма усиленного импульса подобна форме входного импульса. Временной сдвиг вершины выходного импульса к началу при полном сигнале на входе достигал $\Delta\tau$≈17нс по сравнению с сигналом, ослабленным в 3800 раз [76,83]. Перемещение вершины импульса при нелинейном усилении с кажущейся сверхсветовой скоростью впервые наблюдалось в рубиновом лазере [70,71]. Этот эффект, как пояснялось, обусловлен наличием у гигантского импульса протяженного переднего фронта, начало которого отсчитывается от момента включения добротности. Преимущественное усиление фотонов на переднем фронте приводит к перемещению максимума к началу импульса. На осциллограммах рис.35г, д представлены импульсы на входе и выходе усилителя в том случае, когда начальный участок пологого переднего фронта импульса генератора срезался внешним затвором Керра [83]. Как видно из рис.35г, небольшое начальное пропускание (≈2%) срезающего затвора оказалось достаточным для преимущественного усиления излучения, проникшего через затвор в закрытом состоянии: на осциллограмме выходного импульса заметен излом, соответствующий моменту включения внешнего затвора, перед изломом проявился также участок усиленного переднего фронта. На рис.35д приводится осциллограмма входного и выходного импульсов в том случае, когда был применен срезающий затвор Керра с меньшим начальным пропусканием (≈0,1%). Смещения импульса по переднему фронту в этом случае не наблюдалось, заметно сокращение длительности импульса после усиления. Перемещение максимума и сокращение длительности импульса, поступавшего на вход усилителя, в качественной форме соответствовали теоретической модели [73,219]. Оценка энергии насыщения в силикат-

ном неодимовом стекле КГСС-5 дала значение $\varepsilon_s \approx 7$Дж/см^2 [76]. Помимо эволюции временных параметров импульса на участке нелинейного усиления за счет эффекта насыщения может наблюдаться, как отмечалось, деформация пространственного профиля пучка и изменения в спектре излучения [73]. Однако, в эксперименте [76] соответствующая диагностика параметров излучения не производилась.

Для описания усиления коротких импульсов в лазере на стекле была предложена модель двухуровневой среды, которая учитывала структуру рабочих уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$, их больцмановскую населенность, неоднородное уширение перехода, время жизни частиц на нижнем рабочем уровне и ряд других факторов [101]. Штарковская структура перехода $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ учитывалась фактором заселенности уровней, вводилось эффективное сечение перехода, $\sigma_{эф}$ и др. [101]. Выражение для энергии насыщения при этом имело вид [101]

$$\varepsilon_s = \frac{h\nu}{\left(1+\frac{g_3}{g_2}\right)\sigma_{эф}}. \qquad (3.7)$$

Фактор заселенности $(1+g_3/g_2)$ может принимать значения от 2 до 1. Для свободного иона Nd^{3+} значение g_3/g_2 соответствует отношению кратностей вырождения уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$, т.е. 4/12=1/3, и фактор заселенности принимает значение 4/3. Для иона Nd^{3+} в твердотельной матрице фактор заселенности зависит от температуры среды, скоростей безызлучательной релаксации по штарковским компонентам, скорости опустошения нижнего лазерного уровня, частоты излучения и длительности лазерного импульса, снимающего инверсию [101,102,115]. Если лазер работает по 3-х уровневой схеме ($\tau_u<\tau_{21}$, где τ_{21}-время релаксации с уровня $^4I_{11/2}$), то $\varepsilon_s = h\nu / 2\sigma_{эф}$, если по 4-х уровневой схеме ($\tau_u>>\tau_{21}$), $\varepsilon_s = h\nu / \sigma_{эф}$. При комнатной температуре в большинстве случаев усиления нс импульсов в неодимовом стекле фактор заселенности $1{,}0<(1+ g_3/g_2)<1{,}3$ [101]. Если воспользоваться значением сечения лазерного перехода в стекле КГСС-5 (таблица 1) и значением $(1+g_3/g_2)=1{,}3$, то для энергии насыщения (при $\tau_u>>\tau_{21}$), мы получим $\varepsilon_s \approx 7$Дж/см^2, которая соответствует оценке по данным эксперимента [76] и согласуется с данными ε_s для силикатных стекол [101,207,208]. Значение энергии насыщения записывают еще как $\varepsilon_s=(h\nu/\sigma_{эф})\cdot k_s$, где k_s– коэффициент, зависящий от свойств среды и параметров усиливаемого импульса [209,211]. Для неодимовых стекол была обнаружена зависимость ε_s от плотности энергии в усилителе, $\varepsilon_{вых}$ [207–211]. Значения ε_s и k_s определялись из эксперимента, используя формулу Франца-Нодвика [209,211]. Для фосфатных стекол ГЛС-22 ($\sigma_{эф}=3\cdot10^{-20}$см^2) и ОПС- 3106 ($\sigma_{эф}=3{,}7\cdot10^{-20}$см^2) были найдены значения k_s =0,62-0,65 [211]. Для этих же стекол получены соотношения $\varepsilon_s=3{,}27+0{,}42\ln \varepsilon_{вых}$ и $\varepsilon_s=2{,}91+ 0{,}45 \ln \varepsilon_{вых}$, где ε_s, $\varepsilon_{вых}$ – в Дж/см^2 [211].

Для проведения экспериментов по нагреву плазмы требовалось получить импульсы с длительностью в несколько наносекунд. С целью получения более коротких импульсов был перестроен задающий генератор с ячейкой Керра и проведены изменения в усилителе. В генераторе был применен стержень из неодимового стекла Ø6х130мм с просветленными торцами (энергия накачки - 15кДж, α=0,2см$^{-1}$). Резонатор был образован зеркалами с коэффициентами отражения 99 и 37%. Генератор излучал импульс линейно поляризованного света с энергией ≈0,3Дж и длительностью 10-15нс. На сокращение длительности при нелинейном усилении можно было рассчитывать, срезая передний фронт импульса. Это можно было сделать с помощью дополнительного электрооптического затвора, либо используя просветляющийся затвор. Поскольку время поперечного развития генерации по сечению пучка задающего генератора Ø6мм не превышало нескольких наносекунд, для срезания малоинтенсивного участка переднего фронта импульса можно было использовать только кювету с просветляющимся красителем. Импульс генератора проходил сначала через второй затвор Керра, служивший для развязки от усилителя и работавший синхронно с затвором в резонаторе, затем через кювету с красителем и попадал на вход предусилителя с коэффициентом усиления K≈500 для слабого сигнала. Такой коэффициент усиления был получен благодаря применению стержня Ø10х600мм с торцами под углом Брюстера, который помещался в осветителе с 4-мя прямыми лампами (энергия накачки-60 кДж). На выходе предусилителя энергия импульса достигала 3Дж. Дальнейшее усиление импульса производилось в основном усилителе на 4-х стержнях Ø30х620мм с торцами под углом Брюстера из стекла КГСС-5 в осветителях ГОС-300, рис.36. Для заполнения поперечного сечения стержней основного усилителя использовался телескоп, расширявший пучок в 2,5 раза. Поверхности линз телескопа были просветлены для λ≈1,06мкм. Общий коэффициент усиления основного усилителя достигал K≈10^4. Для предотвращения самовозбуждения усилителя и снижения уровня суперлюминесценции стержни усилителя раздвигались один относительно другого на ≈0,7м, между каскадами устанавливались кюветы с красителем. Общая длина установки превышала 15м. На рис.37 показаны осциллограммы импульсов задающего генератора (а) и импульса, прошедшего через усилитель (б). Обострение переднего фронта импульса при нелинейном усилении соответствует в качественной форме теоретическому профилю, рис.28б. Длительность выходного импульса по полувысоте составляла 5нс, энергия достигала 100Дж, расходимость излучения-20' (≈0,006рад). При использовании еще одной модификации генератора с затвором Керра с импульсом в 7нс на выходе усилителя был получен импульс в 2,8нс и энергией 55Дж, рис.37в. Таким образом, впервые на выходе усилителя на неодимовом стекле были получены 3-5нс импульсы с энергией 50-100Дж и мощностью излучения до 2х10^{10}Вт. Плотность энергии импульса на выходе усилителя превышала энергию насыщения не более чем в

1,5-2 раза. Однако, при достигнутых интенсивностях наблюдались повреждения внутри стержня последнего каскада, а также пробой на выходном торце с матированием поверхности.

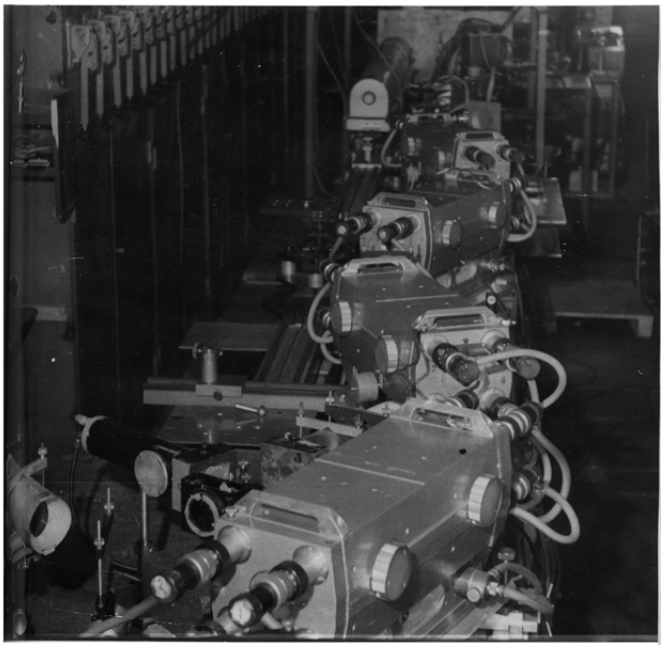


Рис.36. Внешний вид 4-х каскадного усилителя на основе осветителей ГОС-300 со стержнями Ø30х620мм из неодимового стекла с выходной энергией до 100Дж в импульсе с длительностью 5нс [83].

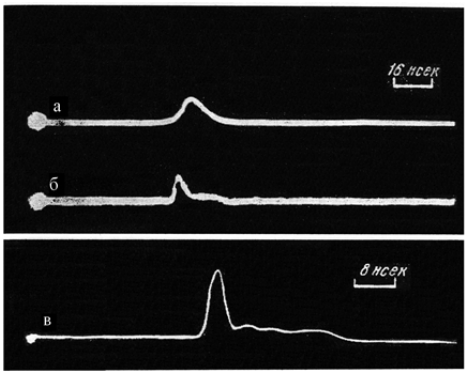


Рис.37. Осциллограммы импульса задающего генератора (а) и импульсов на выходе 4-х каскадного усилителя на стержнях Ø30х620мм (б, в) [76, 83].

После двух-трех вспышек выходная энергия со 100Дж падала вдвое, а десять вспышек полностью разрушали выходной торец последнего стержня. Поврежденные стержни заменялись новыми. При мощности не более 5ГВт (плотность мощности ≤1ГВт/см^2) последний стержень выдерживал до 20 вспышек. В связи с возникновением разрушений среды следует отметить, что наблюдавшееся сокращение длительности импульса на выходе усилителя (рис.37) связано не только с эволюцией его временного профиля при усилении. Оно могло явиться также следствием оптического пробоя и разрушений в среде. При возникновении пробоя на торце стержня выходного каскада возникало поглощение лазерного излучения плазмой, которое могло влиять на форму заднего фронта импульсов, рис.37б, в. Подобные искажения формы нс им-

пульса, связанные, по-видимому, с пробоем на торцах можно отметить и на осциллограммах импульса на выходе усилителя на стержнях из рубина при плотностях мощности свыше 3ГВт/см^2 в работе [70]. Исследования показали, таким образом, что режим нелинейного усиления как метод формирования временного профиля и сокращения длительности лазерного импульса в твердотельном лазере (рубин, неодимовое стекло) имеет ограниченную область применения, так как он реализуется при плотностях энергии излучения близких к порогу разрушений среды. В современных мощных лазерных установках на неодимовом стекле формирование временного профиля, также как и ряда других характеристик рабочего импульса происходит, в основном, в задающем генераторе. Формирование производится с учетом передающей характеристики оптического тракта усилителя так, чтобы на его выходе получался требуемый временной профиль, пространственно-угловые характеристики, поляризация и спектральный состав излучения в рабочем импульсе.

Разрушения активных элементов и необходимость замены стержней сильно затрудняли проведение при достигнутом уровне мощности в 5–10ГВт экспериментов по нагреву мишеней. Путь предотвращения разрушений и увеличения выходной энергии и мощности излучения за счет увеличения поперечного сечения и объема активной среды усилителя был сопряжен со значительными техническими трудностями, связанными с изготовлением новых активных элементов, лазерных модулей нового типа и их накачкой. В то же время увеличения пиковой мощности излучения можно было попытаться достигнуть при усилении УКИ (10^{-10}–10^{-12}с) от генератора с пассивной самосинхронизацией мод (параграф 2.2) в усилителе на стержнях Ø20;30;45мм, которые имелись в нашем распоряжении. Для усиления УКИ с энергией ≤ 1мДж, сформированных в задающем генераторе с нелинейным поглотителем и выделенных внешним электрооптическим затвором (рис.14), был построен 5-каскадный усилитель на основе стержней Ø20;30;45мм и длиной по 650мм [20, 80, 83,154]. Схема установки представлена на рис.38. В усилителе применялись стержни Ø45мм из стекла марки КГСС-3 с 2% концентрацией ионов Nd^{3+}, накачка производилась прямыми лампами ИФП-20000. Для предотвращения самовозбуждения торцы стержней срезались под углом Брюстера, а отдельные каскады усилителя развязывались друг от друга с помощью просветляющихся фильтров. Для той же цели усилительные каскады устанавливались друг от друга на расстоянии 1,5-2м. Заполнение апертуры усилителя достигалось при этом за счет естественной расходимости излучения генератора, в дальнейшем применялись также телескопические расширители пучка. Для регистрации длительности УКИ, поступавших на вход усилителя, вначале применялась корреляционная методика [20], в дальнейшем импульсы как на входе, так и на выходе усилителя записывались электронно-оптическим фоторегистратором [81,82]. Максимальные зарегистрированные на выходе установки рис.38 значения энергии излучения составляли 20Дж. В отдельных случаях, когда

наблюдались одиночные импульсы с длительностью ≈20пс, выходная мощность могла достигать 10^{12}Вт. В тот период времени установка с пс импульсами в лаборатории КРФ ФИАН была самым мощным лазером в мире [20,80]. На этой установке были проведены первые эксперименты по регистрации нейтронов из лазерной плазмы [18, 19, 65], см. гл. 5.

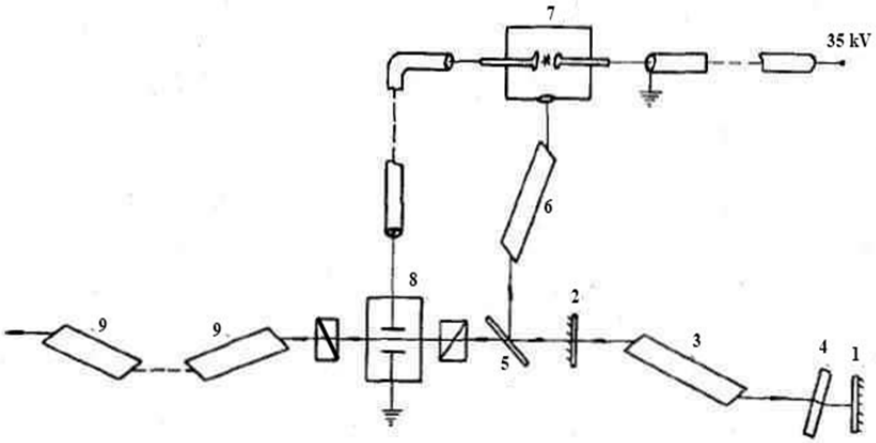


Схема экспериментальной установки: 1, 2 - зеркала генератора, 3 - стержень из неодимового стекла генератора, 4 - кювета с просветляющимся красителем, 5 - расщепитель пучка, 6 - дополнительный каскад усиления, 7 - камера разрядника, 8 - затвор Керра, 9- основные усилительные каскады. Для упрощения схемы ориентация стержней показана в одной плоскости.

Рис.38. Схема неодимовой лазерной установки в составе задающего генератора с самосинхронизацией мод и многокаскадного усилителя пикосекундных импульсов [20].

Несмотря на более высокую мощность излучения на выходе усилителя пс импульсов, чем в установке с нс импульсами, десятки вспышек не приводили к выходу стержней усилителя из строя. В стержне выходного каскада из стекла марки КГСС-3 с поперечным сечением ≈15см^2 максимальный размер объемных и поверхностных повреждений не превышал 0,5мм, матирования торцевых поверхностей стержней под действием излучения не происходило. Плотность энергии излучения на выходе усилителя была на уровне $\varepsilon \leq 1$Дж/см^2, т.е. не достигала плотности энергии насыщения. Однако, существенно увеличить плотность энергии на выходе усилителя не удавалось. При ε>1Дж/см^2 появлялся ореол рассеянного излучения, сопровождавший основной коллимированный лазерный пучок [78,80]. С ростом энергии излучения в этот ореол «перекачивалась» энергия основного пучка. Причиной ограничения энергии, мощности и направленности излучения на выходе лазерной установки явилось нелинейное взаимодействие лазерного пучка не с ионами активатора, а с самой матрицей активных элементов усилителя – со стеклом. Основным физическим процессом, вызывавшим нелинейные потери излучения вследствие его рассеяния и ограничивавшим рост энергии и мощности в усилителе, оказалась мелкомасштабная самофокусировка лазерного пучка в оптическом тракте (стержнях из стекла, элементах оптики) самой лазерной установки. Самофокусировка и другие эффекты, которые могут возникать в оптическом тракте усилителя и ограничивать энергию, мощность и яркость формируемого в усилителе лазерного пучка, рассматриваются в гл. 4.

3.4 Динамика сброса инверсии и усиление нс импульсов в неодимовом стекле с учетом неоднородного уширения и штарковской структуры рабочего перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$

Развитие работ по созданию неодимовых лазерных установок для ЛТС в 1970-80-х гг. выдвинуло на передний план задачу исследования и адекватного описания физических процессов, протекающих в активной среде неодимового лазера с ее сложной структурой рабочего перехода, что необходимо для проектирования и расчетов усилителей мощных нс импульсов. Для установок с выходной энергией 10^5–10^6Дж длительность рабочего импульса, как отмечалось, находится в диапазоне 10^{-9}–10^{-8}с, так что именно к нс диапазону длительностей импульсов проявлялся интерес. При усилении нс импульсов в неодимовых стеклах помимо наблюдавшейся нами эволюции временного профиля импульсов был зарегистрирован еще ряд специфических для этой среды особенностей, таких как зависимость энергии насыщения от плотности энергии импульса, несовпадение по частоте спектральных максимумов усиления сильного и слабого сигналов и др. [2–5,101,207–211,235]. Эти эффекты являются следствием сложной структуры лазерного перехода в стеклах, «выжигания» дыры в спектральном контуре неоднородно уширенной (НУ) линии люминесценции (ЛЛ) усиливаемым излучением.

В связи отсутствием для многих стекол точных сведений о структуре лазерного перехода для расчетов усилителей часто использовались данные экспериментов по усилению и эмпирические формулы. Были найдены эмпирические соотношения, описывающие зависимость сечения лазерного перехода и энергии насыщения от плотности энергии в усилителе [3-5,101,207-211], построены обобщенные экспериментальные зависимости (диаграммы) плотности энергии на выходе усилителя от коэффициента усиления [235,236]. Интерпретация ряду экспериментальных фактов по усилению нс импульсов в стеклах была дана с помощью моделей среды на основе одиночной однородно уширенной или одиночной НУ ЛЛ [3–5,101, 207–211, 217, 219]. Вместе с тем упрощенные модели и эмпирические соотношения не позволяли выявить всех особенностей съема инверсии и усиления коротких импульсов в неодимовом стекле, связанных со сложной структурой лазерного перехода и проиллюстрировать с единых позиций протекающие в активной среде процессы и наблюдаемые эффекты. Одним из вопросов, по которому в литературе на протяжении ряда лет велась дискуссия, был вопрос о влиянии времени жизни ионов Nd^{3+} на нижнем уровне рабочего перехода $^4I_{11/2}$ на параметры усиления. Влияет ли накопление частиц на этом уровне на усиление нс импульсов, или же короткое время τ_{21} опустошения уровня вследствие безызлучательной релаксации (БР) на уровень $^4I_{9/2}$ позволяет этим накоплением пренебречь? Эксперименты [112,113], в которых было установлено, что $\tau_{21}\approx10^{-7}$–10^{-8}с, привели в свое время к формированию представления о двух режимах усиления нс импульсов с $\tau_u>>\tau_{21}$ и $\tau_u<<\tau_{21}$, которым должны были бы отвечать различные коэффициенты уси-

ления и энергии насыщения, ε_s для импульсов с длительностями, например, τ_u≈1нс и τ_u ≈ 50нс. Однако, эксперименты 1980-х гг. показали, что величина ε_s и коэффициент усиления в диапазоне τ_u=1–50 нс слабо зависят от длительности импульса [207-211]. Этот результат и другие факты, наблюдавшиеся при усилении нс импульсов, нуждались в интерпретации.

Для более полного описания процессов, протекающих в активной среде из неодимового стекла при усилении нс импульсов, была построена численная модель динамики сброса инверсии и усиления, учитывающая штарковскую структуру НУ ЛЛ и процессы БР ионов Nd^{3+} по штарковским компонентам (ШК) рабочего перехода [104-108]. При построении этой модели не ставилась задача точного расчета характеристик усилителей на стеклах того или иного состава. Как отмечалось, из-за недостаточно полной информации по параметрам активных сред такой расчет производился обычно на основании экспериментальных данных по упрощенным расчетным схемам. Целью работы было на примере модельной среды с варьируемыми параметрами (на основе силикатного стекла ED-2) проиллюстрировать общие для неодимовых стекол процессы взаимодействия нс импульсов с активной средой и дать интерпретацию экспериментальным фактам, связанным с усилением нс импульсов в неодимовых стеклах.

Для анализа динамики сброса инверсии и усиления мы воспользовались данными по переходам между ШК для ЛЛ стекла ED-2 (таблица 2, гл.1) [101,109]. Схема уровней иона Nd^{3+} и структура модельной ЛЛ с одинаковыми для всех ШК однородным, δ=20см$^{-1}$ и неоднородным, Δ=110см$^{-1}$ уширением показаны на рис.2 и 3. Расщепление ШК уровня $^4F_{3/2}$ принималось равным 160см$^{-1}$, а мультиплета $^4I_{11/2}$ – эквидистантным, с шагом 75см$^{-1}$. Однородное (δ) и неоднородное (Δ) уширения варьировались в пределах δ=20-40см$^{-1}$, Δ=90-110см$^{-1}$, сохраняя неизменной огибающую ЛЛ за счет изменения сечений переходов между отдельными ШК. Таким образом, в модели на основе стекла ED-2 могли рассматриваться среды как с малой (силикатные стекла), так и с большой (фосфатные стекла) степенью однородности.

В усилителе нс импульсов на неодимовом стекле с квазинепрерывной ламповой накачкой распространение импульсов происходит в условиях, когда за время прохождения импульсом активной среды можно пренебречь изменениями инверсии на метастабильном уровне за счет накачки. В то же время плотности мощности излучения (до 10^9Вт/см^2) таковы, что под их воздействием может возникать заметная населенность даже на короткоживущих уровнях иона Nd^{3+}. В этой ситуации при анализе процесса усиления мощных нс импульсов кинетику усиления и распределение возбужденных ионов Nd^{3+} по ШК рабочего перехода необходимо рассматривать с учетом скоростей БР. Рассмотрим вопрос о влиянии на сброс инверсии и усиление нс импульса в НУ среде БР частиц по ШК перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ неодима в стекле. В штарковских мультиплетах перехода при квазистационарной ламповой накачке устанавливается больцмановское равновесие. Время жизни на отдельных подуровнях перехода можно оценить по вели-

чине однородного уширения, $\tau_t \sim 1/\pi\delta$. При T=300К для большинства стекол δ=20–50см $^{-1}$[2-5,9]. Таким образом, время термализации по ШК, τ_t лежит в пс диапазоне ($\tau_t \leq$10 пс). В дальнейшем считаем его мгновенным для случая усиления нс импульсов. Будем далее считать, что в модельной среде длиной l с однородным распределением инверсии распространяются импульсы с длительностью $\tau_t << \tau_u << \tau_м$, где $\tau_м = 10^2 – 10^3$мкс - время спектральной миграции. Таким образом, в принятой модели основными процессами, определяющими сброс инверсии и усиление, являются взаимодействие излучения с активными центрами, быстрая термализация ионов, поддерживающая населенность ШК в динамическом равновесии, а также БР частиц с нижнего уровня, $^4I_{11/2}$ на основной, $^4I_{9/2}$ с временной константой τ_{21}. Не учитывался ряд второстепенных факторов, оказывающих слабое влияние на результат: обеднение уровня $^4I_{9/2}$ в результате накачки, спонтанный распад и поглощение на рабочей длине волны на уровне $^4F_{3/2}$, процессы спектральной миграции. В соответствии с данными [101, 211] пренебрегали сравнительно малым влиянием поляризации на величину сечения вынужденных переходов, энергию насыщения и др. параметры усилителя. Спектральные и временные характеристики импульсов задавались независимо, что соответствует обычной ситуации в эксперименте по усилению импульсов с различным спектром. Использовались прямоугольные и гауссовы спектральные и временные огибающие импульсов. Временная форма импульсов для данного значения τ_u, как показал расчет, не оказывала влияния на интегральные величины: сброс инверсии и коэффициент усиления.

Запишем условия больцмановского равновесия для ШК рабочего перехода между уровнями $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$ (уровни 3 и 2 на рис.2). Условия для j и i компонент этих уровней имеют вид:

$$N_3^j(t) = b_j N_3(t), \quad \sum_{j=1}^{2} b_j = 1, \quad N_3(0) = N_3^0 \qquad (3.8)$$

$$N_2^i(t) = a_i N_2(t), \quad \sum_{i=1}^{6} a_i = 1, \quad N_2(0) = 0.$$

Здесь $N_3(t)$ и $N_2(t)$- полные населенности верхнего и нижнего лазерных уровней в единице объема, а b_j и a_i - нормированные больцмановские коэффициенты:

$$b_j = \exp[-(E_j - E_1^j)/kT] / \sum_{j=1}^{2} \exp[-(E_j - E_1^j)/kT]$$

$$a_i = \exp[-(E_i - E_1^i)/kT] / \sum_{i=1}^{6} \exp[-(E_i - E_1^i)/kT] \qquad (3.9)$$

Здесь $E_i - E_1^i$ - разность энергии между i - ой и самой нижней ШК мультиплета $^4I_{11/2}$.

Введем для уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$ нормированные в любой момент времени t функции распределения ионов по переходу j-i, $\rho_{j,i}^t(\nu)$ и $P_{i,j}^t(\nu)$ такие, что

$$n_3^{j,i}(\nu,t) = N_3^j(t)\rho_{j,i}^t(\nu)\,,\ \int_{-\infty}^{\infty}\rho_{j,i}^t(\nu)d\nu = 1$$

$$n_2^{i,j}(\nu,t) = N_2^i(t)P_{i,j}^t(\nu)\ ,\ \int_{-\infty}^{\infty}P_{i,j}^t(\nu)d\nu = 1\,, \qquad (3.10)$$

где $n_3^{j,i}(\nu,t)$ и $n_2^{i,j}(\nu,t)$ – спектральные плотности населенностей ШК уровней $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$ по переходу *j-i*. В начальный момент времени *t*=0, все $\rho_{j,i}^0(\nu)$ - функции Гаусса:

$$\rho_{j,i}^0(\nu) = \sqrt{4\ln 2/\pi\Delta^2}\,\exp[-4\ln 2((\nu-\nu_{i,j})/\Delta)^2]\,,$$

где $\nu_{i,j}$ – центр гауссова распределения по переходу *j-i*.

Взаимодействие излучения с шириной спектра $\Delta\nu_0$ и центральной частотой ν_0 с активной средой происходит одновременно по нескольким перекрывающимся штарковским переходам, попадающим в окрестность полосы $\Delta\nu_0$. Для отдельного перехода *j- i* в малом спектральном интервале $\Delta\nu$ можно записать систему балансных уравнений, считая пространственное распределение инверсии однородным:

$$\frac{\partial n_3^{j,i}(\nu,t)}{\partial t} = -\int_{\Lambda}\sigma_{i,j}(\nu,\nu')I(\nu',t)d\nu'[n_3^{j,i}(\nu,t)-n_2^{i,j}(\nu,t)],$$

$$\frac{\partial n_2^{i,j}(\nu,t)}{\partial t} = \int_{\Lambda}\sigma_{i,j}(\nu,\nu')I(\nu',t)d\nu'[n_3^{j,i}(\nu,t)-n_2^{i,j}(\nu,t)]-\frac{n_2^{i,j}(\nu,t)}{\tau_{21}}, \qquad (3.11)$$

где интегрирование проводится по контуру ЛЛ, Λ; $I(\nu,t)$ – интенсивность излучения на частоте ν; τ_{21} - время жизни частиц на уровне $^4I_{11/2}$ (считаем одинаковым для всех ШК),

$$\sigma_{i,j}(\nu,\nu') = \sigma_{i,j}^0 \Bigg/ \left[1+4\left(\frac{\nu-\nu'}{\delta}\right)^2\right]$$

-лоренцева функция сечения однородно-уширенной линии; $\sigma^0_{i,j}$ - сечение в центре лоренцевой линии перехода *j - i*. Относительные сечения перехода определялись по данным [109], абсолютные значения нормировались по сечению индуцированного перехода в максимуме ЛЛ σ_0 =2,7x10^{-20}см^2 с помощью выражения

$$\sigma(\nu) = \sum_{i=1}^{6}\sum_{j=1}^{2}b_j\int_{\Lambda}\sigma_{i,j}(\nu,\nu')\rho_{j,i}^0(\nu')d\nu' = \sqrt{\pi}\beta\sum_{i=1}^{6}\sum_{j=1}^{2}b_j\sigma_0^{i,j}H(\beta,\xi_{i,j})$$

, где

$$\beta = \sqrt{\ln 2}\delta/\Delta\ ,\ \xi_{i,j} = 2\sqrt{\ln 2}(\nu-\nu_{i,j})/\Delta\ ,\ H(\beta,\xi) = \frac{1}{\pi\beta}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-y^2}}{1+((y-\xi)/\beta)^2}dy\,.$$

Сечение на частоте ν для слабого сигнала, $\sigma(\nu)$ определяется здесь вкладом ШК через функции Фойгта $H(\beta, \xi_{i,j})$, которые возникают при свертке гауссового и лоренцевого распределений.

Уравнение переноса для интенсивности излучения *I(ν, x, t)* запишем в виде

$$\frac{\partial I(\nu,x,t)}{\partial x}+\frac{1}{c}\frac{\partial I(\nu,x,t)}{\partial t}=I(\nu,x,t)\sum_{i=1}^{6}\sum_{j=1}^{2}\int_{\Lambda}\sigma_{i,j}(\nu',\nu)[n_3^{j,i}(\nu',t)-$$
$$-n_2^{i,j}(\nu',t)]d\nu'-\gamma I(\nu,x,t), \qquad (3.12)$$

где γ - распределенные потери в среде, интегрирование проводится по всей ширине ЛЛ, Λ.

Для численного моделирования процессов БР и «выжигания» спектральной дыры при сбросе инверсии и усилении инициирующий импульс разбивался на интервалы Δt с энергией ΔE, достаточно малой, чтобы не вызывать заметной деформации ЛЛ. Условие малого сброса инверсии за один временной шаг $[N_3(t+\Delta t)-N_3(t)]/N_3(t)\ll 1$ позволяло отследить два процесса: уменьшение инверсии в результате «прямого» сброса в окрестности частоты ν_0 и проседание инверсии на всех ШК из-за уменьшения общего числа ионов неодима на метастабильном уровне. Таким образом, для каждого Δt определялся независимый сброс инверсии по всем ШК ЛЛ, после этого производилась больцмановская перенормировка населенностей и вычислялись новые значения функций $\rho_{j,i}^{t+\Delta t}(\nu)$ и $P_{j,i}^{t+\Delta t}(\nu)$, затем этот цикл повторялся для следующего интервала $\Delta t, \Delta E$ и т. д. Производилось интегрирование сброса инверсии по спектру импульса. Усиление определялось численным интегрированием сброса на длине Δl среды для каждого из малых участков спектра импульса. В соответствии с работами [99,100] были рассмотрены случаи отсутствия корреляции энергии между различными ШК и полной корреляции. Эти две крайние ситуации учитывались при перенормировке функций $\rho_{j,i}^{t+\Delta t}(\nu)$ и $P_{j,i}^{t+\Delta t}(\nu)$. Сравнение расчетных профилей ЛЛ при сбросе инверсии с данными [100] показало, что реальным профилям отвечает отсутствие корреляции энергии ШК. В представленных ниже расчетных данных принималось, что корреляция по энергии между ШК отсутствует.

Сопоставим результаты численного моделирования с данными экспериментов по усилению нс импульсов с длительностью τ_u в неодимовых стеклах для излучения с центральной частотой ν_0 с узким ($\Delta\nu_0 << \delta$) и широким ($\Delta\nu_0 \geq \delta$) спектрами, рис.39-43. Особенности сброса инверсии иллюстрируются зависимостями для единичного объема активной среды; кроме того, рассчитывалось усиление сигналов различной энергии и спектрального состава в протяженной среде при различных значениях параметра $\tau_0=\tau_u/\tau_{21}$. Сведения о константе τ_{21} в период разработки модели, как отмечалось, были достаточно противоречивы. При моделировании контура ЛЛ и величины сброса инверсии (рис.39,40) принималось, что τ_0=25. В соответствии с появившимися позже измерениями для силикатных стекол ($\tau_{21}\leq$0,5нс [117,118]) значение τ_0=25 соответствует τ_u $\leq$12,5 нс. На рис.39 показано распределение интенсивности в исходном контуре ЛЛ (в стекле ED-2) и рассчитанные по вышеприведенному алгоритму деформированные контуры после сброса инверсии в единичном объеме импульсами с различным спектральным составом.

Рассмотрим вначале результаты, относящиеся к усилению узкополосного излучения. Условие $\Delta\nu_0 << \delta$ выполняется, например, в установках, где используются задающие генераторы на кристаллах $YAG:Nd^{3+}$ или $YLF:Nd^{3+}$, работающие в спектральной полосе шириной в несколько см$^{-1}$. Эффект «выжигания» дыры узкополосным сигналом на частоте максимума ЛЛ сразу по окончании лазерного импульса иллюстрируется для плотностей энергии ε=2 и 9Дж/см^2. С ростом энергии импульса глубина и ширина дыры увеличиваются, возрастает и общий сброс инверсии. Эти особенности: «выжигание» дыры, уменьшение после сброса инверсии интенсивности по всей ширине ЛЛ наблюдались в экспериментах [100,101]. Общее «оседание» ЛЛ объясняется тем, что число оставшихся после сброса на уровне $^4F_{3/2}$ ионов, каждый из которых может излучать по любому из 12 переходов ЛЛ, уменьшилось.

На рис.40 для τ_0=25 представлены зависимости сброса инверсии $\eta=1-N_3(\tau_u)/N_3^0$ к концу лазерного импульса τ_u от плотности энергии ε для импульсов с различным спектральным составом при усилении в среде с ЛЛ различного устройства: с одиночной однородно-уширенной ЛЛ (1), с ЛЛ в соответствии с расчетной моделью (2-4), с одиночной НУ ЛЛ (5). Сброс инверсии узкополосным сигналом для расчетной модели (кривая 4) составляет 0,22 для ε=2Дж/см^2 и возрастает до 0,56 для 9Дж/см^2. Сопоставление кривых 4 и 5 показывает, что модель, учитывающая обмен энергии по ШК и участие благодаря этому во взаимодействии с излучением практически всей ЛЛ (4), дает более высокий съем инверсии, чем модель одиночной НУ ЛЛ (5).

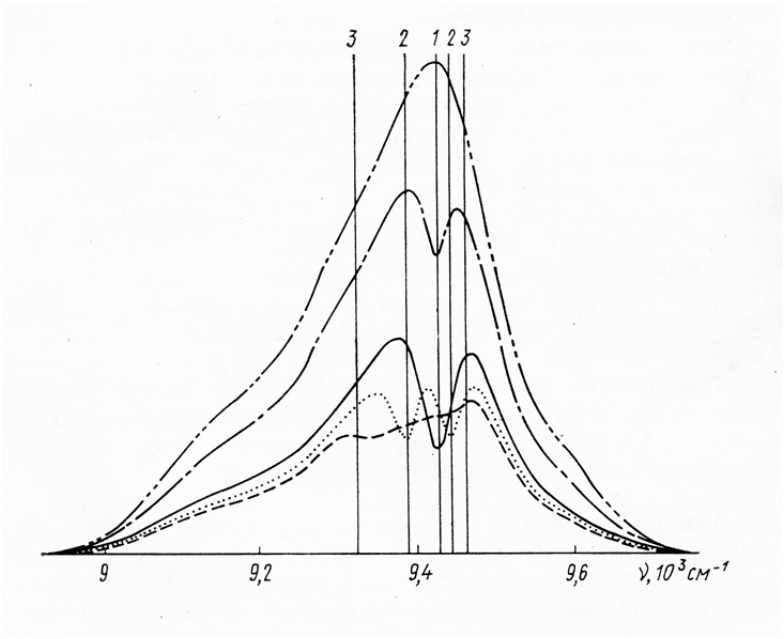


Рис.39. Численное моделирование деформации исходного контура линии люминесценции (ЛЛ) перехода $^4F_{3/2}$-$^4I_{11/2}$ в неодимовом стекле ED-2 (– · · –) излучением с ε=2 Дж/см^2 (– · –) и ε=9 Дж/см^2 (остальные кривые); сплошная и штрих-пунктир - деформация для узкополосного импульса на частоте максимума ЛЛ (1); точки - для двух узкополосных сигналов (2-2); пунктир – для прямоугольного спектра, ограниченного прямыми (3-3).

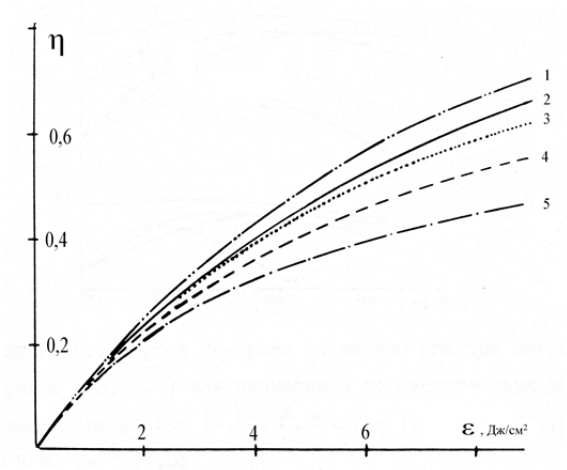


Рис.40. Зависимость сброса инверсии η в неодимовом стекле (σ_0=2,7·10^{-20}см^2) с линией люминесценции (ЛЛ) различного устройства от плотности энергии излучения ε в импульсе при τ_0=25: 1- одиночная однородно-уширенная ЛЛ; 5- одиночная НУ ЛЛ; 2-4 - полная модель (δ=20см$^{-1}$, Δ=110см$^{-1}$); 4,5- узкополосный сигнал; 2 –прямоугольный спектр, $\Delta\nu_0$=140см$^{-1}$; 3- два узкополосных сигнала на расстоянии 55см$^{-1}$.

Одним из важных для работы мощных лазерных установок экспериментальных фактов оказалась практически одинаковая эффективность усиления в стеклах импульсов с длительностями τ_u=1-50нс в работах [207-211], где использовались узкополосные задающие генераторы на кристаллах $YAG:Nd^{3+}$ и $YLF: Nd^{3+}$(схема подобного эксперимента представлена по данным [210] на рис.41). Результаты численного моделирования эксперимента [207] – на рис. 42.

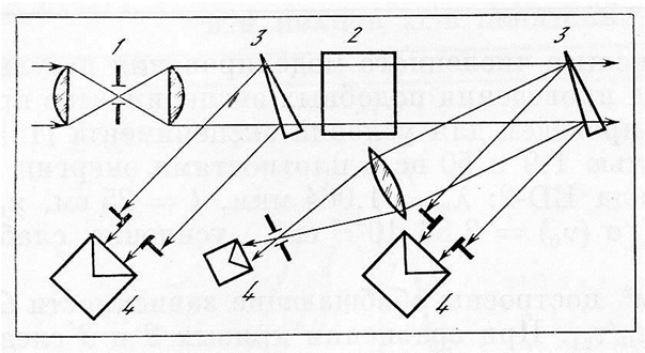


Рис.41. Эксперимент по диагностике параметров нс импульсов при усилении: 1-пространственный фильтр; 2- исследуемый усилитель; 3- клиновидные делители пучка; 4- калориметры (по данным [210]) .

Анализировались результаты усиления в стержне из стекла ED-2 (l=25см) импульсов с длительностями 1, 9 и 50нс с плотностями энергии $\varepsilon_{вх}$≤3,5Дж/см^2: λ_0=1,064мкм, γ=10^{-3}см$^{-1}$, σ_0=2,7x10^{-20}см^2, $\sigma(\nu_0)$ = 2,56x10^{-20}см^2, усиление слабого сигнала $G(\nu_0)$ = 6,2 [207]. На рис.42 для $\varepsilon_{вх}$=2Дж/см^2 построены обобщающие зависимости $G=\varepsilon_{вых}/\varepsilon_{вх}$ от параметра $\tau_0=\tau_u/\tau_{21}$. Рассмотрим вначале случай узкополосного сигнала (кривые 4,3). При сравнении этих кривых следуют два вывода: для ЛЛ со штарковской структурой (3) значения G увеличиваются в ≈1,3 раза по сравнению с усилением в среде с одиночной НУ ЛЛ (4), и, в то же время, ход зависимости $G(\tau_0)$

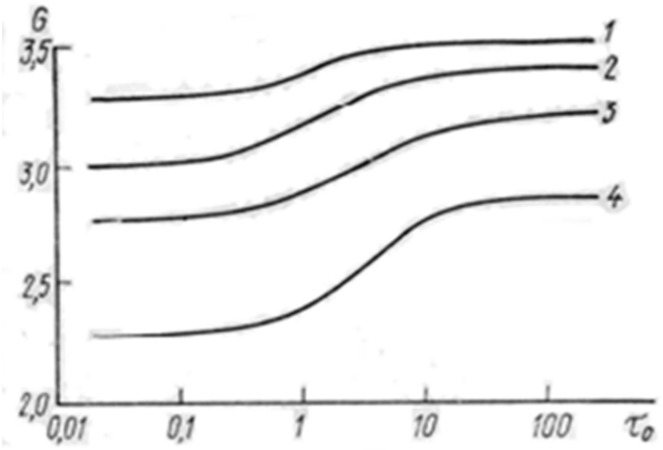


Рис. 42. Расчетные зависимости усиления $G(\tau_0)$ в модельной среде (1-3) и в среде с одиночной НУ ЛЛ (4) для сигналов различного спектрального состава: 1- $\Delta\nu_0$=100см$^{-1}$; 2- два узкополосных сигнала, разделенные спектральным интервалом $\Delta\nu_0$=55см$^{-1}$; 3,4- одиночные узкополосные сигналы.

сглаживается (3), т.е. уменьшается разница в усилении ΔG для коротких и длинных импульсов. Такое повышение эффективности усиления объясняется включением в расчетную модель механизма быстрой БР (термализации) частиц по ШК рабочих уровней.

Действительно, рассмотрим кинетику процессов при сбросе инверсии. Непосредственно с излучением взаимодействуют только ионы, находящиеся на участвующих в переходе ШК. Ионы, как совершившие переход на подуровни мультиплета $^4I_{11/2}$, так и оставшиеся на двух ШК метастабильного уровня, подвергаются быстрой термализации ($\tau_t << \tau_{21}$), причем энергии перешедших на другой подуровень ионов из-за отсутствия корреляции получают вероятностное распределение. Часть частиц прямого сброса на i-ю компоненту уровня $^4I_{11/2}$ переходит на другие ШК. При этом населенность i-ой компоненты будет состоять из оставшейся части прямого сброса на этот подуровень, а также из доли ионов, излучавших по другим штарковским каналам и перешедших затем на i-ый подуровень. Это быстрое «расселение» частиц по ШК уровня $^4I_{11/2}$ «открывает» лазерный переход еще до начала «разгрузки» уровня $^4I_{11/2}$ за счет релаксации частиц на основной уровень, $^4I_{9/2}$ и, таким образом, поддерживает усиление в среде. Аналогичные процессы «расселения» происходят на уровне $^4F_{3/2}$, так что один из штарковских подуровней уровня $^4F_{3/2}$ является своеобразным «резервуаром», подпитывающим область «прогорания» спектральной дыры другого подуровня. Механизм быстрой термализации, действующий с характерным временем $\tau_t << \tau_{21}$, должен повышать эффективность усиления мощных импульсов при малой относительной однородности δ/Δ ЛЛ и выравнивать усиление импульсов различной длительности, что отражает численная модель. Разница в усилении ΔG для импульсов с τ_0=0,1-100 уменьшается с 20% (для одиночной НУ ЛЛ, кривая 4) до ≤ 10% (модельная среда, кривая 3).

В экспериментах [207] зависимости выходных энергий $\varepsilon_{вых}$ $(\varepsilon_{вх})$, а также энергии насыщения $\varepsilon_s(\varepsilon_{вых})$ для импульсов длительностью 1,9 и 50 нс при усилении в стекле ED-2 совпадали в пределах экспериментального разброса (рис.43*б,в)*. Эти данные подтвердились при моделировании.

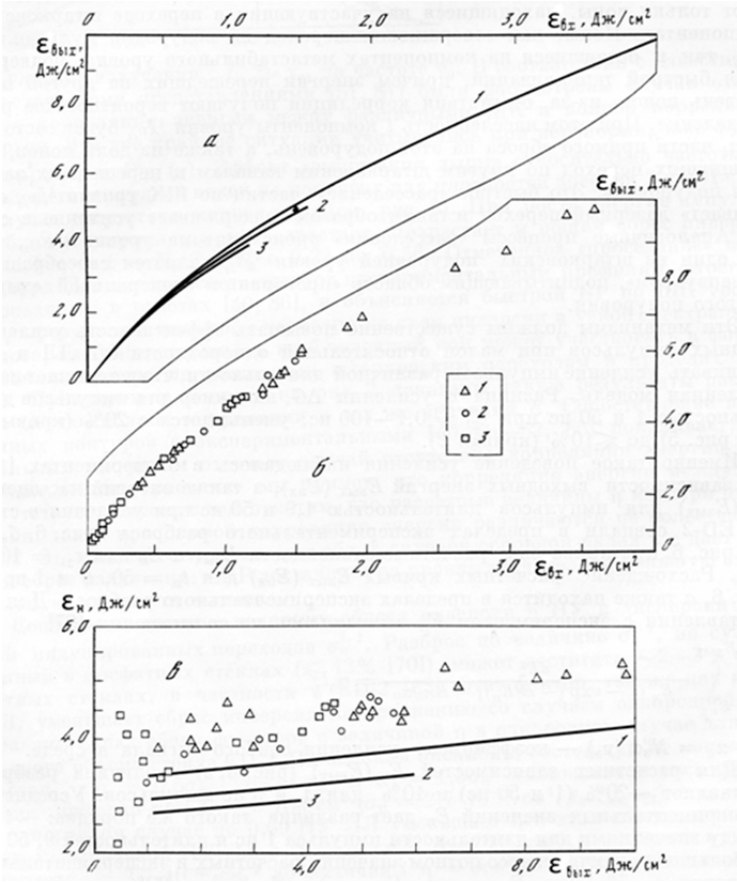


Рис.43. Расчетные (а) и экспериментальные [207] (б) зависимости $\varepsilon_{вых}(\varepsilon_{вх})$ для стекла ED-2; (в) - экспериментальные точки и расчетные зависимости энергии насыщения ε_s от плотности энергии узкополосного сигнала на выходе усилителя, $\varepsilon_{вых}$: 1- τ_u=50нс; 2- τ_u=9 нс;3- τ_u=1нс.

Исходя из сведений, имевшихся в период разработки численной модели, при расчетах зависимостей $\varepsilon_{вых}(\varepsilon_{вх})$ и $\varepsilon_s(\varepsilon_{вых})$, приведенных на рис.43 *а, в,* использовалось значение τ_{21}=10нс. Близкое друг к другу прохождение расчетных кривых $\varepsilon_{вых}(\varepsilon_{вх})$ для τ_u = 50, 9 и 1 нс на рис.43*а* соответствует малому разбросу экспериментальных точек зависимости $\varepsilon_{вых}(\varepsilon_{вх})$ для этих импульсов на рис.43б. Для расчетных зависимостей $\varepsilon_s(\varepsilon_{вых})$ (рис.43в) разница $\Delta\varepsilon_s$ составляет ≈ 20% для 1 и 50 нс импульсов и ≈10% для 1 и 9 нс импульсов. Таким образом, в качественной форме расчетные данные по ε_s подтверждают близость этого параметра для импульсов разной длительности. Соответствие эксперименту было получено, несмотря на использование при расчетах значения τ_{21}=10нс, которое более чем на порядок величины отличается от $\tau_{21} \leq$ 0,5нс по данным [117,118]. Этот факт показывает, что механизм быстрой термализации ионов Nd^{3+} по ШК рабочих уровней, введенный в расчетную модель, фактически «маскирует» протекающую с меньшей скоростью ($\tau_t << \tau_{21}$) БР с уровня $^4I_{11/2}$ на основной уровень $^4I_{9/2}$. В эксперимен-

те [207] при росте плотности энергии в усилителе наблюдался рост энергии насыщения, рис.43 *в*. Этот рост (из-за «выжигания» дыры в ЛЛ) также моделируется зависимостями рис.43 в.

С помощью численной модели были проиллюстрированы и другие эффекты, наблюдавшиеся при усилении нс импульсов с узким спектром и обусловленные НУ ЛЛ. В [3] было найдено, что $\sigma_{эф}(\varepsilon)$ является монотонно убывающей функцией ε. Подобная убывающая зависимость $\sigma_{эф}(\varepsilon)$ для ЛЛ стекла ED-2 была получена и в рамках расчетной модели [106]. Уменьшение $\sigma_{эф}$ с ростом ε объясняется эффектом «выжигания» спектральной дыры. С помощью численного моделирования в [106] удалось также проиллюстрировать обнаруженную в фосфатном стекле большую, чем в максимуме ЛЛ, эффективность усиления при смещении усиливаемого сигнала с плотностью энергии $\approx\varepsilon_s$ с центра на длинноволновый край ЛЛ [235]. Этот эффект связан, в частности, с различиями в однородной ширине переходов между ШК по контуру ЛЛ.

В работе [106] были рассмотрены также особенности сброса инверсии и усиления широкополосного излучения в неодимовом стекле. Наибольшая эффективность съема инверсии в неодимовых стеклах, особенно в силикатных, с малой степенью однородности может быть достигнута при работе с широкополосным излучением. В экспериментах [237] показано, что при увеличении ширины спектра усиливаемого сигнала в силикатном стекле ГЛС-1 до $\approx$100см$^{-1}$ коэффициент усиления возрастал на 25%. Необходимо отметить, что расширение спектра помогает улучшить однородность облучения мишеней, увеличивает поглощение излучения в плазме [33,42]. Численная модель была применена для анализа особенностей сброса инверсии и усиления импульсов с широким спектром. На рис.39 точками показана огибающая ЛЛ стекла ED-2 после сброса инверсии двумя узкополосными сигналами с частотами, разнесенными на $\Delta\nu_0$=55 см$^{-1}$ при суммарной плотности энергии ε=9Дж/см^2. Видно «прожигание» двух спектральных дыр, но меньшей глубины, чем для одиночного сигнала. По сравнению с одиночным узкополосным сигналом сброс инверсии для двух узкополосных сигналов с разнесенными частотами возрос с 0,56 до 0,63 (кривые 4,3), рис.40. Применение излучения с $\Delta\nu_0$=140см$^{-1}$ (пунктир на рис.39) позволяет практически исключить «прожигание» контура и еще больше увеличивает сброс: η=0,67 при ε=9Дж/см^2 (кривая 2 на рис.40). Максимальное значение $\eta\approx$0,7 достигается по расчетам в среде с однородно-уширенной ЛЛ (кривая 1, рис.40).

Зависимости $G(\tau_0)$ на рис. 42, построенные для импульсов с широким спектром ($\Delta\nu_0$=100 см$^{-1}$, кривая 1) и двух узкополосных сигналов с равными энергиями ($\Delta\nu_0$=55см$^{-1}$, кривая 2), подтверждают результат, полученный для узкополосного импульса: выравнивание усиления импульсов разной длительности, обусловленное быстрой БР частиц по ШК рабочего перехода. При сравнении кривых 1,2 с кривой 3 заметны рост коэффициента усиления и еще большее сглаживание его зависимости от τ_0 ($\Delta G \leq$5 % на кривой *1* для τ_0=0;1 и 25). Причины повышения

эффективности усиления сигналов с широким спектром - более однородный сброс по ЛЛ без «выжигания» дыры и меньшая спектральная плотность частиц на ШК уровня $^4I_{11/2}$.

Выравнивание коэффициентов усиления, близость зависимостей ε_s $(\varepsilon_{вых})$ и $\varepsilon_{вых}$ $(\varepsilon_{вх})$ для нс импульсов с различными τ_u наблюдалось не только для стекла ED-2, но и для других отечественных и зарубежных силикатных и фосфатных стекол [207-211]. Авторы объясняли совпадение зависимостей $\varepsilon_s(\varepsilon_{вых})$ и $\varepsilon_{вых}(\varepsilon_{вх})$ для разных τ_u малым временем τ_{21} ≤1 нс. Расчетная модель показала, что причиной совпадения зависимостей является также быстрая БР (термализация) частиц по ШК уровня $^4I_{11/2}$ (с энергетическими зазорами ≈100см$^{-1}$), которая маскирует влияние протекающей с меньшей скоростью релаксации по переходу $^4I_{11/2}$ - $^4I_{9/2}$ с энергетическим зазором ≈2000см$^{-1}$. Вывод о влиянии быстрой термализации по ШК рабочих уровней на повышение эффективности усиления нс импульсов в неодимовых лазерах, представленный в [105-108], был подтвержден в публикациях, посвященных исследованию усиления в стеклах и кристаллах, активированных неодимом [5,115,211,238]. Данные по параметру τ_{21} перехода $^4I_{11/2}$–$^4I_{9/2}$ для ряда стекол, $0{,}2<\tau_{21}<1$ нс [117,118], появившиеся позже наших публикаций [105-108], не отменяют принципиально этот вывод, поскольку соотношение $\tau_t<<\tau_{21}$ остается справедливым. Фактически, совместное действие быстрой термализации по ШК рабочих уровней и более медленной релаксации частиц с уровня $^4I_{11/2}$ на основной определяют характер усиления нс импульсов в неодимовом стекле. Общий вывод, который следует из анализа публикаций по измерениям τ_{21} в неодимовых стеклах и результатов наших исследований: накопление частиц на нижнем уровне рабочего перехода не является препятствием для эффективного усиления импульсов с длительностями в диапазоне 10^{-7}-10^{-9}с в неодимовых лазерных установках.

В работе [239] было проведено моделирование усиления и эффективности съема инверсии в неодимовых стеклах нс импульсами с плотностью энергии до 20–30Дж/см^2. Диапазон значений $\varepsilon_{вых}$ >10Дж/см^2 представляет интерес при усилении 30–100нс импульсов, для которых пороги нелинейного взаимодействия излучения со средой выше, чем для 1–10нс импульсов. Применение высоких плотностей энергии позволяет увеличить съем инверсии в усилителе. Интерес к усилителям мощных 30-150нс импульсов на неодимовом стекле был обусловлен возможностью преобразования таких импульсов на выходе установки в 1-10нс диапазон, применяемый в ЛТС, при использовании схем компрессии на основе ВКР и ВРМБ преобразователей [5,240]. Проведенное в [239] рассмотрение эффективности сброса инверсии и усиления в неодимовых стеклах в широком диапазоне плотностей энергии позволило сделать вывод: для лазерных импульсов с $\tau_u>>\tau_{21}$ возможно достижение съема запасенной энергии η=0,7-0,9 при $\varepsilon_{вых}$=15-30Дж/см^2. Эффективность съема η≈90% при усилении 50-150нс импульсов была получена в фосфатном стекле ГЛС-22 и η≈ 60% -в силикатном стекле ГЛС-1 при $\varepsilon_{вых}$=25-30Дж/см^2 [240].

Выводы к главе 3.

1. Созданы лазерные системы в составе задающий генератор - одноканальный многокаскадный усилитель на стержнях из неодимового стекла, на выходе которых впервые достигнуты рекордные для своего времени параметры излучения: 3–5нс импульсы с энергией 50-100Дж с мощностью $\approx 2\cdot 10^{10}$Вт, а также ≈20пс импульсы с мощностью 10^{11}–10^{12}Вт.

2. В усилителе на неодимовом стекле экспериментально зарегистрированы эффекты эволюции временного профиля нс импульсов при усилении в режиме насыщения: перемещение вершины и сокращение длительности усиливаемого импульса.

3. Исследованы термооптические искажения в активных элементах - стержнях из неодимового стекла при накачке импульсными лампами. Установлено влияние двойного лучепреломления в среде, наведенного накачкой, на деполяризацию и распределение интенсивности излучения в генераторах и усилителях; для уменьшения искажений профиля лазерного пучка рекомендована обработка торцев стержней не под углом Брюстера, а под малым углом к оси пучка.

4. В активной среде усилителя лазерной установки на неодимовом стекле зарегистрировано впервые формирование «гигантских» импульсов суперлюминесценции с длительностью $\approx 10^{-8}$с, которые опустошали запас инверсии, накопленный в среде при накачке.

5.Исследована динамика сброса инверсии по контуру неоднородно-уширенной (НУ) линии люминесценции (ЛЛ) рабочего перехода ($\lambda \approx 1{,}06$мкм) между штарковскими компонентами (ШК) энергетических уровней $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в активной среде из неодимового стекла при усилении нс импульсов. При численном моделировании получены иллюстрации эффекта «выжигания» спектральных дыр в НУ контуре ЛЛ излучением различного спектрального состава, а также зависимости коэффициента усиления и съема инверсии от плотности энергии в импульсах различной длительности и спектра; показано влияние процесса быстрой (10^{-11}–10^{-12}с) термализации возбужденных ионов Nd^{3+} по ШК перехода $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$ на повышение сброса инверсии и эффективности усиления нс импульсов в неодимовом стекле.

Глава 4. Физические механизмы ограничения мощности и яркости излучения в лазерной установке на неодимовом стекле

Ограничение энергии, мощности и яркости излучения, распространяющегося в мощной лазерной установке на неодимовом стекле, может происходить вследствие различных по своей природе механизмов взаимодействия пучка с оптической средой. В главе 3 рассматривался эффект насыщения, который определяет ограничение роста энергии лазерного излучения в усилителе при его взаимодействии с ансамблем возбужденных ионов активатора. В главе 4 рассматриваются процессы, приводящие к ограничению (диссипации) энергии лазерного пучка при его взаимодействии с оптической средой самой лазерной установки (стеклом активных элементов, кристаллами и другими материалами). В оптической среде установки могут протекать различные процессы, которые приводят к диссипации энергии пучка из-за рассеяния, поглощения, отражения, перераспределения энергии по сечению пучка, изменения длины волны излучения. В мощных неодимовых лазерах в различных условиях эксперимента диссипация энергии пучка может происходить практически по всем указанным выше каналам потерь. Энергия, мощность и высокая угловая направленность пучка ограничивается эффектами нелинейного взаимодействия излучения со средой. В перечень нелинейных механизмов входят поверхностные и объемные разрушения в активной среде и в элементах оптики установки, самофокусировка лазерного пучка и сопровождающие ее фазовая самомодуляция и четырехфотонное рассеяние с уширением спектра излучения, вынужденные рассеяния в оптической среде лазера и ряд других эффектов. Помимо нелинейных взаимодействий, механизмом ограничения при распространении пучка может быть, как мы обнаружили, и такой линейный по полю процесс как дифракция пучка на апертурных диафрагмах в лазерной установке.

В параграфе 4.1 рассмотрены объемные и поверхностные разрушения, наблюдавшиеся в стержнях из неодимового стекла, работавших в усилителях нс и пс импульсов. Приводятся иллюстрации повреждений на торцах и внутри стержней и значения интенсивности, при которых наступало ограничение роста энергии лазера из-за разрушений. Основное внимание в параграфе 4.1 уделяется самофокусировке лазерного пучка в оптической среде самой лазерной установки, которая была обнаружена впервые в наших экспериментах [80] по нитевидным разрушениям в стержнях из неодимового стекла и интенсивному рассеянию излучения за пределы коллимированного лазерного пучка. Образование одновременно за одну вспышку лазера многочисленных нитевидных повреждений, заполнявших большую часть поперечного сечения пучка в среде, анализ характера разрушений на поверхности торцев и сопоставление их с теорией позволили классифицировать явление как мелкомасштабную самофокусировку (ММС) в среде лазера [85]. Приводятся основные соотношения и параметры нелинейной среды и пучка, описывающие

ММС в лазерной установке, дана оценка характерных пространственных масштабов возмущений на профиле пучка, увлекаемых самофокусировкой. Результаты экспериментов, проведенных на отечественных и зарубежных лазерных установках, показали, что именно ММС пучка является основным механизмом ограничения мощности и яркости излучения в усилителе нс и пс (10^{-8}-10^{-12}с) импульсов при интенсивностях 10^{9}-10^{10}Вт/см^{2}.

В параграфе 4.2 рассматриваются особенности картины дифракции лазерного пучка, распространяющегося в оптическом тракте мощного лазера. В наших работах [90,85] было установлено, что выбросы на профиле пучка в ближней зоне дифракции на апертурных диафрагмах лазерной установки могут быть причиной разрушений в среде лазера. Приводятся иллюстрации характерных кольцевых повреждений на торцах стержней и разрушений на оси активных элементов, возникавших в результате дифракционной фокусировки излучения. Дифракция создает выбросы на профиле пучка, увлекаемые ММС: приводятся иллюстрации кольцевых структур, состоящих из треков самофокусировки в объеме и мелких точечных разрушений на торцах активных элементов, которые формируются в среде в результате совместного действия дифракции и самофокусировки. Практически неустранимым источником возмущений для лазерного пучка являются локальные неоднородности в оптической среде (мелкие пузырьки, включения в стекле, пылинки в воздухе и т.д.). В параграфе 4.2 представлены фотографии мелких кольцевых разрушений с квазипериодической структурой на торцах стержней из неодимового стекла, которые являются свидетельством распада лазерного пучка в результате ММС, инициированной дифракцией излучения на локальных неоднородностях среды [85].

В параграфе 4.3 рассматриваются нелинейные эффекты при распространении мощного лазерного пучка в кусочно-периодической среде - группе дисков из неодимового стекла. Дисковые активные элементы были предложены для построения мощных усилительных каскадов с большой апертурой [223]. Представляло интерес выяснить, как будет протекать самофокусировка в среде на основе набора дисков. Коллимированный пучок с плотностью мощности 10^{9}-10^{10}Вт/см^{2} с выхода лазерной установки на неодимовом стекле направлялся на группу дисков, расположенных последовательно по трассе распространения пучка [86]. Характерные проявления ММС – нитевидные повреждения были обнаружены в большинстве дисков, а на выходе дисков лазерный пучок сопровождался интенсивным рассеянным излучением. Примечательным обстоятельством явилась своеобразная локализация повреждений: после нескольких интенсивных лазерных вспышек накопление повреждений в группе дисков происходило с чередованием через один диск. Это чередование, как оказалось, было проявлением эффекта формирования в нелинейной среде (в дисках) динамических голограмм в результате интерференции основного лазерного пучка с излучением, рассеянным на локальных неоднородностях в среде. Динамические голограммы (линзы Френеля) фокусировали излучение по трассе распростране-

ния пучка с образованием «горячих» изображений, инициировавших разрушения в оптических элементах. Механизм формирования «горячих» изображений, объяснявший чередование повреждений, был предложен сотрудниками Ливерморской лаборатории (США).

Самофокусировка пучка в лазерной установке на неодимовом стекле с нс и пс импульсами является, как пояснялось, основным процессом, ограничивающим плотность потока излучения на выходе усилителя. Пороги возникновения ряда других нелинейных процессов (вынужденного рассеяния, оптического пробоя и др.) в лазере с нс и пс импульсами часто оказываются выше, чем пороги самофокусировки и непосредственно при распространении коллимированного пучка в оптическом тракте лазера не наблюдаются. Некоторые нелинейные эффекты (уширение спектра излучения, ВКР, нестационарное наведенное поглощение лазерного излучения) наблюдались нами в каналах ММС пучка в оптической среде лазера. Наблюдениям этих эффектов посвящен параграф 4.4. Эксперименты проводились на небольшой установке на стержнях из кристалла $YAG:Nd^{3+}$ и неодимового стекла. Пучок с выхода установки (0,5нс импульсы) направлялся на образцы неодимовых фосфатных и силикатных стекол. При плотностях мощности 10^9–10^{10}Вт/см^2 во всех образцах наблюдалась ММС и уширение спектра в стоксовой и антистоксовой областях. В фосфатном стекле при плотности мощности ≥3ГВт/см^2 была зарегистрирована (впервые в лазерном стекле) линия ВКР на длине волны ≈1,217мкм. При плотностях мощности 3-5ГВт/см^2 в образцах фосфатных и силикатных неодимовых стекол был обнаружен также скачок поглощения с нижнего уровня рабочего перехода ионов неодима $^4I_{11/2}$, возникавший во время прохождения через образцы мощного 0,5нс импульса. Поглощение возникало на переходах вверх $^4I_{11/2}$–$^2G_{7/2}$, $^4G_{5/2}$ с λ≈0,66 мкм и $^4I_{11/2}$–$^4F_{3/2}$ с λ≈1,06мкм. Исследование динамики наведенного поглощения производилось при просвечивании канала взаимодействия мощного импульса со средой зондирующими 10-150нс импульсами малой интенсивности на длинах волн λ≈0,66мкм и ≈1,06мкм. Релаксация поглощения происходила с временной константой τ_p=5–10нс для силикатных и τ_p=15–35нс для фосфатных стекол. Обсуждаются механизмы возникновения и релаксации наведенного поглощения. Зарегистрированные нелинейные эффекты (уширение спектра, ВКР и наведенное поглощение) дополнили физическую картину взаимодействия мощного излучения с оптической средой неодимовой лазерной установки.

4.1 Разрушения в стержнях из неодимового стекла и обнаружение самофокусировки пучка в лазерной установке

Уже первые эксперименты по генерации и усилению нс импульсов в неодимовом стекле [69,72,76,228] показали, что при достижении определенного уровня интенсивности в лазерном импульсе дальнейший рост энергии и мощности излучения ограничивается разрушениями оптической среды самой лазерной установки. Разрушения в объеме и на поверхности торцев стержней из неодимового стекла, возникавшие под действием 10-20нс импульсов с плотностью

энергии 4-5Дж/см^2, были обнаружены нами в работах [69,72,228]; разрушения в объеме и на поверхности торцев ограничивали энергию 5нс импульсов на выходе усилителя [76]. Измерения точных параметров светового потока, вызывавшего то или иное разрушение в оптической среде лазера, детальные исследования механизма разрушений оставались за рамками выполнявшейся нами работы, где приоритетом было создание в кратчайшие сроки лазерной установки для проведения экспериментов по нагреву плазмы. Некоторые из полученных экспериментальных данных по разрушениям в оптической среде неодимового лазера приводятся ниже. Даны ссылки на ряд работ по лазерному разрушению оптических материалов и ссылки на известные физические модели, описывающие возникновение разрушений.

Характер разрушений в твердотельных оптических средах (в том числе в элементах лазерных установок) под действием нс и пс импульсов и физические механизмы возникновения разрушений явились предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований, см. например [4,5,8, 240–249]. Пороговые плотности энергии и мощности для возникновения разрушений в прозрачном, однородном (без включений) оптическом и лазерном стекле, плавленом кварце, в кристаллах изучались в специально поставленных экспериментах. В таких экспериментах на поверхность или в объем образца фокусировалось излучение одномодового лазера с гладким пространственным и временным профилем при различных длительностях импульса. Основным механизмом разрушения прозрачного диэлектрика под действием нс импульсов считается развитие электронной лавины с последующей передачей тепла решетке, плавлением и испарением материала, возникновением термоупругих напряжений, формированием системы трещин, разрушающих материал [241-244]. С учетом диффузии электронов из области нагрева рассматриваемая модель предсказывала корневую зависимость пороговой для разрушения интенсивности I от длительности лазерного импульса, $I \sim \tau_и^{0,5}$. Такая зависимость для импульсов с длительностями в диапазоне 10^{-7}–10^{-10}с действительно наблюдалась в экспериментах по разрушению прозрачных диэлектриков [240,245-249]. Для импульсов с длительностью $\tau_и$ <10пс наблюдалось отклонение от корневой зависимости, которое свидетельствовало о смене механизма разрушения. Для коротких импульсов преимущественную роль в этом механизме начинают играть формирование плазмы и абляционный вынос материала (для разрушений на поверхности) [246]. Пороги поверхностных и объемных повреждений оптических материалов лазерным излучением зависят от длины волны излучения. Для большинства исследованных оптических материалов порог разрушения поверхности оказывался в 3-5 раз ниже, чем порог разрушения материала в объеме [249]. Это связано, как правило, с наличием вблизи поверхности слоя, содержащего микровключения, микротрещины и другие дефекты обработки поверхности. Характерные значения порогов разрушения в объеме плавленого кварца по данным [243,249] составляют 1–5·10^{11}Вт/см^2 для импульсов с длительностями 8 и 25нс и

λ≈1,06мкм. Пороговые плотности энергии разрушения поверхности стекла К-8 и лазерного фосфатного стекла КГСС-0180 для импульсов с длительностями 3-4нс составляют ≈30Дж/см^2, т.е. ≈10^{10}Вт/см^2 [247]. Пороговые плотности энергии объемного разрушения лазерных стекол 30пс импульсами по данным [5] составляют 4–7·10^{11}Вт/см^2. В работе [240] были измерены пороговые плотности энергии разрушения в объеме и на поверхности лазерных стекол ГЛС-1, ГЛС-6 и др. для импульсов с длительностью 150нс (100–140Дж/см^2) и 50нс (50–75Дж/см^2). Надо сказать, что для увеличения ресурса работы элементов установки плотность энергии и мощности излучения в оптическом тракте неодимового лазера поддерживается обычно на уровне в 3-5 раз меньшем тех значений, которые достигаются в экспериментах по определению порога повреждения среды.

Одним из распространенных видов разрушения в объеме и на поверхности активных элементов и элементов оптики (включая отражающие и просветляющие диэлектрические покрытия) в лазерных установках являются разрушения на поглощающих включениях. С такого рода разрушениями нам пришлось столкнуться уже в самом начале работы с лазером на стержнях из неодимового стекла КГСС-7, содержавшего частички платины со стенок варочного тигля [69,72]. Быстрый локальный разогрев малого объема среды, содержащей микрочастицу, вызывает термоупругие напряжения в среде, которые и приводят к формированию системы трещин, разрушающих материал, рис.44г. Можно было предположить, что в том случае, когда причиной повреждения является частичка примеси, основную роль в формировании повреждения должна играть не мощность, а поглощенная включением энергия излучения. В этом случае должно было наблюдаться увеличение порога повреждения по мощности при сокращении длительности лазерного импульса. Такая закономерность действительно наблюдалась. В стержнях с включениями платины, которые использовались в генераторе с самосинхронизацией мод, мощность импульсов с длительностью ≈2·10^{-11}с достигала 10^9Вт, однако повреждения в объеме среды в виде системы трещин (видимых невооруженным глазом) отсутствовали. В то же время в таких же стержнях, использовавшихся в генераторе с модулированной добротностью с импульсами ≈20нс при плотности энергии 2–3Дж/см^2 и мощности ≈10^8Вт, за несколько вспышек возникали объемные разрушения на микровключениях, рис.44г. Об этой же закономерности свидетельствуют размеры повреждений в стеклах КГСС-3 и КГСС-5, работавших в лазерных установках с нс и пс длительностями импульса. В выходных каскадах усилителя пс импульсов, работавших при плотностях энергии ≈1Дж/см^2 и мощности до 10^{10}Вт/см^2 размеры отдельных объемных повреждений не превышали 0,5мм. В то же время в стержнях усилителя нс импульсов, работавших при плотностях мощности ≈3·10^9Вт/см^2, повреждения в виде системы трещин достигали за несколько мощных вспышек размеров в 3-5мм и стержни быстро выходили из строя. Через стержни из стекла ЛГС-228-2 и ЛГС-228-5 без платиновых включений в наших экспериментах

удавалось пропускать 15нс импульсы с плотностью энергии до 10Дж/см^2 [83,154]. В настоящее время по данным [9] лучевая стойкость свободного от примесей лазерного стекла для импульсов с длительностью 10^{-9}-10^{-8}с достигает 20Дж/см^2 .

Ресурс работы установки в наших экспериментах практически всегда ограничивался разрушением выходных торцов стержней усилителя, на которые приходилась максимальная лучевая нагрузка. На рис.44а-в можно сопоставить характер разрушений, возникавших на выходных торцах стержней, выдержавших несколько вспышек с плотностью энергии 5-10Дж/см^2 в установке с нс импульсами [76], рис.44а и разрушений при ≈1Дж/см^2 в установке с пс импульсами [78,80], рис.44б, в. За несколько мощных вспышек в установке с нс импульсами за счет искрового пробоя на поверхности происходило матирование срезанного под углом Брюстера выходного торца стержня последнего усилительного каскада, рис.44а. Профиль матирования поверхности соответствовал крестообразному распределению интенсивности в лазерном пучке, которое формировалось под действием наведенного накачкой двойного лучепреломления в стержне, см. главу 3. Несмотря на более высокую мощность излучения на выходе усилителя пс импульсов, десятки вспышек не приводили к выходу стержней усилителя из строя. Максимальный размер поверхностных повреждений не превышал 0,5мм, и лишь незначительная часть апертуры усилителя экранировалась этими разрушениями, рис.44б, в. Точечные и кольцевые микроповреждения с размерами в десятки-сотни микрон видны при увеличении на фотографии фрагмента поверхности торца на рис.44в [78,83,154]. Тем не менее, как отмечалось в параграфе 3.3, на уровне плотности энергии ≥1Дж/см^2 в установке с пс импульсами наступало ограничение роста энергии излучения в лазерном пучке на выходе усилителя [78,83,154].

В поисках возможных разрушений активной среды и для выяснения причины ограничения роста энергии мы отполировали участок боковой поверхности стержня из стекла КГСС-3, выдержавшего десятки вспышек в выходном каскаде усилителя пс импульсов [20,80]. Под микроскопом внутри объема стержня были обнаружены многочисленные повреждения в виде очень тонких (диаметры до нескольких мкм) и длинных (несколько см) нитей. Фотография одного такого нитевидного повреждения приводится на рис.44д. Образование нитей наблюдалось в неодимовом стекле как с примесями платины, так и без них. Некоторые нити вблизи выходных торцов стержней оканчивались на поверхности торца. На месте выхода нитей образовывались поверхностные микроповреждения, часто с кольцевой структурой, рис.44б [85]. При увеличении числа вспышек разрушения на поверхности накапливались, и в стержне выходного каскада усилителя нитевидные повреждения заполняли большую часть поперечного сечения активного элнмента. В меньшем числе нитевидные повреждения были найдены в стержнях двух каскадов усилителя, предшествовавших выходному. Нити были обнаружены и в элементах оптики лазерного канала из стекла К-8 и из стекол других марок.

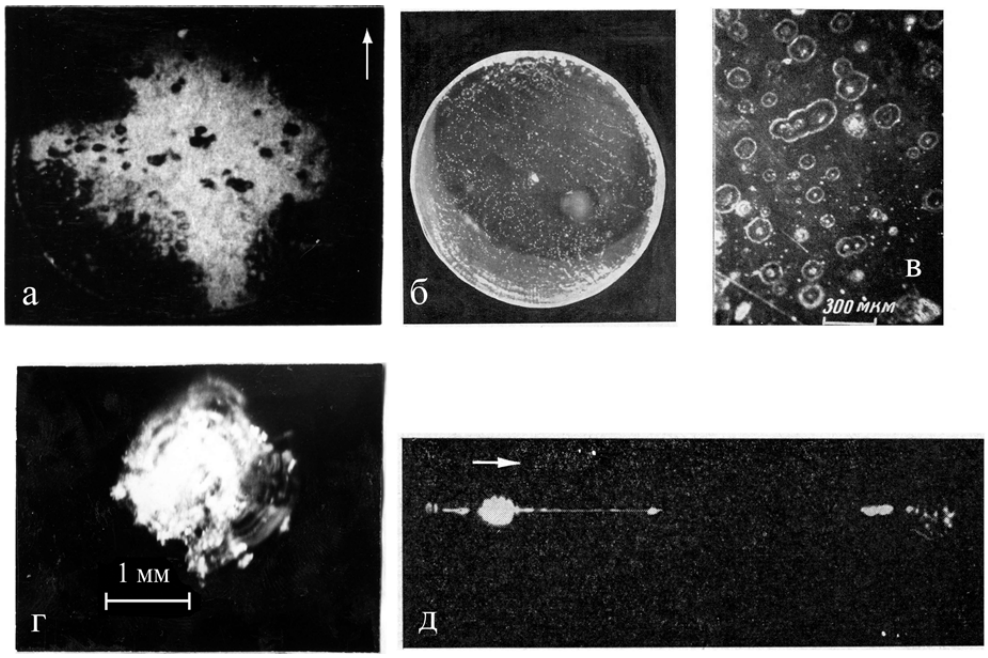


Рис.44. Разрушения на торцах стержней из неодимового стекла Ø30мм (а-в) и в объеме стержней (г, д), работавших в установках с нс (а, г) и пс (б, в, д) импульсами. Стрелкой (а) показано направление поляризации; (д) - нитевидное разрушение в стержне (направление пучка- по стрелке). Увеличение: 37^x (в), 20^x (г) и 57^x (д) [78, 80, 83,85].

Нитевидные разрушения в стекле наблюдались и ранее, но под действием сфокусированного лазерного излучения [167,169]. Эти разрушения считались следствием самофокусировки лазерного пучка [172]. Естественно было предположить, что при достаточно больших мощностях излучения при усилении пс импульсов эффект самофокусировки будет наблюдаться и для несфокусированного пучка. Поскольку интенсивность излучения в лазерном канале нашей установки была велика ($\geq 10^9$Вт/см^2), мы пришли к заключению, что наблюдавшиеся в стержнях из неодимового стекла и в других оптических элементах нитевидные разрушения есть свидетельство самофокусировки лазерного пучка, распространявшегося в усилителе. Образование нитевидных повреждений в стекле наблюдалось как в случае распространения по оптическому тракту почти параллельного ($\approx 10^{-4}$рад) пучка, так и для слабо расходящегося ($\approx 3\text{x}10^{-3}$рад) пучка [78,80]. Эксперименты показали, что за одну вспышку образуется сразу несколько нитевидных разрушений, распределенных по сечению стержня из неодимового стекла. Одновременное появление нескольких нитевидных разрушений говорило о том, что происходила самофокусировка не всего лазерного пучка, как целого, а отдельных, наиболее интенсивных его частей. По мере роста интенсивности излучения число нитей увеличивалось. При плотностях энергии ε=1-2Дж/см^2 наблюдалось образование пучков нитевидных повреждений, заполнявших практически все поперечное сечение стержня, а лазерный пучок на выходе усилителя сопровождался ореолом рассеянного излучения. Таким образом, рост мощности в лазерных установках, в особенно-

сти переход к УКИ, привел к тому, что объектом проявления нелинейных эффектов стала сама оптическая среда лазера, в которой происходила самофокусировка пучка.

Для исследования самофокусировки в среде лазера был выполнен (с участием автора) ряд экспериментов. В отдельном эксперименте регистрировалось пространственно-угловое распределение интенсивности излучения на выходе усилителя пс импульсов на стержне Ø20х700мм^2, рис.45. При низкой интенсивности (ε≈0,1Дж/см^2) контуры отпечатка пучка с расходимостью ≈10^{-4}рад резко очерчены, рис.45б. При росте ε в первоначально однородном распределении интенсивности пучка появлялась мелкая рябь, которая при дальнейшем росте ε превращалась во множество «горячих точек» [78,87]. Эти «точки» становились источниками рассеянного излучения, которое при ε≈2Дж/см^2 образовывало ореол, сопровождавший основной пучок, рис.45а, в. Угловые размеры ореола значительно (на 2 порядка) превосходили расходимость лазерного пучка. В ореол «перекачивалась» большая часть энергии основного пучка. Исследования показали, что излучение ореола так же, как и излучение основного пучка, представляет собой импульсы ультракороткой длительности. Образование ореола естественно было связать с самофокусировкой лазерного пучка в среде, рис.45в. Так, по нитевидным разрушениям и по рассеянию лазерного излучения впервые была обнаружена самофокусировка несфокусированного, практически параллельного лазерного пучка, распространявшегося в активной среде усилителя лазерной установки на неодимовом стекле. В некоторых экспериментах с пс импульсами наблюдалась самофокусировка с рассеянием излучения, но без образования видимых повреждений [87]. Обнаружение самофокусировки пучка в неодимовом лазере вскоре было подтверждено в [162] и публикациями из Ливерморской лаборатории (США) [250].

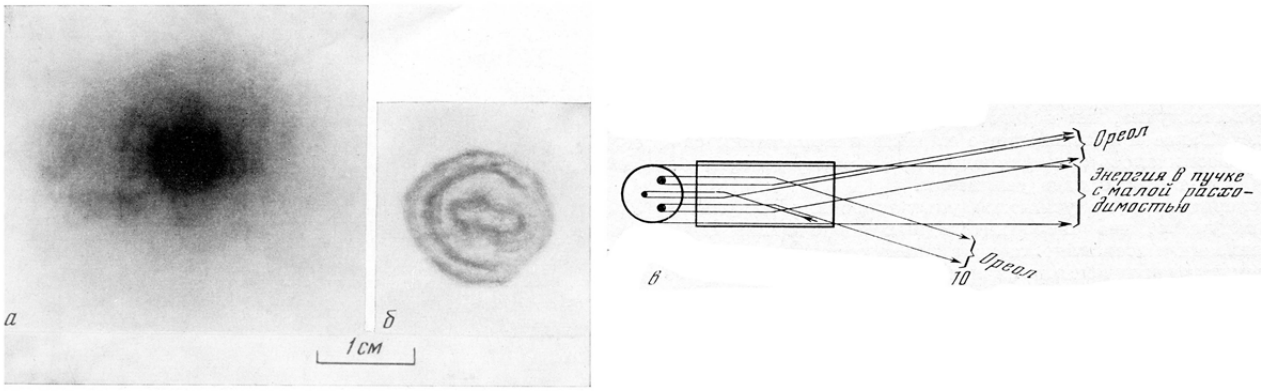


Рис.45. Распределение интенсивности в лазерном пучке на выходе стержня Ø20х700мм^2 усилителя (отпечаток на фотопластинке, установленной на расстоянии 4м от выхода): (а) - при плотности энергии ε≈2Дж/см^2, (б)- при ε≈0,1Дж/см^2; (в)- пояснение к механизму образования ореола рассеянного излучения [87].

Для выяснения особенностей усиления пс импульсов в условиях самофокусировки были проведены дополнительные исследования. На рис. 46 представлена зависимость коэффициента

усиления K от плотности энергии входного сигнала $\varepsilon_{вх}$, снятая для двух каскадов усилителя на стержнях Ø20х700мм^2. На вход усилителя поступали пс импульсы, выделенные затвором из цуга импульсов генератора с самосинхронизацией мод. Из кривой $K(\varepsilon_{вх})$ видно, что при увеличении $\varepsilon_{вх}$ от 10^{-4} до 10^{-1}Дж/см^2 усиление падает более чем в 100раз, хотя плотность энергии насыщения в усилителе не достигается. Таким образом, наблюдаемая нелинейность усиления была связана не с эффектом насыщения в неодимовом стекле, а с нелинейными потерями на рассеяние пучка в оптической среде установки вследствие его самофокусировки [78, 83, 154, 159].

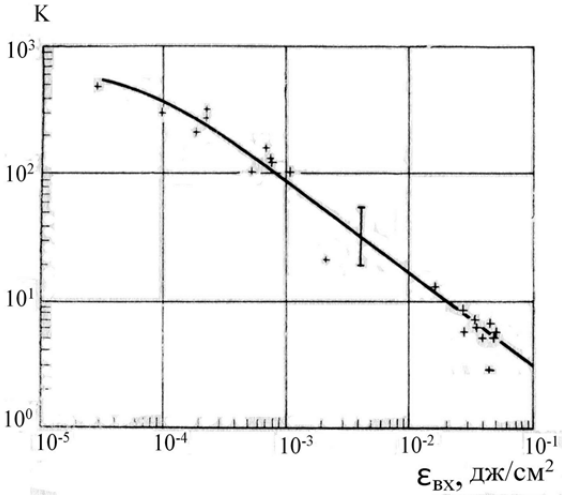


Рис.46. Зависимость коэффициента усиления пс импульсов K в 2-х каскадном усилителе на стержнях Ø20х700мм от плотности энергии входного сигнала, $\varepsilon_{вх}$ [78, 83, 154,159].

Было обнаружено еще одно примечательное свидетельство наличия в канале усилителя нелинейных потерь. Одновременное наблюдение временной структуры сигналов на входе и выходе усилителя на фотоэлектронном регистраторе ФЭР и осциллографе показало, что при усилении, сопровождавшемся возникновением нелинейных потерь ($\varepsilon \geq 1$Дж/см^2), временная структура усиленного сигнала существенно меняется [78,83,154,159]. В структуре выходного сигнала появляются дополнительные импульсы. В случае слабого сигнала на входе ($<10^{-3}$Дж/см^2) такое изменение отсутствовало. Этот результат свидетельствовал о том, что в излучении задающего генератора УКИ на неодимовом стекле кроме основного импульса, выделенного затвором из цуга, содержались также импульсы малой интенсивности, поступавшие на вход усилителя. За счет ограниченного динамического диапазона регистрирующей аппаратуры слабые дополнительные импульсы было трудно обнаружить в излучении на выходе генератора. Однако усилитель с нелинейными потерями, ограничивая амплитуду сильного импульса и усиливая слабые, позволил выявить импульсы малой интенсивности. Их обнаружение в составе излучения генератора явилось еще одним свидетельством в пользу флуктуационного механизма образования УКИ в лазере с самосинхронизацией мод нелинейным поглотителем [78,83,154,159] (см. гл. 2).

Обнаружив нелинейные потери лазерного пучка в стержнях усилителя, мы провели специальный эксперимент для выяснения условий прохождения пучка генератора через ячейку Керра, которая применялась в схеме вырезания одиночного импульса из цуга УКИ, рис.14 [78,83]. Схема эксперимента представлена на рис.47 (вверху). Излучение цуга УКИ от генератора с самосинхронизацией мод, усиленное с помощью регенеративного усилителя до 2Дж/см^2, направлялось на кювету (3) с 7 см слоем нитробензола. Диафрагма Ø10мм перед кюветой (2) ограничивала сечение пучка. Энергия излучения, прошедшего кювету, измерялась калориметром (4) с отверстием Ø20мм на расстоянии 6м от кюветы. Таким образом, угол регистрации лазерного излучения составлял ≈3x10^{-3}рад. В отсутствие кюветы вся энергия лазерного пучка попадала в калориметр. С помощью фильтров (1) можно было ослаблять плотность энергии на входе кюветы. Зависимость энергии *E,* попавшей в калориметр, от плотности энергии ε на входе кюветы приводится на рис.47 (внизу). При ε >0,5Дж/см^2 доля энергии, попавшей в апертуру калориметра, уменьшалась. В том случае, когда калориметр располагался непосредственно за кюветой, энергия излучения в пределах точности измерений равнялась энергии на входе кюветы. Это означает, что в нитробензоле излучение цуга УКИ рассеивалось в довольно большой угол без значительного уменьшения общей энергии. Причиной такого рода нелинейных потерь на рассеяние при прохождении лазерным пучком кюветы с нитробензолом была также самофокусировка. Для предотвращения нелинейных потерь в ячейке Керра плотность энергии на входе вырезающего затвора поддерживалась на уровне ε <0,1Дж/см^2. В дальнейшем ячейка Керра с нитробензолом в «вырезающем» затворе была заменена на затвор Поккельса с кристаллом *DKDP*, где порог возникновения самофокусировки был выше.

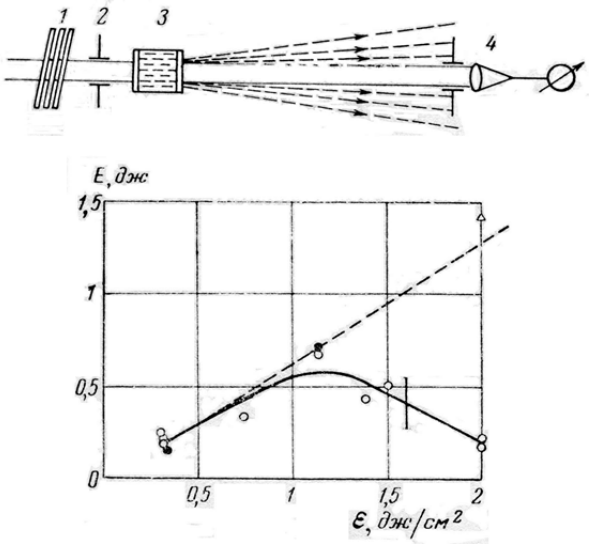


Рис.47. Вверху - схема эксперимента по изучению нелинейных потерь в ячейке Керра: *1*-светофильтры, *2* - диафрагма, *3* -кювета со слоем нитробензола 7см, *4* - калориметр. Внизу - зависимость энергии *E,* попавшей в апертуру калориметра, от плотности энергии ε на входе кюветы: ○-калориметр на расстоянии 6м от кюветы, Δ-калориметр в 0,1м от кюветы, ●-кювета с нитробензолом отсутствует (пунктир) [78, 83].

Вслед за активными элементами и элементами оптики из действующей лазерной установки на неодимовом стекле с пс импульсами нитевидные разрушения были обнаружены в стержнях из стекла и рубина, работавших ранее в выходных каскадах усилителей нс импульсов. Достаточно неожиданно свидетельства самофокусировки - одиночные нитевидные разрушения были найдены нами в неодимовых и рубиновых стержнях Ø10-15мм и длиной 120-240мм, использовавшихся в задающих генераторах для получения импульсов нс и пс длительности в работах [71,76, 20, 80]. Все эти находки подтверждали, что самофокусировка мощного лазерного излучения в самой активной среде твердотельного лазера, в элементах оптики лазерной установки - распространенное явление. В экспериментах с усилителем пс импульсов мы обнаружили даже самофокусировку лазерного пучка в воздухе [80]. На рис.48 воспроизводится фотография отпечатка, оставленного пучком на фотопластинке, помещенной в 25м от выходного торца усилителя. Размеры пятен на отпечатке не превышали 0,5см. Оценки показывали, что пятна столь малых размеров на таком большом расстоянии от источника - выходного торца усилителя не могли быть получены при обычном (линейном) распространении лазерного пучка от пятен Ø0,5-1см на выходном торце усилителя даже при дифракционной расходимости излучения. В наших же экспериментах расходимость пучка после усилителя ($\approx 10^{-3}$рад) в $\approx$10 раз превышала дифракционную расходимость излучения от апертуры Ø1см. Причиной аномального распространения луча мог быть эффект самофокусировки лазерного излучения в воздухе. Таким образом, в дополнение к самофокусировке в оптической среде лазерной установки мы впервые наблюдали самофокусировку лазерного пучка в воздухе. Самофокусировка в воздухе сфокусированного лазерного пучка наблюдалась в работе [251]. В настоящее время самофокусировка и распространение лазерных пучков в воздухе в виде тонких филаментов на десятки и сотни метров является предметом изучения в нескольких исследовательских коллективах, см. [174, 175].

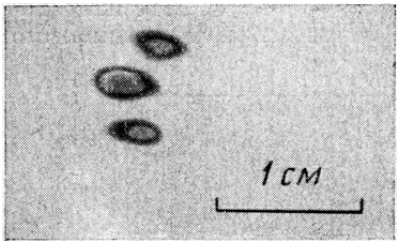


Рис.48. Обнаружение самофокусировки лазерного пучка в воздухе:отпечатки выбросов на профиле пучка на фотопластинке в 25м от выхода усилителя пс импульсов на неодимовом стекле (лаборатория КРФ ФИАН, 1969 г.)[80].

Физические механизмы возникновения самофокусировки и других явлений, приводящих к нелинейным потерям в лазерном пучке, распространяющемся в оптической среде мощного лазера, рассмотрены в обзорах, см. например [87,173–175,252]. При плотностях энергии и мощности излучения, которые реализуются при распространении коротких (10^{-9}–10^{-11}с) импульсов

по оптическому тракту усилителя лазерной установки на неодимовом стекле, $\varepsilon \leq 5$Дж/см^2, $I=10^9$-10^{10}Вт/см^2, напряженность электрического поля световой волны может достигать $\mathscr{E}=10^5$-10^7В/см, и при взаимодействии излучения с оптической средой установки проявляются нелинейные (по полю) эффекты. В лазерной установке на неодимовом стекле (в активных элементах, в оптическом стекле) нелинейные эффекты обусловлены, как отмечалось в гл. 2, в первую очередь, кубичным по полю членом и описываются тензором кубичной нелинейной поляризуемости среды, $\chi^{(3)}$. Степень проявления того или другого механизма возникновения нелинейности определяется как свойствами среды, так и характеристиками излучения (длительностью импульса, размером пучка, поляризацией, длиной волны). Электронная нелинейность поляризуемости атомов и молекул среды (электронный Керр-эффект) связана с деформацией их электронной оболочки полем, характерное время установления, $\tau \sim 10^{-15}$–10^{-16}с. Для эффекта электрострикции - деформации среды под действием поля, приводящей к изменению поляризуемости, время установления - $\tau \sim a/V$, где a – размер пучка, V-скорость звука. Этот эффект дает вклад в χ^3 для процессов, в которых длительность импульса $\tau_u \geq a/V$. В жидкостях с анизотропной поляризуемостью молекул нелинейность возникает за счет ориентации молекул полем (высокочастотный Керр-эффект), время установления, $\tau \sim 10^{-8}$-10^{-9}с. Вклад теплового механизма зависит от коэффициента поглощения среды, теплоемкости, $\delta n/\delta T$, от соотношения τ_u и времени установления распределения температуры в сечении пучка, $\tau \sim a^2/(\Lambda_T/c\rho)$ (Λ_T – теплопроводность, c – теплоемкость, ρ-плотность). В средах с резонансным усилением или поглощением возникновение нелинейной поляризуемости связано с эффектом насыщения. Из всех механизмов образования χ^3 для оптической среды неодимового лазера наиболее существенен, как отмечалось, электронный Керр-эффект, который при $\tau_u < 10^{-9}$с проявляется практически во всех оптических элементах установки. Вклад в χ^3 при $\tau_u > 10^{-9}$с могут давать также электрострикция и тепловой механизм, а в жидкостных фильтрах-затворах – ориентационный Керр-эффект. Вклад в χ^3 эффекта насыщения усиления мал, так как обычно плотность энергии в лазерном пучке поддерживается на уровне $\varepsilon < \varepsilon_s$.

Кубичная нелинейность обусловливает различные четырехфотонные процессы: генерацию суммарных и комбинационных частот, вынужденное рассеяние, двухфотонное поглощение, самовоздействие волн в среде. Возникновение того или иного нелинейного процесса в оптической среде установки означает возникновение нелинейных потерь для излучения на основной длине волны в рабочем лазерном пучке за счет рассеяния, отражения, поглощения или преобразования частоты излучения. В оптическом тракте мощной лазерной установки на неодимовом стекле проявляются, как показали эксперименты, прежде всего эффекты самовоздействия: самофокусировка и фазовая модуляция с уширением спектра. Эффекты самовоздействия, как отмечалось в гл.2, взаимосвязаны и могут наблюдаться вместе. Уширение спектра пс импульсов

в генераторе и в образцах стекол вне резонатора (на тысячи см$^{-1}$) при самофокусировке было обнаружено в работах [162,170,171] Уширение спектра на выходе усилителя при распространении импульсов с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2 в стержнях из неодимового стекла наблюдалось в работах [84,87,154], рис.49. Излучение задающего генератора с самосинхронизацией мод поступало на вход усилителя на 4-х стержнях из стекла ГЛС-1 с Ø20, 30 и 45мм и длиной по 650мм каждый. Часть излучения генератора и с выхода усилителя с помощью кристаллов *KDP* преобразовывалось во вторую гармонику и фотографировалось на дифракционном спектрографе. За счет применения селекторов в резонаторе ширина спектра излучения на выходе генератора не превышала нескольких ангстрем. Спектр на выходе усилителя был сильно уширен (свыше 600Å на основной частоте) по сравнению со спектром входа, рис.49.

Рис.49. Спектры излучения неодимового лазера, преобразованного во вторую гармонику, в области около λ≈0,53мкм: от задающего генератора (б) и на выходе 4-х каскадного усилителя пс импульсов на стержнях из неодимового стекла (а); (в) - денситограмма спектрального распределения энергии на выходе усилителя.

Можно полагать, что ширина спектра на основной частоте на выходе усилителя была еще больше, так как из-за дисперсии направления синхронизма в KDP эффективность преобразования в гармонику падает при смещении частоты в сторону от центральной частоты, на которую настроен кристалл. Уширение можно связать с эффектами фазовой самомодуляции и четырехфотонного взаимодействия в среде [84,87,154]. Выход спектра за пределы полосы усиления активной среды (≈200Å для неодимового стекла) фактически также представлял собой механизм потерь для усиливаемого импульса. Однако, потери, связанные с уширением спектра, были несопоставимо меньше потерь на рассеяние при самофокусировке пучка.

Анализ относящихся к самофокусировке экспериментальных фактов по мере их накопления позволил разобраться в наблюдениях и выделить различные стороны этого явления. В зависимости от полной мощности пучка можно определить два предельных режима протекания самофокусировки. Самофокусировка пучка как целого в среде может наблюдаться в случае, когда мощность пучка P содержит лишь несколько критических мощностей, P≈(1–3)$P_{кр}$. В этом случае говорят о «крупномасштабной» самофокусировке пучка (КМС). В ранних исследованиях самофокусировки в жидкостях и твердотельных средах [168–171] наблюдался имен-

но этот режим: КМС небольших по диаметру (≤1мм) пучков. Обнаружив одиночные нитевидные повреждения в активных элементах генераторов нс и пс импульсов [80], мы, фактически, обнаружили проявление КМС в генераторах, см. гл.2. КМС лазерного пучка Ø2,5мм в усилителе наблюдалась в специально поставленном эксперименте [253] при усилении пс импульсов в кристалле $YAG:Nd^{3+}$ и в неодимовом стекле.

В усилительных каскадах мощных лазерных установок на неодимовом стекле КМС, как правило, не проявляется. Наблюдения многочисленных нитей в стержнях усилителя, а также точечных разрушений на их торцах [80, 78, 85], свидетельствовали о том, что в этих условиях имел место другой режим самофокусировки: пучок в нелинейной среде разбивался на отдельные мелкие самофокусирующиеся фрагменты. Этот второй режим самофокусировки, связанный с пространственной неустойчивостью световой волны большой интенсивности в нелинейной среде по отношению к малым возмущениям ее амплитуды и фазы, был теоретически обоснован В.И. Беспаловым и В.И. Талановым [254,255]. Неустойчивость волны приводит к распаду пучка на отдельные фрагменты, т.е. к мелкомасштабной самофокусировке (ММС). Сопоставление экспериментальной картины разрушений на торцах стержней усилителя мощных нс и пс импульсов при ММС с предсказаниями теории [254,255] было проведено в [85] (см. также параграф 4.2). ММС преобладает над самофокусировкой пучка в целом в тех случаях, когда полная мощность пучка $P>>P_{кр}$. В этих случаях на расстояниях, много меньших тех, на которых пучок фокусируется как целое, успевают нарасти мелкомасштабные выбросы, несущие мощность порядка $P_{кр}$. При нарастании таких выбросов пучок разбивается на отдельные самофокусирующиеся фрагменты, что приводит к появлению рассеянного излучения, возникновению нитевидных разрушений в объеме среды, точечной структуры разрушений на торцах стержней из неодимового стекла [80,78,85].

В лазерных установках на неодимовом стекле мощность пучка в оконечных каскадах усилителя $P=(10^3\text{-}10^4)\cdot P_{кр}$. Как показали эксперименты, именно развитие неустойчивости волны, приводящее к ММС, кладет, в конечном счете, предел повышению плотности мощности выходного пучка. Если характерная длина, на которой проявляется КМС пучка с радиусом a и мощностью P, равна $L_ф \sim \dfrac{ka^2}{\sqrt{P/P_{кр}-1}}$ (k- волновой вектор), то длина развития ММС того же пучка $L_{неуст} \sim \dfrac{ka^2}{P/P_{кр}}$ [254,255]. Поэтому $L_{неуст}/L_ф \sim \sqrt{P_{кр}/P}$ и если $P \gg P_{кр}$, то $L_{неуст} \ll L_ф$. С этим обстоятельством и связана доминирующая роль ММС в оптической среде мощного лазера, где мощность пучка $P \gg P_{кр}$. ММС приводит к тому, что пучок перестает фокусироваться как целое. В работах [254,255] было показано, что возмущения в нелинейной среде могут

экспоненциально нарастать (или убывать, в зависимости от начальной фазы возмущения) с инкрементом *h,* зависящим от поперечного волнового вектора возмущения *q*:

$$h = \frac{q}{2}\sqrt{\frac{2n_2}{n_0}|\mathcal{E}|^2 - \frac{q^2}{k^2}} \qquad (4.1)$$

Существует область нестабильности - диапазон значений *q,* «опасных» с точки зрения увлечения ММС. Наиболее увлекаемое самофокусировкой возмущение с волновым вектором

$$q_m = k\sqrt{\frac{n_2}{n_0}|\mathcal{E}|^2} \qquad (4.2)$$

экспоненциально нарастает с максимальным инкрементом $h_m = \dfrac{8\pi^2 n_2 I}{\lambda c n_0}$.

Источником мелкомасштабных возмущений в усилителе могут быть всевозможные микровключения и неоднородности стекла, а также выбросы интенсивности на профиле пучка, которые могут возникать при дифракции и интерференции когерентного излучения в оптическом тракте установки, см. параграф 4.2. Размеры возмущений, наиболее легко «увлекаемых» самофокусировкой, как видно из (4.2), определяются плотностью мощности излучения. Для неодимового стекла при 5-10 ГВт/см^2 эти размеры составляют 0,1-0,5мм, а $L_{неуст}$=4-7см [5, 252].

Практически безынерционный характер протекания ММС в стекле (электронный механизм) отражается на форме временного профиля лазерного импульса при ММС в усилителе. Наибольшего развития ММС достигает в максимуме импульса, что приводит к интенсивному рассеянию именно на вершине импульса. Иллюстрация катастрофического нарастания потерь в усилителе при ММС была получена в работе [88,154]. Импульс с длительностью ≈2нс и плотностью энергии ε≈2Дж/см^2, сформированный в неодимовой лазерной установке, направлялся в дополнительный каскад усиления на стержне Ø45х620мм, рис.50а. Форма импульса на выходе дополнительного каскада при ε≈2–2,5Дж/см^2 повторяла в основном форму импульса на входе, рис.50г. При попытках увеличить энергию рассеяние излучения на большие углы возрастало из-за начинающегося нелинейного взаимодействия излучения с оптической средой, яркость лазерного пучка при этом падала. Регистрация излучения на выходе дополнительного каскада производилась в пределах угла несколько превышавшего угол расходимости лазерного пучка ≈2·10^{-4}рад. Микрофотограммы импульсов для двух различных вспышек представлены на рис.50б, в. Провалы интенсивности импульсов объясняются быстро включающимся и выключающимся нелинейным механизмом ограничения мощности, приводящим к выбросу большей части излучения из направленного лазерного пучка. Таким быстро срабатывающим механизмом ограничения явилась ММС лазерного излучения в усилителе.

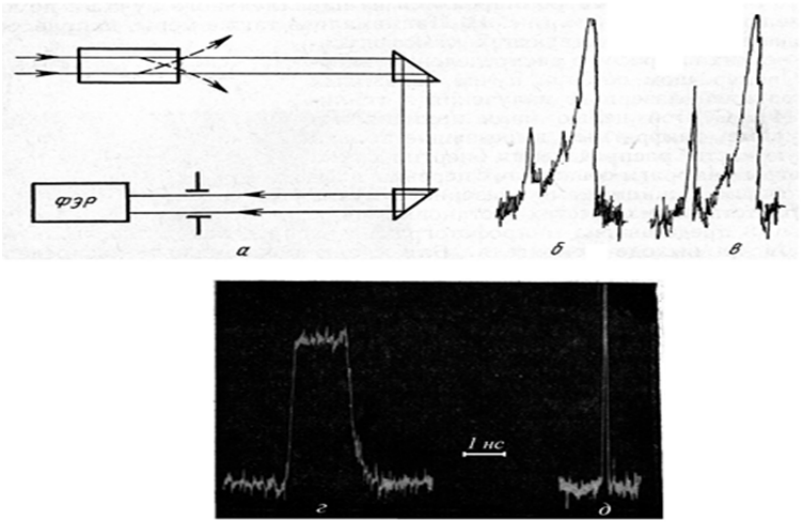


Рис.50. Схема регистрации импульсов на выходе стержня усилителя Ø45х620мм (а) и микрофотограммы импульсов на ФЭР (б, в); микрофотограмма входного импульса (г) и аппаратная функция прибора (д) [88,154].

Наблюдавшиеся при ММС искажения формы 2 нс импульсов в усилителе аналогичны по своей природе картине формирования провалов на вершине импульсов вследствие КМС в генераторах пс импульсов в работах [188,189], а в работе [202] - в генераторе субнаносекундных импульсов на неодимовом стекле, см. гл. 2.

Таким образом, в [80,78,85] был обнаружен и исследован экспериментально в среде усилителя на неодимовом стекле режим ММС лазерного пучка. Со временем, при сопоставлении различных механизмов ограничения интенсивности излучения в неодимовом лазере было установлено, что именно ММС является основным физическим механизмом, ограничивающим мощность и яркость излучения неодимовых лазеров при усилении пс (10^{-10}–10^{-12}с) и нс (10^{-9}–10^{-8}с) импульсов [4,5,80,78,85,87,175,252]. При описании самофокусировки в реальной лазерной установке, где интенсивность пучка меняется вдоль оптического тракта длиной L и, кроме того, меняются свойства самой оптической среды (стекло, воздух, жидкостные затворы), характеристикой нелинейности в установке является величина «интеграла распада» [4,5,175,252]

$$B = \frac{8\pi^2}{c\lambda}\int_0^L \frac{n_2}{n_0} I(z)dz \qquad (4.3)$$

Подсчет величины B дает представление об интенсивности протекания нелинейных процессов. Было установлено, что относительно безопасным для прохождения мощного лазерного пучка по усилителю является значение интеграла распада $B\approx 2$ [4,5,175,252]. Для предотвращения нарастания интеграла распада в усилителе принимаются меры, ограничивающие развитие ММС. Одним из эффективных средств борьбы с самофокусировкой являются пространственные фильтры-ретрансляторы, разделяющие каскады лазерной установки, и фрагментированная структура активной среды усилителя (лазерные диски), см. параграф 5.1.

4.2 Дифракция и самофокусировка излучения при распространении в оптическом тракте лазерной установки

В стержнях из неодимового стекла, выдержавших значительное число выстрелов в лазерных установках с нс и пс импульсами, отмечались характерные повреждения на поверхности выходных торцев вблизи оси стержня, рис.44б, рис.51а, в. Возникновение разрушений в первую очередь в центре торца стержня, а также в его объеме вдоль оси отмечалось экспериментаторами еще при работе с рубиновыми лазерами, рис.51а. Однако, механизм возникновения разрушений на оси в течение некоторого времени не был ясен. Понимание природы этих разрушений появилось после обнаружения их связи с выбросами интенсивности на профиле лазерного пучка, возникавшими при его дифракции на элементах оптического тракта установки. Впервые на эти выбросы мы обратили внимание, обнаружив разрушения в виде системы концентрических колец на выходном торце стержня Ø45мм из неодимового стекла, работавшего в усилителе 1-2нс импульсов, рис.51б [90]. В дальнейшем, разрушения в виде колец с Ø20-40мм, состоявших из мелких точечных повреждений, мы обнаруживали на торцах стержней неоднократно, рис.51в [85,87]. Наряду с этими концентрическими разрушениями наблюдались и случайным образом распределенные по торцу небольшие кольцевые и отдельные точечные разрушения, рис.44б, рис.51в. Обычно от всех этих поверхностных разрушений вглубь стержня уходили нитевидные повреждения, обусловленные самофокусировкой.

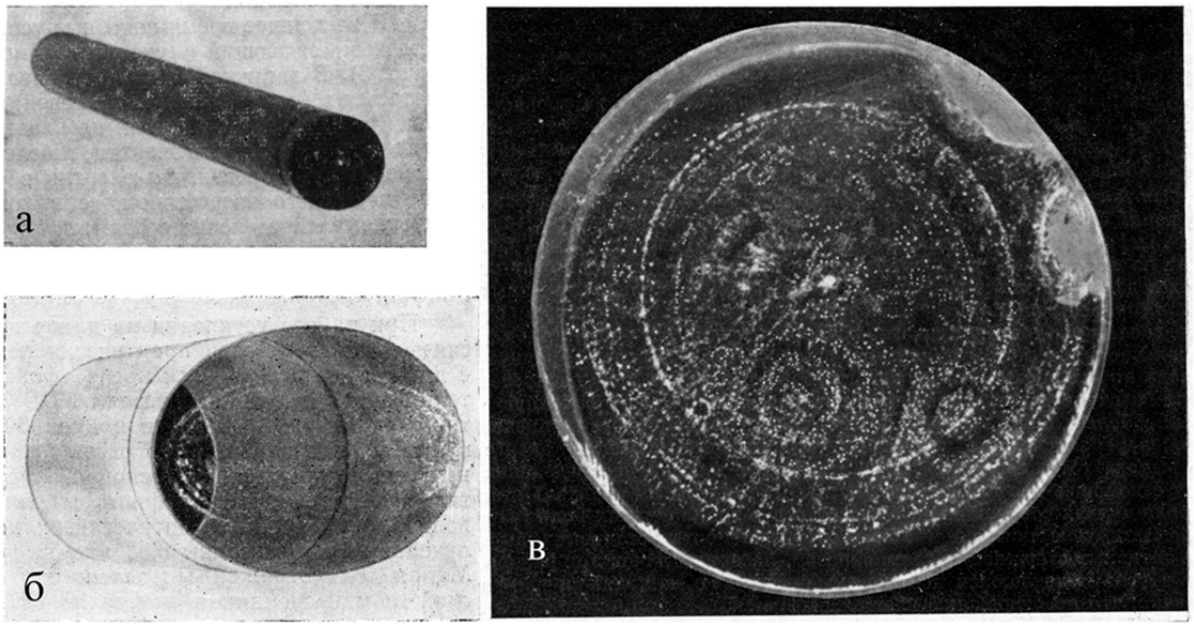


Рис.51. Разрушения на торцах стержней: в рубине Ø12х130мм из лазера с 20нс импульсами (а); в стержнях из неодимового стекла Ø45х680мм из усилителя с 1-2нс импульсами (б, в). Разрушения на оси обусловлены «фокусировкой» дифракционных волн; точечные разрушения (б, в) - результат увлечения ММС возмущений на профиле пучка при его дифракции на диафрагмах усилителя (большие кольца) и на малых включениях (пузырях, камнях) в неодимовом стекле (мелкие кольца и отдельные точечные повреждения) [90,85].

Стало понятно, что при дифракции лазерного пучка на краях стержней, элементах оптики, апертурных диафрагмах, расположенных в оптическом тракте усилителя, а также и на различных неоднородностях в среде происходило перераспределение энергии по сечению лазерного пучка. В результате профиль пучка приобретал изрезанную форму, формировались выбросы, интенсивность которых была достаточна для инициирования самофокусировки и разрушений на поверхности торца и в объеме стержня. Так в ходе экспериментов на лазерных установках с нс и пс импульсами был обнаружен еще один механизм ограничения энергии и мощности излучения в лазерном пучке: развитие дифракционных выбросов с повышенным уровнем интенсивности на профиле пучка при его распространении по оптическому тракту установки [90,85]. Этот, линейный по полю (в отличие от самофокусировки) механизм мог самостоятельно или совместно с самофокусировкой приводить к разрушениям в среде [90,85–87]. Возмущения на профиле могли появляться не только из-за дифракции, но и в результате интерференции основного лазерного пучка с более слабым пучком, например, с отражением от оптических элементов установки. На рис.44б представлена фотография торца стержня Ø30х680мм из неодимового стекла, на которой видны микроразрушения в виде параллельных полос [85]. Источником выбросов, приведших к этим разрушениям, по-видимому, являлась интерференция основного пучка и излучения, отраженного от поляризационной призмы в электрооптическом затворе. Подтверждения обнаруженному нами механизму ограничения энергии и мощности лазерного пучка, связанному с дифракцией и интерференцией излучения с последующей его самофокусировкой, были получены вскоре в Ливерморской лаборатории (США) [250, 256].

Анализ дифракционных явлений в оптическом тракте мощного лазера и их связи с самофокусировкой пучка был проведен в работах [85,86,250,252,256]. Рассмотрим условия, в которых развивались дифракционные явления при распространении пучка круглого сечения в усилителе на стержнях в первых одноканальных установках 1960–70гг. Обобщенная схема устройства подобной системы в составе задающий генератор – усилитель с данными по пространственно-угловым характеристикам пучка и линейными размерами отдельных компонентов установки представлена на рис.52. Комплексы задающего генератора пс или нс импульсов (а, б), предусилителя (в) и основного усилителя (г) в той или иной конфигурации входили в состав конкретных наших лазерных установок. На выходе одномодового задающего генератора с самосинхронизацией мод (а) или с модулированной добротностью (б) формировался пучок с гауссовым распределением интенсивности, поступавший в предусилитель (в). Предварительное усиление небольшого по интенсивности импульса генератора производилось в предусилителе в основном в режиме линейного усиления, так как начальная плотность энергии пучка на входе в предусилитель ($\varepsilon \leq 0{,}1$Дж/см^2) была много меньше плотности энергии насыщения в неодимовом стекле. Пучок с угловой расходимостью, сформированной в генераторе, проходил каскад в

прямом и обратном направлении два или большее число раз. Диаметр рабочего пучка на выходе многопроходного усилителя достигал обычно 5–10мм, а энергия ≤1Дж. Для предотвращения самовозбуждения многопроходного усилителя совместно с последующими каскадами основного усилителя последние отсекались от него электрооптическим затвором, а в оптические колена многопроходного усилителя устанавливали одну или несколько кювет с насыщающимся поглотителем (рис.52в). Электрооптический затвор открывался только в момент прохода через него усиленного импульса, тем самым повышался контраст импульса по отношению к фоновому излучению усилителя. Диапазон энергий импульса на выходе затвора 0,1–0,5Дж. Дальнейшее повышение энергии импульса производилось в цепочке последовательно расположенных усилителей (рис.52г), которые для предотвращения самовозбуждения разделялись одной или несколькими кюветами с просветляющимся поглотителем. С точки зрения эффективности съема инверсии, запасенной в активной среде основного усилителя, выгодно было бы повышать плотность энергии излучения до величин ~ ε_s и выше. Но поскольку при таких плотностях возникают разрушения плотность энергии в усилителе поддерживалась за счет расширения пучка обычно на уровне не выше 3-5Дж/см^2.

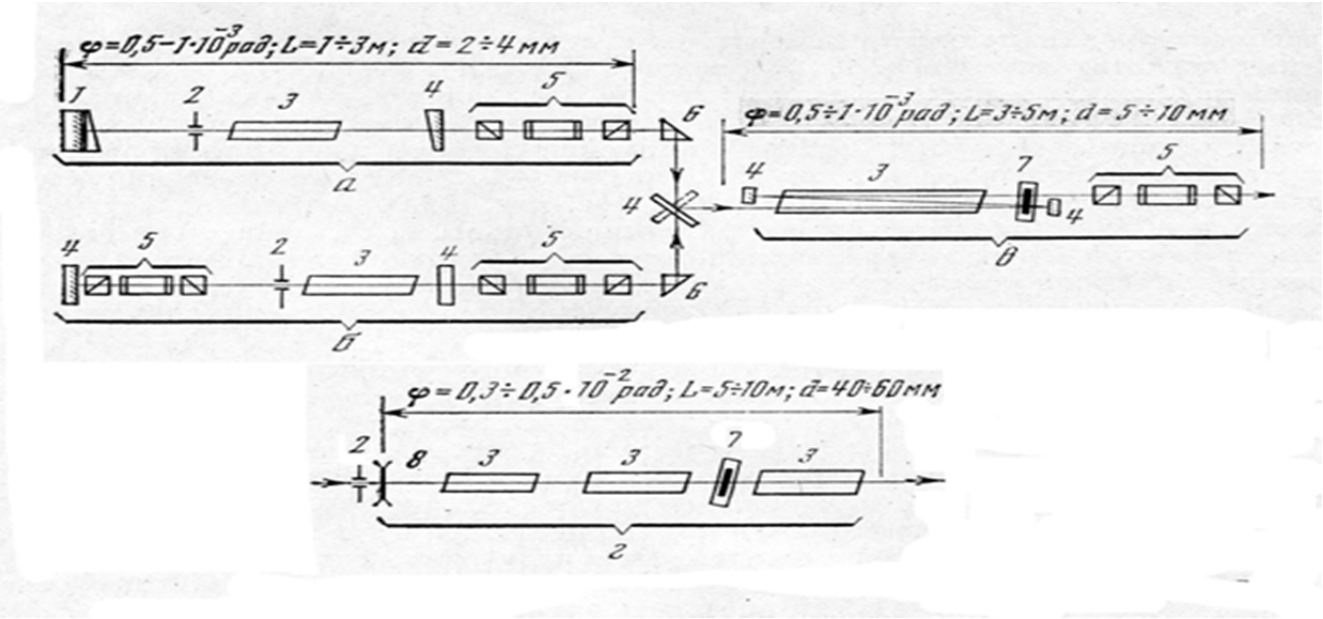


Рис.52. Обобщенная схема неодимовой лазерной установки:1-кювета с красителем на зеркале; 2-диафрагмы; 3-активные элементы;4-зеркала резонатора и для поворота пучка; 5-электрооптические затворы; 6-призмы; 7-кюветы для развязки усилителя; 8-линза; а-г- участки установки: *L*-длина участка; *d*-диаметр, *φ*- угол раствора пучка.

В тот период, когда опасность дифракционных выбросов на профиле лазерного пучка еще не была осознана, для формирования равномерного распределения энергии по сечению усилителя крылья распределения в пучке на входе в усилитель срезались с помощью диафрагмы с круглым отверстием Ø5-10мм, рис.52г. Диафрагмы в усилителе устанавливались и по другим соображениям, например, для экранирования периферии активной среды с неоднородным рас-

пределением инверсии. В отсутствие диафрагм их роль могли играть любые другие минимальные по апертуре элементы установки (например, торцы стержней). Таким образом, лазерный пучок при распространении в усилителе испытывал дифракцию на краях диафрагм. Существенно, что по отношению к этим диафрагмам усилитель располагался в ближней зоне дифракции (в зоне Френеля), для которой характерны частые и резкие выбросы интенсивности, возникавшие на плавном исходном профиле усиливаемого пучка [85, 90, 250, 256].

Картина распределения интенсивности в зоне дифракции Френеля пучка на диафрагме определяется исходным профилем пучка и числом Френеля, F. Это число, как известно, соответствует числу зон Френеля, видимых на диафрагме из точки наблюдения, находящейся на расстоянии L от диафрагмы. Для расходящегося пучка с радиусом кривизны R, падающего на диафрагму с радиусом a, при $a<<L$, $a<<R$ число Френеля определяется из соотношения [256]

$$F=a^2/\lambda L+ a^2/\lambda R \qquad (4.4)$$

Число Френеля соответствует количеству дифракционных выбросов на профиле пучка в зоне наблюдения. Вблизи диафрагмы при больших значениях F число выбросов максимально, оно спадает по мере удаления точки наблюдения от диафрагмы. Изрезанность профиля в зоне Френеля сменяется на плавное распределение интенсивности при $F\leq 1$ в дальней зоне дифракции (в зоне Фраунгофера). Для параллельного пучка ($R=\infty$) дальняя зона начинается при $L>a^2/\lambda$, например, для $\lambda\approx$1мкм и a=2мм, L>4м. Из выражения (4.4) следует, что для расходящегося пучка (R>0) число Френеля при фиксированном L всегда больше, чем значение F для параллельного пучка. Таким образом, применение в лазерной установке даже слабо расходящегося пучка продлевает ближнюю зону дифракции, часто далеко за пределы установки. Например, для угла расходимости пучка $\varphi\approx10^{-3}$рад и a=2мм, $R\approx$4м, $a^2/\lambda R\approx1$ и дальняя зона дифракции соответствует $L=\infty$. В ряде наших экспериментов в ближней зоне (относительно входной апертуры) оказывались все усилительные каскады. Усилитель, тем более, оказывался в пределах зоны Френеля в случае дифракции пучка на апертурных диафрагмах, устанавливавшихся между каскадами, или в случае дифракции пучка на краях собственно самих активных элементов усилителя.

В работе [85] было предпринято аналитическое рассмотрение дифракции Френеля лазерного пучка в линейной среде при прохождении его через круглую диафрагму и диафрагмы другой формы и дано объяснение возникновению кольцевых разрушений и разрушений на оси активных элементов, рис.44б, рис.51а-в. Интеграл Гюйгенса, описывающий дифракцию Френеля, состоит из 3-х частей. Первое слагаемое, $\mathcal{E}_г$ отвечает распространению волны по законам геометрической оптики. Второе слагаемое, $\mathcal{E}_д$ соответствует вкладу краевых волн, возникающих при дифракции падающей волны на границах диафрагмы. Третье слагаемое описывает дифракционные эффекты, связанные с неоднородностями исходного поля, и при их отсутствии это

слагаемое можно не учитывать. Интегральный вклад краевых волн, дифрагировавших на различных участках края диафрагмы, имеет вид поля, которое является своеобразным двумерным аналогом поля, возникающего по принципу Гюйгенса. Граница диафрагмы в этом случае (по принципу Гюйгенса) играет роль волнового фронта в двумерной картине распространения проекций дифракционных лучей [85]. На рис.53 в качестве иллюстрации приведена картина таких лучей, нормальных к границе эллиптической диафрагмы. Лучи фокусируются в районе эволюты эллипса, являющейся каустикой рассматриваемой системы лучей. Сумма «геометрооптической», $\mathscr{E}_г$ и дифракционной, $\mathscr{E}_д$ волн дает интерференционную картину, которая и наблюдается в зоне Френеля. Диафрагма эллиптического профиля при равномерной засветке с интенсивностью $I_г$ увеличивает интенсивность на оси пучка, $I_{max}/I_г \approx 1{,}44$. Как известно, дифракция Френеля от прямолинейного резкого края тень-свет дает величину выброса, равную $I_{max}/I_г \approx 1{,}37$ и последовательность других, убывающих по величине по мере удаления от края выбросов. Если пучок ограничить диафрагмой, имеющей форму правильного многоугольника, то сложение дифракционных волн от отдельных сторон создаст на периферии пучка ряд равных по интенсивности ярких точек, а интенсивность осцилляций в центре будет мала. Например, для диафрагмы прямоугольной формы, представляющей интерес для лазерных систем на прямоугольных дисках (пластинах), в распределении поля имеются четыре яркие точки по углам диафрагмы, соответствующие произведениям картины дифракции Френеля от каждой из соседних границ. Соответствующая величина выброса равна $I_{max}/I_г=(1{,}37)^2=1{,}88$ (при равномерной засветке).

Амплитуда дифракционных волн нарастает особенно сильно, когда все дифракционные лучи сходятся в одной точке. Так будет, если край диафрагмы имеет форму окружности. В зависимости от относительной фазы интерферирующих волн максимумы и минимумы в интерференционной картине могут достигать на оси пучка значений $I=I_г\,(1\pm|\mathscr{E}_д/\mathscr{E}_г|)^2$, где $I=|\mathscr{E}|^2$. Профили интенсивности в зоне Френеля при дифракции плоской волны или гауссова пучка на круглой диафрагме в конкретной лазерной установке были получены в результате численного моделирования в работе [256]. Центральный максимум на профиле возникает при нечетных значениях числа Френеля, F (общее число максимумов со спадающей от центра интенсивностью - нечетно). При равномерной засветке круглой диафрагмы на оси пучка достигается максимальное значение отношения $I_{max}/I_г=4$. Если F и общее число максимумов - четное число, то в центре распределения образуется минимум. Максимумы и минимумы интенсивности формируют хорошо известную картину дифракционных колец в зоне Френеля. Концентрация излучения на оси для пучка, прошедшего через круглую диафрагму, чередование максимумов и минимумов на оси по трассе распространения пучка - факты, хорошо известные со времен самого Френеля.

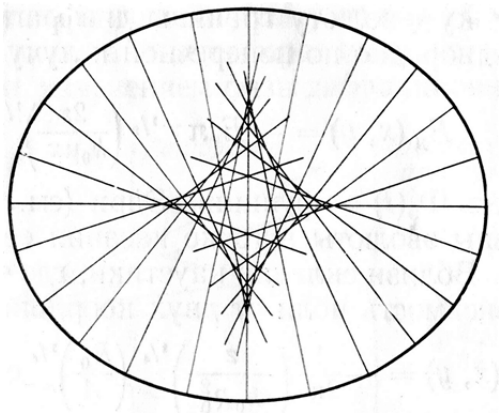


Рис. 53. Ход двумерных дифракционных лучей в плоскости наблюдения для случая дифракции плоской волны на диафрагме эллиптической формы [85].

Если на диафрагму падает излучение с гауссовым профилем, то общая картина формирования распределений интенсивности в зоне Френеля остается подобной случаю дифракции плоской волны [85,252,256]. Относительная интенсивность максимумов и глубина минимумов зависят от уровня интенсивности, по которому исходное распределение срезается диафрагмой. При срезании распределения круглой диафрагмой по уровню κ от максимальной интенсивности для пика в центре дифракционной картины получается соотношение

$$I_{max}/I_г = (1+\kappa^{1/2})^2 = 1 + 2\,\kappa^{1/2} + \kappa$$

Так, при $\kappa = e^{-1}$, $I_{max}/I_г = 2{,}5$; при $\kappa = 0{,}1$, $I_{max}/I_г = 1{,}73$. При $\kappa \ll 1$ прирост интенсивности на оси составит $2\,\kappa^{1/2} \cdot I_г$, т.е. при срезании пучка даже на уровне 1% от интенсивности в центре, величина выброса на оси составит 20% $I_г$. Весьма существенен, как отмечалось, рост интенсивности в центральном пике для падающей на диафрагму плоской волны: при $\kappa = 1$, $I_{max}/I_г = 4$.

Таким образом, фокусировка дифракционных волн в центре в случае круглой диафрагмы дает значительные выбросы интенсивности на оси. Если такая фокусировка происходит в лазере, она может приводить к разрушениям на оси. Конкретные условия работы найденных нами стержней с разрушениями на оси, работавших в первых генераторах и усилителях нс импульсов, восстановить не удалось. Можно полагать, что разрушения в центре торцов и вдоль оси круглых стержней возникали из-за фокусировки дифракционных волн и накапливались с ростом числа вспышек уже при сравнительно невысоких уровнях мощности в первых лазерах, рис. 51а. Эти соображения подтверждает публикациия [257], где наблюдалось формирование за несколько вспышек разрушений на поверхности торца активного элемента из рубина при дифракции Френеля лазерного излучения на неоднородностях или на непрозрачном экране.

Приведенные выше данные указывали однозначно на природу концентрических кольцевых разрушений и разрушений на оси на торцах стержней, наблюдавшихся в наших экспериментах [90,85] и в экспериментах Ливерморской лаборатории [250,256] – дифракцию Френеля

лазерного пучка на круглых диафрагмах с последующей самофокусировкой дифракционных выбросов. Дифракция приводила к образованию кольцевых всплесков интенсивности в поперечном сечении и выбросов на оси лазерного пучка, которые способствовали самофокусировке соответствующей области пучка с повышенной интенсивностью. Численное моделирование эволюции выбросов на профиле пучка вследствие совместного действия дифракции и самофокусировки, приводящего к обострению выбросов и кольцевым разрушениям и разрушениям на оси, было проведено в [250]. Точечная структура, разбивавшая по азимуту кольцевые разрушения на торцах стержней, получила интерпретацию (как следствие ММС) в работе [85]. Оценки параметров возникавших из-за дифракции на круглых диафрагмах возмущений на профиле исходного лазерного пучка соответствовали увлекаемым ММС масштабам. В типичных для лазерной установки на неодимовом стекле условиях для стержня усилителя длиной 60см с входной плотностью мощности 1ГВт/см^2 наиболее «опасные» с точки зрения увлечения ММС значения волнового вектора возмущений q лежат в интервале $(1\text{-}3)\cdot 10^2$см$^{-1}$[85]. С другой стороны, значения q, соответствующие наиболее интенсивным дифракционным всплескам вблизи оси на расстоянии ≈60см от входной диафрагмы Ø5-10мм (рис. 52) составляют $1\text{-}2{,}5\cdot 10^2$см$^{-1}$ и, таким образом, по порядку величины соответствуют наиболее легко фокусируемым возмущениям [85]. Пространственный масштаб дифракционных всплесков на периферии пучка также может попадать в «опасную» область. В конкретной экспериментальной ситуации в зависимости от профиля плотности мощности в первую очередь могут фокусироваться как периферийные, так и осевые дифракционные всплески. При этом отдельное дифракционное кольцо становится неустойчивым по отношению к разбиению по азимутальному углу и распадается на зоны (ячейки) с характерным поперечным масштабом, соответствующим приближенно «толщине» кольца, поскольку возмущения именно этого масштаба, содержащие по нескольку критических мощностей, наиболее увлекаемы ММС. Кольцевой дифракционный выброс на периферии пучка и несколько следующих за ним по направлению к оси диафрагмы всплесков приводили в условиях ММС к концентрическим кольцевым разрушениям на поверхности торцев, которые накапливались за много вспышек лазера. Таким образом, образование на торцах стержней концентрических кольцевых разрушений Ø20-40мм из мелких точек, рис.51б, в, несомненно, связано с дифракцией Френеля пучка на круглых диафрагмах и ММС в оптическом тракте усилителя.

Практически неустранимым источником мелкомасштабных выбросов на профиле лазерного пучка являются локальные неоднородности оптической среды лазерной установки (стекла, воздуха), через которую проходит пучок. Такими неоднородностями могут быть мелкие пузырьки, камни в стекле, пылинки на торцах стержней и в воздушных промежутках между ними. Эти неоднородности будут приводить к разбиению лазерного пучка на самофокусирующиеся фрагменты и в том случае, когда возмущения пучка в виде регулярных дифракционных колец

или интерференционных полос отсутствуют. Проявлением такого рода «беспорядочной» ММС следует считать отдельные точечные и небольшие кольцевые разрушения, которые видны на выходных торцах стержней наряду с упорядоченной структурой разрушений, образованных вследствие интерференции излучения в оптическом тракте усилителя или дифракции пучка на круглой диафрагме, рис.44б, рис.51в. Возмущения пучка, связанные с неоднородностями, могут носить характер как чисто амплитудных или чисто фазовых, так и смешанного вида. Источниками локальных мелкомасштабных возмущений могут быть неоднородности в любой части оптического тракта, по которому распространяется излучение. Большое число неоднородностей содержится на поверхностях и в объеме самих активных элементов, оптическая толщина которых достигает 80-90% от общей толщины стекла в канале усиления.

Рассмотрим некоторые из возможных источников «опасных» возмущений, связанных с локальными неоднородностями, шкала радиусов a которых простирается от субмикронных значений a<0,01мкм до a≤1000 мкм. Наибольшая концентрация (до 10^{11}см$^{-3}$) наблюдается в стеклах для неоднородностей радиуса a≈0,01-0,1мкм [258,259]. Концентрация неоднородностей с a≥0,3мкм в стеклах не превышает $3\cdot10^{6}$см$^{-3}$ [259]. Размеры этих неоднородностей меньше длины волны, и сами они создавать «опасные» возмущения на волновом фронте основного пучка не могут. Однако, интерференция рассеянного на этих неоднородностях излучения с основным пучком может стать источником «опасных» возмущений при больших мощностях. «Опасные» возмущения могут создавать неоднородности среды более крупного масштаба: непрозрачные включения или воздушные пузырьки в стекле. Расчет дифракции плоской электромагнитной волны на воздушных пузырьках в стекле с помощью теории Ми проводился в [260]. Так как в лазерных стеклах наиболее распространены пузырьки радиуса a ≤50мкм (до 100 штук на 1 кг [261]), то в качестве характерных значений были выбраны диаметры пузырьков 1, 4 и 40 мкм. Распределения интенсивности волны при дифракции на воздушных пузырьках разного диаметра в стекле показаны на рис.54. Из рис.54б видно, что для пузырьков Ø1 и 4 мкм характерные размеры модуляции интенсивности на расстоянии x≈100·a еще не достигают «опасных» масштабов, а интенсивность всплесков достаточно быстро спадает с расстоянием. Большую опасность представляют пузырьки с a≈10-250мкм (рис. 54 а). Характерный размер (по полуширине) модуляции интенсивности кольцевой структуры, возникающей при линейной дифракции на пузырьке Ø40мкм на расстоянии z=1см, составляет (при амплитуде 0,7 от уровня падающей волны) 40мкм и находится в «опасной» зоне. Поскольку на расстояниях ≈1см еще можно пренебречь нелинейным ростом дифракционных возмущений, то полученные с помощью линейной теории профили интенсивности при дифракции на пузырьках можно рассматривать (с некоторым приближением) в качестве источников возмущений для нелинейной задачи. Оценка возмущений пучка при дифракции на непрозрачных включениях дает примерно тот же диапазон

характерных размеров, что и расчет дифракции на пузырьке в дальней зоне. Дифракционные картины от пузырька и непрозрачного включения одинаковых размеров и на одинаковых расстояниях отличаются, хотя в обоих случаях характерный размер модуляции (≥10мкм) лежит в «опасной» зоне. Для неоднородностей более крупного масштаба наиболее опасный размер дифракционных возмущений волны достигается уже в ближней зоне. Таким образом, для интенсивности 10^9-10^{10} Вт/см^2 газовые пузырьки и непрозрачные включения с радиусами a≥10 мкм являются источниками опасных, увлекаемых ММС возмущений.

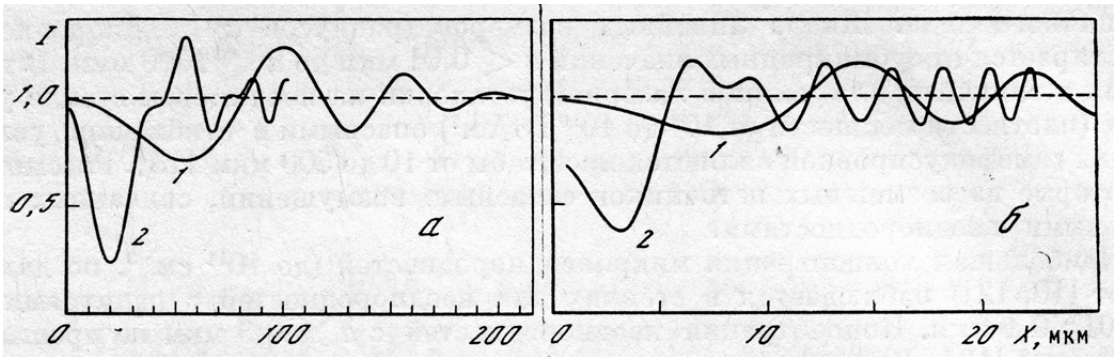
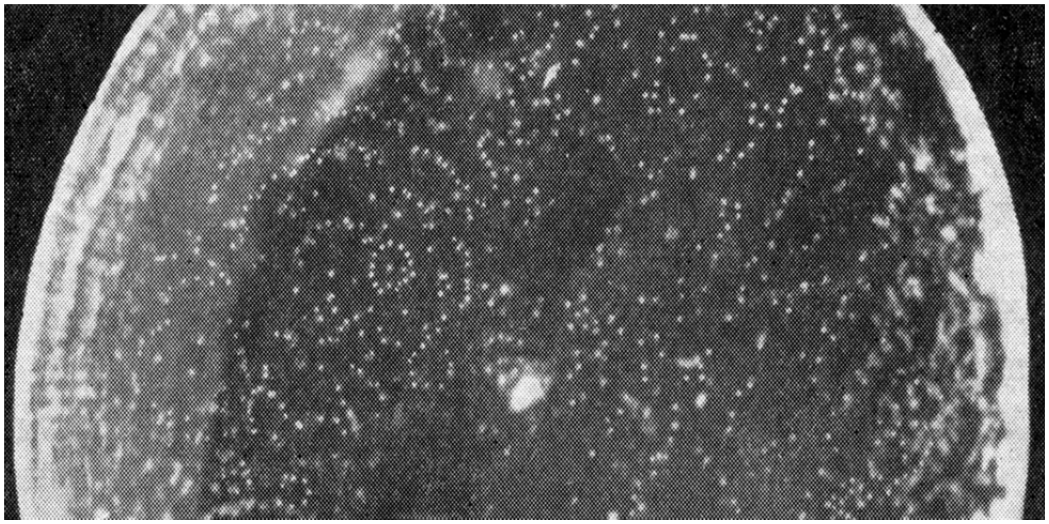


Рис.54. Распределения интенсивности при дифракции излучения на газовых пузырьках в стекле с размерами: (а)- Ø40мкм, z=1см (1) и z = 0,2см (2); (б) - Ø4мкм, z=200 мкм (1) и Ø1мкм, z = 50мкм (2).

Анализ развития самофокусировки от локальных неоднородностей в среде был проведен в работах [85,262]. Была получена картина нарастания возмущения от микровключения, которое имитировалось δ - образным возмущением. Из δ - образного возмущения, которое содержит непрерывный набор всех возможных значений поперечного волнового вектора q, самофокусировкой выделяются и усиливаются возмущения с пространственным периодом, соответствующим q_m - волновому вектору наиболее увлекаемого (с инкрементом h_m) возмущения. Картина наросшего в нелинейной среде возмущения имеет вид концентрических колец с пространственным периодом $2\pi/q_m$. В стекле для интенсивностей 10^9-10^{10}Вт/см^2 радиус первого кольца лежит в диапазоне сотен микрон. Таким образом, точечное возмущение в нелинейной среде переходит в кольцевую структуру, которая на дальнейшей стадии развития самофокусировки может разбиваться по азимутальному углу на отдельные ячейки и давать дискретные нитевидные повреждения в объеме стержней и точечные повреждения на поверхности торцев.

Кольцевые разрушения должны возникать и при распространении в нелинейной среде дифракционной структуры от реального аксиально-симметричного возмущения. На оси возмущения может образоваться высокая концентрация энергии, способная вызвать разрушение. Помимо осевого разрушения при нелинейном росте возмущения разрушения могут возникнуть и вокруг оси, после усиления кольцевой зоны, окружающей центральный пик. Представленный

сценарий возникновения разрушений соответствует наблюдавшейся на торцах стержней картине случайным образом расположенных небольших (Ø1-2мм) колец из точечных разрушений с квазипериодической азимутальной структурой [85]. Слева на рис. 55 показан с увеличением участок торца стержня Ø30х680мм из усилителя пс импульсов (см. рис.44б).



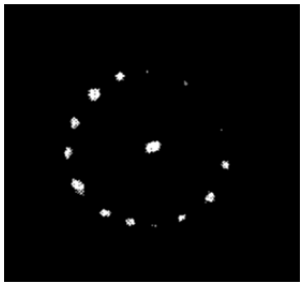


Рис.55. (Слева). Фотография участка поверхности торца стержня из неодимового стекла Ø30х680мм, работавшего в усилителе пс импульсов при интенсивности излучения 10^9-10^{10}Вт/см^2: мелкие кольцевые разрушения с квазипериодической структурой - результат распада пучка при ММС [85]. (Справа). Периодическая структура в Ø2мм пучке рубинового лазера с мощностью ≈1 МВт при ММС в кювете с жидким CS_2 [264] .

Мелкие кольцевые разрушения, накопившиеся на торце стержня за несколько десятков вспышек, наглядно демонстрируют картину распада лазерного пучка в нелинейной среде на фрагменты в результате ММС [254]. Число отдельных точечных разрушений в составе одного «колечка» в среднем ≈10. Плотность мощности на выходном торце стержней могла достигать $5\cdot10^9$-10^{10}Вт/см^2. Через площадку одного «колечка» 1-2мм^2 распространялся участок лазерного пучка с мощностью P≈50-100МВт, т.е. $P>>P_{кр}$=2–3МВт (для стекла). Таким образом, в результате распада пучка при ММС на образование отдельного фрагмента и точечного разрушения затрачивалось до $5P_{кр}$. Мелкие кольца возникали, по-видимому, при дифракции и ММС излучения на неоднородностях в среде. В глубине стержня за некоторыми из этих кольцевых разрушений можно было обнаружить пузырек или камень – по-видимому, затравку, приведшую к возникновению данного разрушения. Распад плоской волны на периодические пространственные структуры, как следствие неустойчивости волны в нелинейной среде, предсказан теорией [254]. Численное моделирование распада пучка с интенсивностью $P>>P_{кр}$ на систему нитей, расположенных на концентрических окружностях, подтвердившее наши представления, было проведено в [263]. Распад кольцевых выбросов при дифракции пучка рубинового лазера Ø2-

4мм на периодические (по азимуту) пространственные структуры наблюдался в [264], рис.55 (справа). Периодические структуры «горячих точек» возникали при распаде дифракционного кольца в жидкой нелинейной среде (CS_2) в результате совместного действия дифракции и самофокусировки. Каждый из элементов такой структуры содержал до $4P_{кр}$ [264].

Таким образом, и в отсутствие регулярного источника возмущений лазерного пучка (кольцевых выбросов от диафрагм) за счет локальных неоднородностей происходит расслоение пучка на самофокусирующиеся фрагменты с характерным пространственным масштабом $\sim q_m^{-1}$. При достаточной интенсивности пучка и протяженности среды для лазера на неодимовом стекле потенциально «опасными» (в смысле возникновения повреждений и нелинейных потерь на рассеяние) источниками возмущений являются неоднородности с размерами от 10мкм и выше. Для возмущения меньших размеров дифракционная расходимость возмущенной волны на коротких расстояниях выводит масштаб из области «захвата» его нелинейностью.

4.3 Разрушения в дисках из неодимового стекла и эффект «горячих» изображений локальных неоднородностей в оптической среде лазера

Результаты экспериментов по усилению нс и пс импульсов в лазерных установках с использованием стержней из неодимового стекла показали, что именно самофокусировка являлась решающим фактором, ограничивавшим рост энергии, мощности и яркости излучения в лазерном пучке. В качестве альтернативы стержням для построения мощных усилительных каскадов с большой апертурой были предложены дисковые активные элементы [223,265,219]. Представляло интерес выяснить, как будет происходить самофокусировка в дисках из неодимового стекла, разделенных воздушными промежутками. В 1974г. в Отделении КРФ ФИАН нами был поставлен эксперимент по сопоставлению характера протекания самофокусировки в стержне и в дисках из неодимового стекла ЛГС-247-2 (см. подробнее в гл. 5). На рис.56а представлен фрагмент оптической схемы этого эксперимента, иллюстрирующий компоновку 18 дисков, через которые проходил коллимированный пучок Ø7-8мм с выхода лазерной установки на неодимовом стекле (≈1,5нс импульс, интенсивность 1-10 ГВт/см^2, расходимость 3-4·10^{-4}рад). Использовались восьмигранные пластины-диски из стекла ЛГС-247-2 толщиной по 30мм производства ЛЗОС (без накачки), световые диаметры при установке дисков под углом Брюстера к оси пучка составляли 50мм, расстояние между центрами соседних дисков 12см, расстояние между двумя группами по 9 дисков - 1м. Лазерный пучок проходил вблизи оптической оси дисков. В дисках, как и в стержне, наблюдались характерные признаки протекания ММС: возникали нитевидные повреждения, происходило рассеяние излучения на большие углы, на выходных

поверхностях дисков наблюдались точечные микроповреждения, подобные повреждениям на выходном торце стержня вследствие ММС на случайных неоднородностях.

Однако, картина нелинейного взаимодействия излучения с фрагментированной средой из дисков отличалась от ММС в стержне. Нитевидные повреждения отсутствовали в первых двух дисках первой группы (рис.56б) и первых трех дисках второй группы, считая по ходу луча. Для остальных дисков значительная доля объема среды, через которую проходил пучок (иногда больше $^2/_3$ толщины диска, считая от входа), была свободна от нитей. Вместо длинных нитевидных повреждений, характерных для стержня, в дисках наблюдались короткие ≤1см отрезки нитей вблизи выходной поверхности. Был зафиксирован еще один любопытный экспериментальный факт, который долгое время не находил объяснения. Примечательной особенностью явилось чередование количества повреждений в группе дисков через один диск [86]. Осмотр повреждений, накопившихся в дисках после серии вспышек с плотностью энергии 1-4Дж/см^2, показал следующую картину. Если, скажем, в третьем по ходу луча диске из первой группы число нитей и микроповреждений на выходной поверхности было велико, то в четвертом диске повреждений было меньше, в пятом число повреждений опять нарастало, в шестом число повреждений убывало, в седьмом нарастало и т.д. до конца группы. Эту особенность иллюстрирует рис.56б, где изображены 6 дисков из первой группы и черточками отмечено количество повреждений (очень условно). Во второй группе чередование повреждений начиналось с четвертого диска. Обнаруженное чередование повреждений в периодической последовательности дисков, через которые проходил лазерный пучок, не находило объяснения в рамках представлений о самофокусировке в кусочно-периодической среде, известных из публикаций 1970–80-х гг. [266–272]. Самофокусировка наиболее увлекаемых для данной конфигурации дисков возмущений должна была проходить в каждом из дисков. Ни одна из известных в то время моделей, рассматривавших ММС в кусочно-периодической среде, не объясняла накопление повреждений в группе дисков через один. В эксперименте [86] на входных поверхностях некоторых дисков наблюдались скопления небольших ожоговых пятен с характерными размерами 0,1-1мм. Наличие микроожогов на входных поверхностях говорило о фокусировке излучения в воздушном промежутке между дисками. Было понятно, что наблюдавшийся эффект связан с фокусирующим действием одного диска на другой, что отмечалось в статьях [86, 260]. Однако детальная физическая картина эффекта в течение продолжительного времени отсутствовала.

Как оказалось, обнаруженный нами и опубликованный в работе [86] эффект чередования повреждений в дисках не остался без внимания исследователей из Ливерморской лаборатории (США), которая сделала ставку на применение дисков в мощных лазерах для ЛТС.

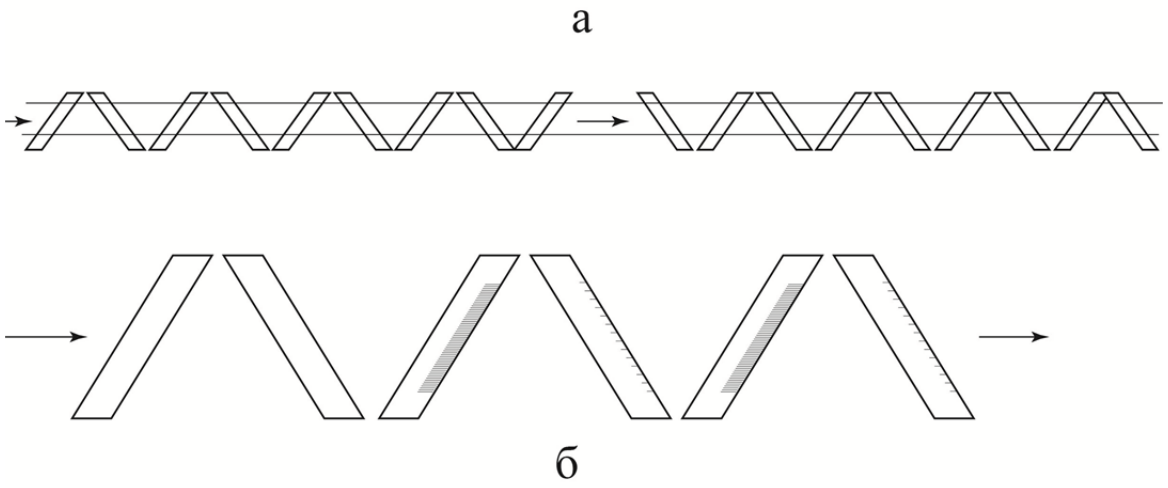


Рис.56. Схема расположения дисков из неодимового стекла в эксперименте по взаимодействию лазерного пучка с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2 с кусочно-периодической оптической средой: (а)-общая компоновка дисков; (б) - иллюстрация периодического характера возникновения разрушений в дисках первой группы.

Вопрос о повреждениях дорогостоящих дисков и их предотвращении в Ливерморе стоял достаточно остро. Во время посещения этой лаборатории в 1992 году небольшая делегация из ОКРФ ФИАН приняла участие в совместном семинаре, где американскими учеными был представлен доклад под названием “Hot images from obscurations”, которое можно перевести как «Горячие изображения от неоднородностей». Имелось в виду формирование изображений с высокой интенсивностью от мелких локальных неоднородностей – поглощающих включений, рассеивателей в оптической среде лазера. Доклад явился предметом нашей оживленной дискуссии с авторами. Выяснилось, что американские ученые неоднократно находили в своей лазерной установке NOVA локальные нитевидные повреждения дисков, природа которых некоторое время была не ясна, так как эти повреждения происходили при плотностях энергии меньших, чем уровень интенсивности, характерный для ММС [273]. Непонятным для них долгое время было и «наше» чередование повреждений в дисках. Американские ученые признавали приоритет эксперимента ФИАН по наблюдению необычной периодической локализации повреждений в дисках [86], который они сами называли загадкой с 20-летним стажем.

В докладе американцев была представлена физическая модель формирования в кусочно-периодической нелинейной среде (в лазерных дисках) динамических голограмм в результате интерференции излучения основного мощного лазерного пучка и излучения, рассеянного на малоразмерных неоднородностях в оптической среде. При прохождении лазерного пучка через такую голограмму (по существу, линзу Френеля) часть излучения основного пучка отклонялась, формируя изображение рассеивателя. Таким образом, голограмма вызывала фокусировку лазерного излучения в следующих по трассе распространения пучка оптических элементах, инициируя развитие ММС и вызывая разрушения материала. Доклад давал объяснение поврежде-

ниям в американской лазерной установке и чередованию повреждений в дисках в эксперименте [86]. По материалам доклада J.Hunt, K.Manes and P.Renard опубликовали статью [273], которая стимулировала дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления [274-276], продолжающиеся и в настоящее время, см. также комментарий и ссылки в гл.5.

Суть явления поясняет рис.57, который воспроизведен (с небольшими изменениями и переводом английских терминов) из работы [274] и представляет схематически участок оптического тракта лазерной установки, состоящий из трех элементов (дисков), через которые проходит лазерный пучок с интенсивностью I_0. В упрощенном виде механизм формирования «горячего» изображения заключается в следующем. Первый из дисков содержит малоразмерную неоднородность - рассеиватель. Рассеянная волна интерферирует с мощной лазерной волной в месте расположения второго диска. В результате нелинейности среды в объеме этого диска «записывается» интерференционная картина – динамическая голограмма, которая представляет собой фактически зонную пластинку Френеля – динамическую линзу, возникающую в среде на время прохождения лазерного импульса. Голограмма «считывается» мощным лазерным пучком, образуя пару волн: расходящуюся волну, которая создает мнимое изображение в месте расположения объекта (на рисунке не показана) и сходящуюся волну, которая создает действительное изображение в сопряженной объекту плоскости, где располагается третий диск, рис.57. Поскольку в сопряженной плоскости происходит концентрация некоторой доли энергии от основного мощного лазерного пучка, интенсивность изображения I может значительно превосходить средний уровень интенсивности лазера, I_0, вызывать ММС и разрушения материала. В соответствии с теоретической моделью [273] для непрозрачного рассеивателя $I=I_0(1+B^2)$, а для прозрачного $I=I_0(1+B)^2$, где B - интеграл распада. Таким образом, при значении B=2, которое еще допускается в качестве приемлемого рабочего значения для ограниченного участка лазерной установки, интенсивность в изображении может достигать значений (5-8)I_0. Схема формирования «горячих изображений» была проверена американскими учеными вне лазерной установки, в отдельных специально поставленных экспериментах [274,275]. Формирование изображений малоразмерных (≈500мкм) амплитудных или фазовых неоднородностей производилось с помощью нелинейных динамических голограмм, которые «записывались» с помощью лазерного импульса в кювете с CS_2. В плоскости изображения действительно были зарегистрированы пики интенсивности, превышавшие в несколько раз уровень интенсивности в лазерном пучке.

С помощью схемы рис.57 можно объяснить наблюдавшееся нами после серии лазерных вспышек чередование повреждений в группе эквидистантно расположенных дисков, рис.56. Возникшие в первых вспышках вследствие ММС в третьем по ходу луча диске повреждения-рассеиватели (рис.56) «проецировались» (в последующих вспышках) нелинейными линзами четвертого диска на пятый, вызывая разрушения в нем. Далее нелинейные линзы шестого диска

«проецировали» разрушения из пятого диска в седьмой и т.д. Действие этого механизма за несколько лазерных вспышек приводило к накоплению разрушений в тех дисках, где возникали «горячие» изображения. Так, по-видимому, возникала картина разрушений с чередованием через диск, наблюдавшаяся в эксперименте [86]. Таким образом, помимо ММС в оптической среде дискового усилителя на неодимовом стекле был обнаружен еще один требующий внимания нелинейный эффект: формирование динамических голограмм при рассеянии на локальных неоднородностях, фокусирующих излучение с образованием «горячих» изображений и связанных с ними разрушений в среде.

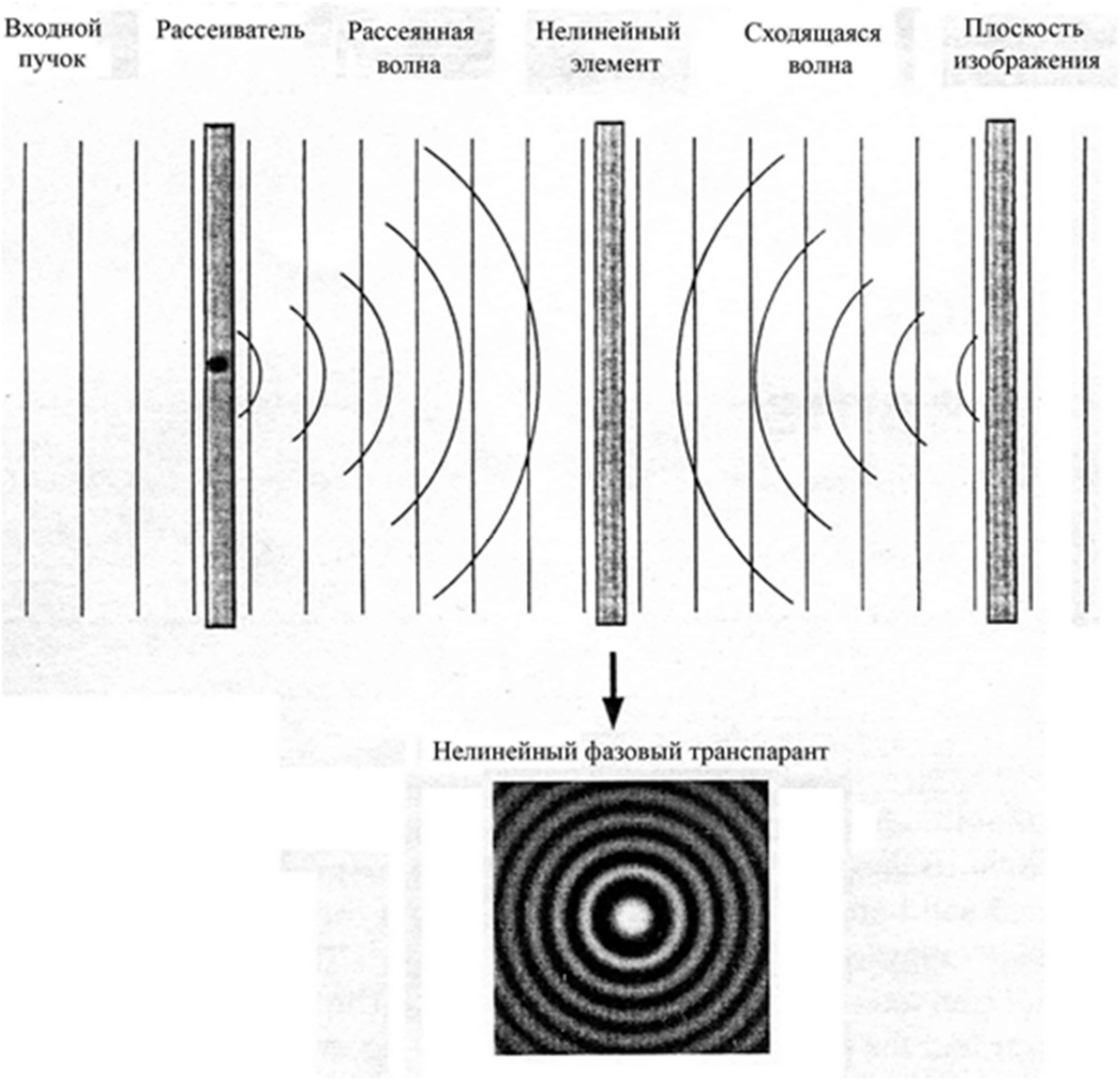


Рис.57. Формирование «горячего» изображения. Основная волна высокой интенсивности рассеивается на малой неоднородности в первом оптическом элементе. Рассеянная волна интерферирует с основной, создавая интерференционную картину, которая благодаря нелинейной зависимости показателя преломления от интенсивности «записывается» на втором по ходу пучка элементе. Фазовый транспарант работает как зонная пластинка Френеля и фокусирует лазерное излучение на ось пучка, создавая «горячее» действительное изображение рассеивателя на третьем оптическом элементе [274].

4.4 Нелинейные процессы в канале самофокусировки лазерного пучка в неодимовом стекле

Самофокусировка пучка в лазерной установке на неодимовом стекле является, как было показано в предыдущих параграфах, основным процессом, ограничивающим интенсивность излучения на выходе усилителя при длительностях импульса 10^{-9}-10^{-12}с. Пороги возникновения некоторых других нелинейных процессов, как например, вынужденного рассеяния, оптического пробоя в лазере с нс и пс импульсами часто оказываются выше, чем порог ММС и непосредственно при распространении коллимированного пучка в оптическом тракте лазера не наблюдаются. Для импульсов с длительностями в диапазоне 50–150нс пробой среды и вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) наблюдались в лазерных стеклах при плотностях энергии 20–200Дж/см^2 (в зависимости от длительности импульса) в отсутствие самофокусировки [240]. В этих условиях ВРМБ и оптический пробой могли выступать как реальные механизмы ограничения в лазерной установке.

В наших экспериментах с неодимовыми лазерами наблюдался ряд нелинейных эффектов, возникавших в канале ММС пучка в активной среде - в неодимовом стекле. Этим наблюдениям и их интерпретации посвящен настоящий параграф. В многокаскадной установке с 20-30нс импульсами иногда случались разрушения в объеме и на поверхности торцов стержней входных каскадов усилителя, вызванные, определенно, распространением и усилением излучения, отраженного назад, под углом ≈180^0 в выходном каскаде в апертуру усилителя [83]. Никаких отражающих излучение назад оптических элементов или оптики, фокусирующей излучение на мишень, на выходе установки при этом не было. Однако, в стержне Ø45х680мм из неодимового стекла выходного каскада обнаруживались нитевидные повреждения среды [83]. Причиной возникновения излучения, распространявшегося от выхода к входу установки, являлся, скорее всего, эффект ВРМБ лазерного излучения, возникавшего при самофокусировке лазерного пучка в выходном каскаде (время релаксации гиперзвука в стеклах составляет $\tau_{врмб}$ =1–10нс [5]). ВРМБ в стеклах при самофокусировке лазерных импульсов с длительностями в диапазоне 1-30нс наблюдалось и исследовалось в ряде работ, см. например [277, 278]. Сопоставление с данными этих работ позволяет предположить возникновение ВРМБ при самофокусировке лазерного излучения в выходных каскадах нашей установки. В этом случае ВРМБ совместно с ММС выступало как опасный для лазерной установки эффект.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в неодимовых стеклах непосредственно при распространении нс и пс импульсов в усилительных каскадах лазерной установки нами не наблюдалось. В то же время, для ВКР импульсов излучения с длительностью $\tau_и$ ≤1нс в стекле конкуренция со стороны ВРМБ подавлена, т. к. $\tau_{врмб}>\tau_и>\tau_{вкр}$, где $\tau_{вкр}=1/2\pi c\Delta\nu$≈0,3пс - временная

константа ВКР ($\Delta\nu$=16см$^{-1}$-однородная ширина линии КР в стекле [3,5]). Поэтому имелись основания для поиска ВКР лазерного излучения в стеклах. Для обнаружения ВКР и других нелинейных явлений в стеклах нами был подготовлен отдельный стенд на основе задающего генератора субнаносекундных импульсов на кристалле *YAG:Nd* Ø6х75мм [195] и усилителя на 2-х кристаллах *YAG:Nd* Ø6,3х75мм и стержне из неодимового стекла, рис.58. Генератор с четвертьволновым затвором был собран по схеме лазера с периодической модуляцией добротности (ПМД) и формировал пачку из 3-4 импульсов с энергией ≈1мДж и длительностью 0,5-0,7нс по полувысоте с периодом 12,6нс (см. гл.2). Селекция основной моды осуществлялась диафрагмой Ø0,8мм, ширина спектра генерации не превышала 0,2см$^{-1}$. Время развития генерации относительно запуска модулятора составляло 90нс, погрешность синхронизации пачки импульсов с внешними устройствами ≤ 2нс. Одиночный импульс, вырезанный затвором с лазерным поджигом, направлялся в усилитель на кристалле *YAG:Nd* с λ/4-изолятором, состоявшим из призмы Глана–Томпсона и ромба Френеля. Дальнейшее усиление импульса производилось в усилителе на кристалле *YAG:Nd* и стержне из силикатного стекла ГЛС-9П Ø10х300мм. Каскады усиления были разделены пространственными фильтрами (10). Энергия импульса на выходе последнего каскада не менее 0,5Дж, диаметр пучка ≈7мм. После пространственного фильтра-ретранслятора (13) коллимированный пучок (уменьшение в ≈3раза) направлялся в образец (15) из стекла длиной 7-15см, плотность энергии излучения в образце составляла 2-5Дж/см^2.

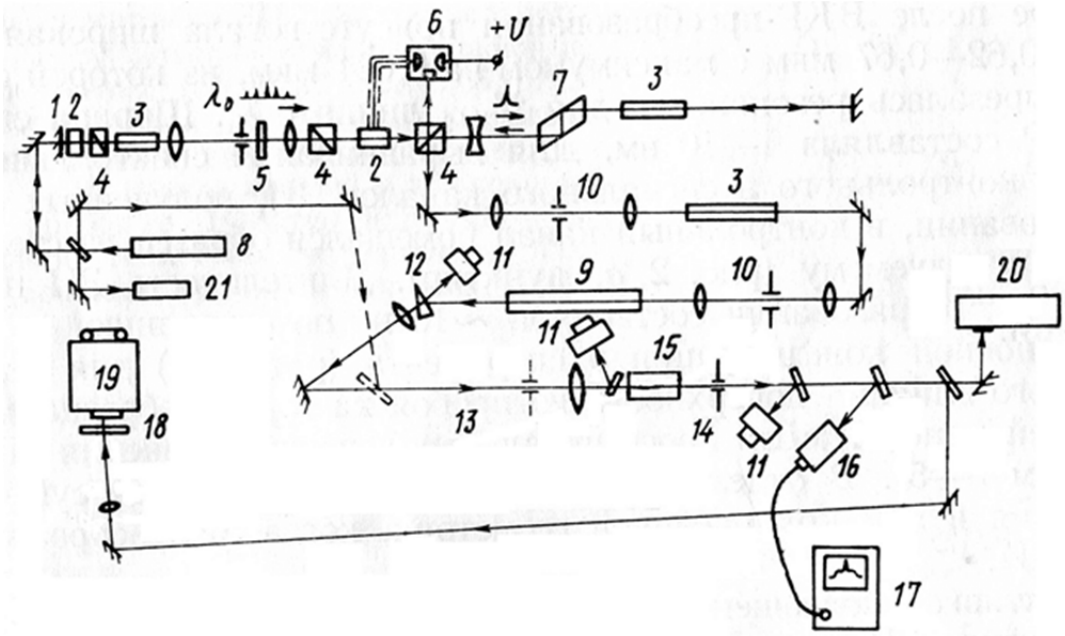


Рис.58. Схема лазерного стенда: 1-«глухое» зеркало генератора; *2*- электрооптический затвор; *3*-активные элементы из кристалла *YAG:Nd*; *4*-призма Глана; *5*-выходное зеркало резонатора; *6*- разрядник с лазерным поджигом; 7-ромб Френеля; 8-юстировочный *He-Ne*-лазер; *9*-активный элемент из неодимового стекла; *10*-пространственные фильтры;11-калориметры; *12*-клин; *13*-ретранслятор-пространственный фильтр; *14*-диафрагма; *15*-исследуемый образец; *16*-фотоэлемент ФК-20; *17*-осциллограф И2-7; *18*- светофильтры; *19*-фоторегистратор «Агат-СФ-3»; *20*-спектрограф УФ-90 с дифракционной решеткой; *21*- коллиматор для юстировки схемы [104,116, 195].

Исследовались спектральные, угловые, энергетические и временные параметры излучения, прошедшего образец. В спектральных измерениях ИК излучение направлялось на щель спектрографа УФ-90 с дифракционной решеткой (20) с линейной дисперсией 26Å/мм в первом порядке. Регистрация производилась на фотопленку И-3 (в стоксовой части спектра до ≈1,3мкм) и И-1060 (в антистоксовой части) за одну или несколько лазерных вспышек. Временной профиль импульсов регистрировался на осциллографе с помощью фотоэлемента ФК-20 и на скоростном фоторегистраторе «Агат-СФ-3». При использовавшихся плотностях энергии излучения во всех образцах из фосфатных и силикатных стекол наблюдалась ММС лазерного пучка, проявлявшаяся в возникновении нитевидных повреждений и в рассеянии излучения на углы ≥0,1рад. На рис.59 представлены спектры излучения, прошедшего через образцы. Во всех стеклах было зарегистрировано уширение спектра в стоксовой и антистоксовой областях, которое можно связать с фазовой самомодуляцией и четырехфотонным рассеянием при нелинейном взаимодействии излучения со средой. Сверхуширение в стекле К-8 составляло более 2000см$^{-1}$, в неодимовых стеклах антистоксова часть была значительно короче стоксовой, что могло быть связано с полосами поглощения ионов Nd^{3+}. В концентрированном *Li-La-Nd*-фосфатном стекле [279] (длина l=7см, содержание неодима $8\cdot10^{20}$см$^{-3}$) при средней по сечению пучка плотности мощности лазерного импульса ≥3 ГВт/см^2 была зарегистрирована линия ВКР на длине волны ≈1,217мкм, рис.59а [280,104]. Стоксов сдвиг ≈1180см$^{-1}$ соответствовал фононному пику колебаний фосфатных тетраэдров PO_4 -группы [3]. Ширина линии ВКР в зависимости от мощности накачки составляла 1,5-5нм. Не было зарегистрировано антистоксовой линии ВКР.

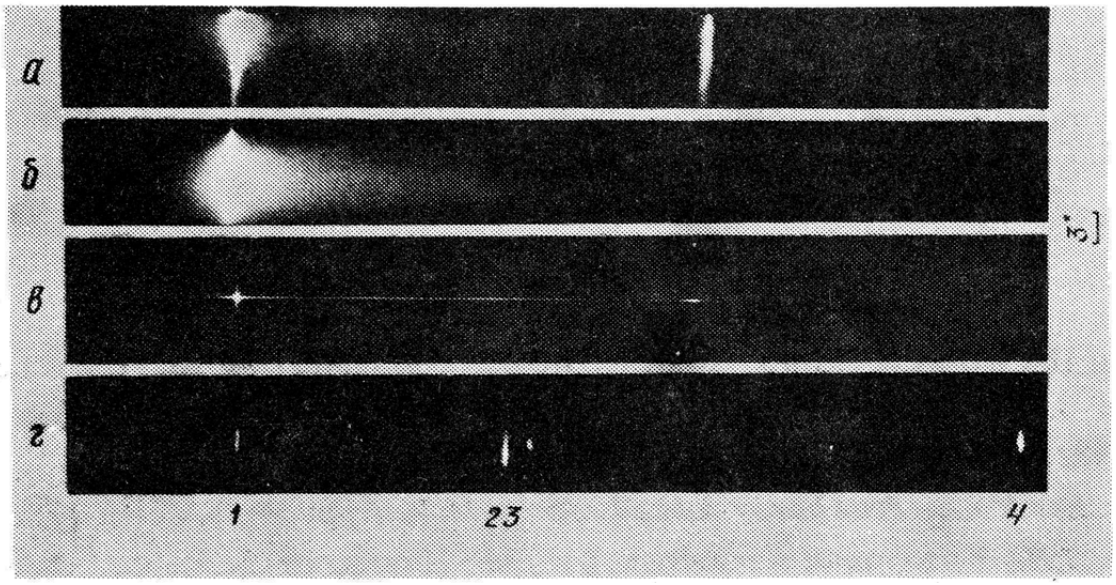


Рис.59. Спектры излучения (за 1 вспышку), прошедшего через образцы: (а, в) *Li-La-Nd*-фосфатного стекла без фокусировки (а) и при фокусировке (в) на щель; (б) стекла ЛГС-55; (г) - калибровочные линии *Nd:YAG*: -лазера 1,064 мкм (1) и 1,318мкм (4) и *He-Ne*-лазера 1,152мкм (2) и 1,160мкм (3) [280].

В тех же условиях ВКР отсутствовало в спектре образцов из неодимового фосфатного стекла ГЛС-23П (l=15см, N=2,9·10^{20}см$^{-3}$) и ЛГС-55 (l=13см, N =5·10^{20}см$^{-3}$), рис.59б, а также силикатного стекла К-8 (l=13см) при накоплении на фотопленке излучения до десяти лазерных вспышек. Более низкий порог ВКР в *Li-La-Nd* -фосфатном стекле связан, по-видимому, с большей степенью упорядоченности его структуры [279]. Спектрально-угловое распределение излучения, прошедшего образец, изучалось при его фокусировке цилиндрической линзой (F=10 см) на щель спектрографа, рис.59в. Основная доля ВКР была сосредоточена в угле ≤ 4·10^{-3}рад.

Для анализа временного профиля импульсов накачки и ВКР излучение после преломления на призме фокусировалось цилиндрической линзой на щель фоторегистратора "Агат-СФ-3". Подбором светофильтров выделялось или только излучение с λ≈1,06мкм, или стоксова компонента ВКР, или одновременно импульсы накачки и рассеяния. На рис.60а-в приводятся денситограммы записанных на фоторегистраторе импульсов накачки на входе в образец (а), а также импульсов накачки и рассеяния на выходе образца *Li-La-Nd* -фосфатного стекла (б, в). Вследствие самофокусировки на профиле импульса накачки, прошедшего образец, возникали провалы интенсивности из-за рассеяния излучения на большие углы (аналогично рис.50 б,в). Глубина модуляции импульса достигала 30-80% и приводила к его разбиению на "субимпульсы" длительностью 100-150пс. Наблюдались 1-2 импульса ВКР длительностью 80-120пс на переднем фронте импульса накачки и несколько более слабых - на заднем фронте. Временное положение стоксова импульса ВКР совпадало с максимумами отдельных "субимпульсов" накачки, рис.60б, а не с провалами вследствие ММС. Провалы были скоррелированы по времени с выбросами рассеянного излучения на λ≈1,064мкм, рис.60в. Измерение эффективности конверсии накачки в стоксову компоненту ВКР производилось калориметрами, используя селективные диэлектрические зеркала. На выходе из образца в излучении с расходимостью ≤3·10^{-2}рад энергия ВКР составляла 3 - 6%. В излучении, рассеянном на углы 0,1- 0,4 рад (на такие углы при ММС рассеивалось 3-5% энергии накачки), доля ВКР была несколько большей, 5-12%. Не было зарегистрировано ВКР в обратном направлении. Меньшее усиление ВКР в обратном направлении, по-видимому, вызвано малой эффективной длиной взаимодействия $l_{эф}$ с "субимпульсом" накачки длительностью $\tau_и$≈10^{-10}с, $l_{эф}=ct/2n$≈1см (n=1,55 - показатель преломления стекла) [280, 104]. Наблюдение ВКР только в одном фосфатном лазерном стекле и только в условиях ММС не дало оснований рассматривать ВКР как канал нелинейных потерь при распространении лазерного пучка в активных элементах мощного неодимового лазера. К тому же, сдвиг длины волны излучения при ВКР выводит его (в отличие от ВРМБ лазерного излучения) далеко за пределы полосы усиления неодимового стекла.

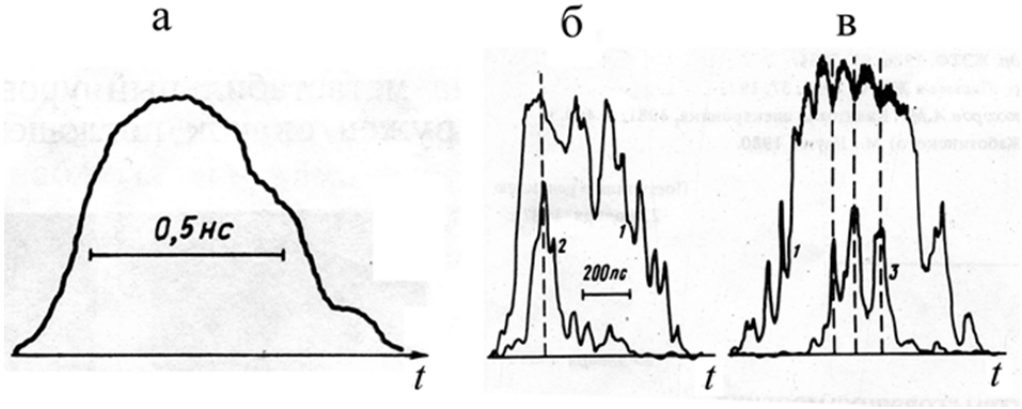


Рис.60. Денситограммы импульсов накачки на входе (а) и на выходе (б, в, кривые 1) образца из *Li-La-Nd* стекла; импульсы рассеяния на длине волны λ≈1,217мкм (б) и λ≈1,064мкм (в), кривые 2 и 3, соответственно [280].

На стенде (рис.58) при ММС пучка был обнаружен еще один нелинейный эффект: поглощение в неодимовых стеклах, возникавшее на короткое время при прохождении через образцы мощного лазерного импульса [116,281,282,104]. Надо сказать, что первоначально на этом стенде нами планировался эксперимент по определению времени релаксации τ_{21} ионов Nd^{3+} в стеклах с нижнего уровня рабочего перехода $^4I_{11/2}$, см. гл. 1. Как отмечалось, уровень $^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в стеклах отделен от нижней штарковской компоненты основного уровня $^4I_{9/2}$ энергетическим зазором ~2000см$^{-1}$ и при комнатной температуре практически пуст. Заселение уровня $^4I_{11/2}$ в предварительно накачанном образце неодимового стекла предполагалось осуществить при сбросе инверсии с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ коротким мощным импульсом (МИ) с λ≈1,06мкм. Возникавшее после сброса на короткое время поглощение с уровня $^4I_{11/2}$ на переходах вверх $^4I_{11/2}$ - $^2G_{7/2}$, $^4G_{5/2}$ с λ ≈0,66мкм или $^4I_{11/2}$ - $^4F_{3/2}$ с λ ≈1,06мкм планировалось использовать для диагностики населенности уровня $^4I_{11/2}$. Путем мониторинга населенности уровня $^4I_{11/2}$ в образце зондирующими импульсами (ЗИ) 10-150нс длительности и небольшой энергии на λ≈0,66 и λ≈1,06мкм по изменениям временного профиля и интенсивности ЗИ на выходе образца предполагалось получить сведения о динамике населенности уровня $^4I_{11/2}$ и константе τ_{21}.

При тепловом заселении уровня $^4I_{11/2}$ в нагретом образце силикатного стекла ED-2 в работе [283] были измерены сечения поглощения в линиях с λ≈0,66 и λ≈1,06мкм. Сечение перехода $^4I_{11/2}$ - $^2G_{7/2}$, $^4G_{5/2}$ σ_n =1,2·10^{-20}см$^{-2}$ оказалось вдвое большим, чем для перехода $^4I_{11/2}$ - $^4F_{3/2}$ [283]. С целью выяснения возможности использования селективного поглощения для диагностики уровня $^4I_{11/2}$ в неодимовых стеклах отечественных марок (силикатного ГЛС-1 и фосфатного ЛГС-55) была проведена регистрация спектров пропускания нагретых до 300°С образцов стекол, подтвердившая наличие поглощения на λ≈0,66 и λ≈1,06мкм [116]. Оценки показали, что для регистрации поглощения на λ≈0,66 мкм с уровня $^4I_{11/2}$ при комнатной температуре в накачанных образцах неодимовых стекол необходима плотность энергии в импульсе, снимающем

инверсию, ε=3-5Дж/см^2. Таковы были предпосылки для организации эксперимента по диагностике уровня $^4I_{11/2}$.

Эксперимент ставился следующим образом, рис.61. В активную среду - стержень из неодимового стекла в осветителе с лампой накачки (1) с выхода лазерной схемы рис.58 направлялся 0,5нс мощный импульс (МИ) на λ_0=1,064мкм, который должен был скачком сформировать населенность на уровне $^4I_{11/2}$. Энергия МИ была ≈0,5Дж, диаметр пучка ≈7 мм, характерный временной профиль МИ представлен на рис.60а. Пучок транслировался коллиматором (2) в исследуемый образец с уменьшением в ≈3 раза. Плотность энергии излучения на выходе из образца составляла 3-6Дж/см^2, а при ламповой накачке образца достигала 8Дж/см^2. Канал прохождения МИ просвечивался ЗИ с энергией <1мДж на линиях λ_1 ≈0,66мкм или λ_2 ≈1,053мкм и, кроме того, для сравнения дополнительным ЗИ в другом «окне» прозрачности неодимового стекла на длине волны λ_3 ≈0,562мкм, нерезонансной для уровня $^4I_{11/2}$. Длительности ЗИ в диапазоне 10^{-8}-10^{-7}с давали возможность мониторинга населенности уровня $^4I_{11/2}$. Излучение с λ_1≈0,66мкм формировалось генератором с модуляцией добротности на кристалле *YAG:Nd* с дисперсионным элементом в резонаторе и преобразованием излучения с λ≈1,318мкм во вторую гармонику [284]. Ширина спектра на второй гармонике, λ_1≈0,66мкм была менее 0,02нм, длительность импульса - 60-70нс по основанию. Второй вспомогательный генератор с модуляцией добротности на стекле КНФС формировал ЗИ с длительностью 120-150нс с шириной спектра менее 1см$^{-1}$ на λ_2≈1,053мкм. В третьем генераторе на кристалле *YAG:Nd*$^{3+}$ с модуляцией добротности излучение с λ_0=1,064мкм и длительностью импульса 20нс с помощью двойного нелинейного преобразования переводилось сначала в кристалле *CDA* во вторую гармонику (0,532мкм) и затем с помощью ВКР-преобразования в кювете с толуолом (стоксов сдвиг ≈1004 см$^{-1}$) - в излучение с λ_3≈0,562мкм. Длительность ЗИ на λ_3 составляла ≈10нс. Все ЗИ просвечивали канал прохождения МИ в стекле Ø2мм под углом 3-5°.

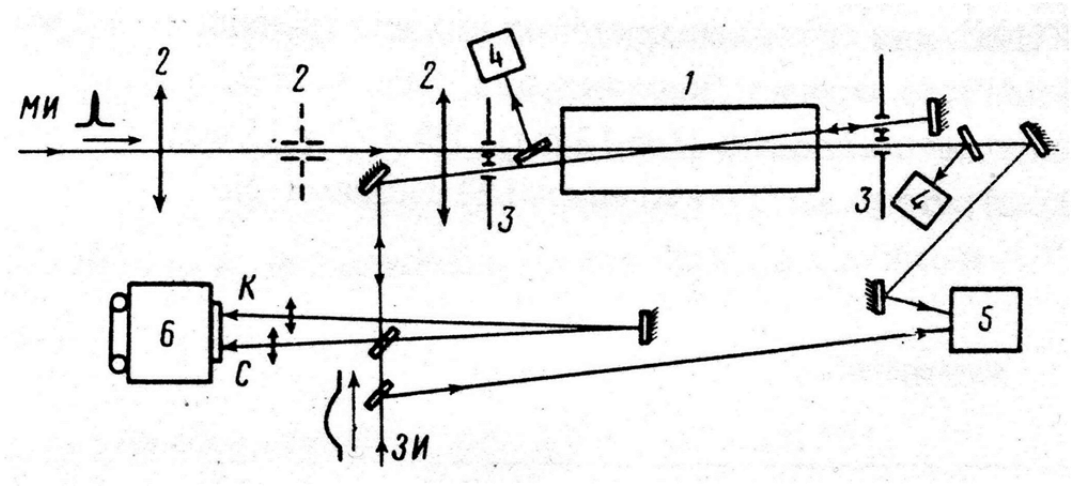


Рис.61. Схема эксперимента по регистрации нелинейного поглощения в образцах неодимовых стекол: 1- образец; 2- коллиматор; 3- диафрагмы; 4-калориметры; 5-фотоэлемент; 6- фоторегистратор "Агат-СФ-3".

Поглощение на одной из длин волн λ_1, λ_2 и λ_3 определялось по изменению интенсивности и профиля ЗИ за один, два или четыре прохода в образце. ЗИ сигнального (С), прошедшего образец, и контрольного (К) каналов, выровненные по интенсивности и временной задержке, фокусировались цилиндрическими линзами перпендикулярно щели фоторегистратора (6). Для выравнивания характеристик оптического тракта контрольного и сигнального каналов в контрольный канал мог помещаться образец из стекла, идентичный рабочему образцу (не показан на рис.61). Временное совмещение МИ с ЗИ контролировалось дополнительно на осциллографе И2-7 с помощью фотоэлемента ФК-20 (5). Энергия МИ на входе и на выходе образца измерялась калориметрами 4 (выходная - через диафрагму Ø2мм, что соответствовало углу $\approx 10^{-2}$рад). С увеличением числа проходов увеличивалась чувствительность метода, однако уменьшалось его временное разрешение. Обычно использовалась двухпроходная схема.

Эксперименты с зондированием канала прохождения МИ были начаты в активном элементе из силикатного стекла ГЛС-4 с 2% содержанием ионов Nd^{3+} с накачкой импульсными лампами. При возбуждении в образце до 3 % ионов Nd^{3+} на метастабильный уровень и плотности энергии МИ $\approx$5Дж/см^2 был обнаружен скачок поглощения на λ_1 (рис. 62в). В дальнейшем было установлено, что поглощение в образцах надежно регистрируется и в отсутствие накачки, рис. 62а, б.

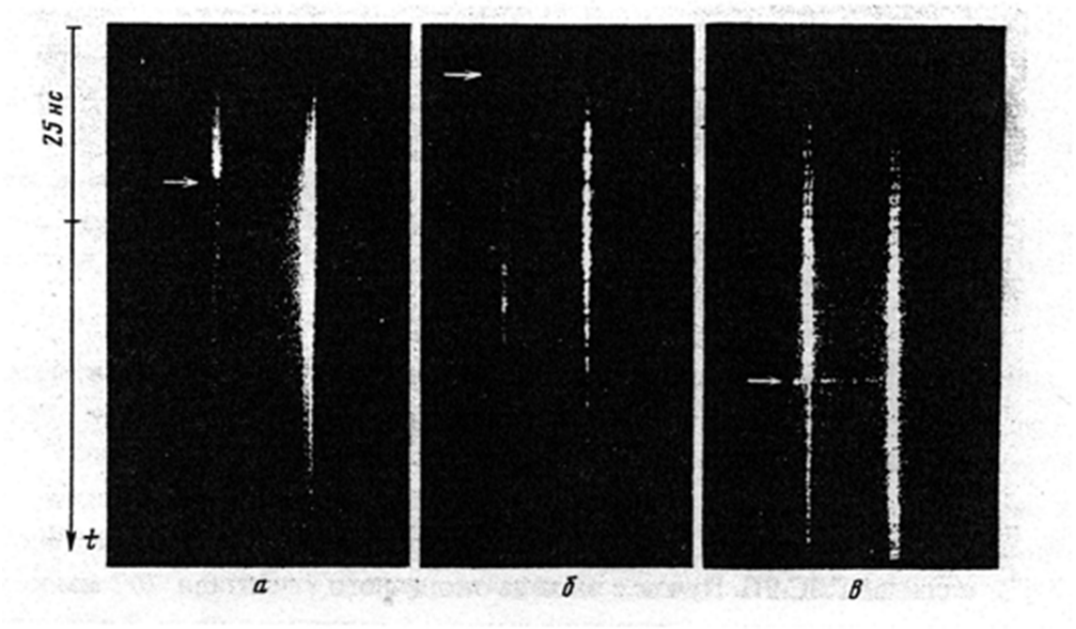


Рис.62. Записи на фоторегистраторе временного профиля зондирующего импульса с λ_1 =0,66мкм на выходе образцов стекол: а - КНФС, б - ЛГС-55, в - ГЛС-4 (с накачкой, усиление $\alpha \approx 0{,}1$см$^{-1}$); стрелкой показано временное расположение МИ; сигнальный канал - слева, контрольный – справа [116].

Поглощение наблюдалось в фосфатных и силикатных стеклах без накачки в условиях интенсивной ММС лазерного пучка. Самофокусировка МИ проявлялась в образовании нитевидных разрушений, в рассеянии энергии МИ за пределы коллимированного пучка (20-40% энергии МИ рассеивалось в угол более 10^{-2}рад), в провалах огибающей прошедшего образец МИ,

рис.60. Сопоставление спектров МИ на входе и на выходе образца показывало уширение спектра после прохождения образца, которое обычно сопровождает самофокусировку в прозрачных диэлектриках, рис.59в. За один выстрел с плотностью энергии 3-5Дж/см^2 в образце могло образовываться до 10-15 нитевидных повреждений. Рассеяние ЗИ непосредственно на нитях, образовавшихся в предыдущем выстреле, было пренебрежимо мало. Однако, после нескольких последовательных выстрелов и накопления повреждений образец заменялся на свежий. Корреляция наведенного поглощения с образованием нитей самофокусировки проверялась неоднократно в единичных вспышках [116]. Свидетельством такой корреляции служил, в частности, короткий (≈200пс) «всплеск» интенсивности в сигнальном канале ЗИ, синхронизированный с МИ, рис.62в. Появление такого выброса на профиле ЗИ объясняется проникновением в сигнальный канал рассеянного при ММС излучения МИ. В большинстве экспериментов для подавления рассеянного излучения перед щелью фоторегистратора устанавливались дополнительные фильтры. Возникновение поглощения, очевидно, было связано с ММС. Было решено собрать данные по наведенному поглощению (НП) без накачки образцов.

Скачок поглощения на λ_1=0,66мкм, возникавший под действием МИ, был обнаружен в фосфатных и силикатных стеклах: КНФС (концентрация неодима $8\cdot10^{20}$см$^{-3}$, длина образца l=7 см), ЛГС-55 ($5\cdot10^{20}$см$^{-3}$, l=13см), ГЛС-1 ($2\cdot10^{20}$см$^{-3}$, l=26 см), ЛГС-60 ($5\cdot10^{20}$см$^{-3}$, l=13 см) и ГЛС-4 ($2\cdot10^{20}$см$^{-3}$, l=16см). НП носило пороговый характер и появлялось при плотностях мощности МИ более 3ГВт/см^2 в фосфатных и 5 ГВт/см^2 в силикатных стеклах. Скачок поглощения во всех образцах стекол имел короткий передний фронт <1,5нс, рис.63, определяемый временем двойного прохода ЗИ через образец. Рис.63в иллюстрирует корреляцию скачка НП с провалом

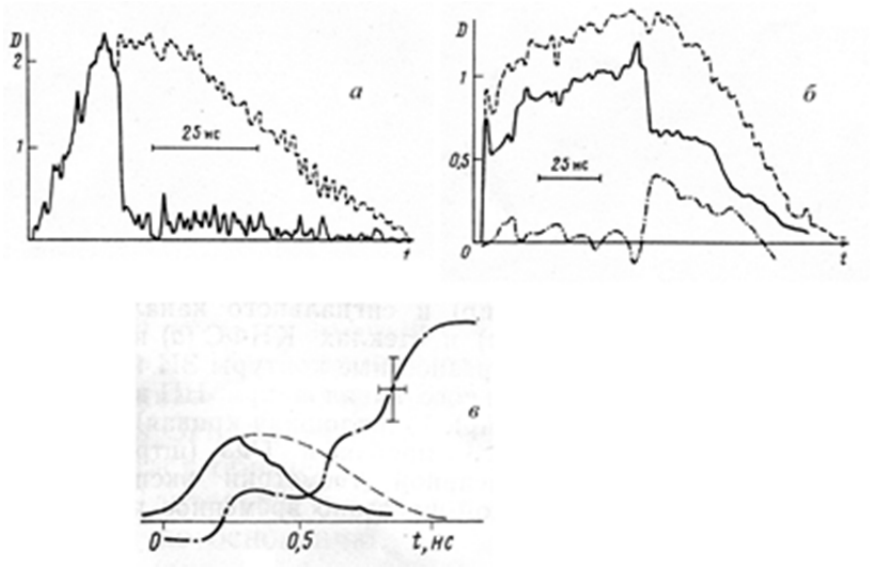


Рис.63. Денситограммы зондирующего импульса (ЗИ) на λ_1=0,66мкм (а) и λ_2≈1,053мкм (б) в стекле КНФС. Сплошной линией - импульс сигнального канала, пунктиром – контрольного, штрих-пунктир - разность нормированных денситограмм этих импульсов; (в)- денситограммы огибающей МИ на входе (пунктир) и на выходе (сплошная) образца КНФС, штрих-пунктир-разностный контур контрольного и сигнального каналов ЗИ [116].

заднего фронта МИ. Регистрация здесь производилась за один проход ЗИ через образец из стекла КНФС длиной 7см, и длительность фронта скачка НП не превышала 0,5 нс. Восстановление пропускания в сигнальном канале начиналось через промежуток времени τ_p >15нс в фосфатных и τ_p>5нс в силикатных стеклах. Усредненное по длине и сечению канала МИ поглощение, связанное с возникновением неравновесной населенности на уровне $^4I_{11/2}$, определялось из денситограмм. Наведенное поглощение на λ_1 достигало 0,1-0,15см$^{-1}$ в фосфатных и 0,01-0,03см$^{-1}$ в силикатных стеклах. Меньшее поглощение 0,01-0,05см$^{-1}$ наблюдалось в стекле КНФС на λ_2≈1,053мкм. По оценкам, до 5% энергии МИ могло затрачиваться на возбуждение ионов неодима [116]. В тех же условиях НП не было зарегистрировано на λ_3≈0,562мкм, рис.64: в одной экспериментальной серии НП наблюдалось на λ_1 (рис.64а) и отсутствовало на λ_3 (рис.64 в). Не удалось также наблюдать НП в образцах из стекла К8 длиной l=13см, ТФЗ (l=12см), ГЛС1 и ЛГС60 без неодима (l=26 и 12см), что указывало на связь НП с ионами Nd^{3+}.

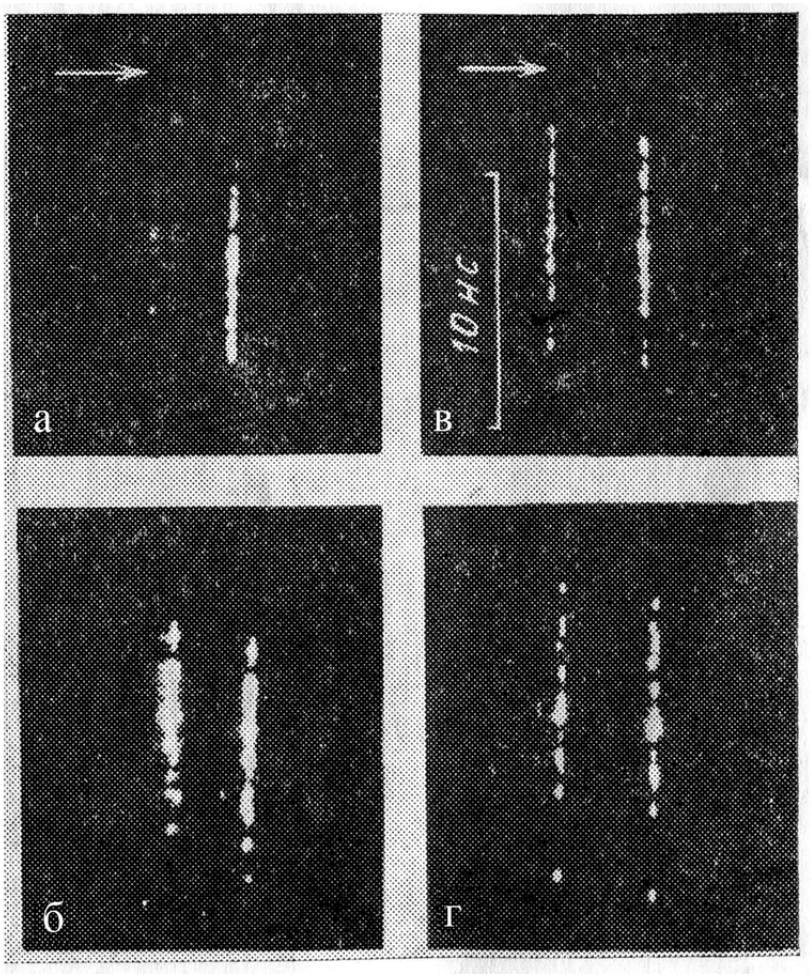


Рис.64. Записи на фоторегистраторе зондирующего импульса контрольного (справа) и сигнального (слева) каналов на выходе образца из стекла КНФС для λ_1 ≈0,66мкм (а, б) и λ_3 ≈ 0,562мкм (в, г). Временное положение мощного импульса (МИ) показано стрелкой, плотность энергии МИ ε=3,2Дж/см^2 (а), ε=3,8Дж/см^2 (в), ε=0 (б, г) [116].

Полученные экспериментальные данные свидетельствовали о возникновении в неодимовых стеклах при прохождении мощного субнаносекундного импульса скачка селективного поглощения с временем установления ≈0,5нс и релаксации τ_p>5нс. Селективные свойства НП и его отсутствие в стеклах без неодима подтверждали связь НП с ионами Nd^{3+}, с возбуждением уровня $^4I_{11/2}$, отделенного от верхней штарковской компоненты (ШК) уровня $^4I_{9/2}$ зазором ≈1400см$^{-1}$. Поскольку по данным измерений [117,118], проведенных в отсутствие нелинейных эффектов, время релаксации населенности на уровне $^4I_{11/2}$ при безызлучательных переходах ионов на уровень $^4I_{9/2}$ в неодимовых стеклах τ_{21}=200-500пс, зарегистрированные в нашем эксперименте на 1-2 порядка большие значения времени релаксации НП в стеклах, τ_p следует связать с другими процессами, протекавшими в среде. Ниже дана возможная интерпретация наблюдавшихся явлений.

Короткое время возбуждения НП и его корреляция с образованием нитевидных повреждений указывает на связь НП с ММС и, соответственно, с другими быстропротекающими нелинейными процессами, сопровождающими самофокусировку. Заселение уровня $^4I_{11/2}$ в наших экспериментах было определенно связано с возбуждением ионов Nd^{3+} при выделении энергии в области ММС лазерного пучка. В работах [104,116, 281, 282] обсуждалось несколько возможных механизмов выделения энергии в среде. На выделение энергии в канале ММС в самих нитевидных разрушениях (по следу «бегущего фокуса») с образованием короткоживущей плазмы «расходуется», по оценкам, незначительная (несколько процентов) доля энергии пучка, которая одна недостаточна для объяснения НП. Как отмечалось, потери энергии ЗИ в нашем эксперименте на рассеяние на нитевидных разрушениях с диаметром в несколько микрон были малы. Следовало предположить, что НП обусловлено существованием вокруг нитей зоны поглощения энергии большего диаметра, по оценкам, 10-30мкм [116]. Заселение уровня $^4I_{11/2}$ могло происходить в случае генерации в этой зоне свободных носителей с передачей энергии матрице стекла и ионам Nd^{3+} [116]. Возбуждение ионов Nd^{3+} могло происходить также при трансформации излучения МИ в другие спектральные диапазоны. Самофокусировка нс и пс импульсов в прозрачных диэлектриках сопровождается, как обсуждалось, генерацией на новых частотах при уширении спектра излучения, фазовой самомодуляции, четырехфотонном взаимодействии, ВКР[173-175]. Из-за конкуренции этих процессов может наблюдаться уширение спектра, связанное с фазовой самомодуляцией или с четырехфотонным взаимодействием, или только линии ВКР, или спектр, сформированный в результате совместного действия этих процессов [173,174], см. рис.59а,в. При рассеянии со сдвигом спектра могло происходить выделение энергии в среде в канале ММС. Часть рассеянного излучения со смещенной длиной волны могла поглощаться неодимовым стеклом и участвовать в нагреве среды. Отметим, что избыточная населенность уровня $^4I_{11/2}$ иона Nd^{3+}в фосфатных стеклах регистрировалась в [114] при прохож-

дении 40 нс импульса с плотностью энергии ≈12Дж/см^2. Причиной избыточной населенности авторы считали комбинационное рассеяние в стекле.

Общая картина возникновения и релаксации НП в неодимовых стеклах представляется следующим образом. При ММС в среде возникает вытянутая вдоль направления пучка пространственная структура из нитей самофокусировки. Например, как обсуждалось в параграфе 4.2, при ММС пучка с интенсивностью 3-5ГВт/см^2 могут возникать дискретные образования из нитей в виде кольцевой структуры с поперечником ≈1мм и характерным периодом по азимуту ≈100мкм. Повидимому, в подобной структуре и происходило выделение энергии в неодимовых стеклах в нашем эксперименте, что приводило к заселению ШК уровня $^4I_{11/2}$ и сопровождалось скачком НП на переходах 0,66 и 1,06 мкм, который наблюдался при просвечивании образцов ЗИ. НП и населенность на уровне $^4I_{11/2}$ могли сохраняться, как следует из эксперимента, на протяжении десятков нс. Более продолжительные интервалы времени (сотни нс) после скачка НП не были исследованы. Тепловая релаксация областей выделения энергии вдоль нитей в результате диссипации тепла в окружающий материал могла происходить за время до 1мкс. Можно предположить также, что в результате скачкообразного повышения температуры и давления в зоне выделения энергии возникали ударные волны, распространявшиеся в среде. Генерация ударных волн, сопровождавших разрушения и самофокусировку в среде прозрачного диэлектрика, наблюдалась и исследовалась в ряде работ, см. например [285-288]. В условиях нашего эксперимента волны сжатия и разгрузки, оказывающие влияние на населенность ШК ионов Nd^{3+}, могли распространяться от каждой нити, заполняя канал ММС. Время распространения звуковой волны в стекле на расстояние от 100мкм (шаг квазипериодической структуры нитей) до 1мм (поперечник всей струтуры)10^{-8}-10^{-7}с. Перечисленные факторы определяли, скорее всего, динамику релаксации НП в неодимовых стеклах.

Зарегистрированные ВКР лазерного излучения с λ_1 ≈1,06мкм и эффект наведенного поглощения в фосфатных и силикатных стеклах дополнили физическую картину нелинейного взаимодействия излучения с оптической средой лазера на неодимовом стекле при ММС пучка. В то же время, поскольку эти эффекты наблюдались только в канале ММС, нет оснований рассматривать их в качестве механизмов нелинейных потерь для коллимированного лазерного пучка, распространяющегося в установке. Эффект наведенного поглощения может использоваться для диагностики состояния среды (неодимового стекла) в области ММС по динамике возбуждения и релаксации населенности уровня $^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+}.

Выводы к главе 4.

1. При усилении 20нс импульсов с плотностью энергии 4-5Дж/см^2 в стержнях из неодимового стекла КГСС-7, содержавших микровключения платины, впервые обнаружены разрушения в объеме активной среды.
2. Обнаружены и исследованы механизмы ограничения энергии, мощности и яркости излучения в лазерных пучках при нелинейном взаимодействии импульсов излучения с длительностью 10^{-8}-10^{-11}с и плотностью мощности 10^9-10^{10}Вт/см^2 с оптической средой усилителя лазерной установки на неодимовом стекле:

   -при распространении нс и пс импульсов с плотностью мощности 10^9-10^{10}Вт/см^2 в оптической среде лазерной установки (в стержнях и дисках из неодимового стекла, элементах оптики) обнаружена самофокусировка лазерного излучения; формирование пучков нитевидных разрушений в объеме, структура разрушений на поверхности торцов активных элементов и сопоставление их с теорией позволили определить механизм нелинейного взаимодействия излучения со средой как мелкомасштабную самофокусировку (ММС) в среде лазера;

   -зарегистрированы явления, сопровождавшие ММС пучка в лазерной установке на неодимовом стекле: диссипация энергии лазера при рассеянии излучения за пределы коллимированного пучка, искажения временного профиля лазерного импульса, уширение спектра излучения за пределы полосы усиления активной среды; впервые зарегистрировано ВКР лазерного излучения в неодимовом стекле, а также скачок поглощения с нижнего уровня рабочего перехода $^4I_{11/2}$ в неодимовых стеклах, связанный с заселением этого уровня при выделении энергии в канале ММС пучка;

   -при распространении пучка с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2 через группу дисков из неодимового стекла обнаружена фокусировка излучения и разрушения в дисках, обусловленные нелинейным эффектом формирования «горячих» изображений: при интерференции лазерного пучка с излучением, рассеянным на локальных неоднородностях в нелинейной среде (в дисках) возникают динамические голограммы (линзы Френеля), которые фокусируют лазерное излучение и создают по трассе пучка изображения неоднородностей высокой интенсивности, инициируя разрушения в оптике (эффект объяснен в Ливерморской лаборатории, США);

   -при плотностях мощности излучения $\approx 10^{10}$Вт/см^2 на выходе лазерной установки с пс импульсами была обнаружена самофокусировка лазерного пучка в воздухе.

3. Обнаружен и исследован механизм возникновения разрушений в среде лазера при дифракции излучения на апертурных диафрагмах и локальных неоднородностях среды в лазерной установке:

   -профиль лазерного пучка при его дифракции на апертурных диафрагмах установки изрезан выбросами, интенсивность которых в ближней зоне дифракции для круглых диафрагм может в несколько раз превышать среднюю по сечению пучка интенсивность и вызывать разрушения на оси и на периферии активных элементов по трассе распространения пучка;

   -при дифракции излучения на апертурных диафрагмах, а также на локальных неоднородностях возникающая на профиле лазерного пучка модуляция нарастает в нелинейной среде с характерным, зависящим от интенсивности излучения и периода модуляции инкрементом, что приводит к распаду пучка на отдельные самофокусирующиеся фрагменты (ММС пучка); совместное действие дифракции и самофокусировки проявляется в формировании по трассе пучка нитевидных разрушений в объеме и кольцевых разрушений на торцах активных элементов с характерной квазипериодической структурой.

4. Исследование нелинейных потерь излучения в лазерной установке на неодимовом стекле по различным каналам взаимодействия показало, что мелкомасштабная самофокусировка является основным механизмом, ограничивающим энергию, мощность и яркость излучения лазеров на неодимовом для импульсов с длительностью 10^{-8}-10^{-12}с.

Глава 5. Методы формирования световых пучков в лазерной установке на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы

Устройство лазерной установки для экспериментов по ЛТС и методы формирования световых пучков в оптическом тракте усилителя определяются задачей получения на выходе установки требуемых для нагрева и сжатия мишени характеристик излучения. Важной является также задача доставки сформированных на выходе установки пучков к мишени, обеспечения эффективного вложения энергии лазера в мишень, защиты мишени от фонового излучения до прихода рабочего импульса. Симметрия облучения мишени, схема транспортировки пучков к вакуумной камере, оптической развязки лазера от мишени определяют во многом архитектуру самой лазерной установки. Детальное рассмотрение вариантов сложных оптических схем существующих неодимовых лазерных установок для экспериментов по ЛТС, их элементной базы, методов формирования временных, пространственно-угловых, спектральных характеристик лазерного импульса, систем транспортировки и фокусировки излучения на мишень потребовало бы отдельного большого обзора. Обзор по установкам 1980-х гг. был в свое время опубликован [42]. В главе 5 рассматривается несколько методов формирования пучков в оптическом тракте усилителя и на выходе лазерных установок на неодимовом стекле, предложенных нами, опробованных в экспериментах и нашедших применение в лазерных установках. Изложение сопровождается обзором литературы. В параграфах 5.1 и 5.2 рассматриваются методы подавления самофокусировки и формирования пучков, относящиеся к оптическому тракту усилителя. В параграфах 5.3 и 5.4 рассматриваются неодимовые лазерные установки лаборатории и Отделения КРФ ФИАН для экспериментов по нагреву плазмы, в создании которых автор принял участие и в которых использовались предложенные методы формирования и транспортировки пучков.

В параграфе 5.1 рассматриваются методы подавления самофокусировки в лазерной установке на неодимовом стекле. Предложения по подавлению самофокусировки обсуждались неоднократно [4,5,31,86,87,175,218,252]. Эксперименты по усилению излучения с линейной и круговой поляризацией показали возможность повышения яркости для пучков с круговой поляризацией [5]. Для подавления самофокусировки было предложено использовать в усилителе расходящиеся пучки [218], рассматривалась возможность подавления мелкомасштабных выбросов на профиле пучка за счет инициирования отличного от самофокусировки диссипативного процесса [87, 252] и др. Только несколько из всех предлагавшихся методов подавления самофокусировки получили распространение, используются на практике и во многом определяют структуру оптического тракта и элементную базу современной неодимовой лазерной установки. Такими устройствами являются, в первую очередь, пространственные фильтры-ретрансляторы и собственно сами модули усилителя на основе дисков из неодимового стекла.

Применение пространственных фильтров позволило почти на порядок повысить яркость излучения при потоках 1-5ГВт/см^2 при усилении нс импульсов [5]. Возможность ограничения ММС во фрагментированной среде (дисках) по сравнению с уровнем нелинейных потерь от ММС в сплошной среде (стержне) была продемонстрирована впервые в нашем эксперименте [86]. В параграфе 5.1 приводятся результаты этого эксперимента и его численного моделирования, сведения из литературы по подавлению самофокусировки в дисковых усилителях. Модули на дисках и пространственные фильтры – основные компоненты усилителя современных неодимовых лазерных установок, обеспечивающие их работу в условиях подавления ММС. Обсуждаются (по литературе) также еще 2 общих подхода к вопросу подавления самофокусировки: усиление длинного (нс) импульса с последующим его сжатием до пс длительности вне лазерной установки и использование в усилителе низкокогерентного излучения.

Параграф 5.2 посвящен методам формирования пространственного профиля лазерного пучка. В результате дифракции на краях диафрагм в установке на профиле лазерного пучка возникают выбросы интенсивности, которые могут, как пояснялось, вызывать разрушения в среде и служить «затравками» для развития ММС в усилителе. Для предотвращения опасных выбросов было предложено производить сглаживание профиля лазерного пучка с помощью мягких диафрагм [86,256]. Методам формирования пучков с помощью мягких диафрагм (аподизаторов) посвящены десятки публикаций, см. обзор [252]. В наших работах были предложены и проверены экспериментально мягкие диафрагмы Ø10-100мм нескольких видов: кюветы с профилированным поглощающим слоем, мягкие диафрагмы, сформированные в пластинках из диэлектрика проникающей радиацией, диафрагмы с рассеивающими излучение центрами. Представлены результаты численного моделирования 2-мерной структуры центров рассеяния, образующей аподизатор, и профилей пучков, прошедших аподизатор. Представлены иллюстрации профилей пропускания опытных образцов мягких диафрагм и профилей сформированных лазерных пучков.

В параграфе 5.3 рассматривается одноканальная лазерная установка на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы, которая была собрана в павильоне лаборатории КРФ ФИАН [20,80-83,154,159]. Как пояснялось во введении, для проведения экспериментов по нагреву плазмы на поверхности мишени необходимо обеспечить интенсивность излучения $I \approx 10^{13}$Вт/см^2 и выше [33,42]. Для достижения такой концентрации энергии на мишени на выходе усилителя необходимо получить не только короткий импульс высокой мощности, но и высокую направленность излучения. Так например, для получения потока $I \approx 10^{14}$Вт/см^2 на площадке мишени с Ø100мкм необходимо сфокусировать на эту площадку лазерный импульс с мощностью 10^{10}Вт, что при использовании линзы с фокусом f=10см потребует пучок с расходимостью $\varphi \approx 10^{-3}$рад, а для f=100см $\varphi \approx 10^{-4}$рад. При плотности мощности на выходе усилителя

$I_л \approx 10^9$Вт/см^2 соответствующие этим углам значения яркости излучения $B=4I_л/\pi\varphi^2$ составят 10^{15}-10^{17}Вт/см^{2}стер. Таковы оценки параметров лазерных импульсов, которые требовалось получить на выходе усилителя. Приводится устройство лазерной установки с пс импульсами с рекордным для своего времени значением яркости излучения на выходе до 10^{18}Вт/см^{2}стер [82,83,154]. Кратко описаны первые эксперименты по регистрации нейтронов из лазерной плазмы при фокусировке пучка лазера на плоские мишени из *LiD* [18,19]. Для оптической развязки лазера от мишени и для повышения эффективности вложения энергии лазера в плазму нами был предложен метод преобразования излучения на выходе лазера в излучение на длине волны второй или более высоких гармоник и облучение мишени не на основной длине волны $\lambda \approx 1{,}06$мкм, а на длине волны гармоники [83]. Рассматривается устройство первой неодимовой лазерной установки с преобразованием излучения во вторую гармонику для нагрева плазмы и результаты экспериментов с мишенями на длинах волн ≈1,06 и ≈0,53мкм [89,90,154].

Демонстрация эффективного нагрева и сжатия мишеней при их сферически симметричном облучении на 9-канальной лазерной установке «Кальмар» [21-23], результаты расчетов взаимодействия излучения с мишенями [24] определили направление развития неодимовых лазеров для ЛТС как многоканальных установок. Многоканальное усиление явилось радикальным решением вопроса увеличения поперечного сечения усилителя и общей энергии на выходе лазера до уровня в десятки кДж и выше. Для создания в Отделении КРФ ФИАН неодимового лазера с проектируемой энергией ≈10кДж был выбран вариант многоканального усилителя на основе лазерных модулей ГОС-1001 на стержнях Ø45х680мм из стекла ГЛС-1. На этапе разработки проекта остро стоял вопрос об организации схемы фокусировки на мишень почти двух сотен пучков. В параграфе 5.4 рассматривается предложенная нами схема объединения мелких (Ø40-45мм) пучков на выходе усилителя с помощью вспомогательной оптики в кластеры – группы из нескольких коллинеарных пучков с увеличенным общим диаметром [88]. Такую группу пучков можно сфокусировать на мишень одним объективом с увеличенной апертурой. Предложенная схема формирования кластера была проверена на макете модуля 9-канального усилителя, собранного в оптическом зале корпуса Отделения КРФ ФИАН. На вход модуля поступал пучок Ø45мм (2нс импульс) от лазерной установки на неодимовом стекле. Пучки с выхода модуля объединялись в составной пучок с размерами 135х135мм^2 с общей энергией ≈150Дж с углом расходимости 2-3х10^{-4}рад компактным зеркалом из 9 элементов. Схема формирования кластеров пучков была востребована при создании в ОКРФ ФИАН установки «Дельфин» - 108-пучкового лазера на неодимовом стекле с выходной энергией до 2,5кДж в 2нс импульсе. Облучение мишени производилось 6-ю кластерами (по 18 пучков в каждом) с эффективным диаметром 280мм [42,28].

5.1 Методы подавления самофокусировки в усилителе лазерной установки

Опасность самофокусировки как механизма ограничения мощности и яркости излучения в лазерной установке на неодимовом стекле была осознана после обнаружения в генераторах и усилителях спутников самофокусировки - нитевидных разрушений в стержнях и ореола рассеянного излучения, сопровождавшего основной лазерный пучок [80]. В литературе начались обсуждения различных способов ограничения (подавления) самофокусировки в лазерной установке. Одной из первых напрашивалась возможность применения для усиления расходящихся пучков. Увеличение длины самофокусировки $L_ф$ для пучка в целом при увеличении его угловой расходимости следовало из формулы для $L_ф$ (2.2) [181]. В тот период, когда была опубликована работа [181], явление самофокусировки изучалось на объектах вне лазерных установок, и о необходимости подавления самофокусировки в оптической среде самого лазера авторы [181] не задумывались. Нами было предложено использовать расходящиеся пучки для подавления самофокусировки в лазерных установках [31,218,219]. Угол расходимости излучения Θ для подавления крупномасштабной самофокусировки (КМС) пучка с радиусом a можно получить при сложении фокуса линзы, $f=a/\Theta$, которая задает угол Θ, и нелинейной линзы с фокусом $L_ф = ka^2 / \sqrt{P/P_{кр} - 1}$ (полагая $f_{общ}=\infty$): $\Theta \approx \sqrt{P/P_{кр} - 1} / ka$. Наиболее эффектно удалось проиллюстрировать подавление самофокусировки с помощью расходящегося пучка именно для КМС [253, 87,175]. Эксперименты [253] проводились с импульсом длительностью 100пс, с энергией $\approx 10^{-4}$Дж, выделенным из последовательности УКИ генератора на кристалле *YAG:Nd*, работавшего на основной поперечной моде. Импульс усиливался активным элементом из *YAG:Nd* с размерами Ø11x90мм. Высокое усиление (~500 на 1 проход) позволило исключить мелкомасштабную самофокусировку (ММС) в этом активном элементе: при нарастании интенсивности импульса масштаб наиболее увлекаемых возмущений изменялся настолько быстро, что ММС не успевала развиться [253]. Усилить коллимированный пучок в следующем каскаде - стержне из неодимового стекла длиной 630мм не удалось: пучок рассеивался, проходя нелинейную среду, и на выходе усилителя не наблюдалось даже отпечатка пучка на фотобумаге. Чтобы убедиться в том, что исчезновение сигнала после стержня является следствием КМС, пучок на входе стержня был сделан расходящимся, $\Theta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ рад (с помощью линзы с f= -30см). После этого КМС была преодолена, импульс усиливался в неодимовом стекле, искажений пучка не наблюдалось вплоть до начала ММС при I=3-5ГВт/см^2 [253, 87,159,175].

Применение расходящегося пучка для подавления ММС в каскадах усилителя на неодимовом стекле в [84,154] не принесло столь явного результата, как в эксперименте [253] с КМС. На рис. 65 представлена схема установки по усилению пс импульсов в расходящемся пучке

[84,154]. Излучение задающего генератора с помощью линзы 3 преобразовывалось в пучок с расходимостью $\Theta \approx 10^{-2}$рад. Усилитель был собран на четырех стержнях из стекла ГЛС-1 с Ø20, 30, 45 и 45 мм и длиной 650мм каждый с торцами, срезанными под углом 85° к оси. Линза 6 служила для компенсации расходимости на выходе усилителя. Часть пучка после усиления отводилась клиньями для измерения углового распределения энергии излучения. Распределение энергии в дальней зоне фотографировалось на пленку И-1070 и измерялось калориметром 8.

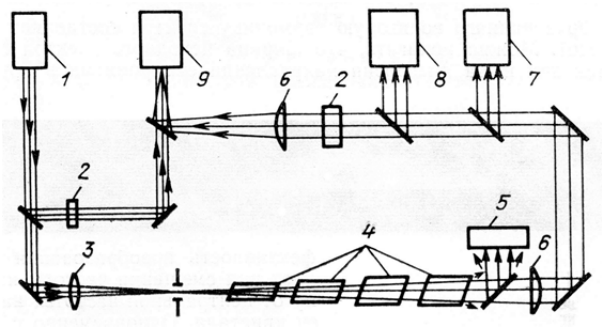


Рис. 65. Схема установки по усилению УКИ в расходящемся пучке: 1-генератор; 2-кристаллы *KDP*; *3, 6* -линзы; *4*-усилитель; *5,8*- калориметры; 7 -измеритель углового распределения энергии; *9* - спектрограф.

Опорным калориметром 5 измерялась полная энергия на выходе усилителя (ближняя зона). Результаты эксперимента сводятся к следующему. В расходящемся пучке удалось повысить плотность энергии на выходе усилителя до 2-3Дж/см^2. Порог возникновения нитевидных повреждений в пучке с $\Theta \approx 10^{-2}$рад возрос в ≈3 раза по сравнению со случаем, когда усиливался пучок с расходимостью $\approx 10^{-4}$рад. В серии вспышек отмечалось общее уменьшение количества нитевидных повреждений в стекле и микроразрушений на поверхности стержней, связанных с ММС. Уменьшение нитевидных повреждений в стержнях отмечалось при усилении пс и нс импульсов в расходящихся пучках в работах [88,90,220]. Результаты расчетов также предполагали возможность некоторого ограничения ММС в расходящихся пучках [86, 289, 290, 252].

Измерения углового распределения излучения в эксперименте [84] показали, однако, что только ≈1/5 часть от полной энергии на выходе усилителя содержится в угле $\approx 10^{-3}$рад, а остальное излучение рассеивается на большие углы. Излучение с входа и выхода усилителя преобразовывалось во вторую гармонику и регистрировалось на спектрографе. Спектр излучения на выходе усилителя был сильно уширен по сравнению со спектром входа: ширина преобразованного во вторую гармонику спектра составляла 300Å (600Å на основной частоте). Одновременно с рассеянием излучения и уширением спектра наблюдалось снижение (до нескольких единиц) значения контраста импульсов на выходе по сравнению со значениями контраста на входе (10^3). Полученные данные позволяют сделать следующие выводы. Несмотря на частичное подавление самофокусировки значительного повышения яркости излучения на выходе лазера в эксперименте с расходящимся пучком, рис.65 получить не удалось. И в случае расходящегося пучка

при высокой интенсивности излучения возникает нелинейная добавка к показателю преломления, которая инициирует нелинейные процессы в среде. В усилителе с расходящимся пучком наблюдались те же проявления нелинейного взаимодействия излучения со средой, как и при усилении пучка малой расходимости: большая часть энергии пучка рассеивалась, спектр уширялся за пределы линии усиления. Расходящиеся пучки в лазерных установках на неодимовом стекле применялись для ослабления самофокусировки, согласования апертур каскадов и повышения эффективности усиления и др. [84,88,90,132,144,220,291,292]. Наибольший эффект подавления ММС в расходящемся пучке достигнут в работе [144] при усилении многомодового излучения, где для 2нс импульсов удалось подавить самофокусировку в стержнях из неодимового стекла и поднять плотность энергии до уровня ≈10Дж/см^2 (см. также ниже, на стр.186).

Универсальным способом уменьшения нелинейных потерь в оптической среде лазера (в том числе подавления ММС) было бы использование лазерного материала с малой величиной нелинейного показателя преломления n_2. Так, например, в работе [293] применялось фторбериллиевое стекло с уменьшенным значением $n_2 \approx 0{,}4 \cdot 10^{-13}$ед. СГСЭ. Пределы варьирования n_2 в лазерных стеклах, однако, невелики [5]. Обсуждался еще ряд мер для подавления самофокусировки в лазерной установке, проводились эксперименты и расчеты, см. обзоры [4,5,87,175, 252]. Как уже упоминалось, ослабление ММС возможно в среде с высоким коэффициентом усиления [5, 252, 253]. При увеличении коэффициента усиления возможно ограничить длину нелинейной среды. В качестве активной среды с высоким коэффициентом усиления предлагались, например, диски из иттербий-эрбиевого стекла с накачкой излучением от неодимового лазера [3, 294]. Рассматривалась возможность подавления мелкомасштабных выбросов на профиле пучка за счет инициирования отличного от самофокусировки диссипативного процесса [87,252]. В лазере на неодимовом стекле использовалось излучение с круговой поляризацией, для которого нелинейная добавка n_2 уменьшается в 1,5 раза [4,5, 295, 296]. Эксперименты по усилению пучков с линейной и круговой поляризацией показали возможность повышения яркости на выходе лазерной установки с круговой поляризацией до 2-х раз [296].

Только несколько из всех предложенных в свое время методов подавления ММС получили широкое распространение, используются на практике в лазерных установках на неодимовом стекле и во многом определяют архитектуру оптического тракта и элементную базу неодимового лазера. Такими устройствами являются пространственные фильтры-ретрансляторы и собственно сами модули усилителя на дисковых активных элементах - основные компоненты, по существу, для большинства современных мощных неодимовых лазерных установок, обеспечивающие их работу в условиях подавления ММС. Пространственные фильтры - оптические устройства, известные еще из классической оптики [297]. Действие пространственного фильтра, который в простейшем случае представляет собой диафрагму малого диаметра в общем

фокусе пары линз, основано на задержке части спектра пространственных частот в падающем на фильтр излучении [298,299,270]. Как известно, распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы представляет собой фурье - преобразование углового спектра падающего на линзу излучения. Сущность применения пространственного фильтра в лазерной установке заключается в уничтожении фильтром мелкомасштабных возмущений пучка, способствующих его самофокусировке. Конструктивно фильтр выполняется обычно в виде вакуумированной камеры с двумя объективами и диафрагмой. Вакуумирование необходимо для предотвращения пробоя среды и, соответственно, потерь энергии в фокусе объектива. Фильтр, установленный перед входом в усилительный каскад, должен сгладить распределение энергии в пучке, поступающем с выхода предыдущего каскада, и передать отфильтрованный полезный сигнал для дальнейшего усиления. Фильтр помещается обычно после участка установки, на котором интеграл распада достигает значения B=2-3. Первые сообщения о применении пространственных фильтров для подавления ММС появились в работах [298-300,225,270]. В типичных для усилителей пс импульсов на неодимовом стекле условиях при интенсивности 3-5ГВт/см^2 используются пространственные фильтры, пропускающие пучки с угловым раствором 1-1,5·10^{-3}рад, что обычно в ≈10 раз превышает угловую расходимость основного лазерного пучка [5]. Применение фильтров позволило почти на порядок повысить яркость излучения при потоках 1-5ГВт/см^2 при усилении субнаносекундных импульсов в лазерной установке на неодимовом стекле [270]. В работах [300,301] было отмечено, что свойство системы из двух софокусных линз, входящей в состав пространственного фильтра, переносить (ретранслировать) изображение по оптическому тракту установки и тем самым сокращать эффективную длину распространения лазерного пучка, может быть использовано для замедления роста возмущений и подавления ММС. Возможность подавления ММС обусловлена фазовой расстройкой между основной волной и возмущениями на профиле пучка, которая возникает в лазерной системе с ретрансляторами [301-303,268-272,296]. Для 2-х отрезков среды, разделенных ретранслятором, при определенных ограничениях на их размеры и на B-интеграл фазовые возмущения, нарастающие в первом отрезке, преобразуются в убывающие во втором. Пространственные фильтры-ретрансляторы - неотъемлемая часть оптического тракта современных мощных лазерных установок.

Радикальным средством ограничения самофокусировки в оптическом тракте мощного лазера на неодимовом стекле явилось использование дисковых активных элементов в усилителях. Возможность снижения (по сравнению со стержнями) лучевой нагрузки на среду в таком усилителе за счет увеличения апертуры пучка, сокращение толщины отдельных дисков, разделение дисков воздушными промежутками (линейной средой), повышает устойчивость дисковых каскадов к самофокусировке. В работах С.Н. Власова 1970-х гг. расчетным путем была показана возможность ограничения крупномасштабной самофокусировки в системе дисков, см.[266] и

ссылки в этой работе. Предложение о замене «непрерывной» среды (стержня) фрагментированной структурой (дисками) для подавления ММС было выдвинуто нами в [86,219]. В [86] проведены эксперименты, показавшие возможность ограничения ММС за счет разбиения сплошной среды на фрагменты. Была собрана следующая схема эксперимента сравнения, рис.66.

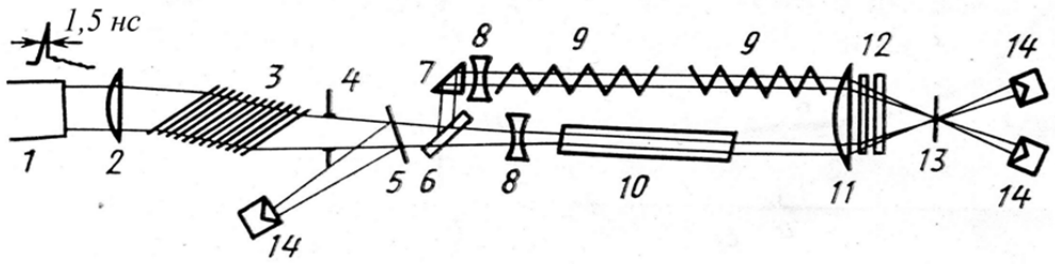


Рис.66. Схема измерения нелинейных потерь в стержне и в дисках из неодимового стекла: 1 - лазерная установка с плотностью мощности $5\cdot10^8$-10^9Вт/см^2; 2, 8-система линз для повышения интенсивности излучения; 3-поляризатор; 4-диафрагма; 5-стеклянная пластинка; 6- светоделительный клин; 7-призма; 9 -диски с апертурой Ø50мм и толщиной 30мм; 10 -стержень Ø45х630мм с торцами под углом 5° к оси пучка; 11-линза с фокусным расстоянием ≈1м; 12 -нейтральные светофильтры; 13- диафрагма Ø2,5мм; 14- калориметры [86].

На выходе неодимовой лазерной установки (1) с одномодовым задающим генератором с модуляцией добротности красителем №3955 формировался пучок Ø45мм с расходимостью $\approx2\cdot10^{-4}$рад. После первой линзы коллиматора (2) сходящийся пучок проходил дополнительный поляризатор - стопу из стеклянных пластинок и диафрагму Ø20мм (4). Диафрагма полностью пропускала лазерный пучок и ограничивала фоновое излучение установки. Далее пучок расщеплялся светоделительной пластинкой (6) на два пучка, пространственное распределение энергии в которых было подобным, а отношение интенсивностей регулировалось изменением коэффициента отражения пластинки. Плотность энергии на выходе усилителя в ≈1,5нс импульсе достигала 1-1,5Дж/см^2. Плотность мощности в наиболее интенсивных вспышках достигала $5\cdot10^8$-10^9Вт/см^2 и могла превышать эти значения из-за наличия субструктуры импульсов. После линз коллиматора (8) пучки направлялись в 2 канала с исследуемыми образцами. С помощью линз коллиматора (2,8) плотность энергии в пучках повышалась в ≈4 раза. Коллимация пучков производилась идентичным образом, так что при диаметре пучков в 7-8 мм их пространственно-угловая структура была одинаковой и расходимость составляла $(3\text{-}4)\cdot10^{-4}$рад. При изменениях расходимости и распределения интенсивности излучения на выходе усилителя эти изменения одинаковым образом проявлялись в обоих каналах схемы. В каждый канал помещались исследуемые образцы: в один канал - стержень Ø45х630 мм из стекла ЛГС-247-2, в другой – 18 дисков толщиной по 30мм из того же стекла с эквивалентной стержню общей толщиной среды. Расстояние между центрами соседних дисков -12см, длина каждого канала ≈4м.

При возникновении самофокусировки в активных элементах из неодимового стекла в обоих каналах наблюдалось рассеяние излучения из коллимированного лазерного пучка. Доля энергии, рассеивавшейся на большие углы, росла при увеличении мощности лазерного излучения. Производилось сопоставление нелинейных потерь на рассеяние в двух каналах схемы. С этой целью оба пучка, прошедшие образцы, собирались линзой (11) с фокусным расстоянием ≈1м на апертуре круглой диафрагмы Ø2,5мм (13). Прошедшее через диафрагму излучение измерялось калориметрами и строилась зависимость отношения *K* энергий в каналах на выходе диафрагмы от плотности энергии на входе ε (в один из каналов). Изменение плотности энергии на входе в оптическую схему производилось путем изменения накачки усилителя (1), либо с помощью нейтральных ослабителей. Опорным сигналом при измерениях служили показания калориметра на входе в оптическую схему. При изменениях диапазона измеряемых энергий пучки в обоих каналах перед калориметрами ослаблялись нейтральными светофильтрами (12).

Для выявления возможных нелинейных потерь излучения во вспомогательных элементах (линзах, призмах) зависимости $K(\varepsilon)$ снимались в отсутствие стержня и дисков. На рис.67а приведена одна из таких зависимостей (кривая 1). Горизонтальный (с точностью до ошибок измерения ≈10%) ход зависимости $K(\varepsilon)$ говорит об отсутствии заметных нелинейных потерь во вспомогательных элементах. Для измерения линейных потерь исследуемые образцы помещались порознь в один из каналов схемы, второй канал при этом был пустой. Измерения производились при малых плотностях энергии. Было установлено, что введение в канал стержня длиной 630 мм приводит к потерям около 20%. Эти данные согласуются с расчетными значениями потерь на отражение и на поглощение на λ≈1,06мкм в стекле ЛГС-247-2 (α_n=2,2·10^{-3}см$^{-1}$). Измерение линейных потерь 18 дисков, установленных под углом Брюстера (толщина стекла 645 мм), показало, что эти потери (10-20%) меньше, чем для стержня, и обусловлены, в основном, поглощением. Малую величину потерь в дисках мы связываем с высокой степенью поляризации (≈100%) использовавшегося лазерного пучка, точностью установки дисков под углом Брюстера и точностью обработки их поверхностей. Таким образом, различие линейных потерь в исследуемых образцах было незначительным и могло не учитываться.

Нелинейные потери, связанные с самофокусировкой, были обнаружены и в стержнях, и в дисках, рис. 67а, б. Диски располагались двумя группами по 9 пластин в каждой с расстоянием между группами ≈1м, пучок проходил вдоль оптической оси дисков. Поскольку при максимальных плотностях энергии в активных элементах возникали нитевидные повреждения, был поставлен специальный эксперимент по выяснению их влияния на измеряемые величины. Оказалось, что отношения энергий на выходе из каналов $K(\varepsilon)$ при наличии повреждений и в их отсутствие в пределах точности измерений не отличались. На рис. 67в, г представлены зависимости $K(\varepsilon)$ отношения энергии на выходе стержня к энергии на выходе дисков, полученные при

помещении дисков и стержня в каналы схемы. Эксперименты проводились при различных начальных значениях отношения *K(ε)* для слабых сигналов: K_0=0,5;1,0;1,4. Сопоставление данных, приведенных на рис.67а-г показывает большую устойчивость набора дисков к самофокусировке. Рост потерь в стержне опережал рост потерь в дисках, о чем свидетельствует спадающий характер зависимостей на рис. 67 в, г. Выравнивание потерь в стержне и в дисках

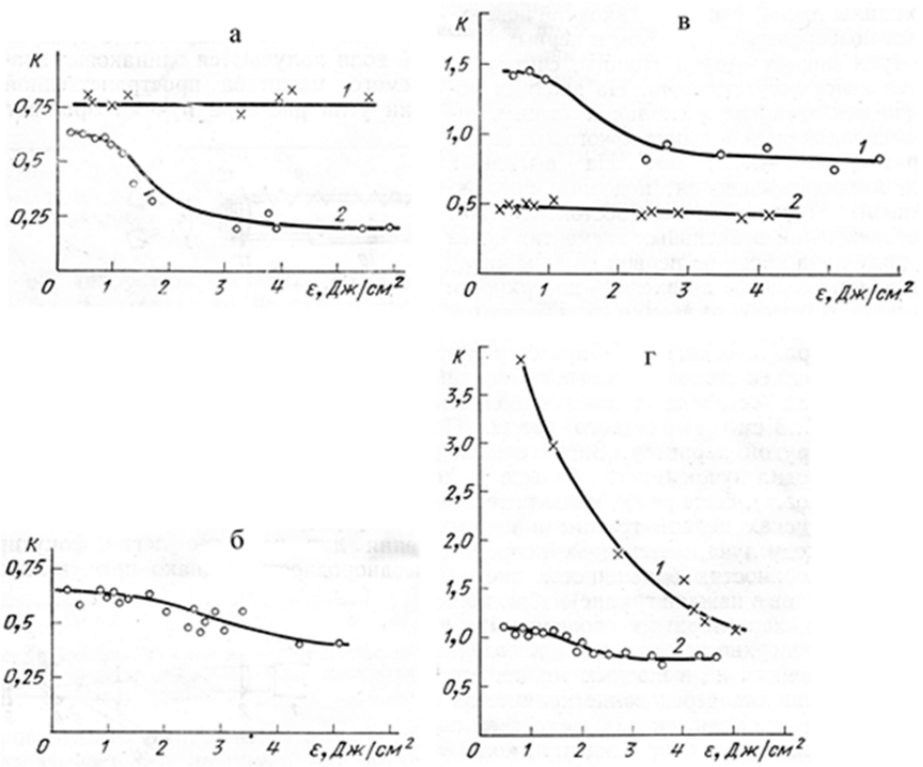


Рис.67. Зависимости отношения энергий на выходе из каналов *K* от плотности энергии *ε* на входе: (а,1) - в отсутствие образцов, (а,2) - стержень Ø45х630мм в одном канале; (б) – диски в одном канале; (в, г)-отношение *K* энергии на выходе стержня к энергии на выходе дисков от плотности энергии ε на входе в стержень при K_0 =1,4 (в,1), K_0=0,5 (в,2), K_0=1 (г,2), где K_0 -отношение для слабых сигналов; (г,1) - при накачке стержня и дисков [86].

происходило только в том случае, когда через диски пропускался пучок с интенсивностью в 2 раза большей, чем в пучке через стержень (рис.67в, кривая 2*)*. Дополнительно был проведен эксперимент, в котором стержень и диски работали с усилением (рис.67г, кривая 1). Отношение энергий для слабых сигналов в каналах в этом эксперименте было $K_0 \approx 1$. Стержень помещался в осветитель ГОС-1001, а половина дисков (вторая группа) - в осветитель с лампами ИФП-40000 (рис.30), первая группа дисков не накачивалась. Для слабых сигналов усиление стержня значительно превосходило усиление в дисковом канале (соответственно, $\alpha \approx 0{,}031$ см$^{-1}$ и $\alpha \approx 0{,}015$ см$^{-1}$). Однако, для сильных сигналов, несмотря на низкий уровень инверсии в дисках и тот факт, что половина дисков не накачивалась, сигнал на выходе дискового канала сравнивался с сигналом в канале со стержнем, рис.67г, кривая 1. Результат объясняется возрастанием нелинейных потерь в стержне, которые опережали рост потерь в дисках.

Большая устойчивость набора дисков по отношению к самофокусировке подтверждалась также наблюдениями характера повреждений активных элементов. После серии вспышек лазерной установки (1), необходимых для построения зависимостей рис.67, практически весь объем стержня, через который проходил пучок, был заполнен трассами нитевидных повреждений. Свободным от повреждений оставался только начальный участок стержня длиной 2-3см от входного торца. Структура точечных повреждений на выходном торце стержня, отсутствие крупных кольцевых разрушений на его поверхности свидетельствовали о том, что источниками ММС в нашем эксперименте служили случайные неоднородности. В комплекте дисков подавление самофокусировки (отсутствие нитевидных повреждений) можно было констатировать для дисков, располагавшихся после больших воздушных промежутков: от лазерной установки (1) до первой группы дисков (~3м) и от первой группы до второй (~1м). Нитевидные повреждения отсутствовали в первых двух дисках первой группы и первых трех дисках второй группы, считая по ходу луча. В остальных дисках наблюдались отрезки нитей ≈1см вблизи выходной поверхности. Наблюдалось чередование плотности этих отрезков нитей через диск, описанное в параграфе 4.3. Иллюстрацией общего ослабления самофокусировки в дисках являлся тот факт, что доля объема (длины) стержня, занятая нитевидными повреждениями, превышала 90%, а в случае дисков она была менее 50%. Таким образом, в нашем эксперименте набор из дисков проявлял большую устойчивость к ММС, чем эквивалентный ему стержень.

Экспериментальные факты [86] нашли объяснение в рамках физической модели ММС пучков в нелинейной среде [254]. Рост потерь на рассеяние и в стержне, и в дисках при увеличении плотности энергии в исследуемых образцах (рис. 67) объясняется ростом в них числа отдельно самофокусирующихся участков лазерного пучка. Количество таких участков, содержащих по одной или по нескольку критических мощностей в пучке, растет при увеличении интенсивности. В рамках феноменологического описания [86] большая устойчивость дисков к ММС объяснялась расфокусирующим действием воздушных промежутков на мелкомасштабные возмущения пучка. Развивающиеся в нелинейной среде возмущения расплываются из-за дифракции в промежутках между дисками и выходят из области увлекаемых ММС пространственных масштабов. В особенности эффективно механизм дифракционного расплывания в эксперименте рис.66, 67 действовал при распространении излучения в больших промежутках: от лазерной установки (1) до первой группы дисков и в промежутке между двумя группами дисков. Расплывание возмущений затрудняло развитие ММС: в нескольких дисках после больших воздушных промежутков нитевидные повреждения вовсе отсутствовали. Таким образом, по существу, воздушные (или вакуумные) промежутки между элементами фрагментированной среды действуют на возмущения подобно пространственному фильтру, меняя масштабы возмущений или (для больших промежутков) вовсе выводя их из апертуры нелинейной среды.

Возможность подавления ММС в кусочно - периодической нелинейной среде в более сложных случаях многоэлементной среды лазерных установок рассматривалась в работах [266-272]. Подавление самофокусировки обусловлено фазовой расстройкой между возмущениями и основной интенсивной волной при распространении пучка в свободном пространстве (в промежутках между оптическими элементами). Для промежутков различной длины во фрагментированной среде может быть задержано развитие возмущений с различными значениями пространственной частоты q [266-272].

Численное моделирование развития мелкомасштабных возмущений в стержне и в дисках [304] подтвердило результаты эксперимента [86]. На рис.68 (слева) приводится схема вариантов компоновки элементов усилителя на участке оптического тракта длиной M: в виде стержня (1), N дисков толщиной l (2-4) или более крупных фрагментов (5) с воздушными промежутками. Общая толщина среды, $\mathcal{L}=N\cdot l$ во всех вариантах компоновки одинакова. Расчеты велись в

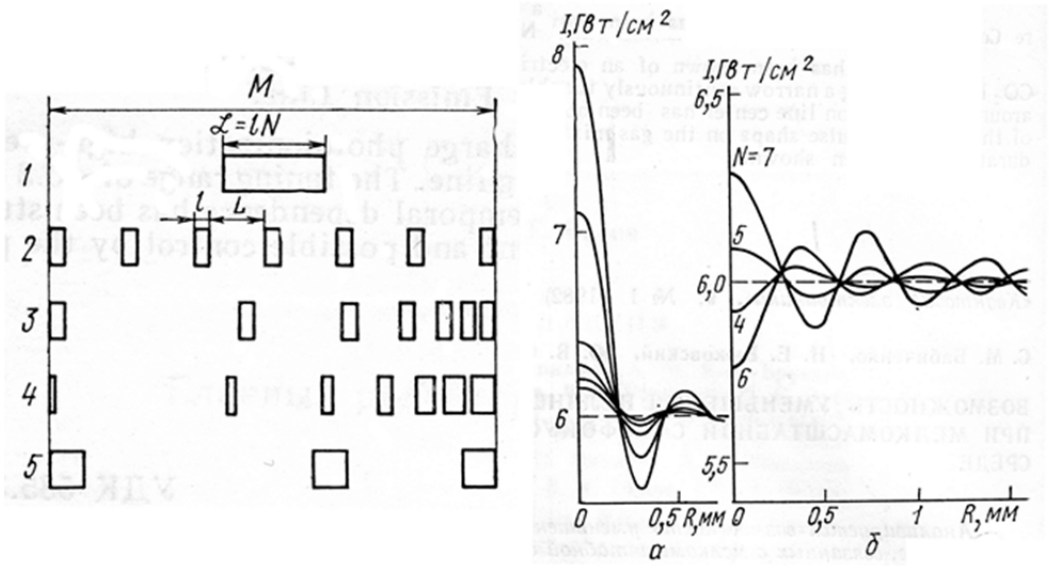


Рис.68. (Слева) Компоновка элементов на участке оптического тракта длиной M:1-стержень; 2- N дисков толщиной l с промежутками L; 3- неэквидистантные диски толщиной l; 4-неэквидистантные диски различной толщины; 5- неэквидистантные фрагменты. (Справа) Развитие возмущения в стержне по слоям толщиной 6см *(а)* и в дисках с l =6см, L= 30см, N=7 для 4-7-го дисков (б); радиус начального возмущения, a_0=0,1мм, амплитуда-0,01· $\mathcal{E}_0$ [304].

предположении, что начальные возмущения-чисто амплитудные (≈1% от амплитуды основной волны $\mathcal{E}_0$, мощность ≈0,1$P_{кр}$). Для упрощения задачи реальная дифракционная картина от малоразмерного включения заменялась выбросами гауссовой формы на волновом фронте лазерного пучка, расчеты проводились без учета нелинейности воздушных промежутков, наличия инверсии в среде и потерь на отражение. Для амплитудно-фазовых начальных возмущений (гауссовых и отличных от гауссовых) расчеты приводили к аналогичным результатам. В качестве исходного уравнения было взято параболическое уравнение, описывающее квазистационарное

распространение монохроматической плоской волны с аксиально-симметричными возмущениями малой амплитуды. Начальный размер (полуширину) возмущений варьировали в пределах от 50 до 300 мкм, расчеты выполнялись для интенсивностей основного пучка I_0=3-10ГВт/см^2.

На рис.68 (справа) приводятся иллюстрации эволюции возмущений в стержне и в дисках для случая I_0=6ГВт/см^2, M≈220см, $\mathcal{L}$=42см, l=6см, N=7, L=30см. Развитие локального возмущения определяется относительным ростом амплитуд составляющих его пространственных гармоник и фазовыми соотношениями между ними. Рост интенсивности пика возмущения при распространении в стержне опережает рост интенсивности в дисках в сопоставимых условиях. Из данных по профилям возмущений следует, что в стержне происходит более высокая концентрация энергии на оси возмущения, что говорит о большей интенсивности протекания ММС и приводит к большим разрушениям, чем в дисках, что соответствует эксперименту [86].

Различия в спектрах пространственных частот, увлекаемых ММС при I_0=6ГВт/см^2, для стержня и дисков иллюстрирует рис.69а, б (слева). Полоса неустойчивости (полоса усиления возмущений) среды определяется зависимостью коэффициента передачи возмущений от их пространственной частоты, $K(q)$. Коэффициенты передачи возмущений стержнем и дисками $K(q)$ определялись как отношения спектральных интенсивностей пространственных частот возмущений на выходе и входе в нелинейную среду. Ход кривых на рис.69а, б показывает, что

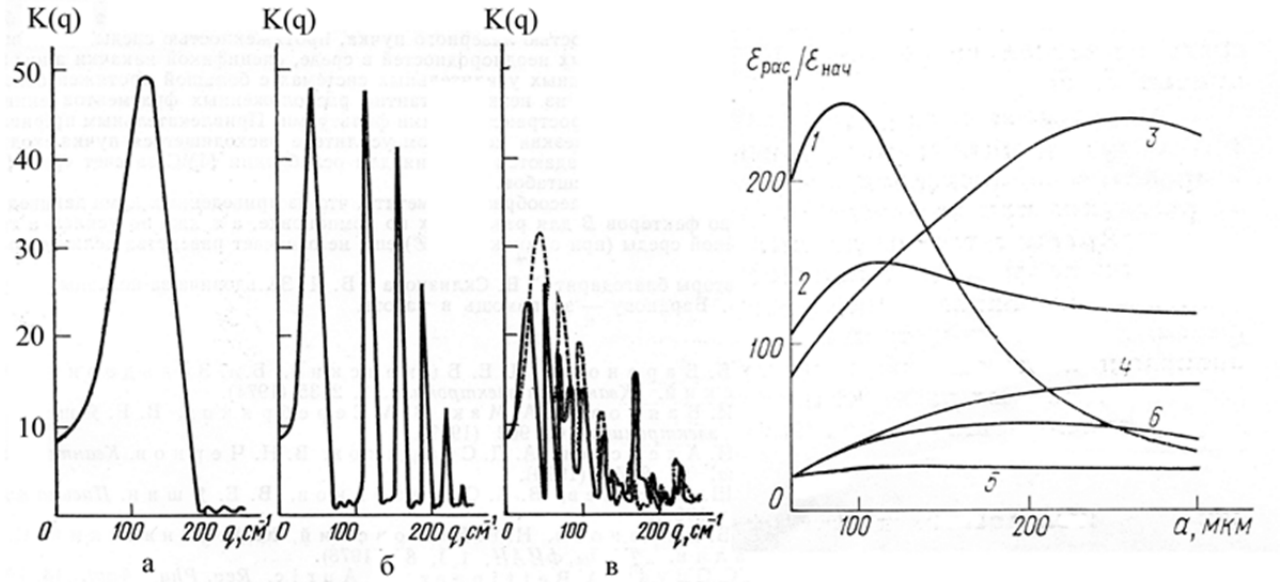


Рис.69. (Слева) Зависимость коэффициента передачи среды K от пространственной частоты q для стержня (а) и дисков (l=6см, N=7) для эквидистантного, L=30см (б) и неэквидистантного расположения: сплошная кривая- $L_{n+1}=L_n/2$, пунктир- $L_n=L_{n+1}/2$ (в). (Справа) Зависимость нормированных потерь мощности на рассеяние $\varepsilon_{рас}/\varepsilon_{нач}$ ($\varepsilon_{нач}=10^{-4}\,\pi I_0\, a_0^2$) от радиуса a начального возмущения при различных компоновках среды для стержня (1), фрагментов, N=3, l=14 см, L=90см (2); дисков, N=7, l=6см, L=30см (3); дисков, N=7, $L_{n+1}=L_n/2$ (4); фрагментов, N=3, L_1=120см, L_2=60см (5); дисков, N=7, $L_{n+1}=L_n/2$, $l_{n+1}=l_n+1$ см, l_1=3см (6) [304].

возмущения малых размеров, т. е. с высокими пространственными частотами, более опасны для стержня, с низкими частотами - для дисков. Характер изменения кривых *K(q)* свидетельствовал о том, что наиболее увлекаемая (в выбранных условиях) пространственная частота q_m для стержня составляла примерно 120см$^{-1}$, а для дисков - 40см$^{-1}$. Этим частотам соответствуют пространственные масштабы ≈85мкм для стержня и ≈250мкм для дисков. Возмущения с такими полуширинами обладают наибольшим ростом амплитуды, так как именно для таких размеров возмущений в их спектре содержится с максимальным весом наиболее увлекаемая пространственная гармоника q_m .Сопоставление рис.69а, б показывает, что инкремент нарастания возмущений в системе из дисков не меньше, чем в стержне, однако полоса усиления возмущений - уже. Последнее обстоятельство способствует большей устойчивости дисков по отношению к самофокусировке. В условиях эксперимента [86] набор дисков фактически «отфильтровывал» (не усиливал) часть пространственно-шумового спектра сигнала, поступавшего на вход схемы, что и позволило ослабить потери от ММС. Этот вывод соответствует результатам анализа условий развития ММС в дисках и стержне [270], где авторы также приходят к выводу, что в случае пучков с широким пространственно-шумовым спектром дисковые системы более устойчивы к ММС, поскольку обладают меньшей шириной полосы пропускания возмущений. Таким образом, результаты работ [86,266,270,304] показали возможность ограничения ММС в усилителях за счет применения дисков вместо стержней.

В работе [304] удалось выявить дополнительные возможности уменьшения ММС за счет неэквидистантного расположения дисков. Зависимости коэффициента передачи нелинейной среды, *K(q)* для группы неэквидистантных дисков толщиной l=6см, N=7 при 2-х различных компоновках приводятся на рис.69в для случая I_0=6ГВт/см^2. Из сопоставления рис.69б, в можно сделать следующий вывод. При неэквидистантном расположении дисков (рис.69в) спектр увлекаемых ММС пространственных частот изменяется, а коэффициенты передачи *K(q)* уменьшаются по сравнению с эквидистантным расположением (рис.69б), что свидетельствует о дополнительной возможности ограничения ММС. Для периодической структуры дисков (рис.69б) взаимодействие нелинейности в среде и дифракции в воздушном промежутке организует транспортировку наиболее увлекаемых возмущений от диска к диску. При нарушении периодичности оказывается возможным нарушить этот механизм. В [304] рассчитывались также нелинейные потери лазерного пучка на рассеяние за счет роста мелкомасштабных возмущений путем сопоставления спектра частот наиболее увлекаемых для данной компоновки возмущений на выходе среды со спектром основного лазерного пучка, расходимость которого для оценок принималась равной 0,1мрад. Мощность возмущений, содержащаяся за пределами этого угла, рассматривалась как потери. Результаты расчета, рис.69 (справа) подтвердили возможность ослабления ММС при неэквидистантной компоновке дисков (кривые 4,6), а также при разбие-

нии среды на более крупные фрагменты (короткие стержни, кривые 2,5). Сопоставляя результаты эксперимента (рис.66,67) с расчетом (рис.68,69), следует отметить, что компоновка всей конфигурации из 18 дисков в нашем эксперименте была неэквидистантной: две группы дисков с интервалами по 12см были разделены промежутком в 1м. Неэквидистантность компоновки способствовала уменьшению нелинейных потерь в дисках.

Вопросы оптимизации размеров и взаимного расположения участков лазерной среды с точки зрения подавления ММС явились предметом многих публикаций, см. например [305]. Надо сказать, что при практической реализации лазерных модулей усилителя и их взаимного расположения не всегда возможно воспользоваться преимуществами неэквидистантного расположения элементов, которые на практике обычно группируются в соответствии с габаритами источников накачки и конструктивными особенностями модулей.

В настоящее время дисковые модули, развязанные пространственными фильтрами, применяются, как отмечалось, практически во всех крупных лазерных установках на неодимовом стекле. Как пояснялось в гл.4, компоновка фрагментов активной среды усилителя (дисков) должна производиться и с учетом возможности возникновения «горячих» изображений мелкомасштабных неоднородностей в среде. Необходимость учета эффекта «горячих» изображений и связанных с ними разрушений оптических элементов при проектировании лазерных установок стимулировала проведение работ по численному моделированию этого явления [306-308]. Моделирование проводилось с учетом толщины нелинейных элементов (дисков), усиления в среде, аберраций оптической системы, типа, размеров и формы неоднородностей и др. Процедура численного моделирования позволила оценить влияние размеров пучка, наличия нескольких неоднородностей в среде и других факторов на свойства изображений. Наибольшая интенсивность в изображении достигается для неоднородностей с характерным размером, соответствующим наиболее увлекаемому ММС масштабу [276]. Установлено, что максимальные интенсивности достигаются не в плоскости изображения, а в нескольких точках, расположенных вдоль оси пучка в непосредственной близости от плоскости изображения. В этих точках формируются пики с интенсивностью выше, чем в плоскости изображения [307]. Наряду с «горячими» изображениями были обнаружены также изображения с минимумами [306]. Проведено моделирование формирования «горячих» изображений группой из нескольких последовательно расположенных дисков [308]. Показано, что для данной компоновки нелинейной среды и фиксированных параметров лазерного пучка существуют наиболее опасные размеры неоднородностей, «горячие» изображения которых могут нанести наибольший урон компонентам лазерной системы [308]. Даже для небольших значений интеграла распада B=0,2рад, характерных для дисков на выходе усилителя современной мощной лазерной системы, пик плотности энергии в «горячем» изображении в случае непрозрачного включения может превышать средний уровень

на 50%. Для фазовых возмущений превышение уровня может составить 140% [307]. В конкретных экспериментальных условиях (интенсивность пучка, общая протяженность среды, возможности накачки активных элементов и т.д.) оптимальный вариант разбиения оптической среды в усилителе должен выбираться с учетом возможности появления «горячих» изображений.

Для расчета параметров активной среды, элементов лазерной оптики, численного моделирования распространения лазерного импульса в усилителе были разработаны программы сквозного расчета оптического тракта лазерной установки, содержащего активные элементы, пространственные фильтры, мягкие диафрагмы (см. параграф 5.2), электрооптические затворы и другие компоненты активной и пассивной оптики. Такие программы учитывают самофокусировку, нелинейное усиление и другие процессы в среде мощного лазера, см. [4, 309-311].

Необходимо указать еще на 2 весьма важных подхода к вопросу подавления самофокусировки в оптическом тракте мощного лазера. Радикальный способ подавления ММС импульсов был предложен в ГОИ [5]. Он заключается в увеличении длительности (в нс диапазоне) усиливаемого импульса, что дает возможность уменьшить интенсивность излучения и лучевую нагрузку на среду. После усиления сжатие импульса до пс длительности возможно осуществить уже вне твердотельной лазерной установки, например, с помощью процессов вынужденного рассеяния в газовой среде [5]. Такой подход (усиление длинного импульса с последующим сжатием) получил в настоящее время широкое распространение в твердотельных лазерах со схемой усиления chirped pulse amplification (CPA), предложенной в [312]. Перед усилением пс или фс импульс от задающего генератора растягивается по длительности с помощью пары дифракционных решеток, приобретая сканирование частоты (chirp). Растянутый импульс (обычно нс длительности) усиливается в твердотельной среде в условиях ограничения ММС. На выходе установки с помощью другой пары решеток производится компрессия (сжатие) усиленного импульса по длительности. По этой схеме работают многие твердотельные лазерные установки.

Другой альтернативный подход к проблеме подавления самофокусировки возник еще в первые годы исследования этого явления. Первые же эксперименты по самофокусировке продемонстрировали, что при возникновении ММС пучок перестает фокусироваться как целое. На основе этих наблюдений был предложен способ подавления самофокусировки: введение в пучок пространственной структуры (растра), разбивающей его на части (ячейки), в каждой из которых содержится мощность $P<P_{кр}$ [313]. Для предотвращения ММС поперечный размер отдельной ячейки должен быть меньше наиболее увлекаемого самофокусировкой масштаба. Эффект подавления схлопывания лазерного луча при наложении на пучок растра наблюдался в кювете с нитробензолом [313]. По существу, введение в одномодовый лазерный пучок растра означало уменьшение пространственной когерентности пучка с соответствующим возрастанием угловой расходимости излучения. Возможность подавления самофокусировки в пучках с огра-

ниченной пространственной когерентностью была в дальнейшем проанализирована в работах [314, 315], проверена в экспериментах на неодимовых лазерных установках [314-317]. Подавлению ММС способствует также ограничение временной когерентности (уширение спектра) излучения. Если длина дифракционного развития возмущения на профиле лазерного пучка больше длины когерентности $l_{ког}=1/\Delta\nu$ (для широкополосного неодимового лазера $l_{ког}\approx$0,01см), то развитие возмущения подавляется. Возможность повышения яркости пучка на выходе лазерной установки при использовании широкополосного излучения показана в работе [237].

Идея подавления самофокусировки в пучках с ограниченной когерентностью была использована при создании в ОКРФ ФИАН неодимовой лазерной установки с управляемой когерентностью излучения [144]. Конструкция многомодового задающего генератора с модулированной добротностью в этой установке позволяет управлять модовым составом излучения и получать на выходе генератора пучки со сглаженным пространственным профилем, с расходимостью от $2\cdot10^{-2}$рад до $3\cdot10^{-3}$рад при длительности импульса 2,5нс. Эти пучки направлялись в многокаскадный усилитель на стержнях из неодимового стекла длиной по 680мм. Пространственные фильтры в усилителе не использовались. При плотностях энергии до 10Дж/см^2 самофокусировка излучения и нитевидные повреждения в стекле практически отсутствовали [144]. На выходе этой лазерной системы формировались пучки Ø45мм, с энергией до 150Дж при длительности импульса 2,5нс [144]. Так при усилении многомодового излучения в стержнях из неодимового стекла была подавлена ММС. Для пучка многомодового низкокогерентного излучения практически снимается и ряд других проблем, возникающих при усилении пучка высококогерентного излучения. Так, например, при распространении по оптическому тракту усилителя низкокогерентного излучения можно не опасаться резких дифракционных выбросов от краев диафрагм. Заметим, что в установке с ограниченной когерентностью устраняется также проблема формирования «горячих» изображений от малоразмерных неоднородностей, так как при взаимодействии рассеянного неоднородностью излучения с основным низкокогерентным пучком в среде не возникает контрастной динамической голограммы, фокусирующей излучение. Концепция подавления самофокусировки в усилителе в расходящемся пучке, предлагавшаяся в работе [218] (где вопросы когерентности излучения не обсуждались), оказалась, таким образом, востребованной при усилении низкокогерентного многомодового излучения [144]. За «победу» над самофокусировкой приходится «заплатить» существенным снижением направленности излучения на выходе установки [144], что, однако, не исключает возможности использования таких систем в лазерах-драйверах для ЛТС.

5.2 Формирование пространственного профиля лазерных пучков мягкими диафрагмами

При рассмотрении механизмов ограничения мощности и яркости лазерного пучка в усилителе мощной лазерной установки (гл. 4) было установлено, что помимо нелинейных процессов ограничения (самофокусировки, фазовой самомодуляции, вынужденных рассеяний) внимание должно быть уделено также и линейному по полю процессу дифракции лазерного пучка, распространяющегося в усилителе. Хотя помимо выбросов на профиле пучка при его дифракции на краях диафрагм «затравками» для ММС в усилителе могут быть и другие источники (интерференция, случайные включения), подавление дифракционных всплесков от диафрагм, особенно выбросов на оси пучка, провоцирующих разрушения, представлялось важной задачей. Возможности уменьшения вредного влияния дифракции на лазерный пучок обсуждались уже в первых публикациях по этому вопросу [90,256,86]. Некоторый эффект в подавлении опасных выбросов могла дать замена криволинейной границы диафрагмы границей, представляющей собой отрезки прямых линий. Амплитуда осцилляций в центре пучка для многоугольной диафрагмы уменьшается: в этом случае отсутствует фокусировка дифракционных лучей [85,86]. Для подавления выбросов обычную диафрагму - круглое отверстие в непрозрачном экране устанавливали так, чтобы ее граница совпадала с дифракционным минимумом распределения энергии в пучке в данном месте лазерной установки. Этот прием, который использовался при формировании пучка в ряде наших работ [88,90], давал эффект при условии тщательной юстировки диафрагмы и стабильного воспроизведения направления лазерного пучка.

В качестве радикальной меры подавления дифракционных выбросов в нескольких работах в 1973-74гг. было предложено производить сглаживание профиля распределения интенсивности в лазерном пучке [256,86,318]. Эту операцию возможно осуществить, пропуская пучок через аподизированную или «мягкую» диафрагму, обладающую сглаженным профилем пропускания. Такие диафрагмы известны в классической оптике: когда размер неоднородности границы диафрагмы становится порядка одной или нескольких зон Френеля, то дифракционная картина сглаживается [319]. Диафрагмы со сглаженным профилем могут иметь размытый или изрезанный край, полезно также внесение на краю диафрагмы фазовой неоднородности типа рассеивающей линзы, что приводит как бы к «отгибанию» дифракционных волн [86]. Оценку величины размытия края Δa для сглаживания профиля на расстоянии z от диафрагмы, можно получить, приравнивая 1 изменение числа Френеля: $\Delta F=2a\Delta a/\lambda z=(2\Delta a/a)\cdot F\approx 1$.Таким образом, $\Delta a\approx a/2F=\lambda z/2a$ [86,320]. Наибольшее распространение получили мягкие диафрагмы для пучков круглого сечения с функцией пропускания, зависящей от радиуса $T(r)$. Сглаживая края пучка, диафрагма не должна приводить к большим потерям излучения, т.е. диафрагма должна форми-

ровать близкое к плато распределение интенсивности в центральной части пучка, что необходимо для эффективного съема инверсии в активной среде. Платообразное распределение интенсивности со сглаженным краем соответствует так называемой супергауссовой функции пропускания для круглой диафрагмы $I(r)/I_0=exp[-(r/r_0)^N]$, где $I(r)$-интенсивность на входе, I_0-интенсивность в центре пучка, r-расстояние от центра, r_0- расстояние, на котором $I=I_0/e$, N-показатель «жесткости» диафрагмы. На практике используются значения N=5-20 [320,252]. Важным рабочим параметром является «фактор заполнения» диафрагмы, $F_{зап}$, который определяет отношение энергии излучения с максимальной интенсивностью I_0, прошедшей через мягкую диафрагму радиуса r_0, к энергии пучка, прошедшего «жесткую» апертуру, т.е. к энергии пучка прямоугольного профиля с радиусом r_0 и с той же интенсивностью I_0,

$$F_{зап} = \frac{1}{I_0 \pi r_0^2} \int_0^{r_0} 2\pi r I(r) dr. \qquad (5.1)$$

Мягкие диафрагмы для лазерных установок должны удовлетворять требованиям высокого оптического качества, прочности, достаточно высокого контраста (отношение пропускания в центре диафрагмы и на периферии $K \geq 100$), высокими значениями фактора заполнения, $F_{зап} \geq 70\%$. Обзоры возможных технических решений по мягким диафрагмам для лазеров даны в [318,320, 252]. Для создания неоднородностей или размытия на границе диафрагмы могут быть использованы различные решения, например, механическая обработка края (зубчатая диафрагма), нанесение на подложку диэлектрических или металлических покрытий с переменным по сечению пропусканием, использование электрооптического эффекта, кюветы с профилированным слоем красителя, фотографические мягкие апертуры и др. см. [318, 320, 252].

Несколько видов мягких диафрагм, стойких к лазерному излучению, предложены в наших работах. Для создания мягкой апертуры в оптических элементах лазера нами было предложено использовать проникающую радиацию (заявка на способ формирования аподизатора, 1973г.). Под действием радиации происходит, как известно, окрашивание оптических материалов в различных участках спектра. При подборе состава материала, вида и дозы облучения можно рассчитывать на получение значительных коэффициентов поглощения на нужной длине волны. Плавное изменение поглощения в апертуре оптического элемента можно получить путем изменения дозы радиации фильтрами, механическими перемещениями образца по отношению к источнику радиации и т.д. Возможно облучение боковой поверхности цилиндрического образца быстрыми электронами или лицевой (по отношению к лазерному пучку) поверхности γ - квантами. Представлялось целесообразным оснастить поглощающими лазерное излучение кромками с плавным профилем диски из неодимового стекла. Помимо функции мягкой апертуры поглощающий слой вдоль кромки диска мог послужить для подавления паразитной генерации. Исходя из этих соображений, для первых экспериментов по окрашиванию радиацией нами бы-

ли выбраны образцы из неодимового стекла. Облучение образцов силикатных и фосфатных лазерных стекол производились на источнике Co^{60} с энергией γ- квантов ~1,2МэВ при дозе ~30 Мрад, рис.70 [321]. Стеклянные пластинки Ø30х12мм (2) помещались в свинцовый коллиматор (1), содержавший на оси фильтр в виде заполненной свинцом трубки из стали Ø20х300мм при толщине стенки 0,25мм. Трубка крепилась на оси коллиматора в оправках из алюминия (3).

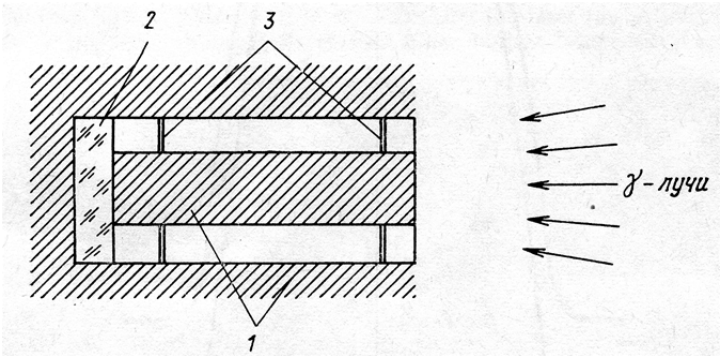


Рис.70. Устройство свинцового коллиматора для облучения γ- квантами пластинок из стекла.

Заметное изменение поглощения удалось получить только в видимой области спектра. Измерение зависимости коэффициента пропускания полученных мягких диафрагм от их радиуса производилось в сфокусированных пучках *He-Ne* и *He-Cd*-лазеров фотоприемником UD-21. На рис.71 представлены зависимости коэффициента пропускания от радиуса для стекол ЛГС-28-2 (λ= 0,4416мкм) и ЛГС-41 (λ=0,6328мкм), которые демонстрируют сглаживание функции *T(r)*.

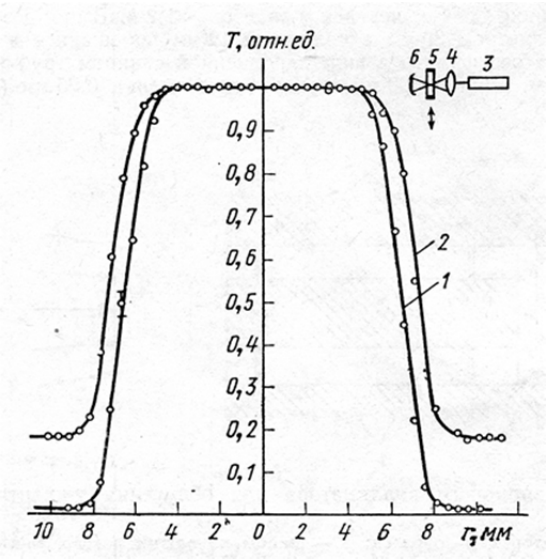


Рис.71. Профиль пропускания *T(r)* пластинок из стекла ЛГС-41(1) и ЛГС-28-2 после облучения. Вверху - схема измерения *T(r):* 3-газовый лазер, 4-линза, 5- стеклянная пластинка на подвижном столике, 6-фотоприемник.

Изменений показателя преломления образцов после облучения в пределах точности измерений ($<10^{-3}$) замечено не было. Для имитации условий эксплуатации в лазерной установке облученные образцы были подвергнуты воздействию 100 вспышек импульсной лампы ИФП-8000 без

фильтрации ультрафиолетового излучения с расстояния 5мм и воздействию 10 импульсов неодимового лазера с плотностью энергии 3Дж/см^2 при длительности импульса 1,5нс. Существенного изменения оптических характеристик образцов обнаружено не было. Размер области размытия Δr на краю апертуры радиуса r, необходимый для подавления дифракционных выбросов в пучке на расстоянии z от апертуры, дается соотношением $\Delta r>r/2F$, где $F=kr^2/z$ -число Френеля; k -волновой вектор, z-координата. При r=1см, z=30м, $k=6\cdot10^4$см$^{-1}$, $F=20$ величина $\Delta r>0{,}25$мм. Размер области сглаживания $T(r)$ на рис.71 удовлетворяет этому условию. Авторское свидетельство на этот способ формирования мягкой диафрагмы нам получить не удалось, и результаты экспериментов по облучению образцов были опубликованы [321].

Полученные результаты свидетельствовали о возможности создания радиационно окрашенной мягкой диафрагмы для пучка неодимового лазера. Введение специальных добавок в стекла и в кристаллы должно было позволить получить наведенное радиацией поглощение на $\lambda\approx1{,}06$мкм и добиться больших перепадов коэффициентов пропускания в мягких апертурах. Разработка радиационно окрашенных мягких диафрагм на основе пластинок из кристалла CaF_2:Pr, обладавших заметным поглощением на $\lambda\approx1{,}06$мкм (≈2см$^{-1}$), со световыми диаметрами до 50мм была проведена в работах [322, 323]. Для получения супергауссового профиля пропускания пластинки облучались пучком электронов с энергией ≈2МэВ. Порог разрушения пластин лазерным излучением составлял десятки Дж/см^2 для 10нс импульсов [322]. Сглаживание распределения интенсивности в пучке после прохождения диафрагмы было получено при лучевых нагрузках 1-5Дж/см^2 в реальных лазерных пучках на установке «Дельфин» и на других неодимовых лазерных установках с нс импульсами [252,323].

В период 1998-2001гг. в рамках проекта №651-Б Международного научно-технического центра (МНТЦ), выполнявшегося ОКРФ ФИАН совместно с ВНИИЭФ (г. Саров) в кооперации с Институтом лазерной науки (г.Токио, Япония), проводилась разработка мягких диафрагм со световыми диаметрами до 100мм для применения в мощных неодимовом и йодном (установка «Искра-5» [43]) лазерах. В ходе этой работы были предложены и реализованы несколько видов мягких диафрагм. Диафрагмы первого типа представляли собой кюветы с профилированным слоем поглощающей жидкости, рис.72 [324-329]. В случае просветляющегося красителя такая кювета с мягкой апертурой могла использоваться также в качестве элемента оптической развязки в каскадах мощной лазерной установки или для модуляции добротности в генераторе. Для неодимового лазера использовались растворы просветляющихся красителей №3955, №1055, для йодного лазера (λ=1,315мкм) - краситель № 1067. Были изготовлены и испытаны несколько образцов кювет Ø10-70мм. Для формирования профиля пропускания близкого к супергауссовой функции внутри кювет использовался вкладыш с асферической поверхностью, рис.72а. Для компенсации оптической силы устройства материал вкладыша согласовывался по показателю

преломления с иммерсионной жидкостью, заполнявшей кювету. Профиль пропускания на длине волны *He-Ne* лазера опытного образца кюветы Ø70мм с вкладышем из CaF_2, заполненной раствором красителя (аналог порфирина) в смеси этилового спирта и толуола, представлен на рис.72б. Измеренный на $\lambda \approx 0{,}63$мкм контраст этой мягкой диафрагмы превышал 100 [327].

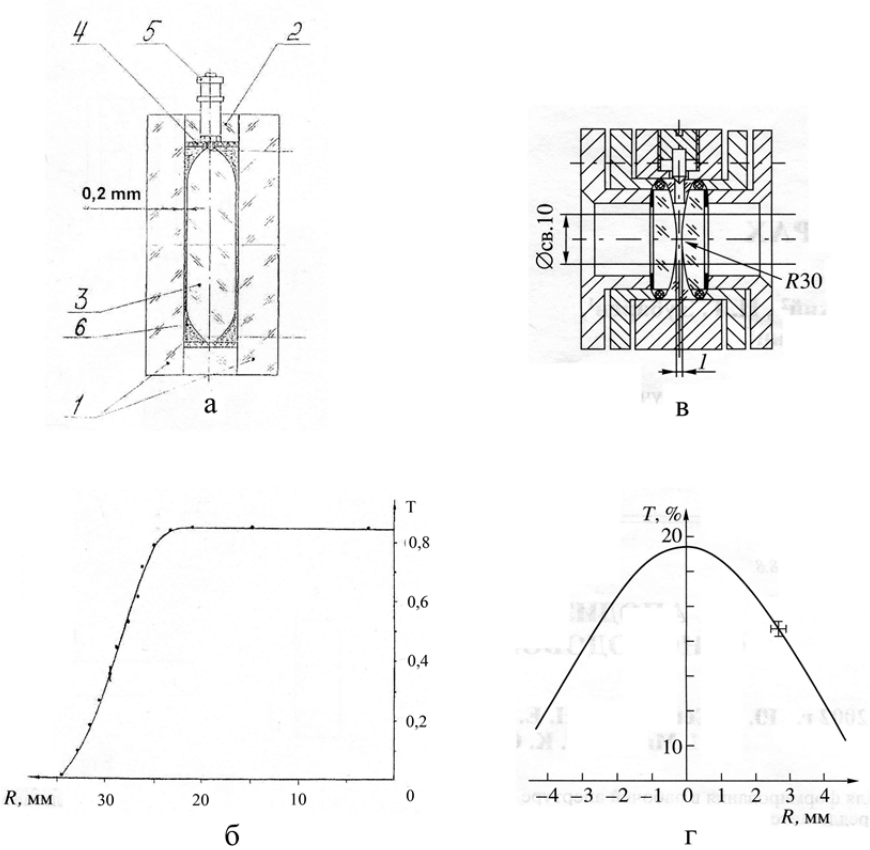


Рис.72. (а) Конструкция кюветы с мягкой апертурой Ø70мм: 1-окна, 2-корпус (стекло), 3-вкладыш из CaF_2, 4-уплотнения, 5- устройство для заполнения, 6-раствор красителя; (б)- профиль пропускания кюветы на λ= 0,63мкм; (в)- конструкция кюветы-аподизатора с апертурой Ø10мм; (г) – профиль пропускания кюветы на λ=1,06мкм.

Из-за высокой стоимости и сложности изготовления асферической оптики рабочие образцы кювет с апертурами Ø100мм и более, необходимые для йодного лазера, изготовлены не были. Для применения в неодимовом лазере была изготовлена кювета Ø10мм более простого устройства, с окнами в виде плоско-выпуклых линз из плавленого кварца, рис.72в [329]. Кювета заполнялась раствором красителя №1055 в смеси толуола и амилвалерата. Профиль пропускания этой кюветы для слабого сигнала на длине волны 1,06мкм представлен на рис.72г. Кювета использовалась для модуляции добротности и селекции мод в лазере на неодимовом стекле [329].

Диафрагмы второго типа, разработанные в рамках проекта МНТЦ №651-Б, представляли собой оптические элементы из прозрачного материала, содержавшего рассеивающие излучение центры [326-331]. Рассевающими центрами в прозрачном материале могут быть как амплитудные, так и фазовые неоднородности, а также неоднородности смешанного типа. Рассмотрим

устройство и работу мягких диафрагм, профиль пропускания которых по координате *r, T(r)* формируется структурой дискретных рассеивающих центров. На рис.73а схематически представлено устройство диафрагмы с диаметром $2r_0$ с амплитудными рассеивателями с характерными размерами Δr_c. Плотность размещения рассеивателей по апертуре, *n(r)* нарастает от оси к краю пластины. Соотношение плотности рассеивающих ячеек на периферии, $n(r_0)$ и в приосевой области, *n(0)* определяет контраст диафрагмы, *K*, а вид функции *n(r)*-«фактор заполнения» апертуры. Непосредственно за диафрагмой, содержащей область шириной Δr с рассеивателями $(\Delta r_c << \Delta r < r_0)$ и глубиной обработки материала Δl, из-за дифракции излучения на рассеивателях на расстояниях $0<L<L_{min}$, $L_{min} \approx 2r_0 \cdot \Delta r_c / \lambda$ профиль пучка с исходным прямоугольным распределением интенсивности I_0 после диафрагмы содержит шумовую компоненту с мелкими выбросами, рис.73б. Шумовая компонента при удалении от диафрагмы сглаживается, и на отрезке от L_{min} до $L_{max} \approx 2\Delta r \cdot r_0 / \lambda$ диафрагма обеспечивает формирование сглаженного профиля. Таким образом, «рабочая» область диафрагмы начинается на расстоянии $L>L_{min}$.

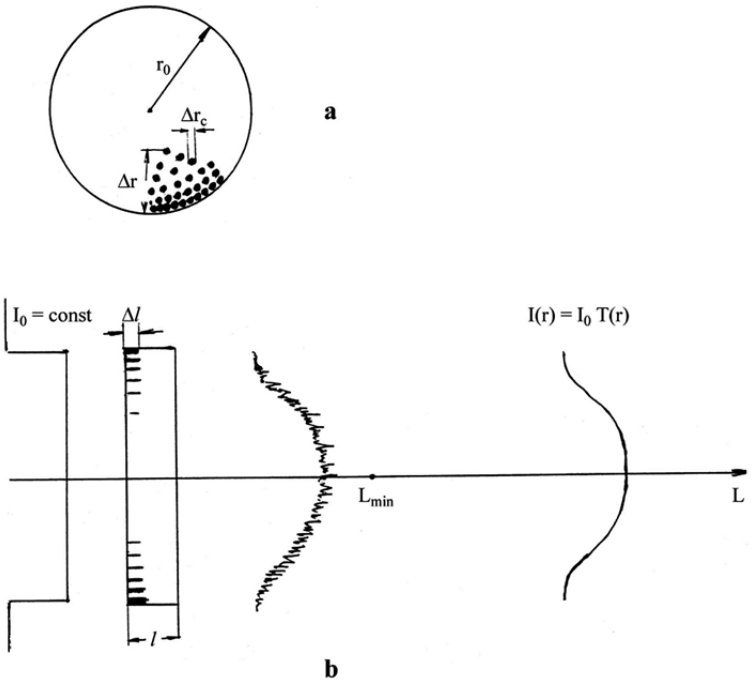


Рис.73. Основные размерные параметры мягкой диафрагмы на основе светорассеяния (а); иллюстрация к формированию профиля лазерного пучка мягкой диафрагмой на светорассеянии (б).

Слой рассеивателей на поверхности или в объеме стеклянной пластинки можно создать различными способами. В работе [332] матирование стеклянной пластинки с профилированным пропусканием производилось пескоструйным аппаратом. В нашей работе для создания на поверхности и в объеме стеклянной пластинки рассеивающих центров использовалась обработка поверхности или объема нс импульсами лазера на кристалле *Nd:YAG*. Структура центров с за-

данной функцией распределения «записывалась» на поверхности и в объеме пластинки при перемещении ее перед фокусом лазера на координатном столике, управляемом компьютером. При перемещениях пластины вдоль направления пучка в пределах допустимой глубины обработки, $\Delta l < (\Delta r_c)^2/\lambda$ структура размещалась в нескольких слоях, рис.74а. Процесс изготовления и испытания тест - объектов с рассеивателями, а затем и пластинок с мягкой апертурой описан в [326-328]. Для создания на поверхности пластинки слоя рассеивателей на основе чисто фазовых неоднородностей могут быть применены технологии травления, нанесения диэлектрических или металлических покрытий через маски и др. На рис.74б представлен эскиз еще одной возможной реализации «рассеивающего» аподизатора на основе кюветы с жидкой мутной средой [331]. Слой рассеивателей формируется в зазоре между окном кюветы и поверхностью стеклянного вкладыша-мениска, размещаемого внутри кюветы. Использование мениска упрощает компенсацию оптической силы устройства.

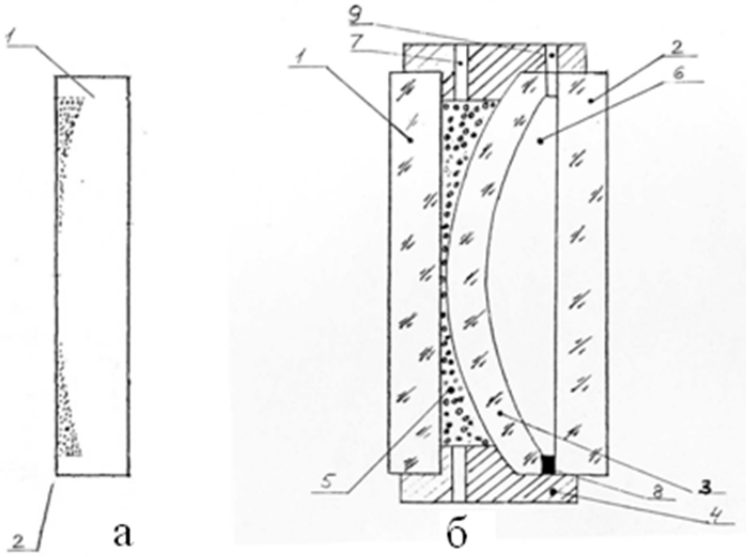


Рис.74. Иллюстрации к устройству мягких диафрагм на основе светорассеяния: (а) - пластинка из стекла-1 с профилированным слоем центров рассеяния- 2; (б) -кювета с рассеивателями: 1, 2- окна кюветы, 3- мениск, 4- корпус кюветы, 5- слой жидкости, содержащей мелкие частицы, 6-буферный слой прозрачной жидкости, 7,9- отверстия для заполнения и прокачки жидкости, 8-уплотнитель.

Для прогноза характеристик аподизаторов на светорассеянии и расчета картины размещения по апертуре рассеивателей, общее число которых могло превышать 10^4, использовалось численное моделирование. Моделирование работы мягкой диафрагмы с двумерной структурой центров рассеяния, на которую падает излучение с однородным распределением амплитуды и фазы, выполнено в [333]. Для расчета поля излучения после прохождения мягкой диафрагмы использовался принцип Бабине. Как известно, этот принцип устанавливает соотношение между амплитудами волн, дифрагировавших на дополнительных экранах, т.е. на таких экранах, кото-

рые при «наложении» друг на друга дают бесконечную непрозрачную плоскость. Типичный пример: отверстие и непрозрачный диск одинакового радиуса. Принцип Бабине гласит, что если $A_1(P)$ и $A_2(P)$ -комплексные амплитуды полей в точке P за экранами, когда волна проходит только первый или только второй из экранов, то $A_1(P)+A_2(P)=A(P)$, где $A(P)$-амплитуда поля невозмущенной волны в точке P. Следуя принципу Бабине, распределение амплитуды поля за дискретной диафрагмой можно записать в виде

$$A_{МД}(P) = A_{ЖД}(P) - \sum_{i=1}^{m} A_i(P), \qquad (5.2)$$

где $A_{жд}(P)$ - поле в точке P за жесткой диафрагмой той же формы и размера, что и мягкая диафрагма, $A_i(P)$ - поле за жесткой диафрагмой, совпадающей по форме, размерам и расположению с i-м рассеивателем, m - число дискретных ячеек- рассеивателей. Вычисления проводились для круглых диафрагм и амплитудных рассеивателей в виде круглых непрозрачных дисков с размерами Δr_c. Аналогичные вычисления были проведены для диафрагм и рассеивателей прямоугольной формы и для случая фазовых неоднородностей [333]. Поле для жесткой диафрагмы, соответствующей i-му рассеивателю, вычислялось в дальней зоне по отношению к рассеивателю ($z > L_{min}$), т.е. там, где диафрагма эффективно сглаживает распределение интенсивности.

Для получения профиля пропускания мягкой диафрагмы в соответствии с заданным профилем производился расчет картины размещения центров рассеяния по апертуре аподизатора. Отдельные ячейки размещались в кольцевых зонах, число которых определялось отношением $\Delta r/\Delta r_c$, где Δr - полная ширина зоны обработки, рис.73а. В пределах отдельной элементарной площадки кольцевой зоны Δs_c , содержавшей ячейку-рассеиватель Δr_c , расположение этой ячейки изменялось для различных участков зоны (азимутальных углов φ) по закону случайных чисел. Заданным профилем для аподизатора являлся профиль пропускания $T(r)$ обычной «сплошной» мягкой диафрагмы с непрерывным распределением центров диссипации энергии лазерного пучка $T(r)=T_0 exp[-lnK(r/r_0)^N]$, где N-показатель «жесткости», K- контраст. Именно эта функция пропускания являлась тем профилем, который должен был воспроизводиться с некоторой точностью в лазерном пучке при прохождении им дискретной диафрагмы. При этом для амплитуд прошедшей через аподизатор и падающей волн справедливо соотношение

$$A(r)=A_0 exp[-lnK_a(r/r_0)^N], \text{ где } K_a=K^{1/2} \qquad (5.3)$$

Распределение плотности ячеек в дискретных аподизаторах рассчитывалось с учетом этого соотношения. Так были рассчитаны 2-мерные структуры ячеек - непрозрачных дисков. В таблице 3 приведены данные по количеству элементарных ячеек, Δr_c=100мкм, необходимых для формирования амплитудной диафрагмы ∅10мм с различными значениями контраста при показателе

«жесткости» супергауссова распределения N=12. Из таблицы следует, что для получения пучка с супергауссовым профилем с показателем жесткости N=12 и контрастом K = 1000 необходимо разместить в апертуре ∅10мм при Δr=5мм m = 1923 элементарных ячейки с размером 100мкм. Для K=10, m= 962; для K=10^6, m = 2561. В правых колонках сопоставляются данные по «фактору заполнения» для «сплошных» (F) и «дискретных» (F_a) аподизаторов ∅10мм.

Таблица 3. Контраст и «фактор заполнения» аподизаторов на светорассеянии ∅10мм

K	K_a	m	F %	F_a %
10	3.162	962	80	88
100	10	1542	72	80
1000	31.62	1923	67	76
10^4	100	2193	64	72
10^6	10^3	2561	60	67

Как видно из таблицы, получение профилей с высоким контрастом сопряжено с удорожанием изготовления (большое число элементов) и с потерями энергии пучка - уменьшением F_a. Для дискретных диафрагм для всех значений K расчетный «фактор заполнения», F_a выше, чем для «сплошных». Большая «прозрачность» дискретных диафрагм связана, по-видимому, с наличием «дифракционной» компоненты диссипации энергии на рассеивателях, сечение которой сопоставимо с сечением потерь на поглощение собственно на поперечниках отдельных элементарных ячеек [334]. Это обстоятельство существенно для применений: уменьшение тепловыделения в аподизаторе. При увеличении диаметра диафрагмы в 10 раз и сохранении неизменным Δr_c =100мкм, N=12, число элементов для получения нужного K возрастает почти на три порядка (для K=1000, m =193647). Необходим разумный компромисс по выбору оптимальных размеров ячейки Δr_c, позволяющих получить требуемый контраст и в то же время удовлетворительное сглаживание профиля.

На рис.75 (а-г) для z =1м; 3м; 5м; 15м представлены данные расчета профиля пучка, прошедшего амплитудный аподизатор ∅10мм на основе m=1923 дискретных рассеивателей с Δr=5мм и Δr_c=100мкм (непрерывные линии). Для сопоставления построены также профили пучков, сформированных «сплошными» диафрагмами (пунктир) и «жесткими» диафрагмами (точечные линии) соответствующих радиусов. Исходная двумерная структура рассеивателей моделировала «сплошной» аподизатор с супергауссовым профилем с показателем «жесткости» N=12 и контрастом K=1000. Сопоставление кривых показывает, что для $z \approx L_{min} \approx$ 1м на профиле пучка, прошедшего дискретную диафрагму, еще сохраняется интенсивная интерференционная

структура. С ростом z эта структура подавляется (б-г), а профиль пучка за дискретной диафрагмой воспроизводит с хорошей точностью профиль пучка за «сплошным» аподизатором (в, г).

Для характеристики степени сглаживания профиля пучка за дискретным аподизатором можно воспользоваться значениями среднеквадратичного отклонения профиля пучка σ от профиля «заданного» (сплошного) аподизатора. В зоне «сглаживания» ($z < L_{max}$) для дискретной

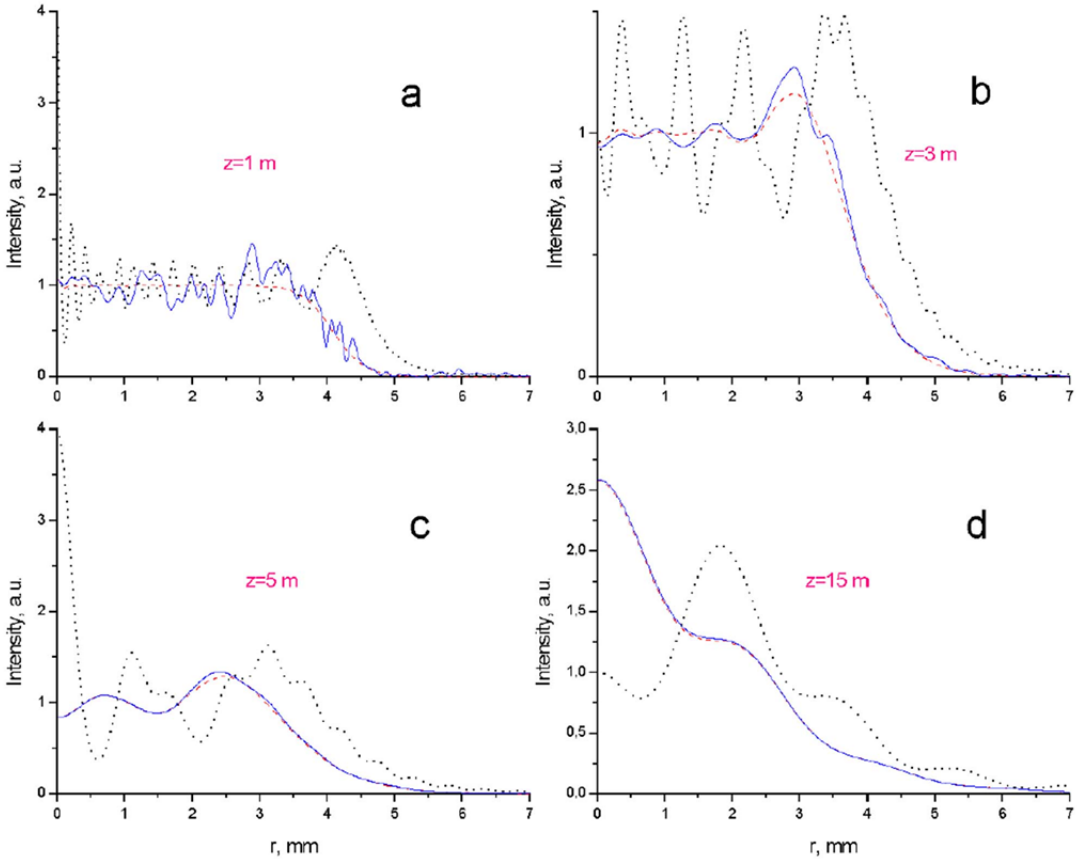


Рис.75. Эволюция профиля пучка, прошедшего дискретный амлитудный аподизатор ∅10мм с Δr_c=100мкм и Δr=5мм, и профилей пучков за «сплошным» аподизатором с N=12, K=1000 (пунктир) и «жесткой» диафрагмой (точки) для расстояний до зоны наблюдения z=1м (a), 3м (b), 5м (c), 15м (d) [333].

диафрагмы отклонение профиля от заданного $\sigma \leq 0{,}1$. В то время как для «жесткой» диафрагмы отклонение от «заданного» (прямоугольного) профиля, $\sigma \approx 0{,}6$ (c). Значения «фактора заполнения» для «жесткой», «сплошной» и «дискретной» диафрагм соответственно 100 % , 67 % , 76 % . Наиболее высокие значения «фактора заполнения» могут быть реализованы для аподизаторов, у которых область сглаживания Δr сосредоточена на периферии. В соответствии с расчетами для диафрагм ∅10мм при Δr=1,5 и 0,5мм можно получить значения F=86% и 95%, соответственно. Однако увеличение F достигается ухудшением качества сглаживания, σ>0,1.

Следует отметить, что для применения в резонаторе лазера, где характерные размеры резонатора $l \leq 1$м, дискретная структура должна быть составлена из достаточно малых элементов. Необходимо, чтобы размер центров рассеяния Δr_c удовлетворял условию $\Delta r_c << \lambda l/d$, где λ -

длина волны излучения, *l*- длина резонатора, *d*- диаметр активного элемента. На рис.76 приводятся распределения интенсивности при *z*=10см за амплитудными аподизаторами Ø2мм (Δr=1мм, *N*=2) с контрастом *K*=10 (*m*=64953) и К=1000 (*m*=90466), которые могут быть использованы в генераторе. Размер отдельных центров рассеяния здесь предельно мал - Δr_c= 5мкм, зато L_{min}=1см, что позволяет легко вывести рассеянное излучение за пределы рабочей апертуры лазера (∅10мм) на длине резонатора в 1м. Для создания структуры рассеивателей малых размеров может быть использована прецизионная обработка материала фс лазерными импульсами.

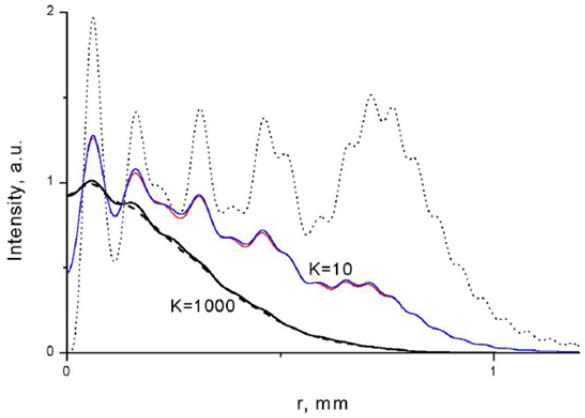


Рис.76. Профили пучков ∅2мм, прошедших структуры малоразмерных (Δr_c=5мкм) рассеивателей, при *z*=10см. Пунктирная и точечная кривые-профили пучков за «сплошной» и «жесткой» диафрагмами ∅2мм [333].

В рамках проекта МНТЦ был изготовлен набор светорассеивающих мягких диафрагм из стекла и кварца Ø2-Ø100мм [326-328]. На рис.77а представлены результаты численного моделирования рассевающей мягкой апертуры Ø96мм с супергауссовым (*N*=12) профилем пропускания и контрастом *K*=100. Профиль пучка, прошедшего апертуру, в зоне Френеля (*z*=200м), представлен на рис.77б. Для сопоставления на рис.77в представлен профиль пучка, прошедшего эквивалентную жесткую апертуру [328]. На рис.78а представлен внешний вид мягкой диафрагмы, сформированной в объеме пластинки из стекла К-8 при лазерной обработке. Профиль пропускания пластинки представлен на рис.78б, а фотографии пучка *He-Ne* лазера, прошедшего через диафрагмы с жесткой и мягкой апертурами, на рис.78в, г. Мягкие диафрагмы с центрами рассеяния были испытаны в оптическом тракте усилителей мощных неодимового, йодного и эксимерного лазеров. Диафрагмы на основе пластинок с рассеивающими центрами сохраняли свои свойства при воздействии нс лазерных импульсов с плотностью энергии 1-5Дж/см^2. Полученные в [333] расчетные данные по дискретным аподизаторам соответствуют в качественной форме результатам экспериментов с пластинами-аподизаторами с рассеивающими центрами. Количественного сопоставления с экспериментальными данными не производилось в связи с тем, что изготовленные с помощью лазерной технологии образцы пластин-аподизаторов пред-

ставляли собой, фактически, аподизаторы смешанного (амплитудно-фазового) типа с 3-х мерной структурой рассеивающих центров.

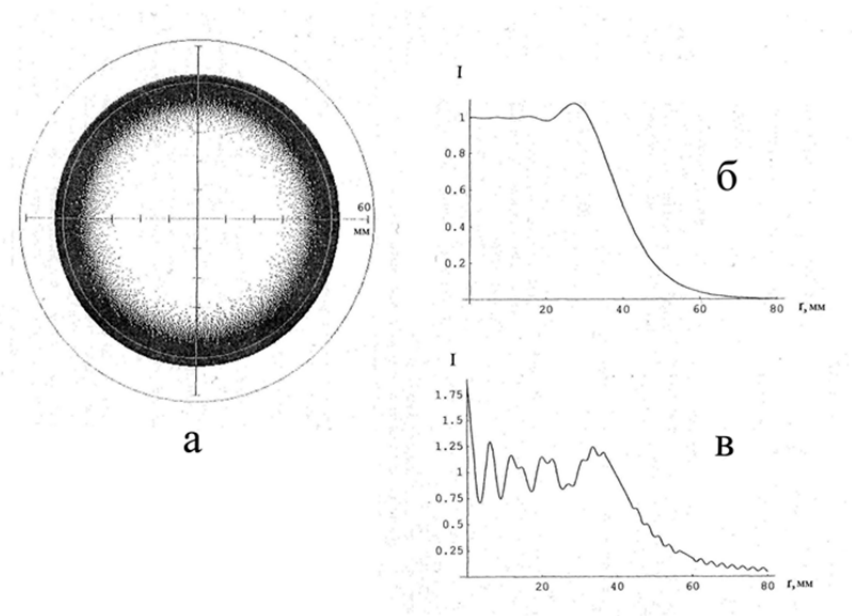


Рис.77. Внешний вид мягкой апертуры Ø96мм на основе светорассеяния (а), профили интенсивности пучков, прошедших мягкую (б) и жесткую (в) апертуры на расстоянии ≈200м (численное моделирование).

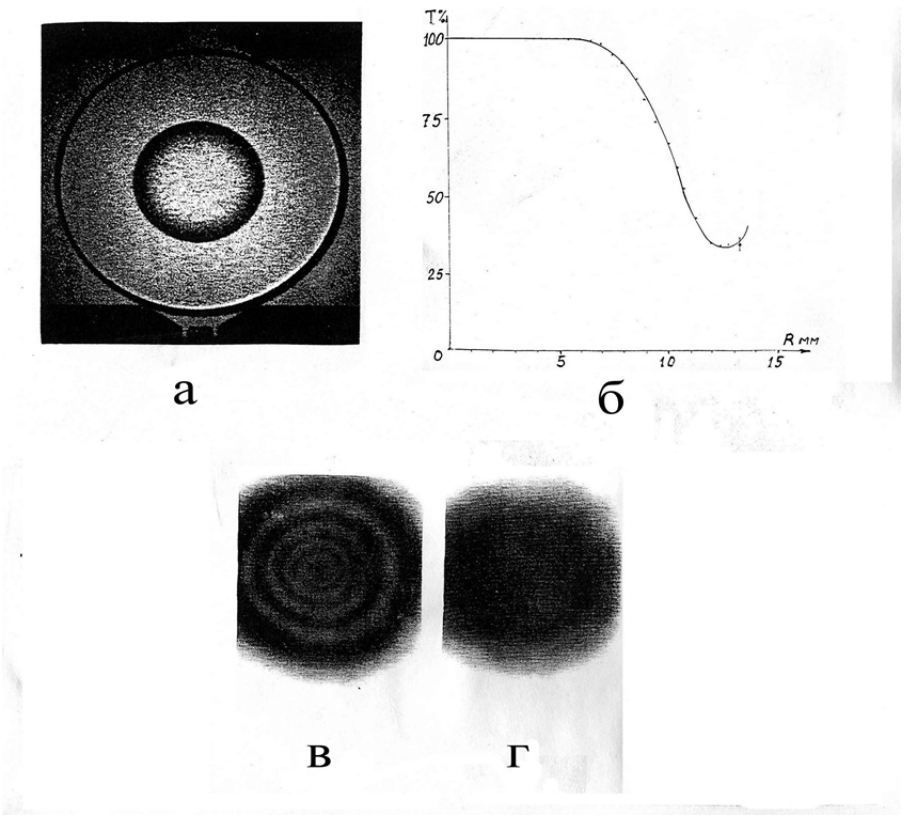


Рис.78. Пластина из стекла К-8 с многослойной структурой рассеивающих центров, образующих аподизированную диафрагму с внешним диаметром ≈27мм - (а); зависимость пропускания пластины-аподизатора от радиуса- (б); фотографии (негатив) распределения интенсивности в коллимированном пучке *He-Ne* лазера (λ≈0,63мкм) в зоне дифракции Френеля на расстоянии ≈30м от аподизатора (г) и от жесткой диафрагмы Ø27мм (в).

Численное моделирование аподизаторов с дискретными «амплитудными» и «фазовыми» неоднородностями [333] показало, что аподизаторы этого типа могут с достаточно высокой точностью формировать заданный профиль лазерного пучка. В рассмотренном способе формирования мягкой диафрагмы заложена возможность управления ее профилем пропускания и соответственно профилем прошедшего через аподизатор пучка за счет изменения размеров, формы и функции распределения создаваемых в пластине рассеивателей. По существу, задача аподизации здесь решается средствами дифракционной оптики, так что дискретные аподизаторы с рассеивателями следует отнести именно к этому классу оптических элементов. Существенным с точки зрения практического применения является построение 2-х или 3-х мерных дифракционных структур из стандартных элементарных ячеек, что дает возможность разработки универсальной технологии формирования дискретных аподизаторов, которые можно использовать в тех же областях применения, где используются обычные («непрерывные») мягкие диафрагмы. Практически не ограничен возможный световой диаметр аподизаторов на рассеянии: от диафрагм Ø1мм для применения в резонаторе компактного лазерного устройства до крупных пластин-аподизаторов Ø1м и выше - для профилирования высокоапертурных лазерных пучков. Достоинством мягких диафрагм на светорассеянии является возможность использования их с лазерами, работающими в различных диапазонах длин волн.

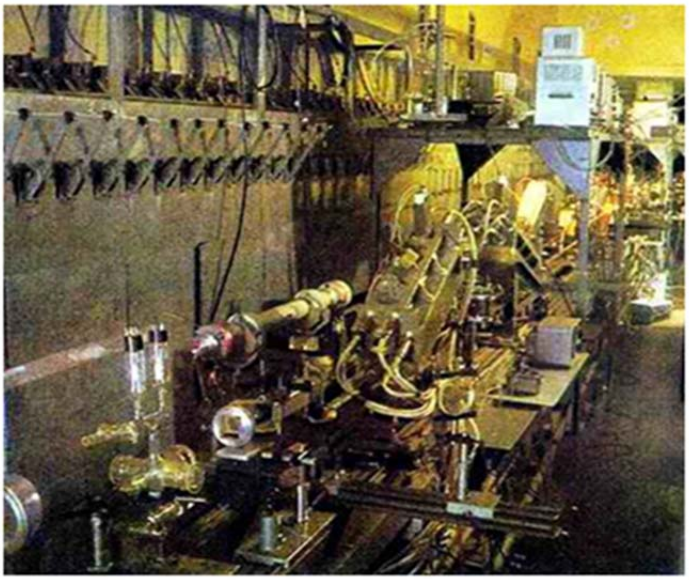
Только несколько типов мягких диафрагм реально используются в мощных лазерных установках и среди них диафрагмы на светорассеянии и диафрагмы с изрезанным краем («зубчатые» диафрагмы) [226,332, 333]. Мягкие диафрагмы размещаются после задающего генератора на входе в усилитель или непосредственно в оптическом тракте усилителя. Обычно, мягкая диафрагма помещается перед пространственным фильтром, и затем ее профиль ретранслируется системой из нескольких пространственных фильтров в различные сечения оптического тракта установки [225, 292, 335, 336]. Ретрансляторы позволили использовать в установках мягкие диафрагмы с высокими значениями фактора заполнения и даже жесткие диафрагмы [335]. В работе [335] проводилось сравнение эффектов применения мягких и жестких диафрагм в составе мощной лазерной установки. Аподизация пучка позволила увеличить яркость излучения на выходе усилителя нс импульсов на неодимовом стекле [225, 335]. Было показано, что применение мягких диафрагм позволяет использовать более длинные трассы распространения пучка без появления опасных дифракционных выбросов, чем обеспечивается большая гибкость при создании лазерных систем [335].

5.3 Одноканальная неодимовая лазерная установка для экспериментов по нагреву плазмы и метод оптической развязки системы лазер-мишень

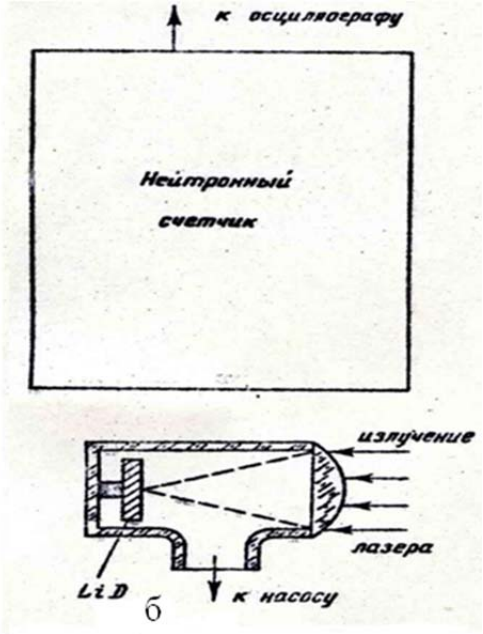
Эксперименты по лазерному нагреву плазмы на мишенях из *LiD* были проведены в ФИАН на одноканальной лазерной установке на неодимовом стекле с пс импульсами, собранной при участии автора на оптической скамье длиной ≈25м в павильоне лаборатории КРФ [20,80-83,154,159]. Схема этой установки представлена на рис.38, а фотография выходных каскадов усилителя - на рис.79а. В первых наших установках для экспериментов по ЛТС отсутствовали такие средства подавления самофокусировки и формирования профиля лазерного пучка, как пространственные фильтры и мягкие диафрагмы. В каскадах усиления использовались не диски, а стержни с торцами, срезанными под углом Брюстера, рис. 38, 79а. Методы подавления самофокусировки и формирования профиля пучка в усилителе, рассмотренные выше в параграфах 5.1 и 5.2, разрабатывались в ходе проводимых исследований и со временем начинали применяться в установках следующего поколения. Тем не менее, уже на установках первого поколения [20,80-83,154,159] удалось сформировать лазерные пучки с высокой мощностью и яркостью и получить важные результаты в экспериментах по нагреву плазмы.

Лазерная установка на неодимовом стекле (рис.38, 79а) была собрана по схеме задающий генератор с самосинхронизацией мод - одноканальный усилитель «бегущей волны» [20,80]. Импульсы задающего генератора, вырезанные внешним электрооптическим затвором Керра, направлялись в 5-каскадный усилитель (диаметр стержня выходного каскада- 45мм). В различных вспышках лазера затвором вырезались один или несколько пс импульсов. Длительность импульсов оценивалась в начале работы по корреляционной методике [20], затем записывалась с помощью скоростного фоторегистратора [80-82], см. ниже. Длительность одиночных импульсов генератора не превышала 20пс, энергия импульсов на выходе усилителя достигала 10-20Дж. В отдельных случаях, когда затвором вырезались одиночные импульсы выходная мощность могла достигать 10^{12}Вт. Пучок излучения с выхода усилителя фокусировался линзой с фокусом 60мм на поверхность мишени из *LiD* в небольшой вакуумной камере, рис.79б (камера видна на фотографии рис.79а). При установке мишени в камеру контакт поверхности мишени с воздухом исключался. Суммарная энергия фона усилительных каскадов за одну вспышку не превышала 0,1Дж и не препятствовала проведению экспериментов. Каждый выстрел лазера направлялся на новый участок поверхности мишени. Размеры фокального пятна (≈200мкм) определялись по фотографиям горячей области плазмы в рентгеновских лучах. На расстоянии ≈10см от мишени располагался сцинтилляционный счетчик. Сцинтиллятор из полистирола имел форму цилиндра Ø30см и высотой 20см, переходящего в усеченный конус с основанием согласованным с размерами фотокатода ФЭУ-52. Импульсы от ФЭУ-52 и сигнал от затвора Керра в схеме выделения импульса генератора, указывающий момент прихода лазерного импульса на мишень, подава-

лись на двухлучевой осциллограф С1-17. Эксперименты по наблюдению нейтронов проводились сериями по 5-10 вспышек. Условия эксперимента несколько отличались от выстрела к выстрелу из-за возможных изменений временной структуры лазерного импульса, возникновения разрушений в стержнях усилителя, изменений на поверхности мишени.



а



б

Рис.79. (а) Фотография выходных каскадов лазерной установки на неодимовом стекле с пс импульсами с мощностью 10^{11}-10^{12} Вт на скамье в оптическом зале павильона лаборатории КРФ ФИАН (1967-1968 гг.); (б) – упрощенная схема первого эксперимента по регистрации нейтронов из лазерной плазмы [18,65].

Были зарегистрированы осциллограммы при отсутствии совпадения сигнала от счетчика с сигналом от затвора Керра и осциллограммы со случаями совпадения этих сигналов. Калибровка счетчика по источникам γ- излучения и нейтронов показала, что импульсы, наблюдаемые при совпадении, могут принадлежать единичным нейтронам с энергией ≈2,5Мэв, возникшим в реакциях $D+D \rightarrow He^3+n$. Совпадения импульсов были зарегистрированы и при экранировании счетчика свинцовым экраном. Вероятность принадлежности зарегистрированного импульса нейтронам из лазерной плазмы в каждом из подобных событий в 20 раз превосходила вероятность случайного совпадения фонового импульса с импульсом от затвора Керра. Все случаи совпадений приходились на вспышки с энергией 6-17Дж. Таким образом, важный начальный этап в программе ЛТС – создание первого лазера для высокотемпературного нагрева плазмы и регистрация нейтронов из лазерной плазмы был выполнен в СССР в 1968 г. [18-20,65].

Первые эксперименты по регистрации нейтронов были проведены на лазерной установке (рис.38,79), расходимость пучка на выходе которой составляла ≈10^{-3}рад, а яркость излучения не превышала 10^{16} Вт/см^{2}стер. По результатам диагностики параметров пучка конфигурация ла-

зерного канала с пс импульсами на скамье в павильоне лаборатории КРФ изменялась. Применялись 5 или 6 каскадов усиления: первые каскады на стержнях Ø20мм, затем каскады Ø30мм, выходные каскады - на стержнях Ø45мм. Усиление производилось как в почти параллельных ($\approx 10^{-4}$рад), так и в слабо расходящихся ($\approx 3\cdot 10^{-3}$рад) пучках. Общая длина установки в разных модификациях достигала 20-30м. На начальном этапе работы с лазерной установкой распределение интенсивности излучения по торцу выходного стержня было неоднородным, что было связано, в частности, с наведенным накачкой двойным лучепреломлением в активной среде [80, 83, 231], см. параграф 3.2. В дальнейшем применение задающего генератора, работавшего на основной моде, и ряда мер по снижению термооптических искажений в усилителе, позволили улучшить однородность распределения интенсивности на выходе усилителя и получить пучок с высокой направленностью излучения.

Схема установки с высокой яркостью излучения представлена на рис.80 [82, 83,154]. Усилитель состоял из 6 каскадов с общим коэффициентом усиления 10^5. В первых 4-х каскадах применялись стержни Ø20х650мм из стекла ЛГС-228-2 (без платины), в 2-х оконечных каскадах - стержни Ø45х650мм из стекла того же сорта. Торцы всех стержней были обработаны под углом Брюстера. Накачка стержней производилась в осветителях ГОС-1000Б. Усилители попарно размещались на оптической скамье, расстояние между парами усилителей составляло 5-10м, что предотвращало самовозбуждение усилителя. Для развязки каскадов и повышения контраста усиливаемого импульса применялись кюветы с нелинейным поглотителем. С целью уменьшения термических искажений среды во время накачки стержни усилителя помещались в стеклянную трубку с водным раствором двухромовокислого калия, отсекавшим ультрафилетовую часть спектра накачки. Между каскадами устанавливались телескопы, расширявшие пучок и компенсировавшие сферически симметричную часть термической дисторсии в стержнях. Применялись также апертурные диафрагмы, экранировавшие участки активной среды с неоднородным распределением инверсии и температуры вблизи поверхностей стержней. Пауза между отдельными выстрелами выбиралась с учетом времени тепловой релаксации стержней Ø45х650мм в оконечных каскадах. Кюветы и вспомогательная оптика устанавливались под малым углом к оси пучка. В результате принятых мер удалось повысить однородность распределения интенсивности в пучке на выходе усилителя и получить пучок с расходимостью $\approx 10^{-4}$рад.

Импульсы как на входе, так и на выходе усилителя записывались электронно-оптическим фоторегистратором ФЭР. Временная структура излучения была, как правило, сложная, рис.81, однако, в отдельных случаях наблюдались одиночные импульсы с длительностью ≈20пс, рис.81а. Для упорядочивания временной структуры излучения в некоторых экспериментах в резонатор генератора с самосинхронизацией мод вводились оптические элементы - селекторы продольных мод. На рис.81д показан сфотографированный с помощью ФЭР импульс генерато-

ра длительностью ≈1,5нс, состоявший из периодической последовательности более коротких импульсов. Длительность отдельных коротких импульсов соответствует временному разрешению фоторегистратора ≈20пс. Для получения такой структуры излучения выходное зеркало

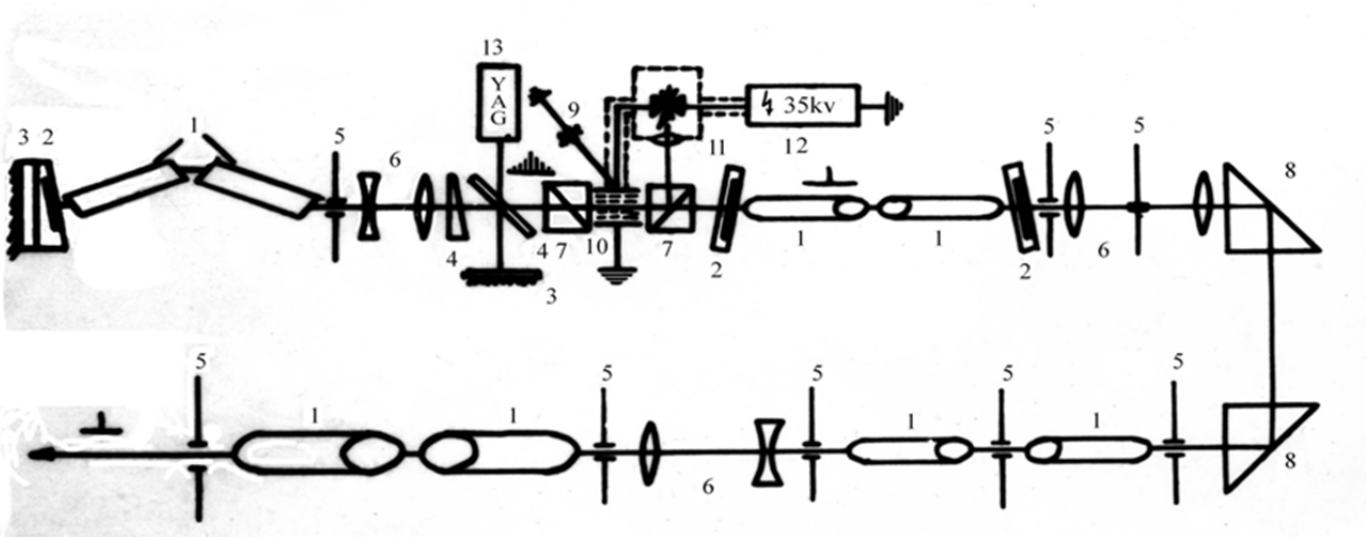


Рис.80. Схема лазерной установки на неодимовом стекле с высокой яркостью излучения: 1-стержни из неодимового стекла; 2- кюветы с красителем; 3-зеркала, *R*≈100%; 4-выходное зеркало генератора и пластинка для ввода пучка юстировочного лазера (13); 5-апертурные диафрагмы; 6- телескопы;7- поляризаторы; 8-поворотные призмы; 9-воздушный разрядник; 10-ячейка Керра; 11- лазерный разрядник; 12-зарядное устройство [82,83,154].

генератора на клиновидной подложке заменялось зеркалом на плоскопараллельной подложке, толщина которой соответствовала периоду ≈100пс последовательности импульсов. Энергия нескольких пс импульсов, выделенных затвором Керра и прошедших усилитель, на выходе установки достигала 50Дж. В одиночных импульсах с длительностью ≈20пс удавалось получить до 10Дж. В этих случаях выходная мощность достигала 10^{12} Вт, а яркость пучка с расходимостью 10^{-4} рад на выходе лазера - 10^{18}Вт/см^{2}стер [82,83,154]. На рис.82а, б приводятся фотографии отпечатков излучения на фотопластинках, помещенных на расстояниях 3 и 60м от выходного торца последнего усилительного каскада, иллюстрирующие достаточно высокую однородность распределения интенсивности и высокую направленность излучения. Вместе с тем из фотографий рис.82 видно, что полностью устранить неоднородность - крестообразное распределение интенсивности, связанное с наведенным накачкой двойным лучепреломлением в активных элементах, срезанных под углом Брюстера, не удалось. Этот недостаток в дальнейшем удалось устранить, применяя в усилителе стержни с торцами, срезанными под малым углом к оси лазерного пучка.

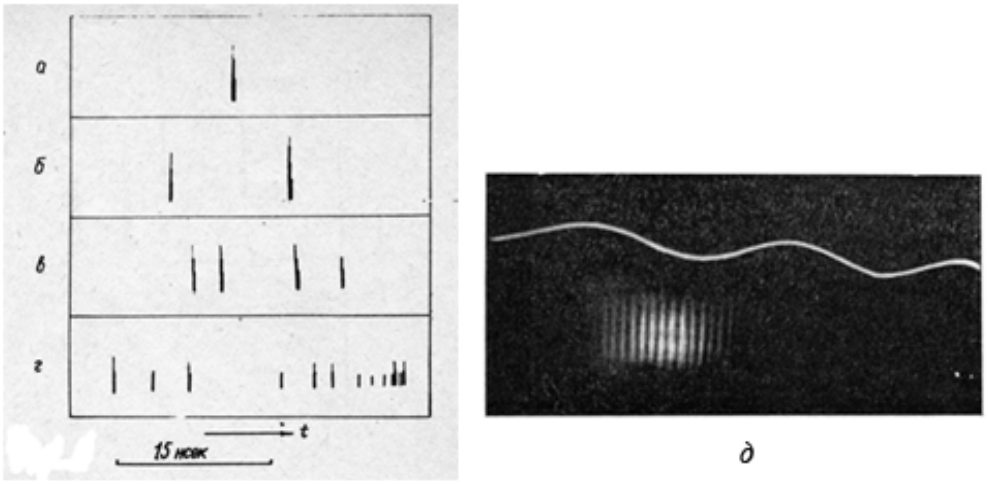


Рис.81. (а-г) Развертка на фоторегистраторе импульсов, выделенных в различных вспышках из цуга УКИ задающего генератора с самосинхронизацией мод; (д)- временная структура выделенного импульса в случае использования в резонаторе генератора селектора продольных мод (период калибровочной синусоиды-2нс)[82,83,154].

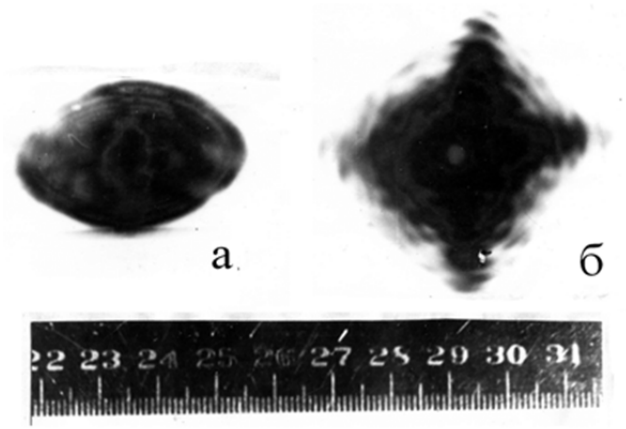


Рис.82. Отпечатки лазерного пучка: а- в 3м от выхода усилителя; б- в 60м от выхода [82,83,154].

На протяжении 1968-1971гг., когда работала и усовершенствовалась лазерная установка с пс импульсами, было проведено несколько серий экспериментов по нагреву плазмы с регистрацией нейтронов [18,19, 81,82]. Общее число регистрировавшихся за вспышку нейтронов не превышало 10^2. Были проведены также исследования плазмы, образованной пс импульсами, с помощью скоростной фотографии, рентгеновской диагностики и других методик [337]. Температура лазерной плазмы, возникавшей на поверхности мишени, оценивалась в ≈1кэВ [81,82]. Результаты экспериментов по регистрации нейтронов из лазерной плазмы и диагностике ее параметров были доложены на нескольких международных конференциях [19,81,82] и подтверждены экспериментами, проведенными в США и во Франции на неодимовых лазерных установках с пс и нс импульсами [29,30].

При создании первых лазеров для нагрева плазмы помимо решения основной задачи установки - формирования мощных коротких импульсов с высоким контрастом и высокой направленностью излучения нам пришлось столкнуться еще с рядом проблем, связанных с организацией эксперимента по облучению мишени. Весьма существенной оказалась проблема оптической развязки лазера от мишени, которая возникла уже при проведении первых экспериментов с плоскими мишенями [18,76,81,82]. Лазер с неизбежностью оказывается оптически связанным с мишенью, на которую фокусируется излучение. Из-за обратной связи мишень-лазер еще до прихода на мишень основного импульса может возникнуть самовозбуждение усилителя. Возникающая паразитная генерация разрушает мишень, обедняет населенность в усилительных каскадах, снижает контраст рабочего импульса. При исследовании плазмы, образованной ультракороткими импульсами, было установлено, что энергия отраженного от мишени излучения может превышать 10% энергии падающего на мишень импульса [337]. Даже десятая доля процента рассеянного или отраженного мишенью в апертуру лазера излучения на рабочей длине волны при проходе усилителя в обратном направлении может вызвать повреждения оптических элементов во входных каскадах или в задающем генераторе, что наблюдалось в экспериментах. Проблема отражения лазерного излучения от мишени и защиты лазера от отраженного излучения обсуждалась в работах [31,83,337-341]. При отражении от мишени может измениться поляризация излучения, причем деполяризация отраженного излучения на некоторых из применявшихся мишеней могла происходить еще до возникновения лазерной плазмы. Например, исследуя отражение линейно поляризованного лазерного пучка малой интенсивности, сфокусированного на прозрачную сферическую оболочку из стекла, мы обнаружили, что до 30% отраженного такой мишенью излучения приобретает ортогональную к падающему излучению поляризацию из-за эффекта вращения плоскости поляризации пучка при отражениях на стенках оболочки [339,340]. Деполяризация отраженного излучения способствует его проникновению через поляризационные затворы и возникновению обратной связи мишень-лазер. На разных этапах работы для защиты лазерных установок в выходных каскадах применялись различные способы развязки лазера от мишени. Использовалось *Al* зеркало однократного действия, сгоравшее после прохождения мощного импульса (т.е. прерывавшее обратную связь мишень-лазер), применялись дополнительные просветляющиеся затворы. Использовались пространственные фильтры, задерживавшие отраженное излучение, причем в фокусе пространственного фильтра инициировался пробой в момент прохождения отраженного импульса [31,83]. Применялись поляризационные развязки лазера от мишени: вентили Фарадея, четвертьволновая развязка, дополнительные электрооптические затворы [340, 341].

Радикальным средством устранения обратной связи мишень-лазер оказалось предложенное нами в 1970г. решение: использовать для облучения мишеней излучение лазера, преобразо-

ванное в высшие гармоники [83]. Коэффициент преобразования нс импульса излучения неодимового лазера (λ≈1,06мкм) во 2-ю гармонику(λ≈0,53мкм) в экспериментах, проведенных American Optical Corporation, превышал 50% [142,342]. Преобразованное с высоким КПД в гармонику излучение на длине волны 0,53мкм без проблем можно отделить от излучения на основной длине волны 1,06мкм с помощью фильтров, зеркал с селективным отражением или используя дисперсию показателя преломления, например, клиновые пластины из стекла, рис.83 [83].

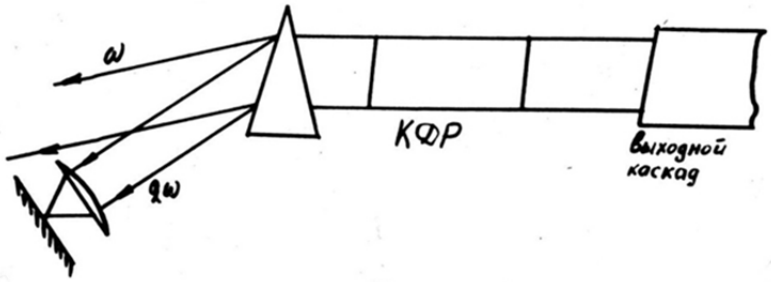


Рис.83. Схема оптической развязки при фокусировке излучения с выходного каскада неодимового лазера на мишень путем преобразования в кристалле *KDP* излучения на основной частоте (ω) во 2-ю гармонику (2ω) с разделением пучков после преломления на клине из стекла [83].

Отраженное от мишени излучение на λ≈0,53мкм не усиливается в неодимовом лазере. Что касается фонового излучения лазерной установки и контраста рабочего импульса, то применение нелинейного преобразователя на выходе лазера должно было по квадратичному закону улучшить отношение сигнал-фон (контраст) на выходе установки. Очень важной представлялась также возможность проводить эксперименты по нагреву мишеней коротковолновым излучением на длинах волн 2-ой, 3-ей и 4-ой гармоник неодимового лазера [83,31]. С ростом частоты лазера, ω_{las} граница отражения излучения от возникающей на мишени лазерной плазмы, определяемая плазменной частотой $\omega_p = (4\pi e^2 n_e/m_e)^{1/2}$, сдвигается вглубь слоя плазмы, в сторону больших концентраций электронов, n_e (m_e - масса электрона) [33]. Поглощение излучения в мишени (по механизму обратного тормозного поглощения) происходит на градиенте плотности плазмы, вблизи критической плотности электронов, соответствующей частоте ω_p. Коэффициент обратного тормозного поглощения в плазме увеличивается с ростом концентрации электронов [33]. Таким образом, можно было ожидать, что с ростом ω_{las} поглощение лазерного излучения в плазме возрастет, а отражение от плазмы уменьшится. В экспериментах с гармониками открывалась перспектива эффективного ввода энергии лазера в плотную плазму.

Экспериментальные данные по нагреву мишеней на длине волны второй и более высоких гармоник неодимового лазера отсутствовали. Было решено создать на основе неодимового лазера и нелинейного кристалла *KDP* источник мощных световых импульсов, который можно было бы использовать для проведения экспериментов по нагреву плазмы как на основной длине волны 1,06мкм, так и на длине волны второй гармоники 0,53мкм. Впервые эта небольшая экс-

периментальная программа была реализована при участии автора на лазерной установке в оптическом зале павильона лаборатории КРФ ФИАН [89,90,154]. Предусматривалось получение на выходе установки излучения с узким спектром, что было связано с использованием нелинейного кристалла: из-за дисперсии направлений синхронизма преобразование излучения в гармоники в кристалле *KDP* происходит эффективно только в достаточно узком спектральном интервале [142,342]. Схема лазерной установки представлена на рис.84. Источником коротких световых импульсов служил задающий генератор, собранный по схеме лазера с самосинхронизацией мод. Длина резонатора с зеркалами на клиновидных подложках с отражением 100% и 20%, составляла 6м. Кювета с нелинейным поглотителем (раствором красителя № 3955) находилась в контакте с глухим зеркалом. В качестве активных элементов в генераторе применялись два стержня Ø10х240мм с торцами под углом Брюстера. Телескоп Галилея с 2-кратным увеличением использовался для компенсации термических искажений в стержнях и расширения пучка на выходе генератора. С помощью диафрагмы Ø2,5мм производилась селекция основной поперечной моды. На выходе генератора формировался пучок с расходимостью, близкой к дифракционному пределу. Для сужения спектра использовались селекторы аксиальных мод в виде интерферометров Фабри-Перо. С помощью этих интерферометров спектр генерации был сужен до ≈0,05 Å, при этом импульсы расширились по длительности до ≈1нс.

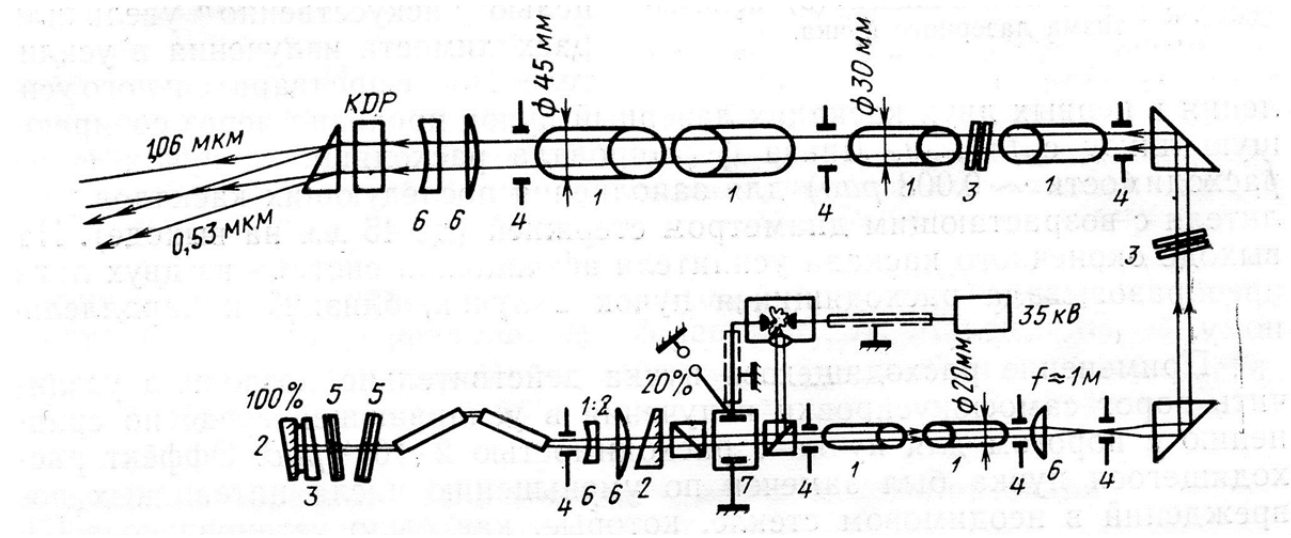


Рис.84. Схема лазера на неодимовом стекле с преобразованием во вторую гармонику: 1-стержни из стекла ГЛС-1 длиной 700мм с торцами под углом Брюстера; 2- зеркала резонатора: 3- кюветы с красителем; 4- диафрагмы; 5 - селекторы продольных мод в генераторе; 6 -линзы; 7- электрооптический затвор с лазерным разрядником [90].

Из цуга импульсов генератора электрооптический затвор Керра вырезал один импульс с энергией 10^{-5}-10^{-4}Дж, который направлялся в 6-каскадный усилитель с общим коэффициентом усиления для слабого сигнала $\approx 10^6$. После предварительного усиления в первых двух каскадах лазерный пучок проходил через собирающую линзу с фокусом f≈1м. Линза формировала расходящийся пучок (≈0,003рад) для заполнения последующих каскадов усилителя с возрастаю-

щим до 45мм диаметром стержней. Применение в усилителе расходящегося пучка позволило увеличить порог возникновения нитевидных повреждений при ММС по сравнению с порогом для пучка с расходимостью $\approx 10^{-4}$рад. На выходе оконечного каскада афокальная система из двух линз формировала пучок, близкий к параллельному. При исследовании распределения интенсивности в выходном пучке было установлено наличие заметного астигматизма, связанного с наклонным падением пучка на торцы стержней, срезанных под углом Брюстера. Компенсация астигматизма производилась с помощью наклона одной из линз афокальной системы. Измерение расходимости излучения на выходе с помощью диафрагмы, установленной в фокусе линзы с $f \approx 7{,}3$м, показало, что свыше 60% всей энергии излучения заключено в угле $2 \cdot 10^{-4}$рад. Вдоль оси пучка в усилителе была установлена система диафрагм, формировавших пространственное распределение интенсивности излучения. Диаметр отверстия каждой из диафрагм был меньше диаметра соответствующего ближайшего к данной диафрагме стержня усилителя. Кроме того, диаметры диафрагм совпадали с дифракционными минимумами распределения интенсивности усиливаемого пучка в соответствующих местах установки. При тщательно отъюстированной установке на выходе последнего каскада удавалось получать энергию до 50Дж в одном импульсе. В экспериментах с мишенями уровень энергии на выходе ограничивался 10-20Дж.

Предотвращение влияния мишени на лазер (и наоборот) обеспечивалось и при работе установки на основной длине волны, и при работе на длине волны второй гармоники. При работе установки на основной длине волны самовозбуждение усилителя и разрушение мишени фоновым излучением снижались, если мишень располагалась на большом (≈15м) расстоянии от выхода усилителя. Оказалось, что отраженное от мишени и усиленное лазером излучение обладает значительно большей расходимостью, чем падающее. Это обстоятельство также было использовано для защиты установки: в фокусе собирающей линзы с f=1м после предусилителя устанавливалась диафрагма Ø0,5мм (рис.84). Излучение, идущее в прямом направлении (в основной усилитель), практически без потерь проходило диафрагму; отраженное от мишени излучение с большей расходимостью задерживалось стенками диафрагмы.

При работе установки на длине волны второй гармоники обратная связь мишень - лазер практически полностью разрывалась. Излучение с длиной волны 1,06мкм после афокальной системы на выходе усилителя направлялось на кристалл *KDP* (тип синхронизма *oo-e*). Оптимизация размеров преобразователя во вторую гармонику (по толщине кристалла) не проводилась, использовался готовый, достаточно крупный по тем временам образец кристалла *KDP* со световым диаметром 60мм и длиной 50мм, выращенный в НПО «Полюс». Кристалл устанавливался в кювете, защищавшей его от окружающей атмосферы. Для отделения излучения гармоники от основной частоты использовалось либо селективное поглощение (светофильтры), либо различие в углах преломления на длинах волн 0,53 и 1,06мкм (оптический клин), рис.83,84. Малая

доля отраженного зеленого излучения вследствие параметрической люминесценции в кристалле *KDP* [173] могла конвертироваться в излучение с $\lambda\approx1{,}06$мкм и затем усиливаться. Однако, в наших условиях вредного влияния этого процесса на работу лазера замечено не было. Что касается вредного влияния фонового излучения лазерной установки на мишень, то применение нелинейного преобразователя повысило отношение сигнал-фон на выходе системы. Контрастность на выходе неодимового лазера была не хуже 10^3, а после кристалла *KDP* $\approx10^6$. Никаких повреждений мишени фоновым излучением при использовании кристалла *KDP* замечено не было. Эффективность преобразования по энергии в гармонику достигала 50%. Излучение на длине волны 0,53мкм было линейно поляризовано на 99%. Эксперименты показали, что оптическая прочность кристалла не уступала прочности неодимового стекла. При максимальных потоках энергии в кристалле наблюдалось, однако, образование пучков нитевидных повреждений, связанных с ММС. Максимальная достигнутая энергия излучения на длине волны второй гармоники составила 10Дж в одном импульсе. Собственное поглощение использовавшегося кристалла *KDP* на длине волны 1,06мкм составляло 25%. При использовании нелинейных кристаллов с меньшим, чем *KDP* поглощением на $\lambda\approx1{,}06$мкм можно было ожидать увеличения коэффициента преобразования излучения неодимового лазера во вторую гармонику.

Неодимовый лазер с преобразованием во вторую гармонику (рис.84) был использован в серии экспериментов по облучению мишеней из *LiD*, полиэтилена $(CD_2)_n$, *Al* и других материалов при плотностях потока излучения 10^{13}-10^{14}Вт/см^2 [89,154]. Фокусировка излучения на мишень осуществлялась объективом с фокусным расстоянием f=45мм, светосилой 1:1 и пропусканием около 70%. Диаметр пятна фокусировки на холодной мишени был оценен в 20мкм. Были проведены измерения энергии, формы импульса, спектра, поляризации отраженного мишенью излучения на двух длинах волн. Отражение в телесный угол, стягиваемый объективом, измерялось с помощью калориметров при общей энергии во вспышке около 20Дж на $\lambda\approx1{,}06$мкм и около 10 Дж на $\lambda\approx0{,}53$мкм. Для *LiD* максимальное отражение на $\lambda\approx0{,}53$мкм составляло 5%, для полиэтилена 6%, а для *Al*-7%. В тех же условиях отражение от плазмы излучения на основной длине волны составляло около 50% и слабо зависело от вида мишени. Таким образом, был установлен экспериментальный факт: поглощение нагревающего света плазмой на $\lambda\approx0{,}53$мкм выше, чем на $\lambda\approx1{,}06$мкм. Несмотря на потери энергии при преобразовании в гармонику, вложенная в мишень энергия лазера возрастала. Переход к облучению мишеней на длине волны высших гармоник представлялся перспективным направлением в экспериментах по ЛТС, проводимых на неодимовых лазерных установках.

Вскоре вслед за работами ФИАН [89,90] были опубликованы результаты работ отечественных и зарубежных лазерных центров, вовлеченных в исследования по программе ЛТС, по высокоэффективному преобразованию нс и пс импульсов неодимового лазера во вторую, тре-

тью и четвертую гармоники [343-349]. При плотностях потока лазерного излучения 1-5ГВт/см^2 были достигнуты коэффициенты преобразования до 90% во вторую, до 80% в третью и до 70% в четвертую гармоники [343-349]. Для лазерных установок на дисках были изготовлены кристаллы-преобразователи с апертурами до 10см [346,348]. Исследования взаимодействия мощных нс и пс импульсов с мишенями подтвердили рост вложенной в плазму энергии излучения на частоте высших гармоник. Перспективность применения кристаллов-преобразователей излучения в гармоники на выходе мощных лазерных установок на неодимовом стекле была подтверждена [346, 348, 350, 351]. На протяжении нескольких десятилетий лазерные установки для экспериментов по ЛТС оснащаются кристаллами преобразователями в высшие гармоники с апертурами до 40см, на выходе которых формируются и направляются в мишень лазерные пучки на 2-ой и 3-ей гармониках с энергиями до 10кДж [11,13, 40, 43]. Преобразователи в гармонику используются для повышения контраста излучения на выходе установок с мощными ультракороткими импульсами [10,64].

5.4 Формирование кластера лазерных пучков на выходе многоканального усилителя

Хотя первые эксперименты по нагреву плазмы лазером были проведены на одноканальных установках [18,29,30], демонстрация эффективного нагрева и сжатия мишеней сферической формы с нейтронным выходом $\approx 10^3$ при их сферическом облучении на 9-канальной лазерной установке на неодимовом стекле «Кальмар» в ОКРФ ФИАН [21-23], результаты расчетов взаимодействия излучения со сферическими мишенями [24,33] определили направление развития лазеров для ЛТС как многоканальных установок. Многоканальная схема явилась, кроме того, радикальным решением проблемы увеличения поперечного сечения усилителя, которое открывало перспективы получения на выходе лазера общей энергии излучения на уровне 10-100 кДж и выше [21,42]. В соответствии с расчетами при облучении сферических мишеней лазерными пучками с суммарной энергией в несколько МДж ожидался полезный выход термоядерных реакций с коэффициентом усиления по энергии 10-100 [33]. В ФИАН новым этапом масштабирования лазера для ЛТС стало проектирование и создание многоканальной лазерной установки на неодимовом стекле с выходной энергией до 10кДж в 2-3нс импульсе. Для размещения установки в корпусе ОКРФ был построен зал площадью свыше 600м^2 с 4-мя оптическими скамьями, с конденсаторным накопителем на энергию ≈10МДж [42]. Проект установки на основе дисков из неодимового стекла в качестве рабочего варианта не рассматривался. Для его реализации потребовалось бы проведение большого объема работ по повышению класса защиты помещения от пыли, проведение конструкторской разработки, изготовления и испытаний макетных образцов дисковых модулей. Для создания лазера был выбран вариант многоканального последова-

тельно - параллельного усилителя на стержневых активных элементах, опробованный на 9-пучковой установке «Кальмар» [21]. Основным модулем усилителя был выбран осветитель ГОС-1001 со стержнем Ø45х680мм из стекла ГЛС-1 с торцами, срезанными под углом 5^0, с накачкой 4-мя лампами типа ИНП-16/580, который был освоен в производстве ЛОМО. Поскольку в режиме рабочих (умеренных) нагрузок с одного стержня Ø45х680мм в 2-3нс импульсе можно было получать не более 40Дж, простая оценка показывала, что для получения на выходе лазера энергии ≈10кДж потребуется свыше 200 стержней в выходных каскадах установки и дополнительно еще около 100 стержней в предварительных каскадах усиления.

На этапе подготовки предложений по проекту новой установки достаточно остро стоял вопрос об организации схемы облучения сферических мишеней двумя сотнями пучков. От решения этой задачи зависела оптическая схема будущей установки, конструкция вакуумной камеры и системы фокусировки излучения на мишень. Вариант фокусировки каждого пучка Ø45мм на мишень отдельным объективом был сопряжен с разработкой сложной оптической схемы по доставке 2-х сотен пучков к вакуумной камере, с размещением на камере большого числа объективов малой апертуры, оптико-механических устройств наведения и фокусировки, с трудностями их юстировки, со сложностями в изготовлении вакуумной камеры. Нами была предложена схема объединения мелких (Ø40-45мм) пучков на выходе установки с помощью вспомогательной оптики в кластеры-группы из нескольких коллинеарных пучков с увеличенным общим диаметром [88]. Такую группу пучков, распространявшихся параллельно друг другу, можно было сфокусировать на мишень одним объективом с увеличенной апертурой. В этом варианте для облучения сферической мишени можно было бы работать с небольшим числом (4,6,8,12) пучков-кластеров, используя при облучении симметрию правильных многогранников, см. [42].

Для экспериментальной проверки схемы объединения пучков в кластер в оптическом зале корпуса ОКРФ ФИАН был построен и испытан 9-канальный последовательно-параллельный усилитель на модулях ГОС-1001, в котором производилось усиление 2нс импульса, сформированного задающим генератором и прошедшего предусилитель [88]. Оптическая схема задающего генератора, электрооптических затворов и предусилителя светового импульса представлена на рис. 85. Материал активных элементов лазерной этой установки - стекло ГЛС-1. В качестве задающего генератора был применен лазер с модуляцией добротности ячейкой Керра [69]. Размеры активного элемента в генераторе - Ø8х240мм. Для достижения одномодового режима работы применялся полуконцентрический резонатор с базой 110см, на оси которого устанавливалась диафрагма Ø2,5мм. Диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения 99,8% находилось в оптическом контакте с плоско-выпуклой линзой с фокусным расстоянием ≈1м, в качестве выходного зеркала применялась стеклянная плоскопараллельная пластина. Длительность импульса генератора по полувысоте составляла 20нс, энергия $7\cdot10^{-2}$Дж. Для вырезания из 20нс

импульсов генератора более коротких импульсов с крутым передним фронтом использовались затворы Поккельса на основе кристаллов *DKDP z*-среза, управлявшиеся лазерным разрядником [152], см. параграф 2.1. Для получения максимального контраста излучения через затвор Поккельса необходимо пропускать, как отмечалось, близкий к параллельному пучок [152]. В связи с этим пучок на выходе задающего генератора коллимировался собирающей линзой так, что расходимость излучения не превышала $5\cdot10^{-4}$рад, и направлялся на затворы и усилитель на основе стержня Ø20х680мм с накачкой в осветителе ГОС-1001. Использование параллельного пучка Ø4мм позволило осуществить двухпроходный режим усиления в этом стержне, рис.85. Такой режим способствовал увеличению эффективности съема инверсии в активной среде сигналом (импульсом, вырезанным затвором) с плотностью энергии много меньшей плотности энергии насыщения усиления в неодимовом стекле.

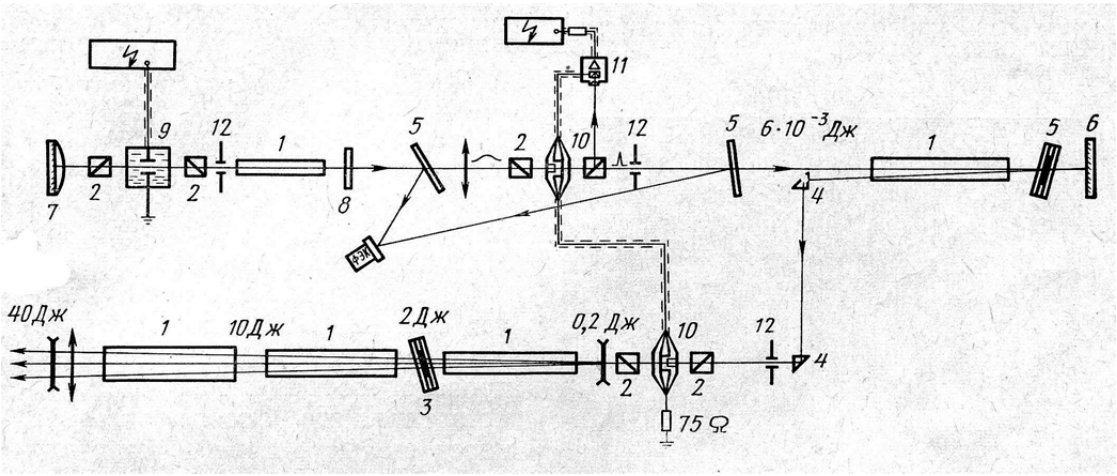


Рис.85. Оптическая схема задающего генератора и цепи последовательного усиления светового импульса: *1* - активные элементы; *2* -поляризационные призмы; *3* - кюветы с красителем; *4* -поворотные призмы; *5*-отводящие пластинки; *6*- поворотное зеркало; 7 -глухое зеркало генератора на оптическом контакте с линзой; *8* -выходное зеркало генератора; *9*- ячейка Керра; *10* -ячейка Поккельса; *11*- лазерный разрядник; *12* –диафрагмы [88].

Момент срабатывания второго затвора Поккельса был согласован со временем прихода на него импульса с выхода двухпроходного усилителя. Применение 2-х затворов позволило увеличить контраст рабочего импульса. Измерение временных параметров и контраста импульсов на выходе затворов производилось с помощью электронно-оптического фоторегистратора, перед щелью которого устанавливался 5-ступенчатый калиброванный нейтральный ослабитель, позволявший расширить динамический диапазон измерений прибора. На рис.13 приведена микрофотограмма записи на экране фоторегистратора импульса после второго затвора. Длительность переднего фронта от уровня 0,01 до уровня 0,9 от максимальной интенсивности составляла 0,2нс, заднего - 0,5нс. Длительность импульса по основанию 2±0,1нс, энергия 0,2Дж. При работе двух затворов контрастность по энергии составила 10^6, по мощности $\geq 10^5$.

Сформированный электрооптическими затворами импульс направлялся в оконечный усилитель, состоявший из 3-х осветителей ГОС-1001 со стержнями Ø20, 30, 45х680мм с торцами, срезанными под углом 5° к оси. Такая обработка торцов способствовала повышению однородности в распределении энергии линейно поляризованного лазерного излучения в усилителе и уменьшению астигматизма пучка. Для предотвращения самовозбуждения между каскадами усилителя устанавливались кюветы, заполненные раствором красителя №3955 в нитробензоле. Подавление самофокусировки излучения в каскадах оконечного усилителя, где плотность энергии превышала 2Дж/см^2, достигалось за счет применения расходящегося пучка с углом раствора $\approx 10^{-2}$рад, который формировался с помощью рассеивающей линзы, рис.85. Принимались также меры, направленные на подавление способствующих самофокусировке резких выбросов в распределении энергии на профиле пучка, связанных с дифракцией лазерного излучения в усилителе. С этой целью применялись диафрагмы, вырезавшие гладкую часть распределения энергии пучка (диаметры диафрагм совпадали с дифракционными минимумами распределения в соответствующих местах установки). На рис.86 представлена микрофотограмма распределения энергии в пучке Ø45мм на выходе усилителя. Близкие к равномерным распределения удавалось получать для значений полной энергии 30-40Дж. Для получения максимальной направленности излучения расходящийся пучок на выходе усилителя коллимировался афокальной системой из двух линз. Расположение компонент системы друг относительно друга и по отношению к выходному торцу усилителя подбиралось в соответствии с величиной угла раствора пучка и с учетом коррекции аберраций волнового фронта, возникавших из-за термических искажений в активных элементах усилителя. Калориметрические измерения распределения энергии излучения с выхода усилителя в дальней зоне показали, что в угле $2\cdot10^{-4}$рад содержалось не менее 70% от полной энергии (40Дж) основного импульса. При экранировке периферийных участков активной среды с сильными градиентами температуры и снижении накачки в усилителе удавалось около 70% от полной энергии (10Дж) сконцентрировать в пучке с углом раствора $7\cdot10^{-5}$ рад [88]. Для выяснения источников фонового излучения на выходе установки производились по отдельности замеры энергии при выключенном задающем генераторе и при выключенной схеме формирования короткого импульса. Замерялась доля энергии, попадавшая в угол $2\cdot10^{-4}$ рад. Выяснилось, что основным источником фона является суперлюминесцентное излучение усилителя. Этот фон при полной накачке усилителя составлял $4\cdot10^{-6}$Дж. Энергия излучения задающего генератора, проникшего через закрытые затворы и усиленного в оконечном усилителе, не превышала $1\cdot10^{-6}$Дж. Таким образом, контраст излучения по энергии на выходе установки достигал 10^6. Форма импульса на выходе установки при плотностях энергии до 2,5Дж/см^2 повторяла в основном форму импульса на входе в оконечный усилитель.

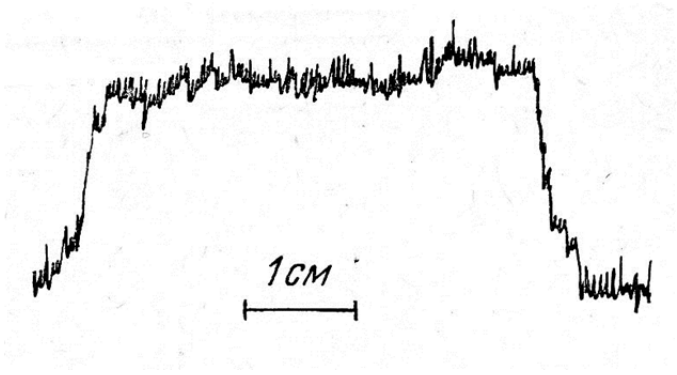


Рис.86. Микрофотограмма распределения энергии в лазерном пучке Ø45мм на выходе усилителя [88].

При попытках увеличить выходную энергию рассеяние лазерного излучения на большие углы возрастало из-за начинающихся в усилителе нелинейных взаимодействий излучения с оптической средой установки (ММС), яркость лазерного пучка и контраст при этом падали, см.гл.4, рис.45, рис.50. Из приведенных экспериментальных данных следует, что на выходе усилителя одноканальной установки, оканчивавшейся стержнем Ø45мм, был сформирован пучок с энергией до 40 Дж, яркостью $4\cdot10^{16}$Вт/см^2·стер при длительности импульса 2нс. Дальнейшему повышению энергии пучка при усилении в активной среде с неизменным поперечным сечением препятствовала самофокусировка. Таким образом, чтобы увеличить энергию пучка, его необходимо было направить в усилитель с большим поперечным сечением. Здесь открывались две возможности. Первая - проводить усиление одного пучка в активных элементах с растущим поперечным сечением среды (в дисковых усилителях). Эта возможность требовала разработки новых усилительных модулей с большими поперечными сечениями и не была реализована. Второй путь - разделить пучок на несколько параллельных и повышать их энергию в многоканальном усилителе [21]. В этом случае можно было воспользоваться для построения установки с большой общей энергией излучения уже технически отработанными модулями с активными элементами небольшого сечения - стержнями Ø45х680мм в осветителях ГОС-1001.

Схема двухкаскадного 9-канального усилителя на основе модулей ГОС-1001, построенная в оптическом зале ОКРФ ФИАН, представлена на рис.87. Пучок с выхода предусилителя, рис. 85 делился на три части, усиливался, затем каждый из 3-х пучков вновь делился на 3 части и снова усиливался. Всего в установке работало 9 параллельных каналов усиления. Деление и повороты пучков производились зеркалами и призмами полного внутреннего отражения. Для синхронизации импульсов отдельных каналов использовались оптические задержки переменной длины. Потери энергии, возникавшие при разведении пучков по каналам, должны были компенсироваться усилением в каналах. Отдельными экспериментами было установлено, что усиление в стержнях Ø45х680мм из стекла ГЛС-1, помещенных в осветители ГОС-1001, достаточно для компенсации потерь, возникавших при делении пучков на три.

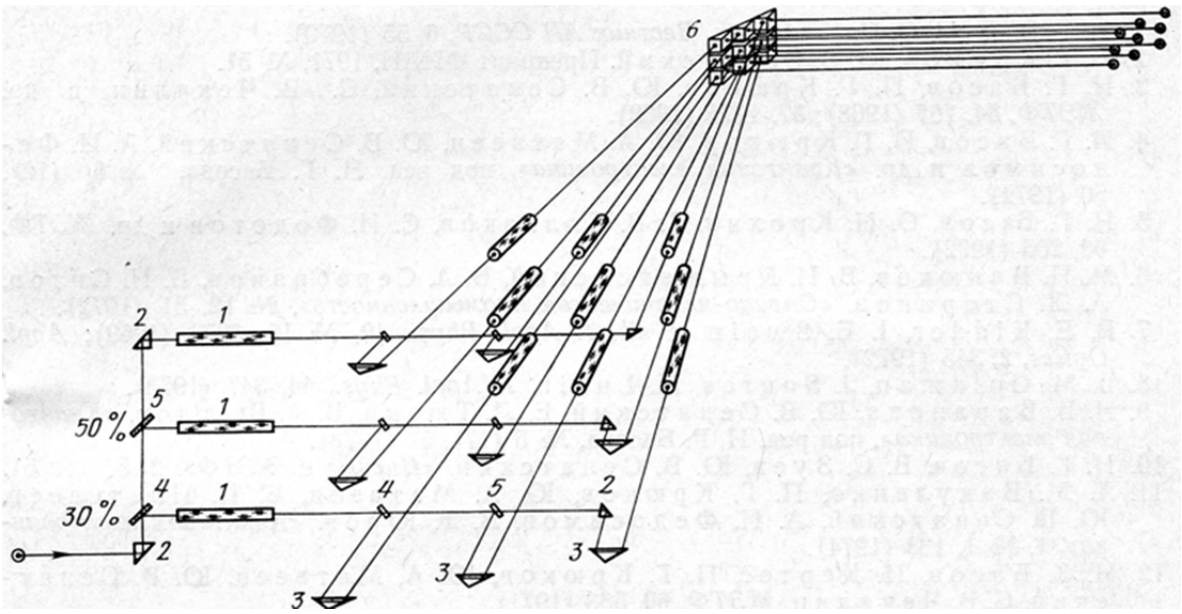


Рис.87. Оптическая схема многоканального усилителя и схема формирования составного лазерного пучка: 1-стержни из неодимового стекла; 2, *3*-призмы полного внутреннего отражения для поворотов пучков на 90° и 180°; *4* –зеркальный делитель пучка 1:2; *5* –зеркальный делитель пучка в отношении 1:1; *6* - 9-призменное зеркало [88].

Отличительной особенностью схемы рис.87 явилось устройство для формирования кластера - составного лазерного пучка с большим общим поперечным сечением. Пучки с выхода модуля 9-канального усилителя направлялись под различными углами на систему из девяти призм полного внутреннего отражения, каждая из которых имела независимые юстировочные приспособления. За счет этих юстировок сходящиеся наклонные пучки на входе 9-призменного зеркала преобразовывались в один коллимированный пучок квадратного сечения ≈135х135мм^2, состоявший из девяти идущих параллельно друг другу пучков Ø40-45мм. При точной юстировке расходимость кластера оставалась на уровне расходимости пучков-компонент (2-3·10^{-4}рад), и составной пучок, как одно целое, мог быть подведен к соответствующему объективу и сфокусирован на мишень. Общая энергия пучка, состоявшего из девяти компонент Ø40-45мм, в наших экспериментах (при умеренной накачке стержней усилителя) составляла ≈150Дж.

Кластерная схема облучения мишени была применена при разработке проекта и создании под руководством Г.В. Склизкова в оптическом зале Отделения квантовой радиофизики ФИАН лазерной установки на неодимовом стекле «Дельфин». Первоначальный вариант проекта предусматривал создание лазера в составе 4-х усилительных секций на стержнях с выходной энергией до 10кДж. В ходе реализации проекта удалось завершить работы и ввести в эксплуатацию половину модулей усилителя (2 секции) с общим числом пучков -108 и выходной энергией до 2,5кДж в 2 нс импульсе, рис.88 [25-28,42]. Основным компонентом оптической схемы многоканального и многокаскадного усилителя установки «Дельфин» был лазерный модуль ГОС-1001 на стержне Ø45х680мм из силикатного стекла ГЛС-1, рис.89а. Пучок Ø40мм, сформированный

в системе задающий генератор – одноканальный усилитель, разделялся на 2 пучка Ø40мм, которые усиливались в осветителях ГОС-1001 и подавались на 2 секции последовательно-параллельного усилителя с системой деления пучков, рис.88 б, в. Пространственные фильтры на выходе одноканального усилителя не использовались: мелкомасштабные возмущения на профиле лазерных пучков устранялись за счет дифракции на трассах распространения пучков между секциями длиной свыше 10м. В каждой из 2-х секций пучок вначале разделялся (в вертикальной плоскости) на 2, усиливался в 2-х канальном усилителе и затем полученные 2 пучка разделялись (также в вертикальной плоскости) каждый на 3 и усиливались в 6 осветителях ГОС-1001, размещенных по вертикали в кассете предусилителя [42,25,28,352].

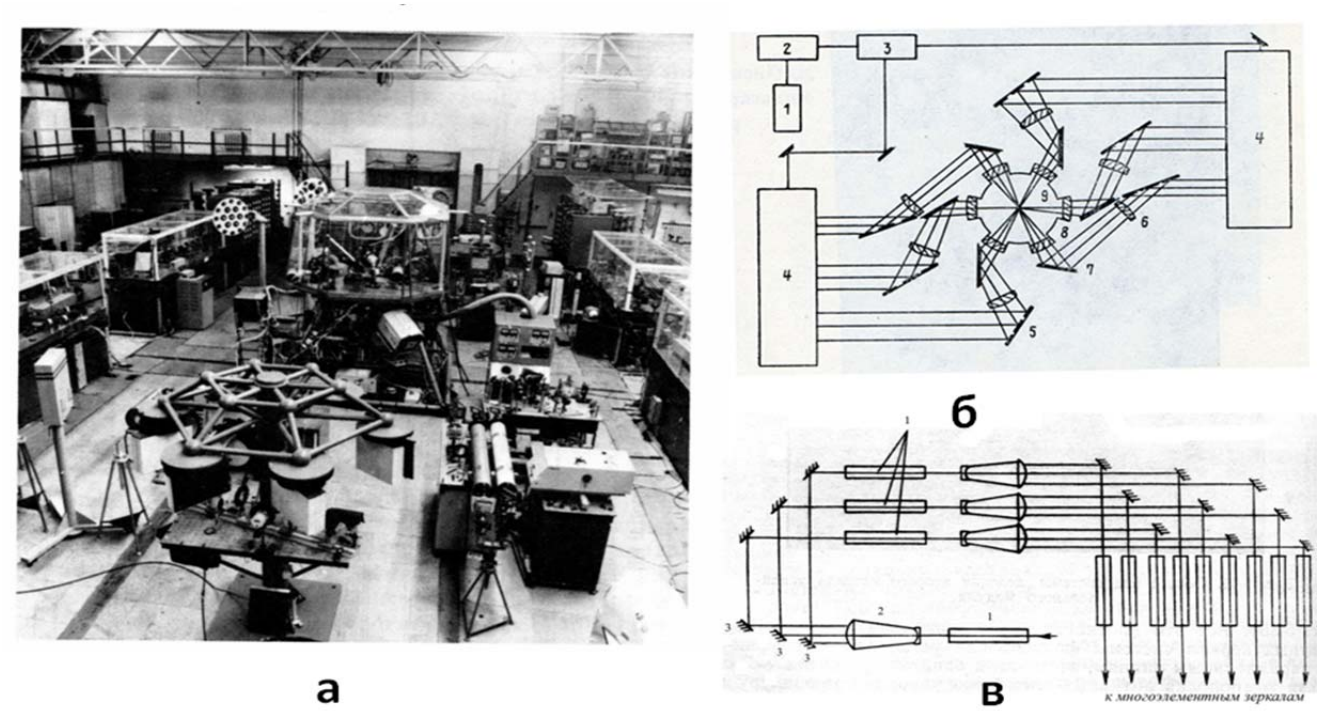


Рис.88. Общий вид установки «Дельфин» в оптическом зале ОКРФ ФИАН (а); (б)- блок-схема расположения модулей усилителя, многоэлементных зеркал и мишенной камеры: 1- генератор; 2,3- предусилитель;4 - 2 секции основного усилителя; 5-многоэлементные зеркала; 6-первая компонента системы фокусировки; 7- поворотное зеркало; 8-вторая компонента системы фокусировки;9-камера; (в)- схема деления и усиления пучков в кассетах предварительного и выходного каскадов усилителя для одной секции: показаны активные элементы (1), цилиндрические коллиматоры (2) и поворотная оптика (3) для одного из 6 идентичных слоев конструкции усилителя [42].

Упрощенная схема деления и усиления пучков в кассетах предварительного и выходного каскадов (для одного слоя) представлена на рис.88в [42]. Каждая из кассет выходного каскада содержала по 18 осветителей ГОС-1001(по 3 осветителя в 6 слоях), рис.89а. Таким образом, в каждой секции установки 3-мя кассетами выходного каскада усилителя формировалось по 54

пучка, а в 2-х секциях всего 108 пучков Ø40мм. 18 пучков с выхода каждой кассеты подавались на отдельное многоэлементное зеркало с 18 призмами полного внутреннего отражения, рис.89б.

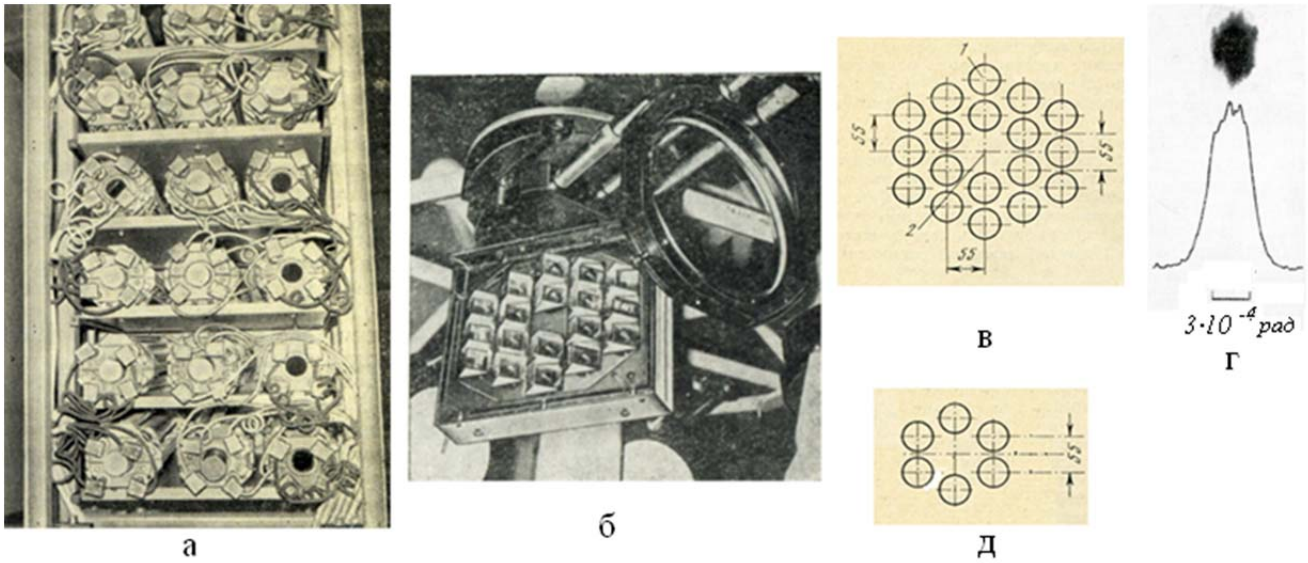


Рис.89. Кассета одного из выходных каскадов усилителя установки «Дельфин» с 18-ю осветителями ГОС-1001(а); (б)-18-элементное зеркало и первая компонента системы фокусировки; (в)-структура кластера Ø280мм из 18 пучков:1,2-центры малого и составного пучков;(г)- распределение интенсивности в каустике составного пучка Ø280мм; (д)-структура кластера Ø150мм из 6 пучков [42,25-28,352,354].

Таблица 4

Параметры лазерного излучения в установке "Дельфин" (на один составной пучок Ø280мм)

Параметры излучения	Задающий генератор	Входы в секции	Выходные пучки
Энергия импульса, Дж	0,1	10—15	200—350
Длительность, нс	30	2	3,5
Расходимость, рад	10^{-3}	$1,5\cdot10^{-4}$	$2,3\cdot10^{-4}$
Плотность мощности, ГВт/см²	0,03	0,5	0,8
Яркость, Вт/см²·ср	10^{13}	$0,8—10^{16}$	$0,5\cdot10^{16}$
Контраст	—	$10^{7}—10^{8}$	$10^{5}—10^{6}$
Спектр, нм	4	7	12—15
Размер пространственной когерентности, мм	3	~10	4

Всего в 2-х секциях установки использовалось 6 многопризменных зеркал, формировавших 6 составных пучков с эффективными диаметрами ≈280мм, рис.89 в,г. Результаты измерения параметров лазерного излучения в установке «Дельфин» (на один составной пучок Ø280мм) представлены в таблице 4 [42, 28, 352]. Облучение мишеней в вакуумной камере производилось с шести пространственных направлений (близких к симметрии куба). Подробная схема установки «Дельфин», система энергопитания установки, система диагностики параметров лазера, система наведения и фокусировки излучения на мишень, система диагностики параметров лазерной плазмы, обзор результатов экспериментов по нагреву и сжатию мишеней на установке «Дельфин» опубликованы в [42, 28, 352].

В ОКРФ ФИАН обсуждались планы дальнейшего развития работ по программе ЛТС и модернизации установки «Дельфин». Рассматривался план создания многоканальной установки на основе стержней с диаметрами до 110мм с формированием составных пучков с апертурой до 330мм, а также усилителей на модулях типа «активное зеркало» [28, 353]. Рассматривалась концепция мощного лазера для ЛТС «гибридного» типа на основе сочетания твердотельной и газовой активных сред: обсуждалось усиление пучков на длине волны 2-ой и 3-ей гармоник неодимового лазера в эксимерной лазерной среде *XeF* [354,355]. Рассматривался проект реконструкции установки «Дельфин» с использованием сумматоров лазерных пучков на основе вынужденного рассеяния [356,357]. На части усилительных модулей в 2-х секциях установки «Дельфин» была опробована схема деления лазерных пучков (1-2-6-18) на диэлектрических зеркалах с прочными покрытиями разработки ЛОМО. Всего в 2-х секциях установки с кассетами предварительного усиления и выходными каскадами с помощью 6-элементных составных зеркал было сформировано 6 кластеров по 6 пучков Ø40мм в каждом (рис.89д) с эффективными диаметрами ≈150мм с общей энергией до 1кДж в 3 нс импульсе [354]. В 1990-х годах в связи с отсутствием финансирования работы на установке «Дельфин» были остановлены. Схемы многоканального усиления и формирования кластеров пучков [21,42,88] для облучения мишеней используются в современных лазерных установках на стержнях и дисках из неодимового стекла для экспериментов по ЛТС.

Выводы к главе 5

1. Предложены и проверены в экспериментах методы подавления самофокусировки пучка в усилителе лазерной установки на неодимовом стекле за счет увеличения угла расходимости пучка и за счет секционирования протяженной усиливающей среды (стержней) на отдельные фрагменты (диски), разделенные воздушными промежутками.
2. Предложены методы подавления дифракционных выбросов интенсивности в лазерном пучке путем сглаживания профиля пропускания апертурных диафрагм в лазерной установке: формированием в апертуре оптических элементов профилированного по толщине поглощающего лазерное излучение слоя с помощью проникающей радиации, а также с помощью распределения по апертуре малоразмерных центров рассеяния.
3. Коллективом сотрудников лаборатории КРФ ФИАН с участием автора создана лазерная установка на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы в составе задающий генератор с самосинхронизацией мод - усилитель пс импульсов с мощностью 10^{11}-10^{12}Вт и яркостью излучения 10^{16}-10^{18} Вт/см^{2}стер. С помощью этого лазера проведены первые эксперименты по регистрации нейтронов из лазерной плазмы на мишенях из *LiD*.
4. Предложен метод нагрева мишеней излучением на высших гармониках лазера-драйвера для повышения контраста рабочего импульса, увеличения поглощения энергии лазера в плазме и для оптической развязки лазера от мишени; эксперименты по нагреву плазмы излучением неодимового лазера, преобразованным во вторую гармонику (1нс импульсы с энергией ≈10Дж, расходимость излучения ≈10^{-4}рад), показали эффективность применения метода.
5. Предложен и проверен экспериментально метод формирования на выходе многоканальной лазерной установки составных лазерных пучков (кластеров пучков), позволяющий оптимизировать систему транспортировки и фокусировки излучения на мишень. В 9-канальной лазерной установке на неодимовом стекле сформирован кластер из пучков Ø40мм с эффективным диаметром 150мм, энергией ≈150Дж, расходимостью излучения 2-3x10^{-4} рад при длительности импульса 2нс. Метод применен в лазерной установке «Дельфин», где были сформированы 6 кластеров Ø280мм (по 18 пучков Ø40мм каждый) с общей энергией до 2,5кДж в 2нс импульсах. На установке «Дельфин» была осуществлена также схема формирования 6 кластеров Ø150мм (по 6 пучков Ø40мм в кластере) с общей энергией до 1кДж в 3нс импульсе.

Глава 6. Методы формирования световых пучков в лазерных средах на кристаллах и керамике, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, при селективной накачке

Одним из интересных направлений исследований по твердотельным лазерам стал начатый еще в 1980-е годы поиск активных сред для создания мощного лазера импульсно-периодического режима работы с полупроводниковой накачкой, с частотой повторения импульсов ≈10Гц, с энергией излучения до 10МДж, который мог бы использоваться в качестве лазера-драйвера будущего термоядерного реактора [52-55]. В отличие от существующих и строящихся по программе ЛТС лазерных установок на неодимовом стекле с накачкой импульсными лампами, работающих в режиме редких однократных вспышек [11-14], в лазере-драйвере импульсно-периодического режима должен быть обеспечен интенсивный отвод от активных элементов тепла, выделяющегося при накачке. Основной проблемой, затрудняющей применение в драйвере лазерных стекол, является их низкая по сравнению с кристаллами теплопроводность. Предложения по применению в лазере для ЛТС активных элементов из кристаллов с редкоземельными ионами и ионами металлов переходной группы, рассматривались в [52-55, 353,358-360]. Для уменьшения тепловыделения в среде обсуждалась накачка активных элементов полупроводниковыми лазерами с возбуждением электронным пучком [28,54,358], излучением неодимового лазера в режиме свободной генерации [3,294,360] и др. В 1990-е годы технология производства полупроводниковых диодов достигла уровня, позволившего создавать твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой [56,361,362]. При накачке узкополосным излучением полупроводниковых диодов тепловыделение в неодимовом лазере сокращается (по сравнению с накачкой лампами) почти в 3 раза, а КПД возрастает более чем на порядок [9].

Еще один прорыв в направлении создания оптимальной для твердотельного лазера-драйвера активной среды произошел после изобретения технологии производства прозрачной лазерной керамики на основе кристаллов, из которой возможно изготавливать активные элементы больших размеров [7,16,57,363]. В настоящее время в ряде лазерных центров работают в импульсно-периодическом режиме лазеры на активных элементах из кристаллов и керамики с полупроводниковой накачкой - прототипы каналов лазера-драйвера [15,16,57].

Создание крупных лазерных модулей на основе кристаллов и керамики с полупроводниковой накачкой было за пределами наших материальных и технических возможностей. Ряд работ по новым средам на основе кристаллов и керамики, направленных на исследование их свойств, поиск материалов для применения в лазере-драйвере, разработку методов формирования пучков при селективной накачке лазерной среды был выполнен нами в ФИАН (в кооперации с Институтом общей физики РАН, Институтом кристаллографии РАН, ФИАЭ) и во время командировок в Институт лазерной науки (ИЛН) Университета электрокоммуникаций, г.Токио, Япония.

Эти работы представлены в гл. 6. Эксперименты с лазерами на кристаллах и керамике не преследовали цели создания лазерных устройств с высокой эффективностью. Целью был поиск перспективных активных сред, демонстрация возможности достижения высокого уровня инверсии в среде, а также разработка методов формирования пучков в лазерах на новых активных средах с полупроводниковой накачкой. Некоторые рисунки в гл. 6 воспроизведены из публикаций на английском языке и поэтому содержат известные английские термины и обозначения.

В параграфе 6.1 обсуждаются свойства активных сред для мощного твердотельного лазера на основе кристаллов и керамики. Приводятся критерии отбора среды для лазера-драйвера по результатам сопоставления оптикофизических, спектральных, теплофизических, прочностных характеристик лазерных материалов. Результатом проведенных исследований стал выбор в ряде ведущих лазерных центров в качестве активной среды для импульсно-периодического лазера с полупроводниковой накачкой кристаллов и керамики, активированных ионами Yb^{3+}. Приводится схема уровней, структура лазерного перехода на $\lambda \approx 1{,}03$мкм и характеристики кристалла и керамики *YAG:Yb* – материала, используемого в настоящее время в лазерных установках импульсно-периодического режима работы в нескольких лабораториях [57,58,61]. По литературным данным представлена краткая информация о разработке лазерной керамики на основе кристалла *YAG:Yb* и других оксидных кристаллов. Нами были проведены эксперименты по накачке 1-2мм пластинок из кристалла *YAG:Yb* с 20% концентрацией активатора излучением от лазерных источников (имитировавших полупроводниковую накачку). Показана возможность запасания в этой активной среде инверсии до 10Дж/см^3. Представлены результаты проведенного нами в ИЛН эксперимента по измерению нелинейного показателя преломления в керамике *YAG* и в ряде других керамических лазерных сред.

При селективной (полупроводниковой, лазерной) накачке появились новые возможности по формированию профиля инверсии в активной среде и профилей распределения интенсивности в лазерных пучках. Совместно с ИЛН был выполнен цикл работ по формированию в лазерах на керамике *Nd:YAG* и *Yb:YAG* с селективной накачкой пучков на модах Лагерра-Гаусса различных порядков. Обзор результатов по генерации на модах Лагерра-Гаусса, полученных в ИЛН, представлен в [364, 365]. Пучки с нетрадиционными (негауссовыми) конфигурациями профилей интенсивности и поляризации излучения привлекают внимание исследователей в течение продолжительного времени, начиная с первых публикаций по лазерам, см. [364]. Особый интерес проявляется к пучкам на модах Лагерра-Гаусса круглого сечения, которые наилучшим образом согласуются с апертурой оптических элементов во многих лазерных установках. Помимо известных применений пучков Лагерра-Гаусса малой интенсивности (для управления микрочастицами, захвата атомов в ловушки, в микроскопии и др.), обсуждается использование таких пучков в исследованиях по нагреву плазмы, в ускорительной технике, в лазерной техно-

логии и в ряде других направлений применения лазерного излучения высокой мощности, смежных с исследованиями по ЛТС [364,365]. Справочная информация по скалярным модам Лагерра-Гаусса, LG_{pm} (p-радиальный, m- азимутальный индексы) и векторным модам Лагерра-Гаусса (модам с аксиально-симметричной поляризацией) представлена в параграфах 6.2 и 6.3. Эксперименты в ИЛН по селекции мод проводились с лазерами импульсного и непрерывного режимов работы малой мощности. Однако, разработанные методы формирования пучков могут представлять интерес для использования с лазерами высокой мощности, в том числе в исследованиях взаимодействия излучения с веществом. В этой связи полученные в ИЛН результаты включены в контекст вопросов, рассматриваемых в диссертации.

В параграфе 6.2 рассматривается метод профилирования инверсии и дискриминации мод в лазере при селективной накачке. Предложен и экспериментально опробован метод профилирования инверсии в активном элементе с помощью распределений интенсивности, возникающих при дифракции пучка накачки от когерентного источника. Приводится схема и результаты эксперимента по накачке образцов керамики *YAG:Nd* в резонаторе нс импульсами излучения от лазера на кристалле *YAG:Nd* с преобразованием во вторую гармонику в зоне дифракции Френеля пучка накачки. Кольцевые профили инверсии, сформированные при дифракционной накачке в образцах керамики *YAG:Nd*, использованы для получения генерации (в импульсном режиме) на вырожденных скалярных модах Лагерра-Гаусса вида LG_{0m}. Приводятся иллюстрации профилей накачки и пучков на модах LG_{0m} низших и высших порядков, зарегистрированные ПЗС-камерой. В параграфе 6.2 обсуждаются также кратко предложения по выравниванию инверсии с использованием градиентов температуры и концентрации активатора в среде.

Параграф 6.3 посвящен экспериментам по формированию пучков на скалярных и векторных модах Лагерра-Гаусса в лазере непрерывного режима на керамике *YAG:Yb* с обычной (колоколообразный профиль) накачкой от полупроводникового диода. Для селекции мод было предложено использовать линзу со сферической аберрацией, которая устанавливалась внутри резонатора лазера. Для селекции векторных мод дополнительно к линзе в резонаторе использовалась пластинка из кристалла с двойным лучепреломлением. Приводятся зарегистрированные ПЗС-камерой изображения и профили интенсивности пучков на скалярных модах LG_{pm} низших и высших порядков и векторных мод с радиальной и азимутальной поляризациями. Ряд мод Лагерра-Гаусса высших порядков наблюдался впервые. Обсуждаются применения лазерных пучков на скалярных и векторных модах.

6.1 Активная среда для мощного твердотельного лазера на основе кристаллов и керамики

В работе [52] проводилось сопоставление свойств лазерных стекол и кристаллов по ряду параметров, определяющих их пригодность к использованию в импульсно-периодическом лазере-драйвере с накачкой полупроводниковыми диодами для применений в ЛТС. Параметры активной среды для драйвера должны соответствовать характеристикам, определенным (приближенно) в результате системного анализа лазерных сред: энергия насыщения лазерного перехода, $h\nu/\sigma_{эф}$ ≤10Дж/см^2 ($h\nu$-энергия кванта, $\sigma_{эф}$ - поперечное сечение перехода); время жизни возбужденных ионов на метастабильном уровне, τ_{lum}≈1мс; стойкость среды к возникающим при накачке напряжениям (характеризуется параметром термомеханической прочности среды - thermal shock parameter) R_1≈3Вт/см. Ряд других требований включает высокую оптическую прочность материала до ≈20Дж/см^2, умеренные значения нелинейного показателя преломления, n_2<3x10^{-13}ESU, широкую спектральную полосу лазерного перехода (10-100см$^{-1}$), которая создает возможность генерации и усиления коротких импульсов. Среда, кроме того, должна обладать полосами поглощения, совместимыми с существующими источниками мощной селективной накачки (полупроводниковыми диодами) [52]. Сочетание всех характеристик среды для лазера-драйвера в указанных границах в одном материале осуществить достаточно сложно. Например, сочетание значений сечения лазерного перехода, $\sigma_{эф}$=2-6x10^{-20}см^2 и времени жизни ионов активатора, τ_{lum}=3-10x10^{-4}с дает возможность получать при накачке высокий уровень инверсной населенности и эффективно преобразовывать запасенную в среде энергию в стимулированное излучение. При удачном сочетании основных характеристик исследуемый материал на диаграммах лазерных параметров попадал в «окно» оптимальных параметров, что означало возможность его использования в лазере-драйвере [52] (см. ниже рис.95). Известный кристалл *Nd:YAG* оказался вне этого рабочего «окна» из-за слишком высокого значения сечения лазерного перехода, $\sigma_{эф}$ =2x10^{-19}см^2, которое не позволяет запасать на метастабильном уровне иона Nd^{3+} достаточный уровень инверсии из-за развития суперлюминесценции в среде.

При сопоставлении характеристик кристаллических сред, параметров полупроводниковых диодов, возможных схемных решений лазерной установки в ряде лазерных центров в качестве активной среды, перспективной для лазера-драйвера, были выбраны активированные иттербием кристаллы граната (*YAG:Yb*) и фторапатита (*Yb:S-FAP*), имеющие полосу поглощения в спектральной области около 0,9мкм, совместимую со спектральной областью излучения диодов *InGaAs* [6,15,16,52,53,359,360,366]. Рабочий переход ионов иттербия в этих средах - около длин волн 1030нм и 1047нм, сечения рабочего перехода 2,3x10^{-20}см^2 и 7,3x10^{-20}см^2, соответственно. Разработку лазерного канала импульсно-периодического режима работы на основе кристалла *Yb:S-FAP* с полупроводниковой накачкой выполнила Ливерморская лаборатория, США (проект

«Меркурий») [15]. В настоящее время в этой лаборатории создан макет канала драйвера на кристаллах *Yb:S-FAP* с апертурой 5x7см^2 с выходной энергией 60Дж в 5нс импульсах, частотой повторения импульсов 10Гц при КПД 10% [15].

Перспектива применения кристалла *YAG:Yb* в качестве активной среды для лазера с высокой средней мощностью, в том числе для лазера-драйвера, обсуждалась в работах [52, 359, 360, 366, 367]. Кристалл *YAG:Yb* - известный лазерный материал, генерация которого при ламповой и полупроводниковой накачке исследовалась с 1970-х гг. [368-371]. Лазер на кристалле *YAG:Yb* работает при комнатной температуре по квазитрехуровневой схеме на переходах между штарковскими компонентами метастабильного $^2F_{5/2}$ и основного $^2F_{7/2}$ уровней, рис.90. Для накачки используется широкая полоса поглощения в области 0,9-1,0мкм, рис.91. Накачка в эту единственную в видимом и ближнем ИК диапазоне полосу широкополосным излучением импульсных ламп оказывается малоэффективной, и для возбуждения ионов иттербия используется селективная накачка. Существенно, что для иона иттербия отсутствует поглощение излучения накачки из возбужденного состояния, а дефект кванта (выделившееся при накачке тепло) составляет всего 9-11%. Для сравнения при селективной накачке неодимового лазера в тепло переходит свыше 30% энергии накачки [372]. Основным лазерным переходом в *Yb:YAG* является переход на λ≈1,03мкм между нижней компонентой метастабильного уровня с энергией 10327см$^{-1}$ и компонентой основного уровня $^2F_{7/2}$ с энергией 612см$^{-1}$ [6, 368, 369].

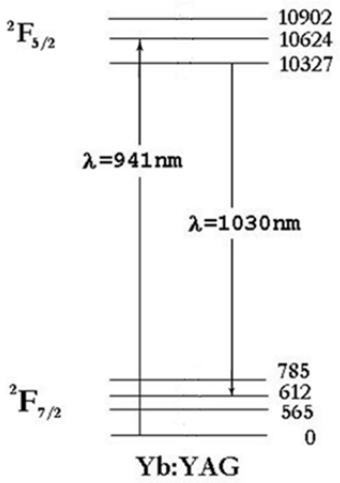


Рис. 90. Схема энергетических уровней ионов Yb^{3+} в кристалле *Yb:YAG*. Стрелками указаны переходы между уровнями мультиплетов основного и возбужденного состояний, соответствующие диапазонам накачки (λ≈ 940нм) и генерации (λ≈1030нм) [6].

Большее по сравнению с неодимом время жизни возбужденного состояния иттербия $^2F_{5/2}$ в кристалле *YAG* (τ_{lum}≈1мс) и умеренные значения сечения лазерного перехода, $\sigma_{эф}$=2,3x10^{-20}см^2 создают благоприятные условия для накопления инверсии. Теплопроводность кристалла *YAG:Yb* (≈10Вт/мК) превосходит теплопроводность *Yb:S-FAP* в 6 раз и почти в 10 раз превосхо-

дит теплопроводность стекла. Большая ширина линии перехода (6нм) создает возможность генерации и усиления в кристаллах *YAG:Yb* импульсов пикосекундной длительности. Известен также переход в *Yb:YAG* на длине волны ≈1,05мкм с уровня $^2F_{5/2}$ на компоненту уровня $^2F_{7/2}$ с энергией 785см$^{-1}$[6, 366]. При комнатной температуре заселенность нижнего уровня лазерного перехода 1,03мкм превышает 4% от общего числа ионов иттербия в кристалле [6]. С этой тепловой заселенностью связано заметное поглощение в кристалле *YAG:Yb*, рис.91.

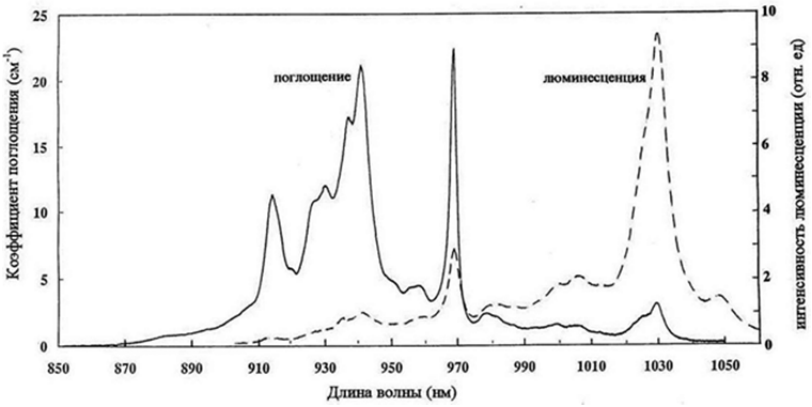


Рис.91. Спектры поглощения и люминесценции ионов Yb^{3+} в кристалле граната (пластинка толщиной 1мм, с 20% концентрацией иттербия, изготовленная в Институте кристаллографии РАН).

Пороговая плотность мощности накачки, которая необходима для компенсации этих потерь на поглощение в *YAG:Yb*, составляет 2,8кВт/см^2 [6]. Плотность мощности накачки, при которой происходит насыщение поглощения на переходе с длиной волны 0,941мкм, составляет $I_s = h\nu/\sigma_p \cdot \tau_{lum} \approx 28$ кВт/см^2 [6]; здесь $h\nu$ и σ_p, соответственно, энергия кванта и эффективное сечение перехода в полосе накачки. При комнатной температуре при интенсивностях накачки $I >> I_s$ на метастабильный уровень может быть возбуждено до 90% от полного числа ионов иттербия, а для эффективного съема запасенной энергии в *YAG:Yb* требуется плотность энергии излучения $\varepsilon_s \approx 9$Дж/см^2 [6]. При таких плотностях энергии для нс и пс импульсов возникает опасность разрушений и самофокусировки в среде (значение нелинейного показателя преломления в гранате, $n_2 \approx 2{,}7 \times 10^{-13}$ CGSE[8]). Таким образом, кристалл граната «проигрывает» при комнатной температуре по эффективности съема инверсии *Yb:S-FAP*, для которого $\varepsilon_s \approx 4$Дж/см^2. Этот недостаток, однако, можно скомпенсировать при охлаждении кристалла *YAG:Yb*. Целесообразность работы *Yb:YAG* лазера при криогенных температурах была отмечена в ряде работ [366, 367,359]. Значительное повышение уровня инверсии в иттербиевом лазере можно получить при охлаждении активной среды до температуры ниже -100^{0}С. В этом случае населенность нижнего уровня лазерного перехода в *Yb:YAG* не превышает 1%, что позволяет снизить требования к накачке, увеличить значение $\sigma_{эф}$ и более эффективно осуществлять накачку и съем инверсии в среде. Кристалл *YAG:Yb* обладает рядом полезных для применения в лазере-драйвере свойств.

Важной характеристикой *YAG:Yb* является возможность использования в этой среде высоких концентраций активатора (до 100%) при снижении времени жизни ионов *Yb* на метастабильном уровне всего в 2 раза [6, 373]. Высокая концентрация активатора дает возможность изготовления активных элементов из *YAG:Yb* в виде тонких пластин (дисков), в которых можно запасать значительную энергию [366,359].

В ОКРФ ФИАН нами были проведены эксперименты, направленные на демонстрацию возможностей лазерного материала *Yb:YAG*. Введение ионов неодима совместно с иттербием в кристалл граната позволяет за счет сенсибилизации люминесценции иттербия неодимом снизить порог генерации иттербиевого лазера с ламповой накачкой [368,359]. Однако, при ламповой накачке эффективность иттербиевого лазера остается невысокой. Создание модулей с активными элементами из *Yb:YAG* больших размеров с полупроводниковой накачкой было за пределами наших возможностей, и нам пришлось ограничиться модельными экспериментами по накачке небольших пластинок из *YAG:Yb* излучением от лазерных источников [374,375]. Институт кристаллографии РАН предоставил образцы кристалла *YAG:Yb* с ≈20% концентрацией иттербия (N_0 ≈2,9x10^{21}см$^{-3}$), из которых были изготовлены плоскопараллельные пластинки толщиной 1-2мм с поперечными размерами 8x8мм^2. Применение тонких пластин (дисков) из *YAG:Yb* в мощном лазере импульсно-периодического режима оправдано. Для тонких пластин уменьшаются, как отмечалось, нелинейные потери, связанные с самофокусировкой, легче организовать эффективный отвод тепла, выделяющегося при накачке. Вместе с тем, повышая концентрацию активатора и интенсивность накачки, в тонкой пластине *YAG:Yb* оказывается возможным запасти высокую инверсию, что было продемонстрировано в экспериментах [374,375]. Нами были применены лазерные источники накачки: лазер *Nd:YAG* на длине волны 0,94мкм и лазер на центрах окраски $LiF:F_2^+$, излучавший в спектральной области около 0,9мкм [374,375]. Целью экспериментов была демонстрация возможности создания высокой инверсии в активных элементах и выяснение особенностей работы *Yb:YAG* лазера. Достижение высокого КПД генерации и формирование заданных характеристик излучения иттербиевого лазера не предусматривалось. Пластинки *Yb:YAG* находились при комнатной температуре, накачка производилась многомодовым излучением, генерация иттербиевого лазера была многомодовой.

На рис.92 представлена схема эксперимента по накачке 2мм пластинки *YAG:Yb* излучением лазера *Nd:YAG* на λ≈0,94мкм [374]. Для получения генерации в *Nd:YAG* на λ≈0,94мкм на переходе $^4F_{3/2}$-$^4I_{9/2}$ с метастабильного уровня на верхнюю штарковскую компоненту основного уровня с энергией 857см$^{-1}$, имеющую при комнатной температуре заметную населенность, необходимо было подавить генерацию на сильном переходе λ≈1,064мкм. В резонаторе *Nd:YAG* лазера использовались 2 стержня Ø6,5x80мм с ламповой накачкой и охлаждением водой при

температуре около 5^0С. Резонатор образовывали зеркала M_1 с отражением R_1=99,5% на λ≈0,94мкм и <10% для 1,06мкм. Зеркало M_2 использовалось для вывода излучения 0,94мкм.

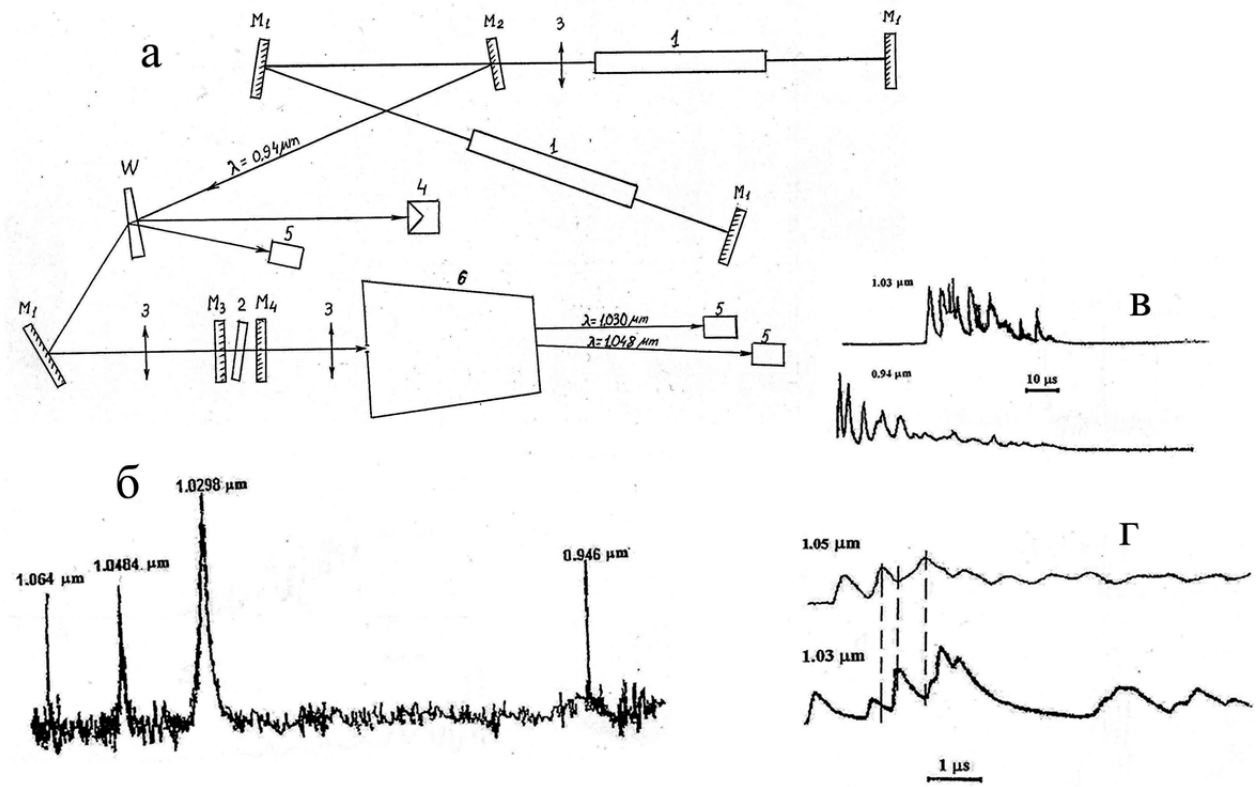


Рис.92.(а) Схема эксперимента по накачке кристалла *YAG:Yb* лазером *Nd:YAG*: 1-стержни *Nd:YAG*, 2-пластинка *Yb:YAG*, 3-линзы, 4-калориметр, 5- фотоэлементы, 6- спектрограф; (б) - денситограмма спектра генерации кристаллов *Nd:YAG* и *Yb:YAG*; (в, г)- осциллограммы излучения накачки и генерации *Yb:YAG* [374].

Nd:YAG лазер работал в режиме свободной генерации: энергия ≈30мДж, длительность генерации ≈100мкс, рис.92 в. Излучение *Nd:YAG* лазера фокусировалось на пластинку *Yb:YAG* в резонаторе длиной ≈2см с зеркалами M_3, M_4 с отражением 99,5% и 98,5% для λ≈1,03мкм. Зеркало M_3 пропускало до 90% излучения накачки с плотностью мощности до 100кВт/см^2. Производилось фотографирование спектра накачки и генерации иттербия, рис.92б, а также регистрация формы импульсов накачки и генерации, рис.92в, г. Генерация иттербия происходила на переходах около 1,03мкм и 1,05мкм, рис.92б. Полная энергия генерации 5-10мДж. Инверсия (1-2Дж/см^3) оценивалась из условий самовозбуждения. Рис. 92г демонстрирует конкурентный характер генерации иттербия на переходах 1,03мкм и 1,05мкм: максимум пичка генерации на 1,03мкм соответствует минимуму на 1,05мкм и наоборот. Такой режим можно объяснить, принимая во внимание значения сечений лазерных переходов и уровень потерь на поглощение в *Yb:YAG* на λ≈1,03 и λ≈1,05мкм. Сечение перехода $\sigma_{1,03}$ ≈2,3x10^{-20}см^2 почти в 8 раз превосходит сечение $\sigma_{1,05}$ ≈3x10^{-21}см^2 [6]. В то же время из-за разницы в населенностях нижних уровней соответствующих переходов с энергиями 612 и 785см$^{-1}$, потери на поглощение в *Yb:YAG* для

λ≈1,05мкм существенно меньше, чем на λ≈1,03мкм, см. рис.91. Для *Yb:YAG* с концентрацией активатора 2,9x10^{21} см$^{-3}$ коэффициенты поглощения на этих длинах волн при комнатной температуре равны $\alpha_{1,05}$ ≈0,17см$^{-1}$ и $\alpha_{1,03}$ ≈2,5 см$^{-1}$. В этих условиях пороги генерации на переходах 1,03 и 1,05мкм выравнивались, что приводило к конкурентной генерации на этих переходах.

Рис.93 иллюстрирует эксперимент по накачке *Yb:YAG* импульсами лазера на центрах окраски (ЛЦО) $LiF:F_2^+$ [375]. Возможная область генерации ЛЦО простирается от 0,83 до 1,1мкм [376], перекрывая полосу поглощения *Yb:YAG*. В конкретной схеме фактическая область генерации ЛЦО зависит от селективных свойств резонатора и обычно занимает только часть указанного диапазона длин волн. Кристалл $LiF:F_2^+$ с размерами 6x20x40мм^3 устанавливался в резонаторе, образованном зеркалом З1 (отражение ≈100 % для λ≈ 0,9мкм) и стеклянной пластинкой З2. Накачка кристалла $LiF:F_2^+$ производилась 30нс импульсами рубинового лазера (на схеме не показан) с энергией ≈1Дж. Излучение рубина фокусировалось в кристалл $LiF:F_2^+$ линзой Л1, f_1≈500мм. 20-30нс импульсы ЛЦО (энергия ≈100мДж) фокусировались линзой Л2 с f_2≈120мм на пластинку из *Yb:YAG* в резонаторе длиной ≈2см с зеркалами З8 и З9. Коэффициент пропускания З8 в области ≈0,9мкм был 87%, а коэффициент отражения на λ≈1,0мкм ≈100 %. Коэффициент пропускания З9 на λ≈1,0мкм ≈10 %. Расходимость пучка ЛЦО была (2-3)x10^{-3}рад, размер пятна фокусировки ≈300мкм. В 2мм пластинке *Yb:YAG* поглощалось ≈80% накачки.

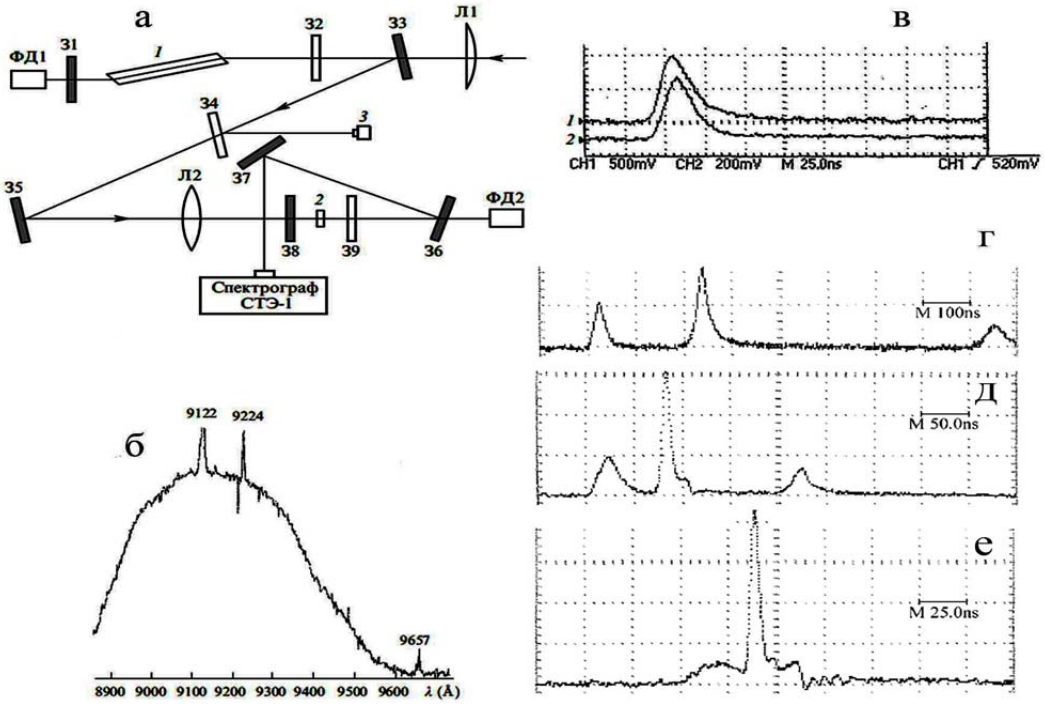


Рис. 93. (а) Схема эксперимента по накачке кристалла *Yb:YAG* лазером на центрах окраски (ЛЦО)$LiF:F_2^+$: 1-активный элемент из $LiF:F_2^+$ между зеркал З1, З2; 2- пластинка из *Yb:YAG* между зеркал З8, З9; 3-калориметр; З3-З7- зеркала транспортировки излучения ЛЦО и *Yb:YAG* лазера; $Л_1$, $Л_2$- линзы; ФД1, ФД2-фотоэлементы; (б) - спектр (денситограмма) ЛЦО с реперными линиями аргоновой лампы; (в) осциллограмма импульсов рубинового лазера (1) и ЛЦО (2); (г-е)- осциллограммы генерации иттербиевого лазера [375].

Форма импульсов рубинового лазера, ЛЦО и иттербиевого лазера регистрировалась на осциллографе, спектральный состав излучения - на спектрографе. ЛЦО излучал в области от 0,89 до 0,95 мкм (рис.93б), форма импульсов в основном повторяла форму импульсов рубинового лазера (рис.93в). *Yb:YAG* лазер работал в режиме генерации нс импульсов при включении усиления коротким импульсом накачки, аналогично работе [111]. Осциллограммы генерации при различных расстояниях пластинки от фокуса, Δl приведены на рис.93г-е вместе с импульсами накачки (предшествуют генерации). Контроль спектра генерации производился в каждой вспышке с помощью электронно-оптического преобразователя в кассетной части спектрографа. Вдали от фокуса, при Δl>20 мм генерация отсутствовала. С ростом накачки, начиная с Δl = 15-20мм, возникала генерация в области 1,05мкм (рис.93г), длительность импульсов была ≈50нс, время задержки от накачки - до 1,2мкс. При Δl =5-7мм возникала генерация на переходах 1,03 и 1,05мкм (рис.93д). При 0< Δl< 5 мм генерация происходила только на переходе 1,03мкм, ≈5нс импульсы возникали в максимуме или на заднем фронте накачки, рис.93е. При размещении пластинки *Yb:YAG* вблизи фокуса энергия генерации достигала 5мДж, а инверсия - 10Дж/см^3 (оценка из условий самовозбуждения). При этом населенность метастабильного уровня превышала 3x10^{20}см$^{-3}$, что соответствовало переводу на этот уровень до 10% ионов Yb^{3+} [375].

Переключения области генерации *Yb:YAG* лазера можно объяснить также, как и в эксперименте по схеме рис.92, принимая во внимание значения сечений переходов 1,03 и 1,05мкм и потерь на поглощение в *Yb:YAG* для этих длин волн. Картины генерации (рис.93г-е) соответствовали изменениям уровня инверсии и потерь на переходах 1,03 и 1,05мкм при перемещениях образца *Yb:YAG*. Вблизи фокуса пучка накачки формировалась максимальная плотность инверсии и, одновременно, уменьшалось поглощение на 1,03 мкм, так что в генераторе быстро развивался короткий импульс на λ≈1,03мкм (рис.93е). Сброс инверсии на сильном переходе блокировал генерацию на слабом переходе. При меньшей интенсивности накачки (Δl = 5-7 мм) плотность инверсии уменьшалась, потери на λ≈1,03мкм нарастали, усиление (с учетом потерь) на 1,03 и 1,05мкм выравнивалось и наблюдалась генерация на обоих переходах (рис.93д). На расстояниях Δl>10мм рост абсорбционных потерь блокировал генерацию на 1,03мкм. В этих условиях развивалась только генерация на 1,05мкм.

Таким образом, в экспериментах рис.92,93 [374,375] была получена генерация в тонких пластинах из кристалла *Yb:YAG* с 20% концентрацией активатора в режиме свободной генерации и в режиме с импульсным включением усиления. Продемонстрирована возможность формирования высокого уровня инверсии (до 10Дж/см^3) в активных элементах из кристалла *Yb:YAG*. Конечно, такие высокие значения инверсии были получены при фокусировке лазерной накачки в малых объемах активной среды. Интенсивность лазерной накачки в наших экспериментах на несколько порядков превышала интенсивность накачки от полупроводниковых дио-

дов. В экспериментах [377] при накачке полупроводниковыми диодами 1мм пластинок из керамики *Yb:YAG* с 20% концентрацией активатора достигнута эффективность работы лазера в 50%.

Еще одно важное свойство кристаллов *Yb:YAG*, оказавшее влияние на выбор этой активной среды во многих лабораториях, - кубическая симметрия кристаллов. В отличие от анизотропного *Yb:S-FAP* кристаллы *Yb:YAG* изотропны. Это свойство оказалось исключительно востребованным после открытия в 1999-2000гг. в Японии (фирма Konoshima Chemical Co.) технологии создания высококачественной лазерной керамики на основе кристаллов с кубической симметрией [7,57,363]. При разработке лазеров на основе монокристаллов узким местом является ограничение на размер активных элементов. Трудоемкость и высокая стоимость выращивания монокристаллов с поперечным сечением ≈50см^2 и более ограничивает возможную апертуру, а значит и энергию формируемых пучков. Это относится, в частности, к активным элементам из монокристалла *Yb:S-FAP* в лазерном канале Ливерморской лаборатории. Новые перспективы использования твердотельных активных сред в лазере-драйвере открылись в связи с разработкой керамики на основе кристаллов кубической симметрии: *Nd:YAG, Yb:YAG,* $Nd:Y_2O_3$, $Yb:Y_2O_3$ и др. [7,57,363]. Наряду с известными материалами на основе граната *Nd:YAG, Yb:YAG* в керамической форме впервые оказалось возможным приготовить активные элементы из таких тугоплавких кристаллов с высокой теплопроводностью, как оксиды иттрия Y_2O_3, скандия Sc_2O_3, лютеция Lu_2O_3, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+} и др. [7,57,363]. Активная среда из керамики обладает практически теми же спектральными, оптикофизическими, теплофизическими характеристиками (включая высокую теплопроводность), как и соответствующий монокристалл, но, в то же время, керамика допускает создание активных элементов с поперечными размерами свыше 10х10см^2, что обеспечивает формирование лазерных пучков с высокой энергией и мощностью [7,57,363]. Оптическая однородность лазерных элементов из керамики может даже превосходить однородность монокристалла (потери на рассеяние в лучших образцах на уровне 0,5х10^{-4} [57]). Керамические лазерные элементы превосходят также элементы из монокристалла по стойкости к тепловому удару [7,57,363]. В лазере квазинепрерывного режима работы на пластинах с апертурой 10х10см^2 из керамики *Nd:YAG* с полупроводниковой накачкой достигнут уровень мощности свыше 100кВт [57]. Наряду с оксидной керамикой на основе кристаллов *YAG,* Y_2O_3 и др. в настоящее время ведется также разработка активных элементов из фторидной керамики [57,378]. Особый интерес представляет создание в керамической форме анизотропного фторидного кристалла *Yb:S-FAP*. Поликристаллическая среда на основе неориентированных гранул анизотропного кристалла рассеивает излучение. Изготовление оптически однородной керамики требует ориентации гранул. В настоящее время технология изготовления керамики на основе анизотропных кристаллов разрабатывается [379].

В Институте лазерной науки (ИЛН, Токио, Япония) совместно с фирмой Konoshima Chemical Co были выполнены пионерские работы по исследованию новых керамических лазерных материалов и по лазерам на оксидной керамике [7, 363]. Одной из задач ИЛН было изучение характеристик новых керамических материалов, сравнение их с кристаллами. Измерения различных параметров образцов лазерной керамики проводились в большинстве случаев впервые [7, 363]. Совместно с ИЛН нами были выполнены измерения нелинейного показателя преломления n_2 для ряда керамических сред [380]. Для такой среды как *YAG* измерения n_2 проводились неоднократно на образцах монокристаллов, см. например [8,381]. Ожидалось, что значения n_2 для керамики *YAG* будут соответствовать измерениям n_2 в монокристаллах. Работа была предпринята, главным образом, для измерения n_2 во впервые синтезированных материалах, таких как керамика Y_2O_3, Sc_2O_3, Lu_2O_3, для которых ранее такие измерения не проводились. Одновременно с измерениями n_2 в керамике для сопоставления данных измерялись n_2 для монокристалла *YAG* и плавленого кварца [380].

Измерения n_2 проводились по методике “*Z*-scan” [382,383]. Схема эксперимента представлена на рис.94а. Использовался *Nd:YAG* лазер с преобразованием во вторую гармонику, излучавший 3,5нс импульсы с частотой повторения 10Гц. Пучок лазера с распределением интенсивности близким к гауссову расширялся телескопом до Ø15мм и направлялся на входную апертуру схемы A_1 Ø2,1мм. Апертура A_1 вырезала центральную часть пучка с профилем интенсивности близким к прямоугольному. После апертуры A_1 пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием f=150мм на полированную пластинку из исследуемого материала и затем поступал на апертуру A_2 схемы регистрации, которая вырезала центральную часть распределения интенсивности излучения в дальней зоне. При фокусировке пучка с прямоугольным профилем после апертуры A_1 распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы соответствовало функции Эйри (профиль контролировался при сканировании щелью шириной 10мкм). Размер перетяжки пучка в области фокуса, $w_0= \lambda f/d$ составил w_0≈40мкм. Для ограничения интенсивности пучка на уровне ниже порога повреждения образцов использовался аттенюатор с переменным пропусканием из полуволновой пластинки и поляризаторов.

При перемещении образца в области фокуса вдоль оси пучка изменялся нелинейный набег фазы, приобретаемый пучком, и, соответственно, изменялось распределение интенсивности в пучке в дальней зоне на диафрагме A_2. Эти изменения регистрировались фотоприемником и использовались для определения n_2. Для измерения падающей на образец и прошедшей энергии излучения использовались 2 фотодиода с осциллографом. С целью уменьшения разброса результатов измерений для каждого положения образца по координате z проводилось усреднение данных по 64 выстрелам. На рис.94в, г представлены зависимости нормированных значений коэффициента пропускания апертуры A_2 от координаты z образцов керамики *YAG*

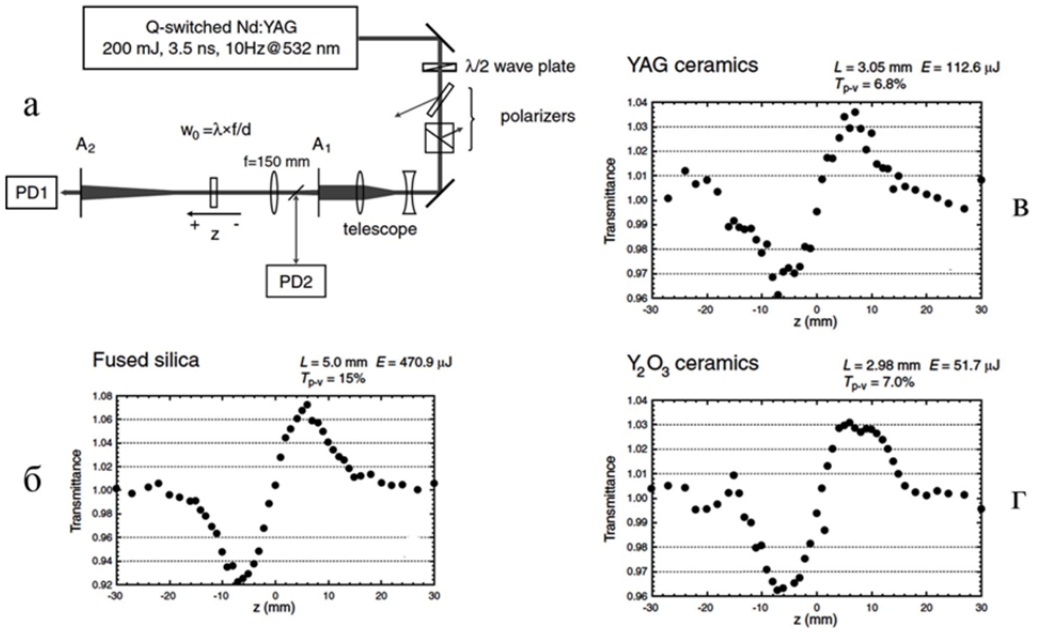


Рис.94. Измерения нелинейного показателя преломления n_2 в лазерных материалах по методике «*Z*-scan»: (а)- схема эксперимента (пояснения в тексте); (б-г)- зависимости коэффициента пропускания апертуры A_2 от координаты *z* для образцов из плавленого кварца (б), керамики *YAG* (в) и керамики Y_2O_3 (г) [380].

и Y_2O_3 толщиной ≈3мм (*Z*-scan) при падающей на образец энергии излучения 112, 6 и 51,7 мкДж, соответственно. В качестве репера при измерениях использовался образец из плавленого кварца, значение n_2 которого измерялось в работах [384, 385]. На рис.94б представлен результат *Z*-scan 5мм пластины кварца при падающей на образец энергии 470,9мкДж. Аналогичные *Z*-scan были получены для образцов керамики Lu_2O_3, Sc_2O_3 и монокристалла *YAG*. По разности коэффициентов пропускания на кривых *Z*-scan в максимуме, T_p и в минимуме, T_v , $T_{pv}= T_p - T_v$ рассчитывался нелинейный набег фазы при *Z*-scan по эмпирической формуле [383]:

$$\Phi = tanh^{-1}\left(\frac{T_{pv}}{2.8(1-S)^{1.14}}\right)$$

Здесь *S* - отношение энергии излучения, прошедшей через апертуру A_2, к полной энергии пучка в плоскости этой апертуры в пределе малых интенсивностей (в нашем эксперименте *S*≈0.06). Далее рассчитывался нелинейный показатель преломления n_2:

$$n_2 = \frac{\lambda\Phi}{2\pi I_{av}L} \ ,$$

где *L*- толщина образца, I_{av} - усредненная по времени интенсивность на оси пучка с перетяжкой w_0 и пиковой мощностью $P_0=E/\tau$. Значения I_{av} рассчитывались в соответствии с конкретным временным профилем лазерного импульса, близким к гауссову профилю [380].

В таблице 5 представлены результаты измерений n_2 для керамических материалов и данные из литературы по n_2 в монокристаллах и плавленом кварце (см. номера ссылок). Почти все данные по n_2 из литературы получены для излучения с λ≈1,06мкм. Измерения n_2 для плавленого

кварца в [384, 385] выполнены для излучения с $\lambda \approx 0{,}53$мкм. Поскольку дисперсия n_2 для широкозонных материалов невелика, $\Delta n_2/n_2 < 10\%$ [386], то измеренные нами значения n_2 и данные из литературы для 0,53мкм и 1,06мкм можно сравнивать между собой. Таблица 5 показывает довольно хорошее согласие между результатами измерений n_2 для «реперного» материала (кварца) в нашем эксперименте и литературными данными. Результаты измерений для керамики *YAG* можно сравнить с n_2 для монокристалла *YAG*. Была обнаружена только одна ссылка на измерение n_2 в монокристалле Y_2O_3 [381], с которой можно сравнить измерение n_2 для керамики Y_2O_3. Ошибка измерений n_2 для большинства образцов в нашем эксперименте составляла около 20%. В случае керамики Lu_2O_3 разброс данных был больше из-за сильного рассеяния в образце. Из данных таблицы 5 можно сделать вывод о близком соответствии (как и ожидалось) значений n_2 для керамики и монокристаллов.

Таблица 5. Результаты измерений n_2 в оксидной керамике

показатель преломления / образец	n_0 (на длине волны 532нм)	n_2 (данная работа) (10^{-13}esu)	n_2 (литература) (10^{-13}esu)
плавленый кварц	1.461	0.76±0.17	0.85[381] 0.78±0.16[385] 1.05±0.12[384]
YAG кристалл	1.83	2.51±0.71	2.7[381] 3.0[8] 3.5[94]
YAG керамика	1.83	2.49±0.70	—
Y_2O_3 кристалл	1.92	—	5.33[381]
Y_2O_3 керамика	1.92	5.79±1.45	—
Sc_2O_3 керамика	2.01	5.32±1.33	—
Lu_2O_3 керамика	1.93	3.96±1.77	—

Сопоставление данных по нелинейному показателю преломления новых лазерных материалов из керамики позволили дать оценку пригодности ряда керамических материалов для лазера-драйвера. Надо сказать, что после разработки фирмой Konoshima Chemical Co керамики $Nd:Y_2O_3$ этот новый материал привлекал к себе внимание, как возможный кандидат на использование в лазере-драйвере [7,363]. Сечение лазерного перехода в $Nd:Y_2O_3$, $\sigma_{las} = 5\text{x}10^{-20}$см^2 [363] превосходит сечение в *Yb:YAG* при комнатной температуре и соответствует значениям, требуемым для лазера-драйвера [52]. Теплопроводность керамики $Nd:Y_2O_3$ 27кВт/м·К [363] в 2 раза превосходит теплопроводность *Yb:YAG*. Результаты измерений n_2 показали, однако, что для керамических материалов на основе поликристаллов Y_2O_3, Sc_2O_3, Lu_2O_3 значения $n_2 = 4\text{-}6\text{x}10^{-13}$ESU ограничивают возможность их применения в лазере-драйвере из-за ожидаемого высокого уровня нелинейных потерь. Нелинейность активных сред на основе керамики Y_2O_3, Sc_2O_3, Lu_2O_3 (керровская линза) используется в настоящее время в генераторах фс импульсов. Таким образом, результаты измерений n_2 керамических материалов не подтвердили целесообразность за-

мены керамики *Yb:YAG* в проектируемых лазерных установках с нс и пс импульсами на активные элементы на основе керамики Y_2O_3, Sc_2O_3, Lu_2O_3.

На диаграмме параметров лазерных сред, рис.95 (по данным [16,387,388]) представлено расположение кружков, соответствующих стеклам, керамике, кристаллам, активированным ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, относительно «окна» оптимальных параметров (темная полоса в центре диаграммы). Большинство стекол, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+} и кристалл *Yb:S-FAP*, располагаются вне «окна», либо в его нижней части (в области невысоких значений thermal shock parameter). *Yb:YAG* при комнатной температуре располагается вблизи границы «окна». Существенным моментом, повлиявшим на выбор *Yb:YAG* для драйвера, явилась возможность подстройки параметров этой среды под оптимальные за счет изменения ее температуры. Темно-синими кружками на диаграмме отмечено расположение среды *Yb:YAG* при комнатной температуре и при охлаждении до 150К и 70К. При охлаждении кристалла (керамики) *Yb:YAG* энергия насыщения уменьшается от значений 9-10Дж/см^2 (при 300К) до 3-4Дж/см^2 (при 100К) [16,387,388]. Это позволяет уменьшить интенсивность излучения, снизить уровень нелинейных потерь, избежать разрушений в лазерной среде. В результате активная среда из кристалла (керамики) *Yb:YAG*, которая при комнатной температуре находится вне «окна» оптимальных параметров на диаграмме рис.95, при понижении температуры перемещается к центру «окна»,

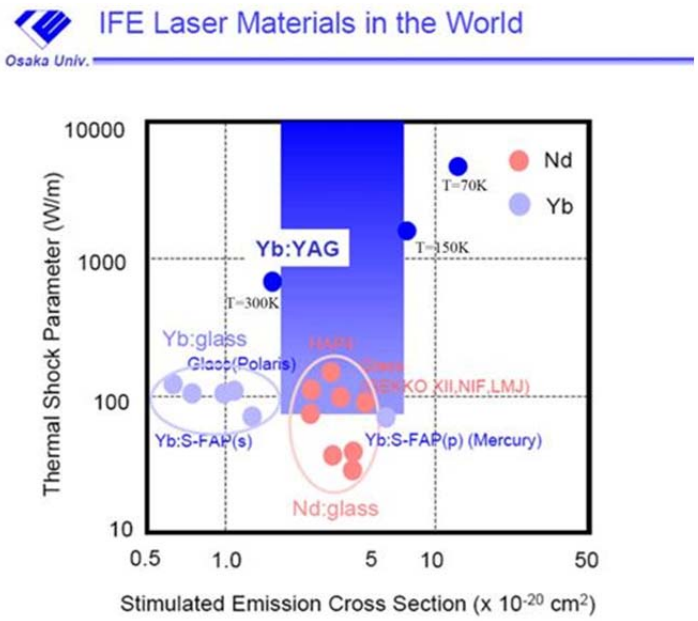


Рис.95. Сечение радиационного перехода и параметр термомеханической прочности твердотельных лазерных сред, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, для мощных лазерных установок для ЛТС. Темно-синими кружками отмечено расположение среды *Yb:YAG* при различных температурах (по данным [387,388]).

т.е. становится привлекательной для использования в лазере-драйвере. Необходимо отметить, кроме того, что при охлаждении уменьшаются значения коэффициента линейного расширения *Yb:YAG*, температурного коэффициента показателя преломления, $\delta n/\delta T$, увеличивается тепло-

проводность материала, что приводит к существенному улучшению термооптических характеристик среды и повышению стойкости материала к тепловому удару [389]. Таким образом, выбор среды *Yb:YAG* для применения в лазере-драйвере и перспективность использования низких температур для работы с этим кристаллом, отмеченные в [366,367,359], подтвердились в результате проведенных исследований. В настоящее время ряд лазерных установок импульсно-периодического режима работы разрабатываются именно на основе активных элементов из керамики *Yb:YAG* с криогенным охлаждением [16,387-392]. Работы в этом направлении были начаты в Лаборатории лазерной инженерии Осакского Университета в Японии [16,387-389], в Лаборатории применения мощных лазеров во Франции [57,390], в Резерфордовской лаборатории в Великобритании [391] и в ИПФ РАН (г. Н-Новгород) [392]. В проекте установки импульсно-периодического режима для экспериментов по ЛТС рассматривалось использование активных элементов из керамики *Yb:YAG* с криогенным охлаждением: в рабочих лазерных пучках на выходе пластин 14х14см^2 расчетная плотность энергии - на уровне 5Дж/см^2 [393].

Необходимо отметить, что при увеличении концентрации активатора снижается теплопроводность активных элементов из *Yb:YAG* [57]. Интересная возможность сохранения высокой теплопроводности материала при увеличении концентрации Yb^{3+} появилась в связи с разработкой нового керамического материала *Yb:LuAG*. Из-за близких значений ионных радиусов Yb^{3+} и Lu^{3+} при увеличении концентрации ион Yb^{3+} легко замещает ион Lu^{3+} в кристалле, что уменьшает рассеяние фононов. Эта замена не приводит к существенному уменьшению теплопроводности и позволяет работать с керамикой *Yb:LuAG* с высокими концентрациями активатора [57].

6.2. Профилирование инверсии и селекция мод Лагерра-Гаусса в лазере на керамике *Nd:YAG*

Переход от ламповой накачки к полупроводниковой помимо выигрыша в эффективности лазера и уменьшения тепловой нагрузки на активный элемент предоставил также новые возможности по формированию профиля инверсии в среде и профилей самих лазерных пучков. Высокая интенсивность, узкий перестраиваемый спектр, высокая направленность и когерентные свойства излучения при селективной (лазерной или полупроводниковой) накачке стимулировали разработку различных предложений и схем накачки активных элементов из стекла, кристаллов, керамики. Получили распространение 2 способа селективной накачки твердотельных лазерных материалов: поперечная - через боковую поверхность активного элемента, обычно под углом $\approx 90^0$ к направлению пучка лазера и продольная - через торцевую поверхность активного элемента, по направлению лазерного пучка. В работе [394] было показано, что высокие плотности мощности излучения от лазерных источников накачки (десятки кВт/см^2) позволяют

работать в режиме просветления полосы поглощения активной среды и получать за счет такого просветления близкие к равномерным распределения инверсии в активных элементах из *Nd:YAG* и *Yb:YAG*. Такие и даже более высокие плотности мощности накачки удается достигнуть в малых объемах активной среды, применяя лазерную накачку. При накачке крупных активных элементов из кристаллов, стекла и керамики диодами интенсивность накачки не превышает, обычно, 1-2кВт/см^2 [52,15, 361, 390-392], и эффект просветления среды незначителен.

В отсутствие просветления среды в активном элементе при поперечной накачке формируется неравномерный по сечению профиль инверсии и температурный градиент [3-5,8, 361, 362, 394]. В работах [395-398] рассматривалась возможность использования температурного градиента, а также градиента концентрации и состава активатора для выравнивания профиля инверсии в активных элементах на кристаллах и керамике *Nd:YAG* и *Yb:YAG* при селективной накачке. При поперечной накачке из-за температурного градиента в среде заселенность штарковских компонент (ШК) основного уровня ионов активатора в *Nd:YAG* или в *Yb:YAG* несколько изменяется по сечению активного элемента. В максимуме температуры на оси круглого стержня населенность нижней ШК основного уровня убывает, а для верхних ШК - возрастает от периферии к оси активного элемента. Соответственно изменяются по радиусу и коэффициенты поглощения накачки на переходах вверх с этих ШК. Этот небольшой эффект можно использовать для выравнивания распределения инверсии в стержне, если накачку производить излучением, соответствующим переходам не только с нижней, но и с вышележащих ШК [395]. Возможно также использование фрагментированной активной среды с температурным градиентом – набора охлаждаемых потоком газа или жидкости пластин с разной температурой. В этом случае перепад температуры и термоупругие напряжения в пределах каждой пластины невелики, а разница в температуре между пластинами позволяет выровнять распределение инверсии в целом по набору, используя накачку на нескольких переходах с ШК [396,397].

Развитие технологии изготовления прозрачной лазерной керамики путем спекания гранул кристаллов открыла перспективу для активных элементов нового типа - с профилированной по сечению или по длине активного элемента концентрацией активатора [57]. Нами была рассмотрена возможность выравнивания распределения инверсии при продольной накачке в активном элементе из двухкомпонентной керамики, содержащей гранулы с ионами только активатора и гранулы с ионами активатора и сенсибилизатора [398]. За счет профилирования распределения гранул по толщине (длине) активного элемента и осуществления накачки в полосы поглощения как активатора, так и сенсибилизатора в такой комбинированной среде возможно добиться выравнивания распределения инверсии [398]. В настоящее время выравнивание распределения инверсии при продольной накачке за счет профилирования концентрации активатора по длине

активного элемента твердотельного лазера применяется на практике: в лазере на дисках из керамики *Yb:YAG* применяются наборы пластин с различной концентрацией активатора [57].

Способ профилирования инверсии при селективной накачке был нами обнаружен при проведении испытаний в ИЛН образцов активных элементов из керамики, изготовленных в Konoshima Chemical Co. Этот способ был назван впоследствии «дифракционной» оптической накачкой и использован для селекции поперечных мод в лазере на керамике *Nd:YAG* [399-401]. Для накачки (по продольной схеме) образцов из керамики *Nd:YAG* в резонаторе использовался пучок лазера на кристалле *Nd:YAG* с модулированной добротностью и преобразованием излучения во вторую гармонику (λ≈0,53мкм), работавшего с частотой 10Гц или в режиме однократных вспышек. Длительность импульсов накачки ≈5нс, энергия - до 150мДж, диаметр пучка ≈5мм. Центральная часть пучка накачки с близким к равномерному распределением интенсивности проходила через ирисовую диафрагму с переменным диаметром и направлялась (вдоль координаты z) на стержень Ø8х40мм из керамики *Nd:YAG* (концентрация активатора 0, 6%), который находился на расстоянии z≈40см от диафрагмы. Для оценки уровня инверсии по порогу возбуждения генерации стержень помещался в резонатор из двух стеклянных пластинок с коэффициентами отражения ≈15%. Лазер на керамике работал в режиме быстрого включения усиления и излучал на λ≈1,064мкм импульсы с длительностью в диапазоне 10^{-8}-10^{-6}с и энергией до 150мкДж. При накачке стержня через диафрагмы разного диаметра было обнаружено, что при уменьшении диафрагмы от Ø2 до Ø0,9мм (т.е. при уменьшении энергии накачки) наблюдается рост энергии лазера на керамике, сокращение длительности импульса генерации и уменьшение задержки этого импульса относительно импульса накачки. Зависимость энергии импульса лазера на керамике от энергии накачки представлена на рис.96 [400]. Полная энергия накачки на диафрагме в этом эксперименте поддерживалась на постоянном уровне ≈120мДж. Прошедшая на образец через различные отверстия диафрагмы энергия накачки изменялась от 10 до 40мДж. Максимальная энергия генерации ≈150мкДж в ≈20нс импульсе была получена для диафрагмы Ø0,9мм при энергии накачки 17мДж. В то же время энергия генерации для диафрагмы Ø1,2мм (накачка 27мДж) составляла только ≈30мкДж. При дальнейшем увеличении диаметра диафрагмы, несмотря на рост энергии накачки, энергия генерация падала до единиц мкДж, а импульс растягивался до сотен нс.

Этот парадоксальный (на первый взгляд) результат нашел объяснение при учете закономерностей формирования профилей интенсивности когерентного пучка накачки при его дифракции на диафрагме. Как обсуждалось в гл. 4, при дифракции пучка излучения с длиной волны λ на круглой диафрагме радиуса $a<r_0$, где r_0 - радиус пучка, по трассе распространения пучка в зоне дифракции Френеля вдоль оси z возникают распределения интенсивности с чередующимися вдоль z максимумами и минимумами. Положения этих экстремальных точек на оси z,

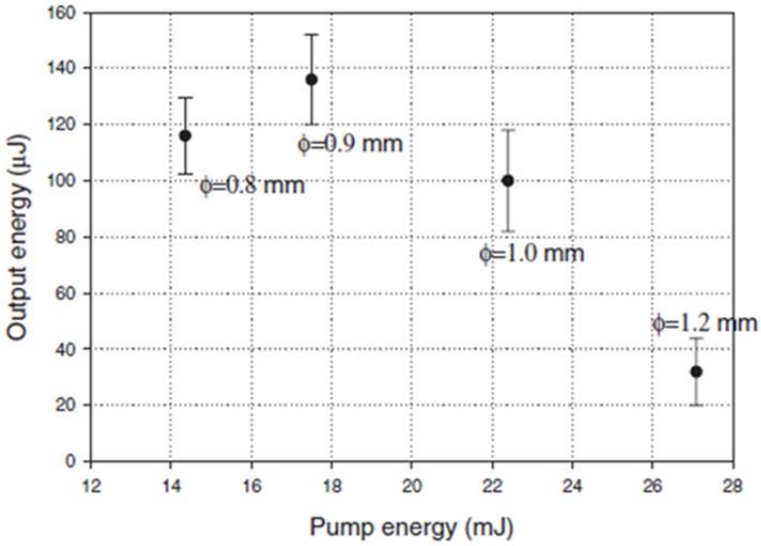


Рис.96. Зависимость энергии генерации лазера на керамике *Nd:YAG* (стержень Ø8х40мм) от энергии накачки при ограничении пучка накачки диафрагмами различного диаметра на расстоянии z≈40см от стержня [400].

а также число максимумов (минимумов) в поперечном сечении пучка для данной координаты z определяются целочисленными значениями параметра $N= a^2/\lambda z$ (числа Френеля). При N четных на оси пучка формируется минимум, а при N нечетных - максимум, интенсивность которого при равномерном освещении диафрагмы с интенсивностью I_0 может достигать $4I_0$. В нашем эксперименте, как нетрудно подсчитать, стержень располагался относительно диафрагмы Ø0,9мм в зоне дифракции с числом Френеля N≈1, то есть в зоне воздействия накачки с интенсивностью $4I_0$. В этом расположении образца на оси пучка накачки достигался высокий уровень инверсии, и в лазере на керамике формировался импульс с максимальной энергией. Происходила своего рода дифракционная фокусировка накачки на образец. При изменении диаметра диафрагмы область N≈1 с высокой интенсивностью накачки смещалась за пределы образца, уровень инверсии в среде снижался, энергия генерации уменьшалась, а длительность импульса росла. Для диафрагм Ø0,8мм и меньших диаметров энергия *Nd:YAG* лазера падала из-за общего снижения накачки. На рис.97 представлена расчетная кривая, иллюстрирующая расположение максимумов и минимумов вдоль z для параллельного пучка излучения (λ≈0,53мкм) с равномерным исходным распределением интенсивности по сечению, I_0=1 после дифракции на круглой диафрагме Ø1мм [399]. Наибольшую ширину вдоль z имеет максимум при N=1. По мере роста N ширина максимумов (минимумов) и расстояние между ними по оси z уменьшаются. При дифракции Френеля сходящихся (или расходящихся) пучков зона дифракции, как пояснялось в гл. 4, сокращается (удлинняется).

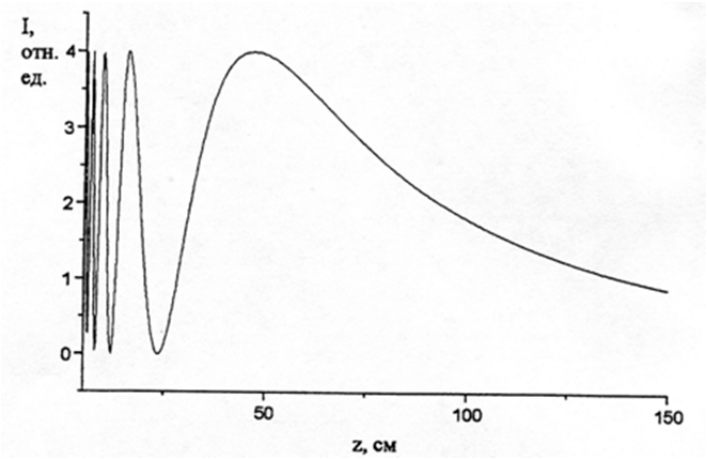


Рис.97. Расположение максимумов и минимумов интенсивности излучения на длине волны 0,53мкм, I вдоль оси z для пучка с равномерным распределением интенсивности, I_0=1 после дифракции на диафрагме Ø1мм [399].

Помимо фокусировки излучения на образец (для N=1) при дифракции пучка накачки на круглой диафрагме формировались также (для N>1) различные распределения интенсивности, которые можно было использовать для профилирования инверсии в активной среде. На рис.98 представлены изображения пучка накачки (λ≈0,53мкм) с соответствующими профилями интенсивности для N=1,2,4, полученные при перемещении ПЗС-камеры вдоль координаты z [401].

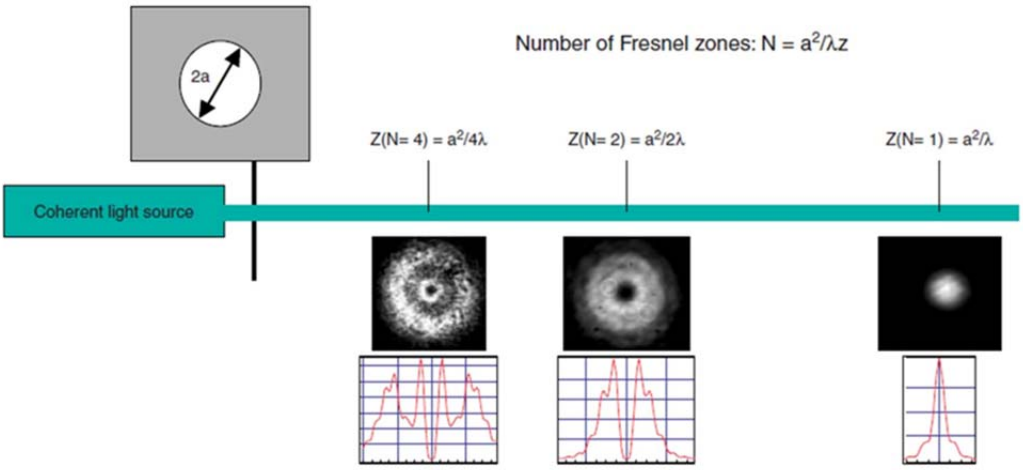


Рис.98. Иллюстрация дифракции Френеля пучка накачки от *Nd:YAG* лазера на круглой диафрагме Ø2a. Показаны изображения поперечных сечений пучка накачки на длине волны λ≈ 0,53мкм после дифракции с соответствующими профилями интенсивности для чисел Френеля N=1,2,4 [401].

Профили накачки с кольцевой структурой и осевым минимумом при N=2,4 (и других четных N) напоминали распределения интенсивности в модах Лагерра-Гаусса высших порядков вида LG_{pm} (p- радиальный, m- азимутальный индексы) [402-405, 8]. Скалярные моды LG_{pm} формируются, как известно, в резонаторе лазера с цилиндрической симметрией и обладают аксиально-симметричными профилями распределениями интенсивности [402-405,8,364]. Пространственные структуры LG_{pm} мод соответствуют решениям скалярного волнового уравнения в па-

раксиальном приближении [402-405,364]. Математические выражения для амплитуды поля с линейной поляризацией u_{pm} мод содержат полиномы Лагерра $L_p^{|m|}(x)$

$$u_{pm}(r,\varphi,z)=\sqrt{\frac{2p!}{\pi(1+\delta_{0m})(|m|+p)!}}\left(\sqrt{2}\frac{r}{w(z)}\right)^{|m|}L_p^{|m|}\left(2\frac{r^2}{w(z)^2}\right)\frac{w_0}{w(z)}\exp(i\phi_{pm}(z))\exp\left(i\frac{k}{2q(z)}r^2\right)\exp(im\varphi).$$

Здесь радиальный и азимутальный индексы p и $|m|$ принимают целочисленные значения, $\phi_{pm}(z)=(2p+|m|+1)\tan^{-1}(z/z_0)$ - выражение для фазы Гуэ, $w(z)$-текущий радиус для основной моды, w_0- радиус в перетяжке, $z_0=\frac{\pi w_0^2}{\lambda}$-длина Рэлея, $q(z)=z-iz_0$- параметр, δ_{0m}-дельта функция. Во многих изданиях можно найти эти выражения и иллюстрации профилей распределения интенсивности для различных LG_{pm} мод, полученные в результате компьютерного моделирования [403-405]. Профиль скалярной LG_{pm} моды содержит осевой максимум, если азимутальный индекс m=0, и минимум - при $m\neq0$. Моды LG_{p0} - пучки с кольцевой структурой и осевым максимумом, а LG_{pm} моды при $m\neq0$ - пучки с осевым минимумом. Интерес к формированию лазерных пучков на модах Лагерра-Гаусса и их применению возрос в 1990-е годы после публикации [406] о существовании при $|m|>0$ у этих мод орбитального углового момента. Этот момент величиной $\pm mh$ возникает из-за фазового множителя exp(i$m\varphi$), благодаря которому у пучка формируется закрученный по спирали волновой фронт. Моды вида LG_{p+m} или LG_{p-m} (с противоположными распределениями фазы) представляют собой идентичные наборы колец с равномерным по азимуту распределением интенсивности. Моды $LG_{0\pm m}$ - одиночные кольца, диаметр которых увеличивается с ростом $|m|$. Одна из самых распространенных в экспериментальных работах конфигураций - кольцевой пучок $LG_{0\pm1}$ с сингулярностью на оси, где фаза не определена, и амплитуда поля равна 0. Такие пучки применялись в экспериментах по каналированию и захвату в ловушки атомов, манипулированию частицами, передаче им углового момента, для микрообработки материалов, см. ссылки в [364]. На эксперименте моды $LG_{0\pm m}$ часто развиваются в резонаторе лазера одновременно, интерферируют и формируют результирующую кольцевую структуру распределения интенсивности в виде 2m лепестков, которая приписывается вырожденной моде LG_{0m}. Вырожденные моды LG_{pm} содержат по (p-1) кольцевых структур, состоящих из 2m лепестков каждая. Знак + или - перед индексом m используется для обозначения невырожденной моды, отсутствие знака перед m указывает на вырожденную моду [405, 364]. В обзоре [364] приведен небольшой перечень публикаций по генерации невырожденных мод типа $LG_{0\pm1}$ в твердотельных лазерах. Большое число вырожденных скалярных мод LG_{0m}, LG_{pm} различных порядков было получено в наших экспериментах, см. ниже.

Экспериментальные работы по селекции мод Лагерра-Гаусса появились еще в 1960-е годы [407]. Для селекции использовались внутрирезонаторные фазовые пластинки, диафрагмы, гра-

диентные зеркала и другая техника, см. обзоры [405,364]. По результатам эксперимента рис. 98 стало понятно, что при размещении активного элемента в пределах профиля дифракционной накачки с осевым минимумом, можно сформировать в среде распределение инверсии с осевым минимумом и воспользоваться им для селекции мод Лагерра-Гаусса высших порядков. Первые эксперименты по селекции мод Лагерра-Гаусса в лазере на керамике *Nd:YAG* в области дифракции Френеля пучка накачки для N=2-4 были проведены нами в работе [400]. При расположении минимума накачки на оси резонатора основная гауссова мода резонатора с осевым максимумом подавлялась, и преимущество в усилении получали моды с осевым минимумом. Наилучшие результаты по селекции одиночных мод высших порядков были получены при N=2, в области одиночного, наиболее удаленного от источника накачки минимума, рис.97,98. При перестройке резонатора преимущество в усилении получала та мода LG_{0m} высшего порядка, для которой возникало наиболее полное перекрытие ее профиля с профилем инверсии.

Использование накачки в виде одиночного кольца (N=2) позволило провести серию экспериментов по селекции вырожденных мод LG_{0m} различных порядков [401]. *Nd:YAG* лазер с преобразованием в гармонику (1) использовался для накачки стержней из керамики *Nd:YA*G в резонаторе в режиме одиночных вспышек или с частотой 10Гц, рис.99. Длительность импульсов накачки ≈5нс, энергия до 50мДж. Диафрагма (2) пропускала центральную часть пучка накачки; при изменениях ее диаметра от 1 до 3мм поступавшая на образец энергия накачки изменялась от 10 до 40мДж, а плотность энергии от 0,1 до 1Дж/см^2. В этом диапазоне плотность

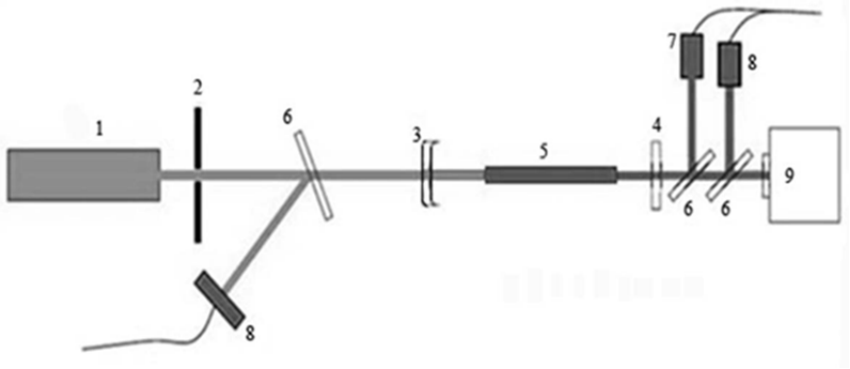


Рис.99. Схема эксперимента по накачке образцов керамики *Nd:YAG* (5) в резонаторе излучением второй гармоники (λ≈0,53мкм) лазера на кристалле *Nd:YAG* (1). Обозначения:(2) – диафрагма, (3,4)- зеркала резонатора, (6)- пластинки, (7) - фотоэлемент, (8)- измеритель мощности, (9)- ПЗС-камера с фильтрами [401].

накачки была много меньше плотности энергии насыщения поглощения для λ≈0,53мкм в *Nd:YAG* [401]. Длина поглощения накачки в образцах ($\approx 1/\alpha_n$, где α_n -коэффициент поглощения) указана в таблице 6. Конфигурация резонатора и размеры образцов в ходе эксперимента изменялись: использовались полуконфокальный (конфигурации I и III) и полусферический (конфигурация II) резонаторы с различными диаметрами основной гауссовой моды w_0, таблица 6.

Таблица 6. Параметры резонаторов и активной среды в эксперименте по селекции мод Лагерра-Гаусса вида LG_{0m} в лазере на *Nd:YAG* керамике

Конфигурация	Радиус кривизны зеркала *R* (см)	Длина резонатора *L* (см)	Лазерный материал (*Nd:YAG* керамика)				w_0 (мкм)
			Концентрация Nd^{3+}	Длина стержня (см)	Диаметр стержня (мм)	Длина поглощения $1/\alpha_n$ (мм)	
I	50	~25	0.6	9	8	20	300
II	25	12.5-25	4	1	6	3	60-210
III	1.5	~1.2					50

Условие $N\approx2$ выполнялось для всех конфигураций. Для всех схем использовалось одно и то же выходное плоское зеркало (4) с коэффициентом отражения ≈98% на $\lambda\approx1{,}06$мкм. Для каждой из схем в таблице указан расчетный размер перетяжки основной моды, w_0. Для диагностики параметров генерации лазера на керамике использовались скоростной фотоэлемент, осциллограф, калориметр и ПЗС-камера с числом пикселей 512x512. Регистрация профилей пучка генерации производилась в ближней зоне. Лазер на *Nd:YAG* керамике работал в режиме импульсного включения усиления в резонаторе и излучал на $\lambda\approx1{,}064$мкм импульсы с длительностью от 50нс до 1-2мкс и энергией в диапазоне 0,1-0,5мДж, в зависимости от схемы эксперимента. Генерация на одиночных модах LG_{0m} происходила для энергий накачки, превышавших пороговое значение до 30%. При переходе от мод низших к модам высших порядков наблюдался рост порога генерации и расходимости излучения от 10^{-3}рад до 0,15рад [401].

В конфигурации I стержень Ø8x90мм устанавливался в полуконфокальном резонаторе длиной $L\approx25$см из двух зеркал (3,4). Коэффициент отражения плоско-вогнутого зеркала (3) с радиусом кривизны $R\approx50$см на $\lambda\approx1{,}06$мкм ≈100%. Это зеркало пропускало до 90% излучения 0,53мкм. В этой конфигурации была получена генерация на моде LG_{01}. Для обеспечения перекрытия профиля накачки с профилем этой моды использовалась диафрагма Ø1,7мм, установленная на расстоянии $z\approx65$см от стержня. Ширина осевого минимума накачки соответствовала диаметру основной гауссовой моды, которая эффективно подавлялась, рис.100а. С помощью только профилированной накачки, без каких-либо других дополнительных элементов в резонаторе была получена генерация на моде LG_{01}, рис.101а. При превышении порога генерации наблюдалась известная «гибридная» мода LG_{01}*, которая представляет собой некогерентную суперпозицию 2-х вырожденных мод LG_{01}, развернутых на 90^0 по отношению друг к другу,

рис.101б [364]. При изменениях параметров $2a$ и z в конфигурации I была получена также генерация на нескольких модах LG_{0m} низших порядков (при m=2-5).

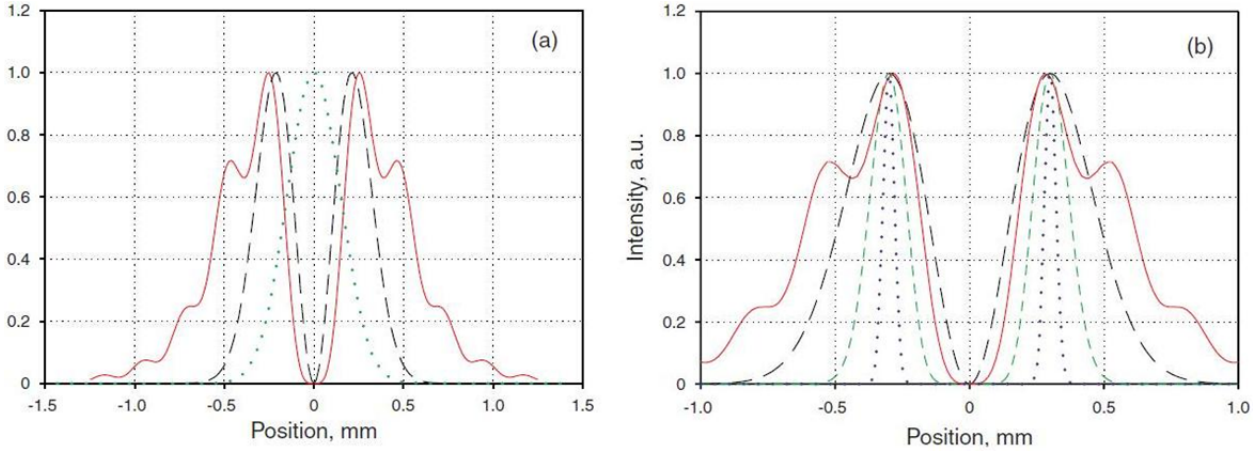


Рис.100. Расчетные профили накачки (сплошные) и LG_{0m} мод (пунктир, точки) для конфигураций I (a) и II (b). (a) - профили накачки, моды LG_{01} (пунктир) и моды LG_{00} (точки); (b) профили накачки и LG_{0m} мод для 3-х значений w_0: m =1, w_0 = 424мкм (длинный пунктир), m = 5, w_0 = 190мкм (короткий пунктир), m = 50, w_0 = 60мкм (точки) [401].

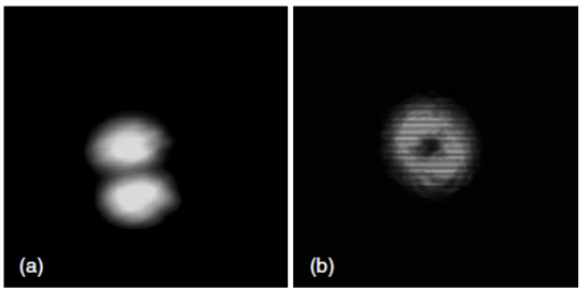


Рис.101. Изображения пучка генерации лазера на *Nd:YAG* керамике на модах LG_{01} (a) и LG_{01}* (b) с экрана ПЗС-камеры (конфигурация I) [401].

Для того, чтобы получить генерацию на модах высших порядков использовалась конфигурация II. Глухое зеркало с R≈50см было заменено на зеркало с R≈25см, закрепеленное на столике с перемещением вдоль оси резонатора. Длина резонатора L изменялась от 12,5см до 25см. Стержень Ø6x10мм из *Nd:YAG* керамики с 4% концентрацией активатора ($1/\alpha_n$ ≈3мм) помещался около плоского зеркала. Для накачки использовалась диафрагма Ø1,9мм на расстоянии z≈83см от образца. В конфигурации, близкой к полуконфокальной (L≈12,5см), параметр w_0 слабо зависел от длины резонатора, рис.102а. С приближением к границе области устойчивости резонатора (полусферическая схема), при L≤25см значения w_0 уменьшались, рис.102б. Радиус моды LG_{0m} связан с w_0 соотношением W_{0m}≈ w_0 $(m)^{1/2}$[401]. С уменьшением w_0 лучшее перекрытие с профилем накачки наступало для LG_{0m} мод более высокого порядка, рис.100б. В работе [401] проведен расчет интегралов перекрытия профилей накачки и LG_{pm} мод при разных w_0 для конфигурации II, показавший, что для p>0 интегралы перекрытия уменьшаются. Конкуренция генерирующих мод с p=0 и мод с p>0 нами не наблюдалась.

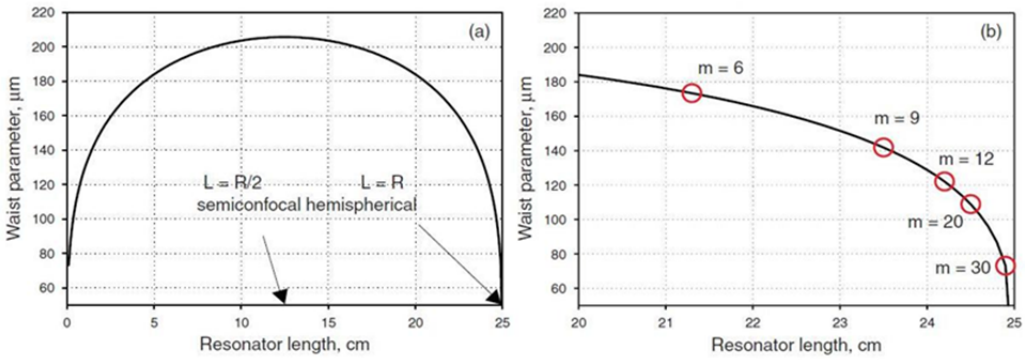


Рис.102. Расчетная зависимость параметра w_0 от длины резонатора для конфигурации II (а); участок этой зависимости вблизи границы области устойчивости резонатора; кружками и цифрами отмечены значения индекса m моды LG_{0m} с наилучшим перекрытием с профилем накачки (б) [401].

Изменение w_0 от w_0≈60мкм до w_0≈210мкм позволило осуществить селекцию мод LG_{0m} с индексами от m=6 до m=50, рис.103 [401]. Моды Лагерра-Гаусса должны быть линейно поляризованы [402-405]. Однако, наблюдавшиеся нами пучки были слабо поляризованы. Отсутствие определенного направления поляризации является, по-видимому, следствием того обстоятельства, что в резонаторе возбуждались одновременно несколько поперечных мод одного типа с различными продольными индексами, имевших разные направления поляризации. Суперпозиция таких мод не обладала строго выделенным направлением поляризации [364].

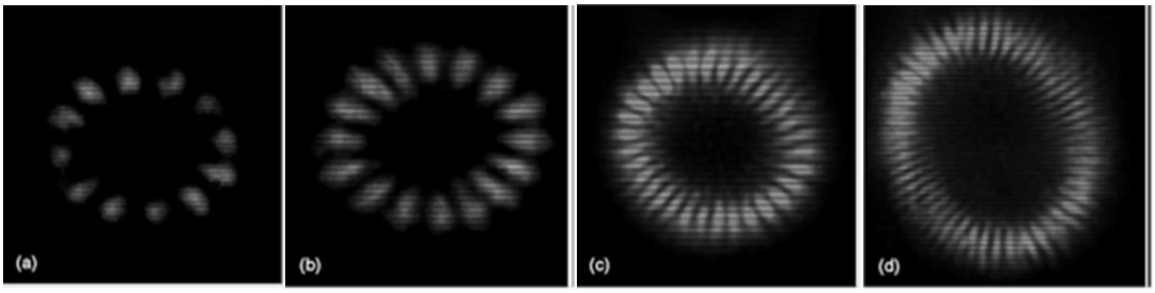


Рис.103. Изображения пучков генерации лазера на *Nd:YAG* керамике на модах LG_{0m} с экрана ПЗС-камеры для m = 6 (a), 8 (b), 16 (c), 27 (d) (конфигурация II) [401].

Для того, чтобы продемонстрировать возможности метода дифракционной накачки было решено получить генерацию на LG_{0m} модах еще более высокого порядка. Был использован миниатюрный полуконфокальный резонатор длиной L≈1,2см, в котором размещался стержень Ø6x10мм из Nd:YAG керамики с 4% концентрацией (конфигурация III). Расчетное значение параметра w_0 для этого резонатора w_0≈50мкм. Для накачки использовалась диафрагма Ø1,5мм на расстоянии ≈112см от стержня. Профиль накачки с осевым минимумом дополнительно расширялся с помощью рассеивающей линзы с фокусом f = −75см, так что ширина кольца накачки в образце составляла 1,2мм. В этой конфигурации была получена мода LG_{0m} с m≈240, рис.104 - своего рода рекорд по генерации мод высших порядков в твердотельных лазерах. Небольшая

эллиптичность полученных нами мод высших порядков на рис.103, 104 связана, по-видимому, с небольшими отклонениями резонатора от цилиндрической симметрии.

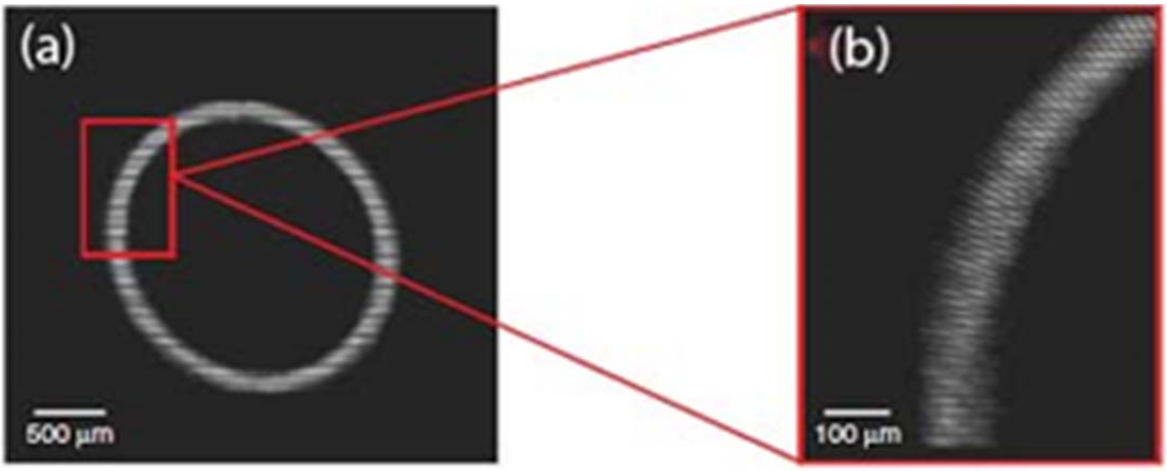


Рис.104. Генерация керамического *Nd:YAG* лазера на моде LG_{0m} ($m \approx 240$): (а)- изображение пучка кольцевой генерации с экрана ПЗС-камеры; (б)- изображение участка кольца генерации (конфигурация III) [401].

Полученные результаты показали, что при когерентном источнике накачки возможно использование распределений интенсивности, возникающих при дифракции пучка накачки, для профилирования инверсии в активной среде лазера и селекции поперечных мод резонатора. Использование амплитудной маски (диафрагмы) вносит потери за счет срезания краев пучка накачки, что снижает эффективность транспортировки излучения накачки к активной среде. Наши эксперименты [400,401] не преследовали цели создания лазерных устройств с высокой эффективностью. В то же время, метод дифракционной накачки может быть реализован с большей эффективностью с помощью дифракционных оптических элементов другого типа, например, фазовых масок. Фазовые пластинки могут формировать с высокой эффективностью распределения интенсивности излучения накачки практически любого профиля. Таким образом, эффективность предложенного метода дифракционной накачки, в принципе, может быть высокой. Недавно справедливость этого вывод была подтверждена в работе [408]. Авторы применили дифракционную накачку для селекции Лагерр-Гауссовых мод в моноблочном микрочип-лазере на кристалле $Nd:YVO_4$. Профилирование пучка накачки от лазерного диода было получено с помощью фазовой пластины, которая вводила сдвиг фазы на π в центральной области пучка накачки. При фокусировке на образец формировалось (в дальней зоне дифракции) кольцевое распределение интенсивности накачки и микрочип-лазер излучал выходной пучок на моде LG_{01} с мощностью ≈12мВт и эффективностью 17% [408]. В работе [409] генерация в $Nd:YVO_4$ лазере на модах LG_{0m} с m=1-23 была получена с помощью кольцевого распределения накачки от лазерного диода, которое возникало на выходе световода, транспортировавшего накачку.

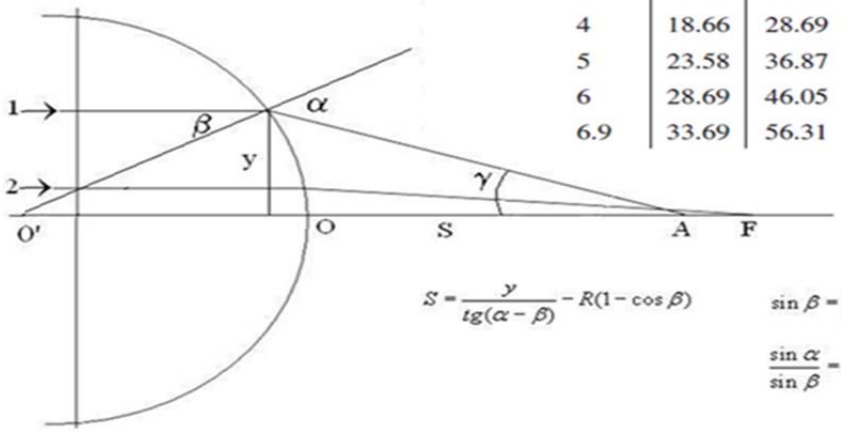
6.3 Формирование пучков на модах Лагерра-Гаусса в лазере на керамике *Yb:YAG*

Профилирование инверсии в виде кольца позволило, как показано в параграфе 6.2, сформировать вырожденные скалярные моды Лагерра-Гаусса LG_{0m} в виде многолепестковых кольцевых структур [400,401]. Вместе с тем, такой профиль инверсии скорее препятствовал формированию мод LG_{pm} высших порядков с индексом p>1, которые состоят из нескольких колец. Получить генерацию на таких модах нам удалось в лазере с обычной продольной накачкой с колоколообразным профилем от полупроводникового диода. Оптический элемент (линза со сферической аберрацией), обеспечивавший в резонаторе селекцию мод Лагерра-Гаусса, был найден нами в работе [410]. В ходе экспериментов в ИЛН с новыми активными средами в резонатор лазера на керамике *Yb:YAG* непрерывного режима с накачкой от диода *InGaAs* помещались линзы с различными фокусными расстояниями. Генерация была получена даже с короткофокусной (f=2,5см, Ø2,5см) линзой, которая представляла собой, по-существу, половину стеклянного шара и обладала очень большой сферической аберрацией, рис.105. Сферическая аберрация в лазерных системах выступает обычно как негативный фактор, который приводит к ухудшению характеристик лазерных пучков: к снижению выходной мощности, увеличению расходимости излучения. Деградация пучков отмечалась в различных схемах твердотельных лазеров с аберрациями, вызванными тепловой линзой в активном элементе [411,412], а также при фокусировке пучков линзой со сферической аберрацией [413].

Продольная сферическая аберрация плоско-выпуклой линзы

ϕ 2,5 см, f=2,5 см, n=1,5

y, мм	β, град.	α, град.	γ = α − β, град.	S, мм	Δf, мм
0.5	2.29	3.44	1.15	24.96	0.04
1	4.59	6.89	2.30	24.82	0.18
2	9.21	13.89	4.68	24.27	0.73
3	13.89	21.10	7.21	23.34	1.66
4	18.66	28.69	10.02	21.98	3.02
5	23.58	36.87	13.29	20.12	4.88
6	28.69	46.05	17.37	17.65	7.35
6.9	33.69	56.31	22.62	14.54	10.46



$$S = \frac{y}{tg(\alpha - \beta)} - R(1 - \cos\beta)$$

$$\sin\beta = \frac{y}{R} \qquad S_1 = OA \text{ for ray 1}$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \qquad S_2 = OF \text{ for ray 2}$$

Рис.105. Преломление на сферической поверхности линзы Ø2,5см с радиусом R и параксиальным фокусом f=2,5см. Значения углов и сдвига фокуса $\Delta f = f - S$ в зависимости от координаты y представлены в таблице [410].

По совокупности имевшейся негативной информации короткофокусные линзы с большой сферической аберрацией практически не применялись с лазерами в различных экспериментальных схемах. Мы обнаружили, что короткофокусная линза со сферической аберрацией, помещенная внутрь резонатора лазера, может быть использована для селекции мод Лагерра-Гаусса. С помощью этого элемента в лазере на *Yb:YAG* керамике была получена генерация на скалярных, а также на векторных модах Лагерра-Гаусса и низших, и высших порядков [410, 414-417].

Схема лазера представлена на рис.106 [410]. Активный элемент - прямоугольная (9x11мм^2) плоскопараллельная пластинка толщиной 1,1мм из *Yb:YAG* керамики (9,8% концентрация Yb^{3+}) смонтирована на медном теплопроводе с отверстиями во фланцах около Ø4мм для излучения накачки и генерации. На одну из плоских поверхностей пластинки нанесено покрытие с ≈100% отражением на λ≈1030нм и просветлением для накачки, λ≈940нм. Другая поверхность пластинки просветлена одновременно для λ≈1030нм и λ≈940нм. Излучение накачки от диода *InGaAs* (λ≈940нм, мощность 0,1-1,5Вт, ток 8-11А) подавалось через световод на 2-х линзовый коллиматор и фокусировалось внутрь образца в круглое пятно с колоколообразным профилем интенсивности с полушириной ≈100мкм, рис.106. Резонатор лазера был образован поверхностью *Yb:YAG* пластинки с ≈100% отражением и плоским выходным зеркалом с коэффициентом отражения R=95% или R=99% для λ≈1030нм; длина резонатора L=26-66см. Стеклянная плосковыпуклая линза без какого-либо покрытия помещалась внутрь резонатора на столике с микрометрической подачей вдоль оси резонатора с шагом ≈10мкм. Расстояние между глухим зеркалом и вершиной линзы, d изначально выбиралось вблизи положения параксиального фокуса линзы, $d_0 \approx f_{ax}$. Затем расстояние $d=d_0-\Delta d$ менялось в ходе эксперимента.

Yb:YAG лазер работал на переходе λ≈1030нм в непрерывном режиме при комнатной температуре. На выходе лазера формировались пучки Ø2-11мм с мощностью 1-30мВт. Около 70% накачки поглощалось средой (α_n≈12см$^{-1}$). Непоглощенная часть накачки выходила из резонатора соосно с лазерным пучком. Чтобы предотвратить попадание остатка накачки на ПЗС-камеру или на измеритель мощности вне резонатора применялись пластинки *Yb:YAG* с селективными зеркальными покрытиями (подобно пластинке *Yb:YAG* в резонаторе). После прохождения пары пластинок накачка за счет поглощения в *Yb:YAG* и селективного отражения ослаблялась, а лазерное излучение на λ≈1030нм проходило к ПЗС-камере. При аккуратной юстировке резонатор обладал цилиндрической симметрией, и на выходе *Yb:YAG* лазера возникали пучки кольцевой структуры. Изображения пучков регистрировались ПЗС-камерой (рабочее поле: 6,4мм x4,8мм) на расстоянии ≈1м от резонатора (ближняя зона), либо в фокусе дополнительных линз с F=1,0; 0,7;0,4м вне резонатора (дальняя зона). Изображения в ближней зоне (с уменьшением в ≈2 раза) получались также при помещении ПЗС-камеры перед фокусом дополнительной линзы.

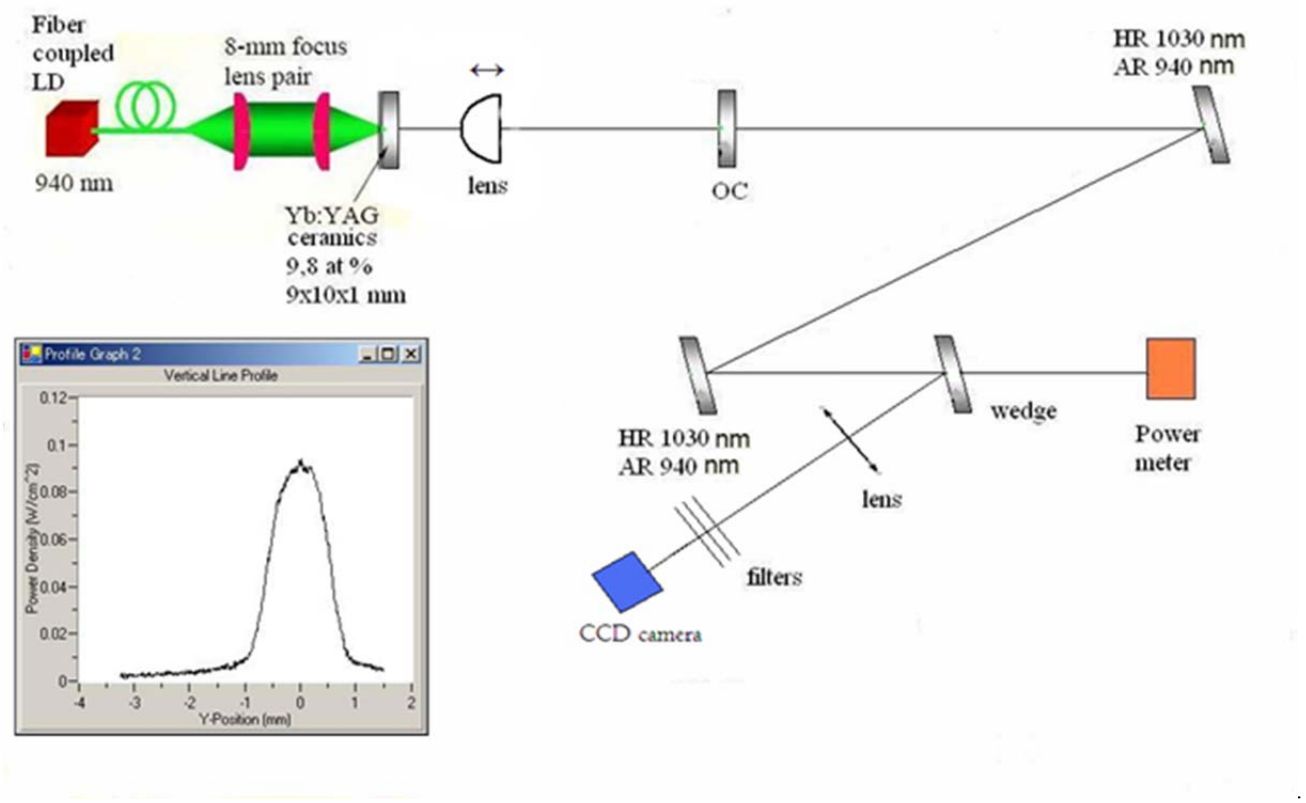


Рис.106. Схема лазера на керамике *Yb:YAG* с линзой в резонаторе. Накачка пластинки *Yb:YAG* - от диода *InGaAs* через световод и коллиматор; OC-выходное зеркало; HR, AR- отражающие и просветляющие покрытия; CCD - ПЗС-камера.Слева: профиль накачки (увеличение в ≈14 раз, цена деления шкалы по горизонтали-1мм) [410].

Внутри резонатора применялись линзы Ø2,5см и f=2,5; 3,5; 5,0;10,0см. Генерация наблюдалась для каждой из линз при положении $d_0 \approx f_{ax}$ и при сдвигах линзы в сторону 100% зеркала в пределах от 1 до 10мм в зависимости от фокусного расстояния линзы. С линзами f=5,0 и 10см наблюдалась кольцевая генерация с минимумом на оси в ближней зоне и с пиком интенсивности на оси в дальней зоне [410]. Такой результат свидетельствовал о многомодовом характере генерации. Наилучшие результаты по селекции мод с кольцевыми профилями были получены для линзы с f=2,5см при длине резонатора L>40см. Сферическая поверхность линзы была обращена к образцу: такое положение выбиралось для увеличения сферической аберрации [413]. Когда расстояние между вершиной линзы и 100% зеркалом было $d_0 \approx f_{ax}$, наблюдалась генерация на моде LG_{00} с гауссовым профилем. При небольших сдвигах линзы Δd <0,5мм получалась генерация на модах из одного или нескольких колец с узким (Ø200-300мкм) осевым минимумом. Рис.107 представляет изображения и профили пучков из 1и 3-х колец, которые были получены на ПЗС- камере при L=46см, R=99%, $d<f_{ax}$. Соответствие между профилями в ближней и дальней зоне и сопоставление с литературой [403-405,8] позволило сделать вывод, что в лазере с линзой f=2,5см возбуждались «гибридные» моды Лагерра-Гаусса LG_{01}* и LG_{21}* (суперпозиции 2-х вырожденных скалярных LG_{pm} мод, развернутых на 90^0 по отношению друг к другу).

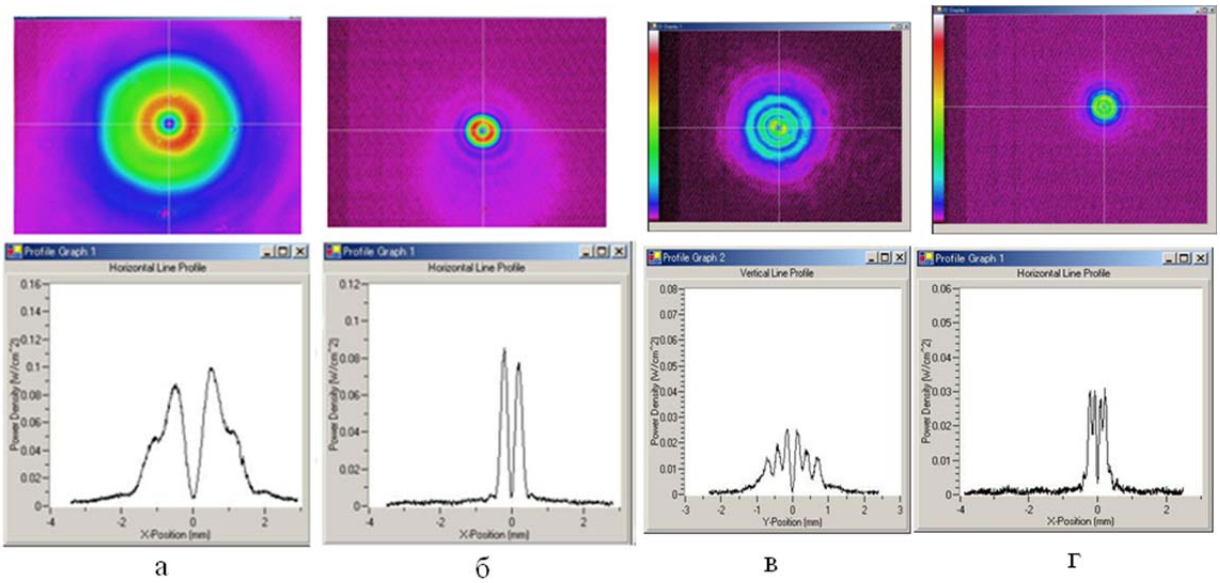


Рис.107. Изображения пучков *Yb:YAG* лазера с линзой *f*=2,5см, полученные ПЗС-камерой в «ближней»-(а, в) и «дальней» - (б, г) зонах с профилями интенсивности: *L*=46см, *R*=99%, $d<f_{ax}$, *F* =0,7м (б), *F*=0,4м (г).

При сдвигах линзы вдоль оси в направлении глухого зеркала Δd>0,5мм наблюдались пучки с диаметрами до Ø11мм и нарастающим числом колец, причем при смещении линзы происходило чередование кольцевых мод с центральным минимумом и максимумом. Пучки с центральным минимумом соответствовали «гибридным» модам вида LG_{pm}* высших порядков. Количество колец в пучках с центральным максимумом при сдвигах Δd>1мм достигало 20. Ограничение на рост диаметра пучков возникало из-за фиксированного отверстия во фланце, на котором был закреплен кристалл *Yb:YAG*.

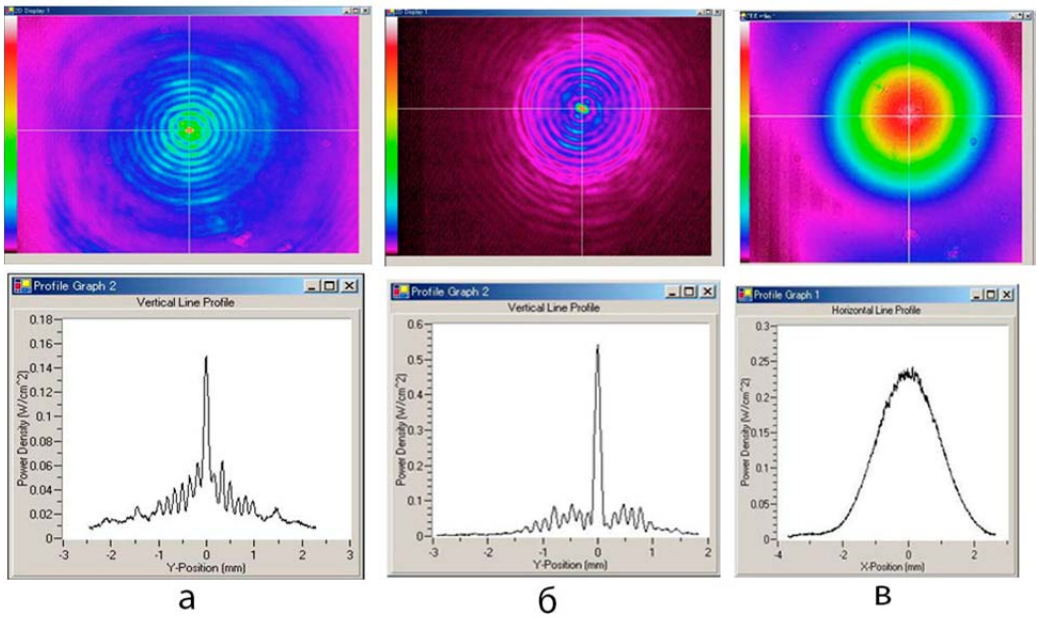


Рис.108. Изображения пучка *Yb:YAG* лазера с линзой *f*=2,5см, полученные ПЗС-камерой в «ближней» (а) и «дальней» (б) зонах и соответствующие профили интенсивности; (в) – изображение и профиль центрального пика пучка на расстоянии ≈10м от резонатора. Параметры схемы: *L* = 44 см, *R* =95%, *F* =0,7м, Δd = 0,7мм.

На рис.108 представлены изображения и профили пучка с ≈10 кольцами и центральным максимумом в ближней (а) и дальней (б, в) зоне (L=44см, R=95%, Δd=0,7мм, F=0,7м) при мощности генерации в непрерывном режиме до 5мВт. Пучки с центральным максимумом (или минимумом) и большим числом колец напоминали пучки Бессель-Гаусса, см. обзор [418]. Картина распространения кольцевых пучков также казалась необычной: угловая расходимость осевой части пучков, оцененная по полуширине центрального пика в дальней зоне (рис.108в), соответствовала 2-4x10^{-4}рад. В то же время, дифракционный предел, соответствующий полуширине центрального пика на выходе резонатора 200-400мкм, составлял 3-6x10^{-3}рад. Такое «субдифракционное» распространение центральных частей лазерных пучков напоминало поведение «бездифракционных» бесселевых пучков [418]. Обсуждалось предположение, что пучки со структурой из многих колец - бесселевы пучки [410]. Однако, в дальнейшем было выяснено, что эти пучки, как и пучки при небольших сдвигах линзы Δd <0,5мм, следует отнести к семейству мод Лагерра-Гаусса [364], см. ниже.

Эксперименты по селекции скалярных мод Лагерра-Гаусса в *Yb:YAG* лазере с линзой в резонаторе были продолжены в работе [414]. Использовалась практически та же схема и система накачки, что и на рис.106: толщина пластинки из *Yb:YAG* керамики -1,5мм, линза с f=2,5см, длина резонатора L=20-127см, диаметры пучков - 2-13мм, мощность лазера в непрерывном режиме 1-30мВт. Для резонаторов с короткой базой (L<40см) преобладала кольцевая многомодовая генерация. Применение резонаторов с L=80-127см и линзой f=2,5см позволило увеличить угловую дискриминацию излучения и получить генерацию на одиночных скалярных модах Лагерра-Гаусса низших и высших порядков. При смещениях линзы в сторону глухого зеркала Δd≤0,5мм наблюдалась генерация на модах низших порядков с чередованием центрального максимума и минимума. Чередование соответствовало появлению мод с m=0 (LG_{10}, LG_{30} и др.) и мод с m >0 («гибридных» LG_{pm}*, как на рис.107, и вырожденных LG_{01}, LG_{12} и др., рис.109).

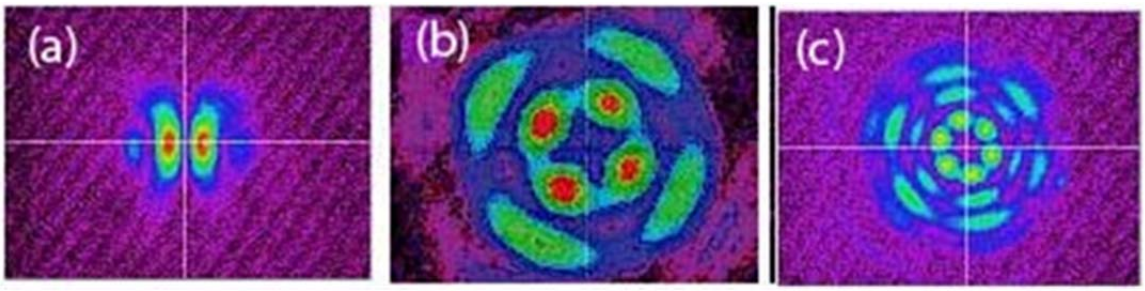


Рис.109. Изображения пучков генерации лазера на керамике *Yb:YAG* (f=2,5см, L=114см) на вырожденных LG_{pm} модах (ближняя зона) при p=0, m=1(a); p=1, m=2(b); p=2, m=3(c).

При сдвиге линзы в сторону глухого зеркала Δd=1-2мм и увеличении накачки появлялись моды с нарастающими диаметрами и числом колец. При снижении накачки вблизи порога ге-

нерации очередной моды система колец с центральным минимумом распадалась на многолепестковые кольцевые структуры, которые соответствовали вырожденным LG_{pm} модам высших порядков с центральным минимумом. На рис.110 представлены изображения нескольких мод высших порядков. Генерация на многих модах высших порядков с индексами (в разных сочетаниях) m=7-28, p=5-10 ($m>p$), а также на ряде мод с индексами $p>m$ наблюдалась в работе [414] впервые. Получение мод еще более высокого порядка (т.е. больших диаметров) было ограничено апертурой отверстия во фланце, где был закреплен кристалл *Yb:YAG*. Переход от одной моды к другой при заданном положении линзы можно было осуществить за счет изменения длины резонатора. При неизменном положении линзы и фиксированной длине резонатора для перехода к соседней моде можно было использовать диафрагму или небольшой стальной шарик на оси резонатора. Из-за ограниченного размера окна регистрации ПЗС-камеры периферийные участки мод высоких порядков в ближней зоне оказывались вне поля зрения камеры, рис.110. В этой связи, индексы мод высокого порядка определялись по изображениям пучков в дальней зоне. Угловая расходимость пучков на модах высших порядков составляла (2-5)x10^{-3}рад.

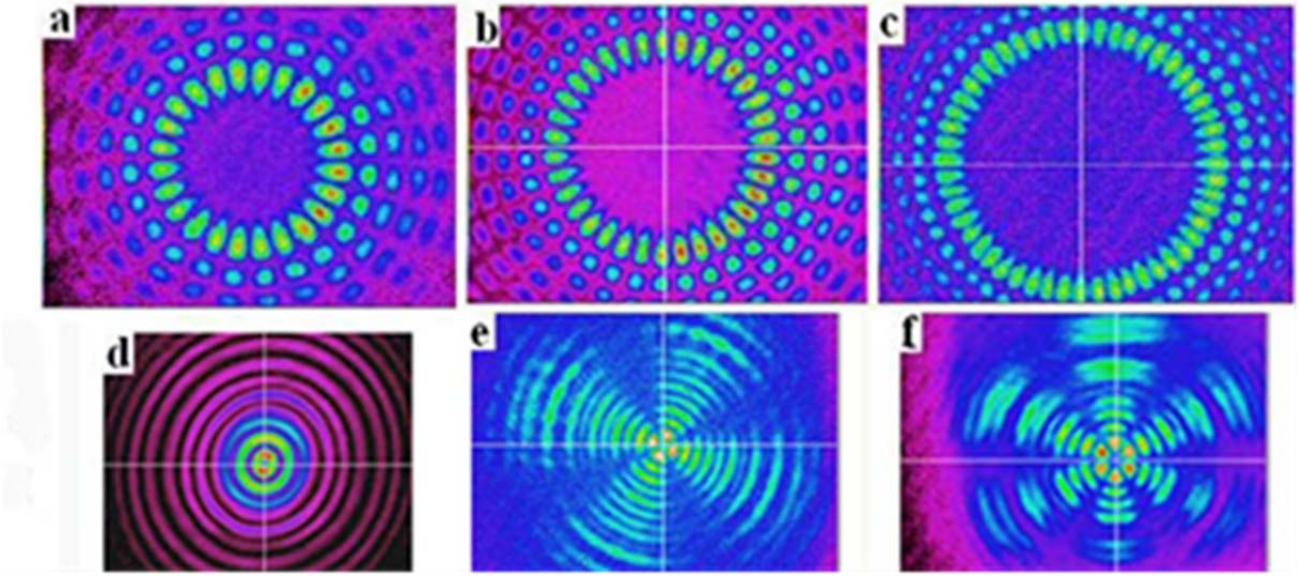


Рис.110. Изображения пучков генерации лазера на керамике *Yb:YAG* (f=2,5см, L=114см) на LG_{pm} модах с центральным минимумом в ближней зоне для значений индексов: (a) p=6, m=12; (b) p=7, m=17; (c) p=10, m=26; (d) p = 11, m = 1; (e) p =11, m = 2; (f) p=10, m=3 [414, 417, 364].

При сдвигах линзы Δd=1,5-2мм в сторону глухого зеркала были зарегистрированы, как и в работе [410], несколько мод с центральным пиком или с узким минимумом и со многими кольцами, похожих на бесселевы пучки [415]. Угловая расходимость излучения для центрального пика в этих пучках составляла 0,9-3x10^{-4}рад, на порядок меньше, чем была бы дифракционная расходимость излучения, обусловленная шириной центрального пика на выходе из резонатора. Обсуждались возможные схемы формирования таких пучков [410, 415, 417]. Подтверждение

нашим наблюдениям этих пучков бесселевого типа было найдено в работе [419], где в *Nd:YAG* лазере с продольной накачкой от лазера на красителе авторы получили генерацию на модах Лагерра-Гаусса вида LG_{p0}. Порядок моды менялся при изменении длины резонатора из плоского и вогнутого зеркал. Моды высокого порядка ($p \leq 9$) возникали тогда, когда размер пятна накачки при острой фокусировке (≈35мкм) был значительно меньше поперечника $2w_0$ основной гауссовой моды резонатора. Особенностью этого лазера была высокая направленность излучения в узком центральном пике. Полуширина центрального пика моды $LG_{9,0}$ на выходе из резонатора была 6мкм. Пучок с гауссовым профилем с такой полушириной на расстоянии 12,5см приобрел бы полуширину 9мм. В то же время, рассчитанный авторами для дистанции 12,5см профиль моды $LG_{9,0}$ содержал центральный пик с полушириной ≈270мкм, рис.111. На дистанции 2,2м от выходного зеркала авторы зарегистрировали полуширину центрального пика 1,2см, а расчет для гауссова пучка на этой дистанции давал значение 17,2см [419]. Таким образом, заключают авторы, угловая расходимость центрального пика в ≈15 раз меньше, чем была бы расходимость гауссового пучка с полушириной, равной полуширине центрального пика моды $LG_{9,0}$ [419].

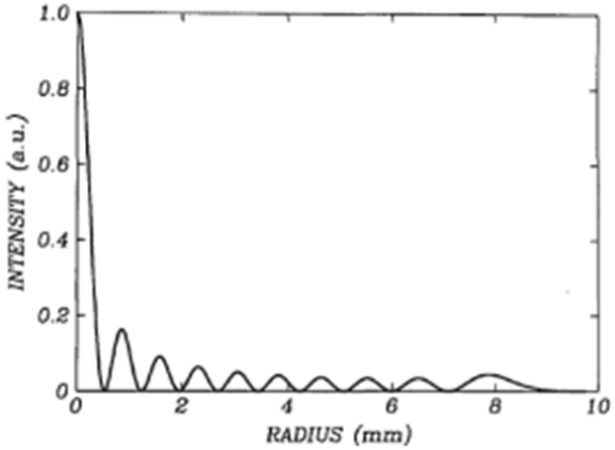


Рис.111. Расчетный профиль моды $LG_{9,0}$ на расстоянии 12,5 см от резонатора в эксперименте [419].

Соответствие данных по кольцевым пучкам в работах [410,415,419] позволяет сделать вывод, что наблюдавшиеся нами пучки бесселева типа с центральным максимумом представляют собой моды Лагерра-Гаусса вида LG_{p0} , которые возникали в последовательности сменявших друг друга мод LG_{pm} при передвижении линзы f=2,5см в резонаторе [364]. Для мод LG_{p0} высоких порядков ширина центрального пика составляет 4-5% от ширины моды, рис.111. Это соотношение сохраняется по всей траектории распространении пучка LG_{p0} , создавая эффект «субдифракционного» распространения центральной области [364]. В профилях пучков с центральным пиком (как на рис.108) можно отметить отличия в распределении интенсивности от расчетных профилей мод вида LG_{p0} (как на рис.111). Причины возникновения этих отличий специально не исследовались. Одной из причин может быть одновременная генерация нескольких

вырожденных по частоте мод вида LG_{p0} в лазере с продольной накачкой, в результате которой в резонаторе возникает суперпозиция мод LG_{p0}, которая формирует пучок с соответствующим профилем интенсивности [420,421, 364].

Селекция мод Лагерра-Гаусса в резонаторе, содержащем линзу со сферической аберрацией, может быть описана следующим образом [414, 417, 364]. Рассмотрим вначале резонатор с тонкой линзой [403,404,8]. Рис.112 иллюстрирует (в приближении геометрической оптики) ход лучей в резонаторе из плоских зеркал HR и OC с тонкой (без аберраций) линзой. Границы области стабильности резонатора соответствуют двум положениям *F* и *I* линзы относительно зеркал [403,404,8]. В положении *F* линза фокусирует на зеркало HR параллельный пучок (обратная связь по траектории типа 2). В положении *I* линза отображает одно зеркало на другое (обратная связь типа 1). При размещении линзы между «фокусирующей» *F* и «изображающей» *I* конфигурациями резонатор находится в области стабильности, где возможна генерация [403,404,8]. При сдвиге линзы к зеркалу HR (к границе *F* области стабильности) радиус пятна основной моды на HR, w_0 уменьшается [8]. Вместе с w_0 уменьшаются радиусы мод LG_{pm} высших порядков, W_{pm}, связанные с w_0 соотношением $W_{pm} = w_0\,(2p + m + 1)^{1/2}$. В реальной лазерной схеме для определения границ области стабильности резонатора с линзой необходимо учитывать наличие в резонаторе активного элемента и возникающей в нем при накачке термической линзы.

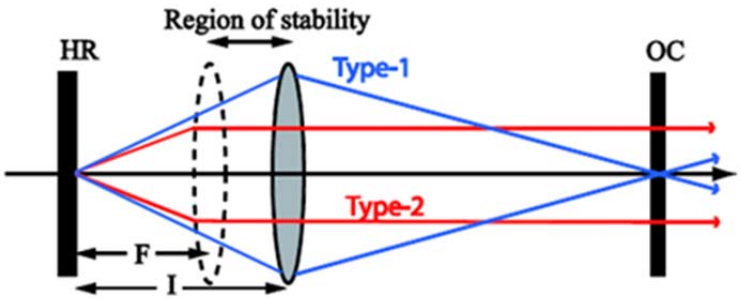


Рис.112. Ход лучей в резонаторе с плоскими зеркалами HR и OC, содержащем тонкую линзу [416, 417].

На рис.113 представлен (в приближении геометрической оптики) ход лучей в резонаторе с линзой со сферической аберрацией [414, 417, 364]. Фокусное расстояние линзы для параллельного пучка в параксиальной области обозначим f_{ax}. На рис.113 вершина линзы (апекс) показана на расстоянии $d_{ap}<f_{ax}$. Введем координаты *z*- вдоль оси резонатора и *y*- в поперечном направлении. При преломлении параллельного пучка на сферической поверхности линзы отдельные кольцевые зоны этой поверхности будут фокусировать лучи пучка на различных расстояниях *z* от апекса. Эти зоны можно считать отдельными тонкими линзами. На рис.113 показаны кольцевые линзы с координатами y'' и y' и фокусами $f_{ax} > f'' > f'$. На зеркале HR находится фокус f'' для лучей типа 2, проходящих через зону с координатой y'' на расстоянии $d''=f''$ от HR. В то же

время, кольцевая линза с координатой y' и фокусом f' строит изображение одного зеркала на другое и создает обратную связь по типу 1.

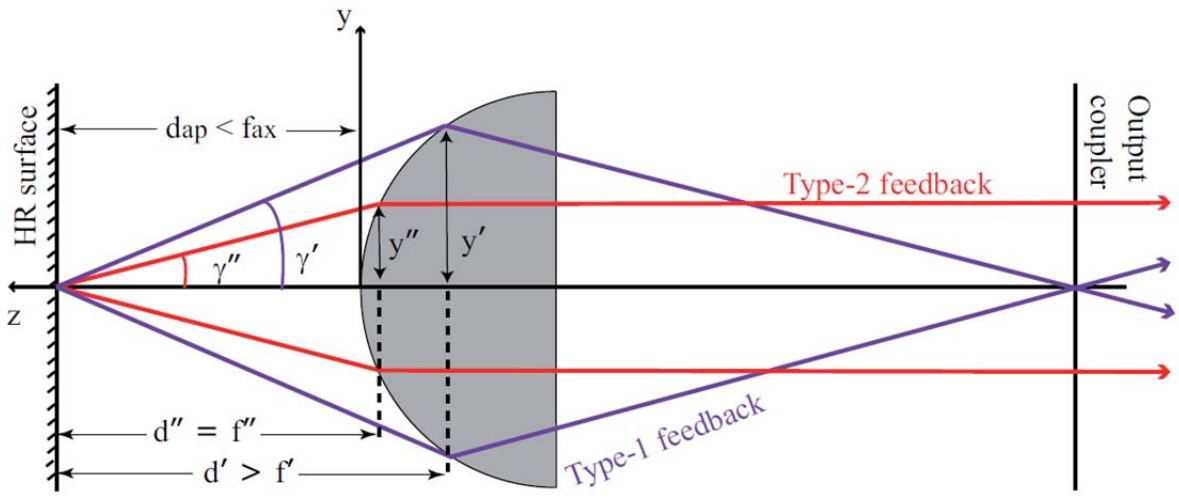


Рис.113. Ход лучей в резонаторе с плоскими зеркалами, содержащем линзу со сферической аберрацией [414, 417].

С некоторым приближением определение области стабильности резонатора с тонкой линзой можно распространить и на резонатор с толстой линзой. Для фиксированного положения толстой линзы на оси границами области стабильности будут кольцевые линзы с фокусами f'' и f', обеспечивающие обратную связь типа 1 и 2, рис.113. Ширина области стабильности по координате y будет определяться разностью координат граничных кольцевых линз, $\Delta y = y' - y''$. Когда $d_{ap} \approx f_{ax}$, нижняя граница этой «рабочей» зоны Δy совпадает с осью. По мере того, как линза со сферической аберрацией смещается в сторону зеркала HR, «рабочая» зона должна приобретать вид кольца и смещаться к периферии линзы. Это рассмотрение справедливо, однако, для пустого резонатора. В реальном лазере присутствие термической линзы в активном элементе увеличивает общую оптическую силу системы из 2-х линз. При сдвиге плоско-выпуклой линзы к HR с увеличением накачки фокусное расстояние системы линз сокращается, и ее общий фокус в параксиальной зоне остается на HR, обеспечивая обратную связь типа 2. Лучи, преломленные толстой линзой под углами γ', проходят через периферию термической линзы, где оптические искажения меньше чем на оси, и при отражении от зеркала HR распространяются по траектории типа 1. Таким образом, в реальной схеме при сдвиге линзы к HR область стабильности расширяется: нижняя граница области остается на оси, верхняя - смещается к периферии линзы, открывая возможность формирования пучков на модах высших порядков. При перемещении толстой линзы в сторону HR должны уменьшаться (как и в резонаторе с тонкой линзой) радиусы основной моды и мод LG_{pm} высших порядков. Таким образом, при сдвиге линзы к HR «рабочая» зона Δy расширяется, а радиусы мод LG_{pm} уменьшаются. В этих условиях после очередного перемещения линзы область перекрытия доминировавшей прежде моды с профилем

инверсии сокращается. Большее перекрытие с профилем инверсии и преимущество в усилении получает мода LG_{pm} с возросшими значениями индексов, и она выходит в генерацию. Так можно представить механизм селекции мод LG_{pm} в *Yb:YAG* лазере при смещении линзы со сферической аберрацией вдоль оси резонатора [414, 417, 364].

Наряду со скалярными модами Лагерра-Гаусса LG_{pm} с линейной поляризацией существуют моды с аксиально-симметричным (радиальным, азимутальным) распределением поляризации, которые являются решениями волнового уравнения в векторной форме [422, 423, 364]. Эти решения содержат полиномы Лагерра и поэтому могут быть классифицированы как моды Лагерра-Гаусса (векторные). Наиболее известными представителями семейства векторных мод являются моды низшего порядка - пучки в виде одиночного кольца с радиальной или азимутальной поляризацией. Также, как и кольцевые скалярные моды $LG_{0\pm1}$, они имеют нулевую амплитуду поля на оси, но сингулярность на оси для векторных мод есть следствие неопределенности не фазы, а состояния поляризации [422, 423, 364]. Семейства векторных мод с радиальной или азимутальной поляризацией содержат пучки, состоящие из наборов колец. Векторные моды различных порядков обозначаются (аналогично волноводным модам) символами TM_{0n} - для радиальной и TE_{0n} - для азимутальной поляризации, где *n*-число колец [364]. Первые эксперименты по получению генерации в лазерах на модах с радиальной поляризацией (РП) и азимутальной поляризацией (АП) относятся к 1970-м годам [424, 425]. Для получения АП моды TE_{01} в лазере на рубине в резонатор вводился одноосный кристалл кальцита, срезанный перпендикулярно оптической оси (*c*-срез) [424]. Такой кристалл обладал аксиально-симметричным двойным лучепреломлением для АП и РП излучения, что обеспечило возможность дискриминации только моды TE_{01} с азимутальной поляризацией [424]. В работе [425] для получения РП моды TM_{01} в *He–Ne* лазере селекция поляризации осуществлялась при отражении излучения на конической поверхности под углом Брюстера к оси резонатора. Обзор работ по получению пучков на векторных модах Лагерра-Гаусса в лазерах представлен в [423, 364].

Эксперименты по получению лазерного излучения с аксиально-симметричной поляризацией мы начали в работе [426]. Для получения пучков с РП в лазере на *Nd:YAG* керамике непрерывного режима (накачка 3W на $\lambda\approx0{,}808$мкм от диода) был применен аксикон Ø30мм из стекла с конической поверхностью под углом Брюстера к оси резонатора, рис.114. Был проведен также эксперимент с кристаллом $Nd:YVO_4$ (*c*-срез) и аксиконом в резонаторе, где получена генерация в виде кольцевых и дуговых пучков с направленной вдоль радиуса поляризацией с мощностью до 300мВт и поляризационным контрастом 80:1[426]. Пучки, полученные в работе [426], представляли собой, однако, многомодовые структуры, сформированные в результате генерации на внеосевых многопроходных модах у границ области стабильности резонатора.

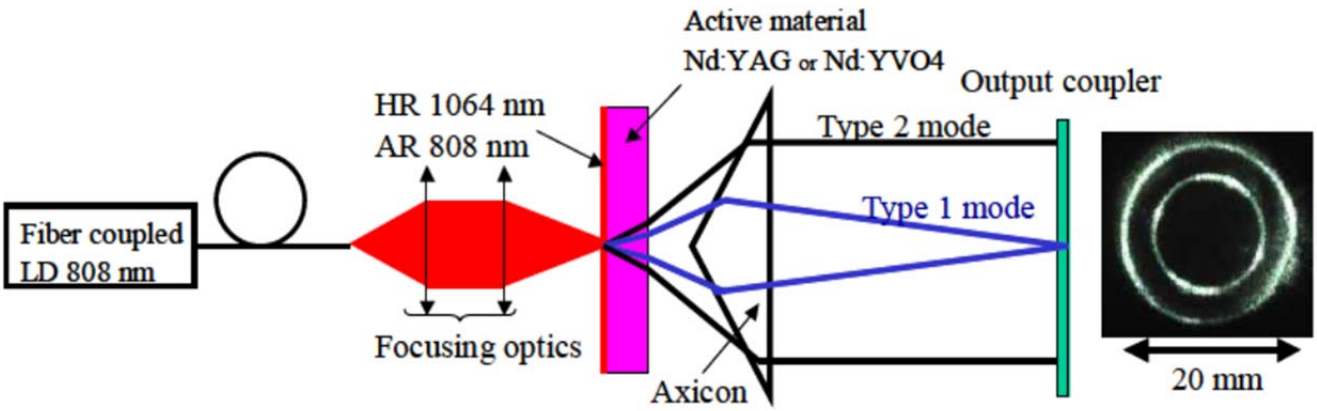


Рис.114. Схема лазера с аксиконом в резонаторе: активные элементы- 2мм пластинка из керамики *Nd:YAG* или 3мм пластинка из кристалла $Nd:YVO_4$ (*c*-срез); на фотографии справа- отпечатки кольцевой многомодовой генерации по траекториям 1 (внутреннее кольцо) и 2 (внешнее кольцо) [426].

Сопоставление рис.113 и 114 показывает сходство траекторий 1и 2, вдоль которых реализуется обратная связь и развивается генерация, в резонаторах с аксиконом и линзой со сферической аберрацией. Кольцевая структура как скалярных, так и векторных мод Лагерра-Гаусса позволяет применить сходные методы селекции этих мод в резонаторе лазера (с учетом специфики поляризации пучков). Для получения векторных мод вместо аксикона мы применили в резонаторе лазера непрерывного режима на керамике *Yb:YAG* (λ ≈1,03мкм) линзу со сферической аберрацией в сочетании с пластинкой из одноосного кристалла *c*-среза [416, 417, 427]. В лазере применялась 1,5мм пластинка из керамики *Yb:YAG* с покрытиями, использовались кристаллы YVO_4 и *α-BBO c*-среза с плоскопараллельными торцами, рис. 115. В положительном кристалле YVO_4 для излучения с длиной волны ≈1мкм показатель преломления обыкновенного луча, n_o=1,96 меньше показателя преломления необыкновенного луча, n_e = 2,165 ($n_o < n_e$). В отрицательном кристалле *α-BBO* - наоборот, $n_o > n_e$ (n_e=1,58462, n_o = 1,65790) [428]. Замена одного кристалла на другой давала возможность формировать пучки и с РП, и с АП. Источник накачки и схема диагностики лазерного пучка в эксперименте на рис. 115 были аналогичны схеме рис.106. Длина резонатора между 100% зеркалом (HR) на пластинке *Yb:YAG* и выходным зеркалом (OC) изменялась от 45 до 127см. Одноосный кристалл с размерами 10x10x10мм^3 с просветляющими покрытиями на торцах располагался на расстоянии 1-4см от пластинки *Yb:YAG*. Внутри резонатора использовались линзы Ø2,5см с фокусом f от 3,5 до 20см. Линза устанавливалась вначале на расстоянии $d \approx f_{ax}$ и затем перемещалась вдоль оси резонатора.

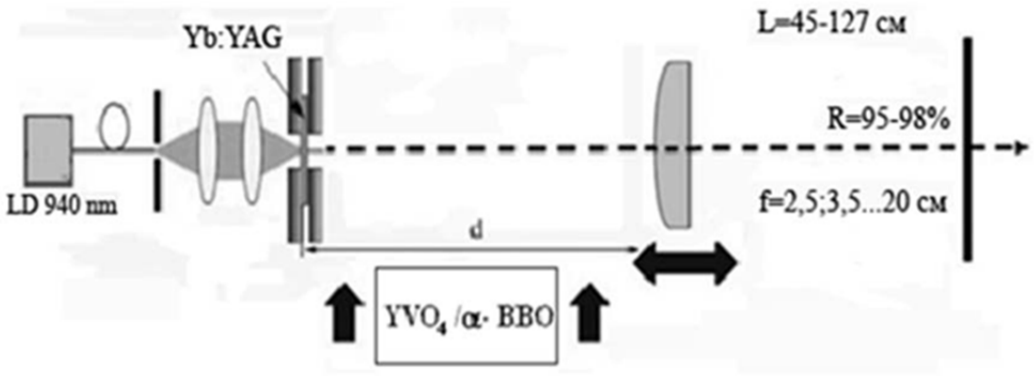


Рис.115. Схема лазера на керамике *Yb:YAG* с линзой и одноосным кристаллом *c*-среза в резонаторе [427].

В резонаторе с L=114см при сдвигах линзы с f=10см (или f=20см) как к HR, так и к выходному зеркалу ОС в двух областях шириной $l\approx$1мм наблюдалась генерация в пучках, состоявших из одиночного кольца, как на рис.116 а, б (левый ряд). При перемещениях линзы между областями генерации на кольцевых пучках профили интенсивности с центральным минимумом искажались, и генерация переключалась на основную гауссову моду. Для анализа состояния поляризации пучков на выходе лазера перед ПЗС-камерой устанавливался поляризатор - анализатор на вращающейся оправе. Направление пропускания линейно поляризованного излучения этим анализатором на рис.116 помечено стрелками. В каждой из 4-х групп изображений кольцевых мод низшего (а, б) и высших (в, г) порядков, представленных на рис.116, одно изображение (слева) получено в отсутствие анализатора, остальные 3 изображения - с анализатором [416,417, 427]. Для сопоставления экспериментальных данных с теорией на рис. 117 представлены (по данным [423]) картины распределения направлений электрического вектора в модах низшего порядка TM_{01} и TE_{01} с РП и АП, соответственно. Ориентация пятен на рис.116а, б относительно направления пропускания анализатора позволяет определить состояние поляризации в пучке *Yb:YAG* лазера как АП (а) и РП (б). Генерация на АП моде в резонаторе с кристаллом YVO_4 происходила при сдвиге линзы к HR, а на РП моде при сдвиге к ОС. Напротив, с *α-BBO* генерация на РП моде происходила при сдвиге к HR, а на АП моде при сдвиге к ОС. Профили интенсивности пучков в ближней и дальней зонах были идентичны, что позволяет идентифицировать полученные пучки как моды TE_{01} и TM_{01}. При накачке в 1Вт над порогом генерации мощность АП и РП пучков составляла 6мВт. Для сохранения одномодового режима при повышении накачки в резонаторе устанавливалась дополнительная диафрагма Ø3-5мм. При накачке 4Вт в резонаторе с диафрагмой были получены АП и РП пучки с мощностью до 60мВт, с фактором M^2 =2-2,5 и значениями контраста по поляризации 50-100 [416,417]. При положении линзы у HR расходимость излучения на выходе лазера в пучках Ø2-4мм была 0,6-1·10^{-3}рад. При сдвиге

линзы к ОС наблюдались пучки Ø1мм и меньше с расходимостью до $5\cdot10^{-3}$рад. Расходимость таких пучков могла быть скомпенсирована до $\approx10^{-3}$рад дополнительной линзой вне резонатора.

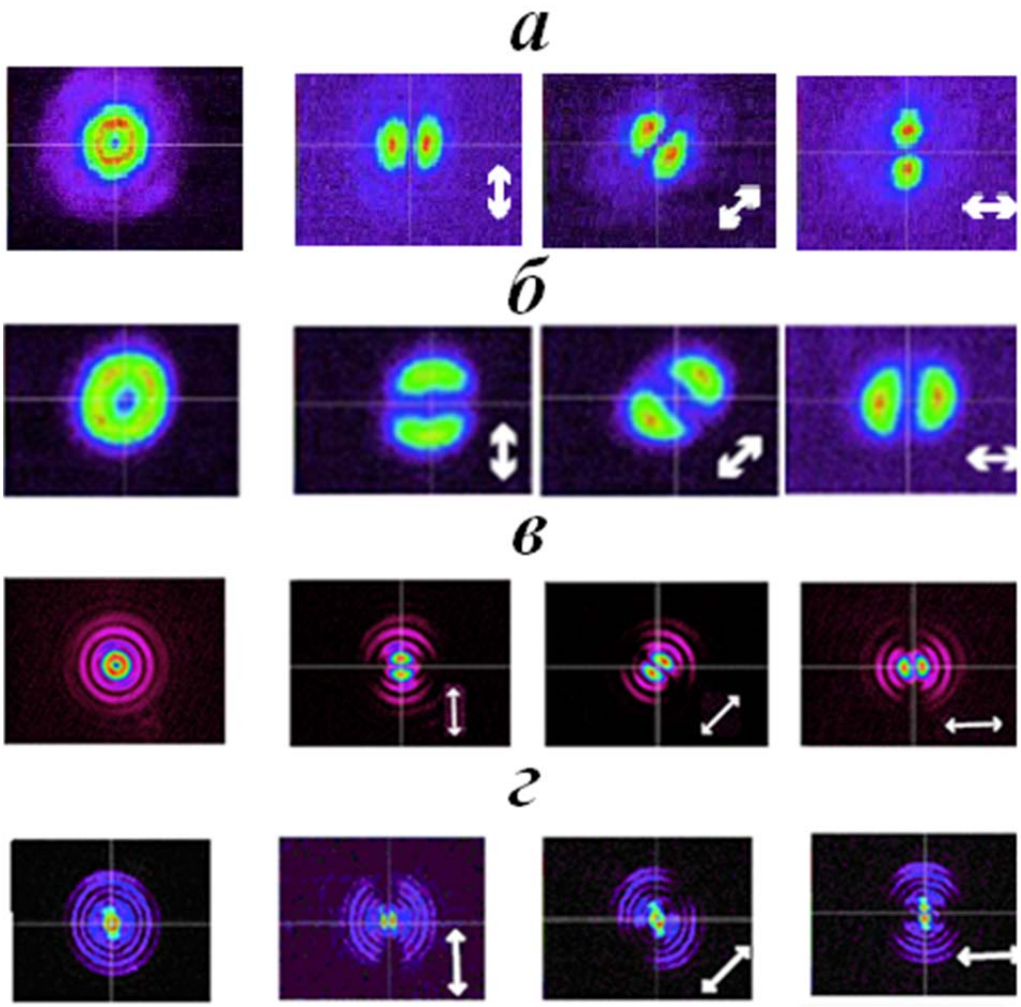


Рис.116. Изображения пучков *Yb:YAG* лазера (*L*=114см) с кристаллами YVO_4 (а, б, г) и *α-BBO* (в) на ПЗС-камере: моды TE_{01} (а) и TM_{01} (б) в ближней зоне, *f* =10см; мода TM_{03} в дальней зоне, *f*=3,5см (в); мода TE_{06} в ближней зоне, *f*=3,5см (г). Направление пропускания анализатора перед ПЗС-камерой указано стрелками [416, 417, 427].

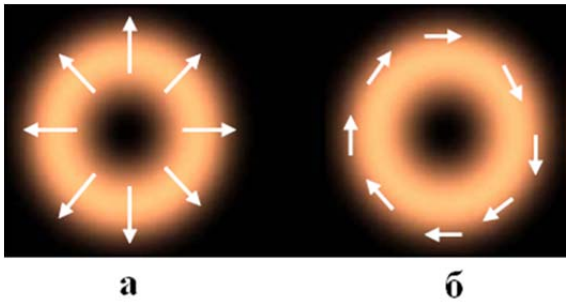


Рис.117. Картины распределения направлений электрического вектора в основных векторных модах TM_{01} с РП (а) и TE_{01} с АП (б) [423].

Для получения векторных мод высших порядков в резонаторе *Yb:YAG* лазера (L=114см) с одноосным кристаллом была установлена линза с f=3,5см, обладавшая значительной сферической аберрацией. При перемещении этой линзы в сторону зеркала HR была получена генерация на модах из нескольких колец, рис.116 в, г. Наблюдались моды с числом колец до 10. При использовании кристалла YVO_4 возникали моды с АП, с *α-BBO* были получены моды с РП. Расположение пятен на выходе анализатора указывает, что мода из 3-х колец имеет РП (в), а мода из 6 колец-АП (г). Угловая расходимость мод высших порядков была $2\text{-}3\cdot10^{-3}$рад. Идентичность изображений на ПЗС-камере в ближней и дальней зонах свидетельствовала о том, что полученные кольцевые пучки представляют собой векторные моды Лагерра-Гаусса вида TM_{0n} и TE_{0n}.

Механизм селекции мод с АП и РП в резонаторе с линзой и одноосным кристаллом поясняет рис.118, где на упрощенной схеме представлены траектории распространения в резонаторе с тонкой линзой и кристаллом YVO_4 обыкновенного (o) и необыкновенного (e) лучей для 2-х конфигураций резонатора: (a)- «фокусирующей» и (b)- «изображающей» [416, 417, 364]. Из-за разницы в показателях преломления для o - и e - лучей в резонаторе возникают 2 области стабильности: для излучения с РП и с АП. В положительном кристалле YVO_4 необыкновенный луч отклоняется при преломлении на больший угол, чем обыкновенный луч. Поэтому расстояние до точки пересечения e-луча с осью больше, чем для o - луча, $(f_o)_{ax} < (f_e)_{ax}$, рис.118а. Таким образом, при перемещении линзы к HR граница области стабильности для e-лучей достигается раньше, чем для o - лучей, и при $d=(f_e)_{ax}$ резонатор выходит из области стабильности для e-лучей с РП. При этом o - лучи еще остаются в области стабильности, и генерация на o- лучах с АП может происходить. Рис.118b иллюстрирует случай селекции РП излучения в «изображающей» конфигурации. При сдвиге линзы к зеркалу ОС граница области стабильности резонатора достигается сначала для o - лучей, которые строят изображение зеркала ОС на HR ($d=i_0$). При этом изображение зеркала ОС для e-лучей, i_e находится позади зеркала HR, рис.118б. Такое расположение изображения означает, что для o - лучей резонатор выходит из области стабильности, а для e-лучей с РП, генерация возможна.

Проведенное рассмотрение объясняет результаты эксперимента по селекции мод TM_{01} и TE_{01} в двух областях в лазере с линзой f=10см (сферическая аберрация невелика). Появление АП и РП мод в лазере с кристаллом YVO_4 соответствует описанному на рис.118 механизму селекции вблизи границ области стабильности резонатора в «фокусирующей» и «изображающей» конфигурации. Очевидно, что для лазера с отрицательным кристаллом *α-BBO* картина дискриминации РП и АП мод в «фокусирующей» и «изображающей» конфигурациях будет обратной, что и наблюдалось в эксперименте.

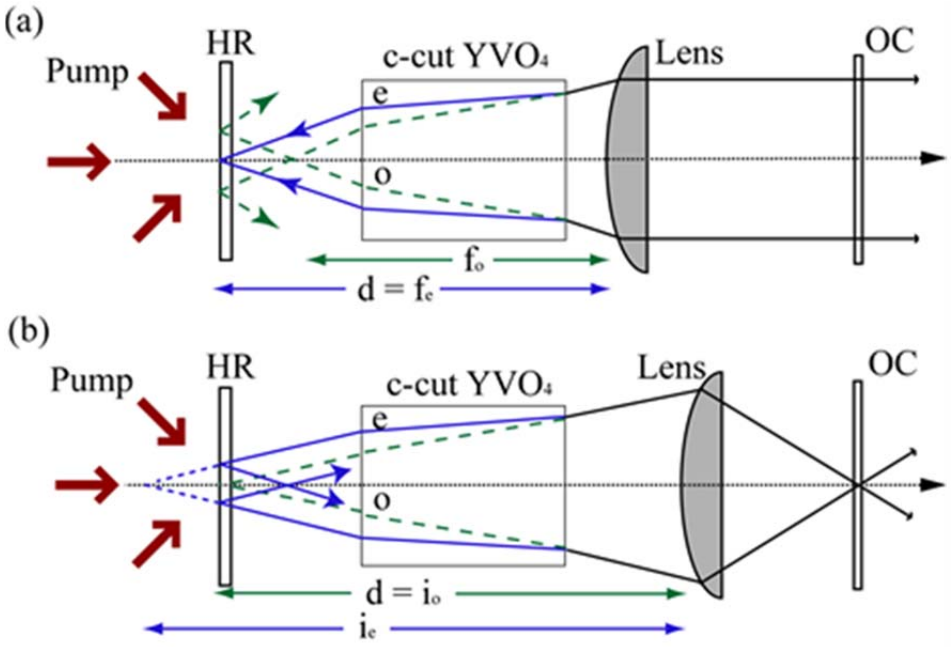


Рис.118. Траектории обыкновенного (o) и необыкновенного (e) лучей в резонаторе с тонкой линзой и одноосным кристаллом YVO_4: (a) селекция моды с АП в «фокусирующей» конфигурации резонатора $d = (f_e)_{ax}$; (b) селекция моды с РП в «изображающей» конфигурации резонатора $d = i_o$ [416,417].

Необходимо сделать замечание относительно роли сферической аберрации внутрирезонаторных линз. Внутри зоны стабильности резонатора с «тонкой» линзой (f =10см или 20см) доминировала основная гауссова мода. При переходе границы стабильности генерация на гауссовой моде подавлялась, но небольшая сферическая аберрация линзы с f=10см обеспечивала обратную связь для генерации на кольцевых векторных модах TM_{01} и TE_{01}. В случае линзы с f=3,5см сферическая аберрация линзы велика. Механизм дискриминации векторных мод при сдвигах этой линзы к HR подобен рассмотренному механизму селекции скалярных мод Лагерра-Гаусса высших порядков: сферическая аберрация обеспечивала обратную связь и возможность перехода от кольцевых мод низших порядков к модам высших порядков, рис.116 в, г [416, 417, 364].

Лазерные пучки на модах Лагерра-Гаусса благодаря своим специфическим характеристикам находят много различных применений. Интерес к скалярным модам Лагерра-Гаусса обусловлен в значительной степени наличием у этих мод орбитального углового момента [406], а к векторным модам - особенностями распределения поля в этих пучках [423]. При фокусировке как радиально, так и азимутально поляризованного пучка возможно увеличить (по сравнению с линейной или круговой поляризацией) концентрацию энергии излучения в фокальном объеме. При фокусировке пучка с радиальной поляризацией в области фокуса возникает продольная (вдоль оси пучка) компонента электрического поля световой волны [423]. Лазеры с малой интенсивностью излучения на скалярных и векторных модах Лагерра-Гаусса используются для

манипулирования малыми частицами, для захвата частиц в ловушки, в микроскопии высокого разрешения, используются в исследованиях распространения излучения в атмосфере, см. обзор [364]. Мощные лазеры на векторных модах применяются в лазерной технологии [422]. Создание мощных импульсных лазеров на скалярных и векторных модах Лагерра-Гаусса открывает возможности для их применений в исследованиях по взаимодействию излучения с веществом, каналированию разрядов, для ускорения частиц и др., см. ссылки в [423, 364, 429, 430]. В этой связи актуальной задачей представляется разработка методов усиления световых пучков на модах Лагерра-Гаусса высших порядков с нетрадиционными (в отличие от гауссовых пучков) распределениями интенсивности и поляризации излучения по сечению пучка. Такие методы, вообще говоря, могут отличаться от методов усиления гауссовых и супергауссовых пучков. Например, для получения пучков высокой интенсивности на модах Лагерра-Гаусса с радиальной и азимутальной поляризацией можно использовать усилители на газовых средах [365]. В газе не возникают термооптические искажения и деполяризация излучения, свойственные усилителям на твердотельных активных средах, которые могут исказить распределение поляризации в усиливаемом лазерном пучке.

Выводы к главе 6

1. При сопоставлении оптикофизических, спектральных, теплофизических, генерационных характеристик твердотельных лазерных материалов, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, кристалл и керамика *Yb:YAG* определены в качестве среды, перспективной для применения в мощном лазере для экспериментов по нагреву плазмы.

2. Измерен нелинейный показатель преломления материалов из оксидной лазерной керамики на основе кристаллов *YAG*, Y_2O_3, Sr_2O_3, Lu_2O_3.

3. Предложен и экспериментально опробован метод профилирования инверсии в активном элементе лазера при его размещении в зоне дифракции пучка накачки от когерентного источника. При профилировании инверсии в лазере на керамике *Nd:YAG* получена в импульсном режиме генерация на многих кольцевых скалярных модах Лагерра-Гаусса вида LG_{0m} (p=0 –радиальный индекс, m- азимутальный индекс) в широком диапазоне значений индекса m.

4. Предложен и реализован метод селекции мод Лагерра-Гаусса при введении в резонатор лазера линзы со сферической аберрацией. В лазере *Yb:YAG* непрерывного режима с полупроводниковой накачкой и линзой со сферической аберрацией в резонаторе осуществлена генерация на скалярных модах LG_{pm} с различными сочетаниями радиального p и азимутального m индексов, а при введении в резонатор с линзой дополнительно двояко преломляющей пластинки из одноосного кристалла получена генерация на векторных кольцевых модах с радиальной и азимутальной поляризацией.

Заключение

В диссертации систематизированы результаты проведенных автором исследований физических процессов и методов формирования световых пучков в твердотельном лазере для нагрева плазмы. Основное внимание в работе уделялось лазеру на неодимовом стекле, который был и остается в настоящее время лазером-драйвером в установках для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС). Небольшой раздел диссертации посвящен активным средам на кристаллах и керамике, имеющим перспективу применения в лазерах для ЛТС. Первые эксперименты по генерации и усилению нс и пс импульсов в неодимовых лазерах, исследование дифракции и самофокусировки лазерного излучения в усилителе на неодимовом стекле, методы формирования пучков в оптическом тракте и на выходе лазерной установки – в числе работ, вошедших в направление исследований по твердотельным лазерам для ЛТС.

Основные результаты работы

1. Результаты исследований по генерации и усилению импульсов наносекундной и пикосекундной длительности в лазерах на неодимовом стекле:

- впервые в СССР созданы лазеры на неодимовом стекле с модуляцией добротности резонатора (20-50нс импульсы, энергия ≈1Дж); получено обострение (≈1нс) переднего фронта импульсов затвором из *Al* пленки на лавсане, испаряемой излучением, предложен механизм быстрого просветления пленки при переходе металл-диэлектрик в расширяющемся слое *Al* покрытия;
- впервые в мире создана лазерная система на неодимовом стекле в составе генератора с модуляцией добротности и усилителя 20-50нс импульсов (энергия 10-60Дж, мощность свыше 1ГВт); зарегистрированы эффекты перемещения вершины и сокращения длительности импульсов при усилении в режиме насыщения; при усилении 5нс импульсов достигнута мощность ≈20ГВт;
- проведен анализ динамики сброса инверсии при усилении нс импульсов в неодимовом стекле с учетом штарковской структуры и неоднородного уширения уровней лазерного перехода (λ≈1,06мкм) $^4F_{3/2}$–$^4I_{11/2}$, который объяснил результаты экспериментов по усилению импульсов различной длительности и спектрального состава; показано, что быстрая тепловая релаксация ионов Nd^{3+} (τ_t<10^{-11}с) по штарковским компонентам уровней лазерного перехода (наряду с релаксацией ионов на основной $^4I_{9/2}$ уровень, τ_{21}≤1нс) способствует повышению съема инверсии и эффективности усиления нс импульсов (τ_u≥1нс) в лазерах на неодимовом стекле;
- в усилителе на неодимовом стекле впервые зарегистрированы «гигантские» импульсы суперлюминесценции с длительностью ≈10^{-8}с, которые опустошали запас инверсии в активной среде; показано влияние двулучепреломления, наведенного накачкой в стержнях из неодимового стекла, на поляризацию и профиль интенсивности лазерных пучков в генераторе и усилителе;

- в генераторах пикосекундных (10^{-10}–10^{-12}с) и субнаносекундных (10^{-9}-10^{-10}с) импульсов на неодимовом стекле обнаружена самофокусировка пучка, установлено ее влияние на деградацию временной структуры излучения; в генераторе с периодической модуляцией добротности на кристалле *YAG:Nd* получен цуг 0,6нс импульсов со стабильными характеристиками;

-в лазерной системе на неодимовом стекле в составе: задающий генератор с самосинхронизацией мод – усилитель получены пс импульсы с мощностью 10^{11}- 10^{12}Вт.

2. Обнаружение и исследование нелинейных явлений, ограничивающих энергию, мощность и яркость излучения в оптическом тракте лазерной установки на неодимовом стекле:

- обнаружены разрушения на микровключениях в неодимовом стекле при распространении в активных элементах 20нс лазерных импульсов с плотностью энергии 4-5Дж/см^2;

- обнаружена мелкомасштабная самофокусировка (ММС) лазерного пучка с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2 в усилителях нс и пс импульсов на неодимовом стекле; исследованы явления, сопровождавшие ММС: рассеяние излучения, разрушения в объеме и на торцах стержней и дисков; искажения пространственных и временных характеристик, уширение спектра, ВКР, поглощение лазерного излучения; установлено, что ММС - основной механизм ограничения энергии, мощности и яркости лазерного излучения в усилителе для импульсов 10^{-9}–10^{-12}с;

- в структуре дисков из неодимового стекла при распространении лазерного пучка с интенсивностью 10^9-10^{10}Вт/см^2 обнаружены разрушения из-за «горячих» изображений локальных неоднородностей в среде лазера: при интерференции лазерного пучка с излучением, рассеянным неоднородностями, в дисках возникают динамические голограммы, которые фокусируют лазерное излучение и создают по трассе пучка изображения высокой интенсивности, инициируя разрушения (объяснение эффекта - Ливерморская лаборатория, США);

- при плотностях мощности излучения $\approx 10^{10}$Вт/см^2 на выходе неодимовой лазерной установки с пс импульсами обнаружена самофокусировка коллимированного лазерного пучка в воздухе.

3. Обнаружение и исследование разрушений в среде лазера на неодимовом стекле из-за выбросов интенсивности на профиле лазерного пучка при его дифракции на диафрагмах и локальных неоднородностях в оптическом тракте установки. При дифракции на краях диафрагм выбросы достигают (для круглых апертур) значений 4*I* (*I*-средняя по пучку интенсивность) и могут вызывать разрушения активных элементов и оптики. Выбросы способствуют ММС пучка и возникновению в среде лазера разрушений, в том числе с характерной квазипериодической структурой в результате расслоения пучка на отдельные самофокусирующиеся фрагменты.

4. Разработка методов формирования пучков в оптическом тракте усилителя и на выходе лазерной установки на неодимовом стекле для экспериментов по нагреву плазмы:

- методов подавления самофокусировки в усилителе за счет увеличения угла расходимости лазерного пучка и за счет секционирования протяженной усиливающей среды (стержня) на фрагменты (диски), разделенные воздушными промежутками;

- методов подавления дифракционных выбросов интенсивности в лазерном пучке путем сглаживания профиля пропускания апертурных диафрагм в лазерной установке: формированием в апертуре оптических элементов с помощью проникающей радиации профилированного по толщине поглощающего излучение слоя, а также с помощью распределения по апертуре малоразмерных центров рассеяния;

- метода проведения экспериментов по нагреву плазмы излучением на частоте высшей гармоники лазера-драйвера, позволившего осуществить развязку лазера от мишени, увеличить контраст рабочих импульсов и эффективность вложения энергии лазера в мишень;

- метода формирования на выходе многоканальной лазерной установки кластеров пучков, позволившего оптимизировать систему транспортировки и фокусировки излучения на мишень.

5. Неодимовые лазерные установки лаборатории КРФ и Отделения КРФ ФИАН для нагрева плазмы, в создании которых автор принимал участие:

- неодимовые лазеры с 40-50нс импульсами с мощностью 10^8-10^9Вт (расходимость 10^{-3} рад) для первых экспериментов по получению лазерной плазмы;

- одноканальная неодимовая лазерная установка с ≈20пс импульсами с мощностью 10^{11}-10^{12}Вт (расходимость 10^{-3}-10^{-4}рад), на которой проведены первые эксперименты по регистрации нейтронов из лазерной плазмы;

- одноканальная неодимовая лазерная установка с преобразованием во 2-ю гармонику (≈1нс импульс, 10Дж, расходимость ≈10^{-4}рад, λ≈0,53мкм), показавшая эффективность применения излучения на длине волны гармоники для нагрева плазмы, увеличения контраста лазерного импульса и развязки системы лазер-мишень;

- 9-канальная неодимовая лазерная установка с демонстрацией метода формирования кластера лазерных пучков (9 пучков Ø40мм с общим диаметром ≈150мм, энергией ≈150Дж в 2нс импульсе при расходимости 2-3x10^{-4}рад);

- 108 - канальная неодимовая лазерная установка «Дельфин» для экспериментов по нагреву и сжатию сферических мишеней с формированием 6 кластеров пучков Ø280мм (по 18 пучков Ø40мм в каждом кластере) с общей энергией до 2,5кДж в 2нс импульсах.

6. Разработка методов формирования профиля инверсии и модового состава излучения в лазерных средах на кристаллах и керамике с селективной накачкой:

- при сопоставлении характеристик лазерных материалов, активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+}, кристалл и керамика *Yb:YAG* определены в качестве среды, перспективной для применения в мощных лазерах для нагрева плазмы;

- разработаны метод профилирования инверсии и селекции мод Лагерра–Гаусса в лазере при размещении активного элемента в зоне дифракции пучка накачки и метод селекции мод Лагерра–Гаусса с помощью внутрирезонаторной линзы со сферической аберрацией;
- с помощью разработанных методов в лазерах на керамике *Nd:YAG, Yb:YAG* с полупроводниковой (лазерной) накачкой получена генерация на скалярных и векторных модах Лагерра–Гаусса низших и высших порядков.

Автор хотел бы выразить глубокую благодарность своим научным руководителям и учителям: Н.Г. Басову, В.С. Зуеву, П.Г. Крюкову, Г.В. Склизкову. Благодарю О.Н. Крохина и Л.П. Феоктистова за поддержку данной работы. Признателен А.С. Шиканову, И.Г. Зубареву, С.Ю. Гуськову за полезные обсуждения и замечания по диссертации. Автор благодарен за сотрудничество и помощь на разных этапах работы С.Д. Захарову, С.В. Чекалину, Н.Е. Быковскому, В.В. Иванову, К. Уеда, Л.М. Виноградскому, М.В. Пятахину. Благодарю О.И. Яремчука и А.П. Аллина за помощь в оформлении диссертации.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

А1. Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. Оптический квантовый генератор с модуляцией добротности на неодимовом стекле // ЖЭТФ.1965. Т. 48. С.1562.

А2. Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. Оптический квантовый генератор на неодимовом стекле с импульсным включением добротности // Письма в ЖЭТФ.1965. Т. 2. С. 57.

А3. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Бойко В.А., Зуев В.С., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Стойлов Ю.Ю. Нагрев вещества при фокусировке излучения оптического квантового генератора // ЖЭТФ.1965. Т. 48. С. 1583.

А4. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Борович Б.Л., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С., Морозов В.М., Ораевский А.Н., Сенатский Ю.В., Стойлов Ю.Ю., Щеглов В.А. Отчет о НИР по теме «1Б» / Москва. Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР. 1966.

А5. Зуев В.С., Летохов В.С., Сенатский Ю.В. Гигантские импульсы сверхлюминесценции // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 182.

А6. Басов Н.Г., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Генерация и усиление мощных импульсов света на неодимовом стекле // ЖЭТФ.1968. Т. 54. С. 767.

А7. Варга П., Крюков П.Г., Купришов В.Ф., Сенатский Ю.В. Генерация инфракрасного излучения с помощью полиметинового красителя, применяемого в лазере на неодимовом стекле // Письма в ЖЭТФ. 1968. Vol. 8. P. 501. Оптика и спектроскопия.1969.Т. 26.С. 1006.

А8. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Эксперименты по наблюдению нейтронов при фокусировке мощного лазерного излучения на поверхность дейтерида лития // Препринт ФИАН № 63.1968; Письма в ЖЭТФ.1968. Т.8. С. 26.

А9. Basov N.G., Kriukov P.G., Letokhov V.S., and Senatskii Yu.V. Generation and Amplification of Ultrashort Optical Pulses // IEEE J. of Quantum Electronics.1968. Vol. QE-4. P. 606.

А10. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Получение мощных ультракоротких импульсов света на неодимовом стекле // Препринт ФИАН № 91.1969; ЖЭТФ.1969. Т. 57. С. 1175.

А11. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В. Применение мощных лазеров для получения термоядерной плазмы //Труды Международной конференции «Laser und ihre Anwendungen» Dresden,10-17. 6.1970. Teil 1, Seite 1-56. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin Zentralinstitut für Optik und Spektroskopie.1970.

А12. Сенатский Ю.В. Создание и исследование мощного лазера на неодимовом стекле для высокотемпературного нагрева плазмы: дис…. канд. физ.- мат. наук. Москва. 1970.

А13. Сенатский Ю.В. Активные элементы для мощной лазерной установки на неодимовом стекле // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова. 1971. Вып. 5. С.109.

А14. Крюков П.Г., Сенатский Ю.В. Мощные лазеры для высокотемпературного нагрева плазмы // Препринт ФИАН №51.1971.

А15. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д., Крохин О.Н., Крюков П.Г, Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53мкм и их применение для нагрева плазмы. 1.Экспериментальные исследования процессов отражения излучения при лазерном нагреве плазмы на двух длинах волн // Сб. “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1972. Вып. 5. С. 63.

А16. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И., Чекалин С.В. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53мкм и их применение для нагрева плазмы. 2. Лазер на неодимовом стекле с преобразованием излучения во вторую гармонику для экспериментов по нагреву плазмы // Сб. “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1972. Вып. 6. С.50.

А17. Баранова Н.Б., Сенатский Ю.В., Тюрин Е.Л., Щеглов В.А. Возможность создания мощного лазера при усилении расходящихся световых пучков в активных средах в виде раструбов // Сб. “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1973. Вып. 5. С.57.

А18. Быковский Н.Е., Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. Дифракция и самофокусировка излучения в усилителе мощных световых импульсов. 1. Развитие дифракции и самофокусировки излучения в усилителе мощных световых импульсов // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. С.2435.

A19. Быковский Н.Е., Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. Дифракция и самофокусировка излучения в усилителе мощных световых импульсов. 2. Подавление вредного влияния дифракции и самофокусировки на лазерный пучок // Квантовая электроника. 1974.Т.1. С.2450.

A20. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И. Формирование мощных наносекундных импульсов в лазерной установке на неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1974. Т.1. С.1428.

A21. Беляев В.Н., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В., Соболев Б.В. Формирование проникающей радиацией поглощающих слоев в оптической среде неодимового лазера // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С. 2286.

A22. Быковский Н.Е., Захаров С.М., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В., Федотов С.И. Импульсное включение добротности в лазере на неодимовом стекле с нелинейным поглотителем. Краткие сообщения по физике. 1976. Вып.6. С.34.

A23. Быковский Н.Е., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В. Генератор субнаносекундных импульсов на неодимовом стекле с периодической модуляцией добротности // Квантовая электроника.1977. Т. 4. С. 1301.

A24. Берковский А.Г., Быковский Н.Е., Губанов Ю.И., Гусев И.В., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В., Сущенко А.Н., Тарасов Р.П. Исследование генератора субнаносекундных импульсов на неодимовом стекле с помощью скоростной осциллографии // ПТЭ.1979. Вып.3. С.178.

A25. Baranova N.B., Bykovsky N.E., Senatsky Yu.V., Tchekalin S.V. Nonlinear processes in the optical medium of a high-power neodymium laser // J. of Soviet laser research.1980.Vol.1. P. 53.

A26. Basov N.G., Bykovskii N.E., Danilov A.E., Kalashnikov M.P., Krokhin O.N., Kruglov B.V., Mikhailov Yu.A., Osetrov V.P., Pletnev N.V., Rode A.V., Senatsky Yu.V., Sklizkov G.V., Fedotov S.I., Fedorov A.N. The “DELFIN” high-power laser facility for heating spherical thermonuclear targets // Journal of Soviet laser research. 1980. Vol. 1. P. 1.

A27. Basov N.G., Galichy A.A., Danilov A.E., Kalashnikov M.P., Mikhailov Yu.A., Rode A.V., Senatsky Yu.V., Sklizkov G.V., Fedotov S.I. Plasma heating by radiation of amplifying module of a laser system “DELFIN” / Laser Interaction and related phenomena. 1981. Vol.5. P.25. Plenum Publishing Corporation. Edited by H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, and B. Yaakobi.

A28. Басов Н.Г., Быковский Н.Е., Иванов В.В., Козловский В.И., Насибов А.С., Склизков Г.В., Сенатский Ю.В. Об импульсной селективной накачке активных элементов мощного неодимового лазера // Краткие сообщения по физике. 1982. Вып. 8. С.54.

A29. Бабиченко С.М., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В. Возможность уменьшения нелинейных потерь при мелкомасштабной самофокусировке в кусочно-непрерывной среде // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 161.

A30. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Лисунов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Вращение плоскости поляризации лазерного пучка при отражении от прозрачной сферической оболочки // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. С.897.

A31.Быковский Н.Е., Иванов В.В., Сенатский Ю.В. Особенности кинетики генерации неодимового лазера при импульсной селективной накачке // Кв. электроника. 1985. Т.12. С. 422.

A32. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Влияние безызлучательной релаксации на уровнях лазерного перехода ионов Nd^{3+} в стекле на усиление мощных наносекундных импульсов // Квантовая электроника. 1986. Т.13. С.647.

A33. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Численное моделирование динамики сброса инверсии и усиления наносекундных импульсов в неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1987. Т.14. С.306.

A34. Ivanov V.V., Senatskiy Yu.V., Sklizkov G. V. Influence of active medium nonradiative transitions on lasing and gain kinetics in a neodymium laser. / In the book: The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions. Ed. G. V. Sklizkov. Nova Science Pub. Inc. 1988. P.167.

A35. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Исследование динамики населенности уровня $^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в стеклах по поглощению на длинах волн 0,66 и 1,06 мкм // Квантовая электроника.1988. Т. 15. С. 1240.

A36. Ivanov V.V., Sklizkov G.V., Senatsky Yu.V. Dynamics of inversion dumping when nanosecond pulses are amplified in the active medium of a neodymium laser // Journal of Soviet laser research. 1989. Vol. 10. P. 384.

A37. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. О предельном съеме инверсии в неодимовых лазерах при усилении наносекундных импульсов // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 1719.

A38. Быковский Н.Е., Денус С., Дубик А., Иванов В.В., Марчак Я., Овсик Я., Петровский Я., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Формирование субнаносекундных импульсов для мощной лазерной установки на неодимовом стекле // Краткие сообщения по физике.1987.Т. 11. С. 52.

A39. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Поглощение в неодимовых стеклах при прохождении мощного лазерного импульса // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 410.

A40. Ivanov V.V., Senatsky Yu.V., Sklizkov G.V. Absorption in neodymium glasses under powerful laser pulse propagation // Physics Letters A. 1987. Vol. 124. P. 381.

A41. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Вынужденное комбинационное рассеяние в лазерном стекле // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 80.

A42. Basov N.G., Allin A.P., Bykovskiy N.E. et al. The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions / In the book: The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions. Ed. G. V. Sklizkov. Nova Science Pub. Inc. 1988. P.1.

A43. Bykovskiy N.E., Denus S., Dubik A., Ovsik Ya., Lisunov V.V., Senatskiy Yu.V., Fedotov S.I. Application of Faraday rotator to suppression of target-reflected radiation in the optical path of a laser installation./ In the book: The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions. Ed. G. V. Sklizkov, Ed. Nova Science Pub. Inc. 1988. P. 159.

A44. Basov N.G., Feoktistov L.P., Senatsky Yu.V. Laser driver for inertial confinement fusion // Proc. of the IAEA TCM on Drivers for ICF, April.15-19, 1991. Osaka, Japan. P. 13.

A45. Basov N.G., Feoktistov L.P., Senatsky Yu.V. Conceptual designs for a solid-state laser system // Proc. of the IAEA TCM on Drivers for ICF, April.15-19, 1991. Osaka, Japan. P. 177.

A46. Малиновский Г.Я., Михеев Л.Д., Сенатский Ю.В., Черемискин В.И. Перспективы усиления второй гармоники *Nd*-лазера в волне инверсии на *XeF(C-A)* переходе до уровня 10^5Дж // Известия Российской академии наук. Сер. физ.1994. Т. 58. С. 68.

A47. Бурцев А.В., Крупенников А.А., Сенатский Ю.В. Способ формирования распределения инверсии в активном элементе твердотельного лазера // Патент РФ № 2086058 с приоритетом от 29.07.1994.

A48. Burtsev A.V., Krupennikov A.A., Senatsky Yu.V. Smoothing of the inversion profile in *Nd*- and *Yb*-doped solid-state laser elements // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2633. P. 668.

A49. Бурцев А.В., Дурманов С.Т., Рудницкий Ю.П., Сенатский Ю.В., Смирнов Г.В., Феоктистов Л.П. Иттербиевый лазер с накачкой газоразрядными лампами для импульсно-периодического режима работы // Известия РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. С.201.

A50. Senatsky Yu.V., Burtsev A.V. Stored energy formation in selectively pumped active media for a solid-state laser driver // Laser Physics. 1997. Vol. 7. P. 208.

A51. Зубарев И.Г., Пятахин М.В., Сенатский Ю.В. Способ формирования мягкой диафрагмы / Патент РФ № 2140695 с приоритетом от 24.04.1998.

A52. Сенатский Ю.В., Виноградский Л.М., Зубарев И.Г. и др. Мягкая диафрагма для лазеров / Патент РФ № 2157034 с приоритетом от 26.11.1998.

A53. Vinogradsky L.M., Sobolev S.K., Zubarev I.G., Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V., Mizin V.M., Ueda K. Development of the nonlinear optical element for light beam apodization and large-aperture laser amplifier decoupling // Proc. SPIE. 1998.Vol.3343. P. 344; Proc. SPIE. 1998.Vol. 3683. P. 186.

A54. Сенатский Ю.В. Мягкая диафрагма для лазеров / Патент РФ № 2163386 с приоритетом от 19.03.1999.

A55.Vinogradsky L.M, Kargin V.A., Sobolev S.K., Zubarev I.G., Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V., Shelobolin A.V., Mizin V.M., Ueda K. Soft diaphragms for apodization of powerful laser beams // Proc. SPIE. 2000. Vol. 3889. P. 849.

A56. Vinogradsky L.M, Kargin V.A., Krotov V.A., Sobolev S.K., Jidkov N.V., Mizin V.M., Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V., Shelobolin A.V., Zubarev I.G. Decoupling nonlinear optical elements for powerful iodine laser // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4353. P. 92.

A57. Сенатский Ю.В., Быковский Н.Е., Виноградский Л.М. и др. Аподизаторы для получения одномодовой генерации в лазерах // Известия РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. С.919.

A58. Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V. Formation of the intensity distribution in laser beams due to diffraction on structures of small-size optical inhomogeneities // Journal of Russian laser research. 2002. Vol. 23. P. 332.

A59. Bykovsky N.E., Ivanov D.V., Mikhailov S.I., Petrukhin A.R., Senatsky Yu.V., Zubarev I.G. Transformation of the ytterbium laser spectrum at pulsed selective pumping // Proc.SPIE. 2000. Vol. 3889. P. 661.

A60. Сенатский Ю.В.,Уеда К. Активный элемент твердотельного лазера // Патент РФ №2226732 с приоритетом от 21.06.2002.

A61. Сенатский Ю.В., Быковский Н.Е., Пятахин М.В., Сато Й., Ширакава А., Уеда К. Способ формирования распределения инверсии в активном элементе лазера / Патент РФ №2239920 с приоритетом от 02.04. 2003.

A62. Басиев Т.Т., Быковский Н.Е., Конюшкин В.А., Сенатский Ю.В. Применение лазера на центрах окраски в кристалле *LiF* для накачки активной среды *YAG:Yb* // Квантовая электроника. 2004. Т.34. С. 1138.

A63. Senatsky Yu., Shirakawa A., Sato Y., Hagiwara J., Lu J., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T. Nonlinear refractive index of ceramic laser media and perspective of their usage in a high-power laser-driver // Laser Physics Letters. 2004. Vol. 3. P. 500.

A64. Bisson J-F., Shirakawa A., Sato Y., Senatsky Yu., and Ueda K. Near-Field Diffractive Optical Pumping of a Laser Medium // Optical Review. 2004. Vol. 11. P. 353.

A65. Bisson J-F., Senatsky Yu., and Ueda K. Generation of Laguerre-Gaussian modes in *Nd:YAG* laser using diffractive optical pumping // Laser Physics Letters. 2005. Vol. 2. P. 327.

A66. Bisson J-F., Li J., Senatsky Yu., and Ueda K. Radially polarized ring and arc beams of a neodymium laser with an intra-cavity axicon // Optics Express.2006. Vol. 14. P. 3304.

A67. Senatsky Yu., Bisson J-F., Shelobolin A., Shirakawa A., and Ueda K. Circular Modes Selection in Yb:YAG Laser Using an Intracavity Lens with Spherical Aberration // Laser Physics. 2009. Vol. 19. P. 911.

A68. Lukishova S.G., Senatsky Yu.V., Bykovsky N.E., Scheulin A.S. Beam Shaping and Suppression of Self-Focusing in High-Peak-Power *Nd*: Glass Laser Systems // in “Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects” Springer Series: Topics in Applied Physics. 2009. Vol. 114. P. 191.

A69. Захаров С.Д., Крюков, П.Г. Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Первые эксперименты по наблюдению нейтронов из лазерной плазмы (Сб. статей « Как это было… воспоминания создателей отечественной лазерной техники, ч.3») / М: Изд. ЛАС, стр. 41. 2011.

A70.Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., and Ueda K. High-order mode selection in Yb:YAG ceramic laser // Proc. of the International Quantum Electronics Conference (IQEC) and Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Pacific Rim, Sydney, Australia, 28 Aug.-1 Sept. 2011, p.546.

A71. Senatsky Yu., Bisson J-F., Li J., Shirakawa A., Thirugnanasambandam M., Ueda K. Laguerre–Gaussian Modes Selection in Diode-Pumped Solid-State Lasers // Optical Review. 2012. Vol.19 P.201.

A72. Senatsky Yu., Bisson J-F., Li J., Shirakawa A., Thirugnanasambandam M., Ueda K. Experiments on Laguerre-Gaussian modes selection in ceramic lasers // Phys. Status Solidi (C). 2013. Vol. 10. P. 974.

A73. Зуев В.С., Сенатский Ю.В. О работе оптического затвора на основе тонкой металлической пленки // Краткие сообщения по физике. 2015. Вып.4. С.16.

Быковский Н.Е., Першин С.М., Самохин А.А., Сенатский Ю.В. Скачок пропускания тонкого слоя алюминия при лазерной абляции // Квантовая электроника. 2016. Т.46. С. 128.

Список цитированной литературы

1. Maiman T. Stimulated Optical Radiation in Ruby // Nature. 1960. Vol.187. P. 493.

2. Snitzer E. Glass lasers //Appl. Optics.1966.Vol. 5. P.1487. Snitzer E. Optical Maser Action of Nd^{3+} in Barium Crown Glass // Phys. Rev. Lett.1961.Vol.7.P. 444.

3. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Лазерные фосфатные стекла / Москва: Наука. 1980.

4. Brown D.C. High-Peak-Power Lasers / Berlin, Heidelberg, New-York: Springer.1981.

5. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Лазеры на неодимовом стекле / Москва: Наука. 1990.

6. Krupke W. Ytterbium solid-state lasers –The first decade // IEEE J. Select. Topics in Quantum Electronics. 2000. Vol.6. P. 1287.

7. Ueda K., Bisson J.-F., Yagi H., Takaichi K., Shirakawa A., Yanagitani T., and Kaminskii A. Scalable Ceramic Lasers // Laser Physics. 2005. Vol.15. P. 927.

8. Koechner W. Solid-State Laser Engineering (6-th ed.) / Berlin: Springer. 2006.

9. Campbell J., Hayden J., and Marker A. High-Power Solid-State Lasers: a Laser Glass Perspective // International Journal of Applied Glass Science. 2011. Vol. 2. P. 3.

10. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // УФН. 2011. Т.181. С. 9.

11. Moses E. I. The National Ignition Facility and the promise of inertial fusion energy // Fusion Sci. Tech. 2011. Vol.60. P.11.

Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T. et al. Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion // 2014. Nature. Vol.506. P. 343.

12. Ebrardt J. and Chaput J. M. LMJ on its Way to Fusion // J. of Physics: Conf. Ser. 2010. Vol. 244. P. 032017.

13. Гаранин С.Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии // УФН. 2011. Т.181. С. 434.

14. Azechi H. and FIREX project. The FIREX Program on the Way to Inertial Fusion Energy // J. of Physics: Conf. Ser. 2008. Vol.112. P. 012002.

15. Bayramian A., Armstrong P., Ault E. et al. The Mercury Project: A High Average Power, Gas-Cooled Laser for Inertial Fusion Energy Development // Fusion Sci. and Tech. 2007. Vol. 52. P. 383.

16. Kawanaka J., Miyanaga N., Kawashima T. et al. New concept for laser fusion energy driver by using cryogenically-cooled *Yb:YAG* ceramics // J. of Physics: Conf. Ser. 2008.Vol.112. P. 032058.

17. Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 171.

18. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Эксперименты по наблюдению нейтронов при фокусировке мощного лазерного излучения на поверхность дейтерида лития // Письма в ЖЭТФ.1968. Т. 8. С. 26.

19. Basov N., Kriukov P., Zakharov S., Senatsky Yu., Tchekalin S. Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface // IEEE J. of Quantum Electronics.1968. Vol. QE-4. P. 864.

20. Basov N.G., Kriukov P.G., Letokhov V.S., and Senatskii Yu.V. Generation and Amplification of Ultrashort Optical Pulses // IEEE J. of Quantum Electronics.1968. Vol. QE-4. P. 606.

21. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Федотов С.И., Шиканов А.С. Мощная лазерная установка и исследование эффективности высокотемпературного нагрева плазмы // ЖЭТФ. 1972. Т.62. С. 203.

22. Басов Н.Г., Иванов Ю.С., Крохин О.Н., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Генерация нейтронов при сферическом облучении мишени мощным лазерным излучением // Письма в ЖЭТФ.1972.Т. 15. С. 589.

23. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Генерация дейтерий - тритиевых нейтронов при сферическом нагреве твердой мишени излучением мощного лазера // Квантовая электроника.1974. Т.1. С. 2069.

24. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Курдюмов С.П., Леванов Е.И., Розанов В.Б., Самарский А.А., Тихонов А.Н. Лазерное инициирование термоядерной реакции в неоднородных сферических мишенях // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 150.

25. Basov N.G., Bykovskii N.E., Danilov A.E., Kalashnikov M.P., Krokhin O.N., Kruglov B.V., Mikhailov Yu.A., Osetrov V.P., Pletnev N.V., Rode A.V., Senatsky Yu.V., Sklizkov G.V., Fedotov S.I., Fedorov A.N. The “DELFIN” high-power laser facility for heating spherical thermonuclear targets // Journal of Soviet laser research. 1980. Vol. 1. P. 1.

26. Басов Н.Г., Данилов А.Е., Круглов Б.В., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Запуск лазерной термоядерной установки «Дельфин-1» //Квантовая электроника.1982. Т. 9. С.395.

27. Basov N., Chebotarev S., Danilov A., Fedotov S., Galichy A., Kalashnikov M., Mikhailov Yu., Nikitina T., Osipov M., Rode A., Rupasov A., Shikanov A., Sklizkov G., and Zakharenkov Yu. Measurements of the dynamics of the compression of high-aspect ratio shell targets in the “Delfin” installation // Phys. Lett. 1984. Vol. 105. P. 410.

28. Basov N.G., Allin A.P., Bykovskiy N.E. et al. The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions / In the book: The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions. Ed. G. V. Sklizkov. Nova Science Pub. Inc. 1988. P.1.

29. Gobeli G., Bushnell J., Peercy P., and Jones E. Observation of neutrons produced by laser irradiation of lithium deuteride // Phys.Rev. 1969. Vol.188. P.300.

30. Floux F., Cognard D., Denoeud L-G, Piar G., Parisot D., Bobin J., Delobeau, F. and Fauquignon C. Nuclear fusion reactions in solid-deuterium laser-produced plasma // Phys.Rev.A. 1970. Vol.1. P. 821.

31. Крюков П.Г., Сенатский Ю.В. Мощные лазеры для высокотемпературного нагрева плазмы // Препринт ФИАН №51.1971.

32. Nuckolls J., Wood L., Thiessen A. and Zimmerman G. Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications // Nature. 1972. Vol. 239. P. 139.

33. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез /М: Энергоатомиздат. 1984.

34. Алексеев В.Н., Бордачев Е.Г., Бородин В.Г., Горохов А.А., Крыжановский В.И. и др. Шестиканальная установка «Прогресс» на фосфатном неодимовом стекле // Известия АН СССР. Сер. физ. 1984. Т.48. С.1477.

35. Бродов М.Е., Дегтярева В.П., Иванов А.В., Ивашкин П.И., Коробкин В.В., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Серов Р.В. Исследование характеристик трехпроходного усилителя на плите из неодимового стекла // Квантовая электроника.1982. Т. 9. С.121.

36. Абрамов И.А., Воленко В.В., Волошин Н.П., Зуев А.И., Зысин Ю.А. и др. Мощная 24-канальная лазерная установка «Сокол» для сферического облучения мишеней // ЖЭТФ. 1982. Т.83. С. 988.

37. Speck D. R., Bliss E.S., Glaze J. A. et al. The Shiva Laser-Fusion Facility // IEEE J. Quantum Electron. 1981. Vol.QE-17. P. 1599.

38. Simmons W. and Godwin R. Nova laser fusion facility design, engineering, and assembly overview // J. Nucl. Tech. Fusion. 1983. Vol.4. P. 8.

39. Bunkenberg J. et al. The Omega High-Power Phosphate-Glass System Design and Performance // IEEE J. Quantum Electron. 1981. Vol.QE-17. P. 1620.

40. Kato Y., Yoshida K., Kuroda J., and Yamanaka C. 3.4-TW performance of a *Nd*: phosphate glass laser with output aperture of 20cm // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol.38. P. 72.

41. Ross I. N., White M. S., Boon J. E. et al. Vulcan - a Versatile High Power Glass Laser for Multi-user Experiments // IEEE J. Quantum Electron. 1981. Vol.QE-17. P. 1653.

42. Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Лазерные термоядерные установки / Москва: ВИНИТИ, Итоги науки и техники. Серия радиотехника. Т.25. 1984.

43. Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В. Г., Виноградский Л. М. и др. Импульсный лазер мощностью 120ТВт «Искра-5» // Квантовая электроника.1991. Т. 18. С. 536.

44. Lindl J. Development of the indirect drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain // Phys. Plasmas.1995.Vol. 2. P. 3933.

45. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., and Feoktistov L.P. Thermonuclear gain of ICF targets with direct heating of ignitor // Journal of Russian Laser Research.1992. Vol.13. P. 396.

46. Tabak M., Hammer J., Glinsky M. E., Kruer W. L. et al. Ignition and high gain with ultra-powerful lasers // Phys. Plasmas. 1994. Vol.1. P.1626.

47. Щербаков В.А. Расчет воспламенения термоядерной лазерной мишени фокусирующейся ударной волной // Физика плазмы.1983.Т.9.С.409.

Betti R., Zhou C. D., Anderson K. S. et al. Shock Ignition of Thermonuclear Fuel with High Areal Density // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 155001.

48. Maywar D. et al. OMEGA EP high-energy petawatt laser: progress and prospects // Journal of Physics: Conference Series. 2008. Vol. 112. P. 032007.

49. Blanchot N. et al. Overview of PETAL, the multi-petawatt project on the LIL facility // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. Vol. 50. P. 124045.

50. Azechi H., Mima K. et al. Plasma physics and laser development for the Fast-Ignition Realization Experiment (FIREX) Project // Nucl. Fusion. 2009. Vol.49. P.104024.

51. Wanguo Z. et al. Status of the SG-III Solid-state Laser Facility // J. Phys.: Conf. Ser. 2008. Vol. 112. P. 032009.

51a. Craxton R. S., Anderson K. S., Boehly T. R. et al. Direct-drive inertial confinement fusion: A review // Physics of plasmas. 2015. Vol.22. P. 110501.

52. Naito K., Yamanaka M., Nakatsuka M. et al. Conceptual Design Studies of a laser Diode Pumped Solid State Laser System for the Laser Fusion reactor Driver // Jpn. J. Appl.Phys.1992.Vol.31. P. 259.

53. Orth C**.,** Payne S**.,** and Krupke W**.** A diode pumped solid state laser driver for inertial fusion energy // Nucl. Fusion. 1996. Vol. 36. P.75.

54. Эммет Дж., Крупке У., Тренхольм Дж. Будущее мощных твердотельных лазерных систем // Квантовая электроника.1983. Т.10. С.5.

55. Krupke W. F. Solid State Laser Driver for an ICF Reactor // Fusion Technol. 1989.Vol.15. P. 377.

56. Hanna D. C. and Clarkson W. A. A review of diode-pumped lasers (in Advances in Lasers and Applications, eds. D. M. Finlayson and B. Sinclair) / London: Taylor & Francis, 1999.

57. Sanghera J. et al. Ceramic Laser Materials // Materials. 2012. Vol. 5. P. 258.

58. Chanteloup J.-C., Yu H., Bourdet G. et al. Overview of the LUCIA laser program: towards 100 Joules, nanosecond pulses, kW averaged power, based on Ytterbium Diode Pumped Solid State Laser // Proc. SPIE. 2005. Vol.5707. P. 105.

59. Kawashima T. et al. Design and Performance of a Diode-Pumped *Nd*: Silica-Phosphate Glass Zig-Zag Slab Laser Amplifier for Inertial Fusion Energy //Jpn. J. Appl. Phys. 2001. Vol. 40. P. 6415.

60. Dunne M., Moses E.I., Amendt P. et al. Timely delivery of laser fusion energy (LIFE) // Fusion Sci. Technol. 2011. Vol. 60. P. 19.

61. Erlandson A.C., Aceves S.M., Bayramian A.J. et al. Comparison of *Nd*: phosphate glass, *Yb:YAG* and *Yb:S-FAP* laser beamlines for laser inertial fusion energy (LIFE) // Optical Materials Express. 2011. Vol. 1. P. 1341.

62. Dunne M. A high-power laser fusion facility for Europe // Nat. Phys. 2006. Vol. 2. P. 2.

63. Феоктистов Л.П., Аврорин Е.Н., Варганова Л.Ф. и др. О гибридном реакторе на основе лазерного термоядерного синтеза // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 349.

64. Danson C., Hillier D., Hopps N., and Neely D. Petawatt class lasers worldwide // High Power Laser Science and Engineering. 2015. Vol. 3. e3.

Mourou G.A., Fisch N.J., Malkin V.M., Toroker Z., Khazanov E.A., Sergeev A.M., Tajima T., Le Garrec B. Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications // Optics Commun. 2012. Vol. 285. P. 720.

65. Захаров С.Д., Крюков, П.Г. Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Первые эксперименты по наблюдению нейтронов из лазерной плазмы (Сборник статей « Как это было… воспоминания создателей отечественной лазерной техники, ч.3») / Москва: Изд. Лазерной ассоциации, стр. 41. 2011.

66. Басов Н.Г., Зуев В.С., Крюков П.Г. Увеличение мощности импульсного квантового генератора на рубине модуляцией добротности // ЖЭТФ. 1962. Т.47. С.1595.

67. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Зуев В.С., Крюков П.Г., Стойлов Ю.Ю. Оптический квантовый генератор с импульсным включением добротности // ЖЭТФ.1964. Т.47. С.1595.

68. Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. Оптический квантовый генератор с модуляцией добротности на неодимовом стекле // ЖЭТФ.1965. Т. 48. С.1562.

69. Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. Оптический квантовый генератор на неодимовом стекле с импульсным включением добротности // Письма в ЖЭТФ.1965. Т.2. С. 57.

70. Амбарцумян Р.В.,Басов Н.Г.,Зуев В.С.,Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в нелинейно усиливающей и поглощающей среде // Письма в ЖЭТФ.1966.Т.4.С.19.

71. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С. Нелинейное усиление импульса света // ЖЭТФ.1966. Т. 50. С. 23.

72. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Борович Б.Л., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С., Морозов В.М., Ораевский А.Н., Сенатский Ю.В., Стойлов Ю.Ю., Щеглов В.А. Отчет ФИАН о научно-исследовательской работе по теме «1Б» / Москва. Физический институт им.П.Н. Лебедева АН СССР. 1966.

73. Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде // УФН. 1969. Т.99. С. 169.

74. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г. Регенеративный оптический квантовый усилитель // ДАН СССР.1964. Т.157. С.1084.

75. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Бойко В.А., Зуев В.С., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Стойлов Ю.Ю. Нагрев вещества при фокусировке излучения оптического квантового генератора // ЖЭТФ.1965. Т.48. С. 1583.

76. Басов Н.Г., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Генерация и усиление мощных импульсов света на неодимовом стекле // ЖЭТФ.1968. Т. 54. С. 767.

77. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Летохов В.С., Матвеец Ю.А. Исследование формирования ультракороткого импульса света при распространении в двухкомпонентной среде // ЖЭТФ. 1969. Т.56. С. 1546.

78. Басов Н.Г., Кертес И., Крюков П.Г, Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Нелинейные потери в оптических квантовых генераторах и усилителях ультракоротких импульсов // ЖЭТФ. 1971.Т. 60. С. 533.

79. Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Чурилова С.А., Шатберашвили О.Б. Исследование формы импульса излучения лазера с самосинхронизацией мод // ЖЭТФ.1972. Т.62. С. 2036.

80. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Получение мощных ультракоротких импульсов света на неодимовом стекле // ЖЭТФ.1969. Т. 57. С. 1175.

81. Basov N.G., Krokhin O.N., Kriukov P.G., Zakharov S.D., Senatsky Yu.V., Chekalin S.V. Neutrons generation in laser-heated plasma // Report at the 1969 IEEE Conference on Laser Engineering and Applications. Washington, D.C. USA. May 26-28. Preprint FIAN. 1969.

82. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В. Применение мощных лазеров для получения термоядерной плазмы // Сборник трудов Международной конференции «Laser und ihre Anwendungen» Dresden, 10-17. 6.1970.Teil 1, Seite 1 – 56. Издание: Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin Zentralinstitut für Optik und Spektroskopie. 1970.

83. Сенатский Ю.В. Создание и исследование мощного лазера на неодимовом стекле для высокотемпературного нагрева плазмы: дис…. канд. физ.- мат. наук. Москва. 1970.

84. Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Чекалин С.В., Федосимов А.И., Шатберашвили О.Б., Сенатский Ю.В. О механизмах ограничения энергии и мощности при усилении УКИ в неодимовом стекле // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1973. Вып. 2. С.102.

85. Быковский Н.Е., Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. Дифракция и самофокусировка излучения в усилителе мощных световых импульсов.1. Развитие дифракции и самофокусировки излучения в усилителе мощных световых импульсов//Кв. электроника.1974.Т.1. С.2435.

86. Быковский Н.Е., Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. Дифракция и самофокусировка излучения в усилителе мощных световых импульсов. 2. Подавление вредного влияния дифракции и самофокусировки на лазерный пучок // Квантовая электроника. 1974.Т.1. С.2450.

87. Baranova N.B., Bykovsky N.E., Tchekalin S.V., Senatsky Yu.V. Nonlinear processes in the optical medium of a high-power neodymium laser // Journal of Soviet laser research. 1980. Vol. 1. P. 53.

88. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И. Формирование мощных наносекундных импульсов в лазерной установке на неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1974. Т.1. С.1428.

89. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53мкм и их применение для нагрева плазмы. 1.Экспериментальные исследования процессов отражения излучения при лазерном нагреве плазмы на двух длинах волн // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1972. Вып. 5. С. 63.

90. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И., Чекалин С.В. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53мкм и их применение для нагрева плазмы. 2. Лазер на неодимовом стекле с преобразованием излучения во вторую гармонику для экспериментов по нагреву плазмы // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1972. Вып. 6. С.50.

91. Зуев В.С., Сенатский Ю.В. О работе оптического затвора на основе тонкой металлической пленки // Препринт ФИАН №1. 2015; Краткие сообщения по физике. 2015. Вып.4. С.16.

Быковский Н.Е., Першин С.М., Самохин А.А., Сенатский Ю.В. Скачок пропускания тонкого слоя алюминия при лазерной абляции // Квантовая электроника. 2016. Т.46. С. 128.

92. Феофилов П.П., Бонч-Бруевич А.М., Варгин В.В., Имас Я.А., Карапетян Г.О., Карисс Л.Э. и Толстой М.Н. Люминесценция и вынужденное излучение стекла, активированного неодимом // Известия АН СССР. Сер. физ. 1963. Т. 27. С. 466.

93. Авакянц Л.И., Бужинский И.М., Корягина Е.И., Суркова В.Ф. Характеристики лазерных стекол (справочный обзор) // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С.725.

94. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев, Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом / Москва: Радио и связь. 1985.

95. Mann M.M., De Shazer L.G. Energy Levels and Spectral Broadening of Neodymium Ions in Laser Glass // J. Appl.Phys. 1970. Vol. 41. P. 2951.

96. Красилов Ю.И., Солоха А.Ф., Цапкин В.В., Эллерт Г.В. Структура термов неодима и передача энергии возбуждения в фосфатных стеклах // Квантовая электроника. 1974.Т.1. С.370.

97. Krupke W. Induced-emission cross-section in neodymium laser glasses // IEEE J. of Quantum Electronics. 1974. Vol. QE-10. P. 459.

98. Белан В.Р., Брискина Ч.М., Григорьянц В.В., Жаботинский М.Е. Передача энергии возбуждения между ионами неодима в стекле // ЖЭТФ.1969.Т. 57. С.1148.

99. Алимов О.К., Басиев Т.Т., Воронько Ю.К. и др. Исследование структуры неоднородно уширенных спектров ионов Nd^{3+} в стекле методом селективного лазерного возбуждения // ЖЭТФ. 1978.Т.74. С.57.

100. Никитин В.И., Соскин М.С., Хижняк А.И. Нескоррелированное неоднородное уширение-основная причина узкополосной генерации на фосфатном стекле с Nd^{3+} // Письма в ЖТФ. 1977. Т.3 С.14.

Люминесценция неодимовых стекол при узкополосном возбуждении в области резонансного перехода $^4I_{9/2}$ - $^4F_{3/2}$ // Украинский физический журнал.1980. Т. 25. С.1543.

101. Hall D.W., Haas R. A., Krupke W. F., and Weber M. J. Spectral and Polarization Hole Burning in Neodymium Glass Lasers // IEEE J. of Quantum Electronics.1983. Vol. QE-19. P.1704.

102. Григорьянц В.В., Жаботинский М.Е., Маркушев В.М. Определение эффективного сечения вынужденного перехода ионов неодима в различных матрицах методом сброса люминесценции // Квантовая электроника.1981. Т. 8. С. 571.

103. Пржевуский А.К. Статистическое моделирование оптических центров Yb^{3+} в стекле // Физика твердого тела. 1984. Т. 26. С. 50.

104. Иванов В.В. Динамика сброса инверсии и нелинейные явления в активной среде неодимового лазера: дис…. канд. физ.- мат. наук. Москва. 1988.

105. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Влияние безызлучательной релаксации на уровнях лазерного перехода ионов Nd^{3+} в стекле на усиление мощных наносекундных импульсов // Квантовая электроника. 1986. Т.13. С.647.

106. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Численное моделирование динамики сброса инверсии и усиления наносекундных импульсов в неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1987. Т.14. С.306.

107. Ivanov V.V., Senatskiy Yu.V., Sklizkov G.V. Influence of active medium nonradiative transitions on lasing and gain kinetics in a neodymium laser. / In the book: The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions. Ed. G. V. Sklizkov. Nova Science Pub. Inc. 1988. P.167.

108. Ivanov V.V., Sklizkov G.V., Senatsky Yu.V. Dynamics of inversion dumping when nanosecond pulses are amplified in the active medium of a neodymium laser // Journal of Soviet laser research. 1989. Vol.10. P. 384.

109. Murray J.R., section editor. Laser Research and Development. Broad band energy extraction // Laser Program Annual Report 83, LLNL, Livermore, UCRL-50021-83 P. 6-48.

110. Layne C.B., Loudermilk W.H., Weber M.J. Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses // Phys. Rev. B - Solid-state. 1977. Vol. 16. P. 10.

111. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Сенатский Ю.В. Особенности кинетики генерации неодимового лазера при импульсной селективной накачке // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 422.

112. Michon M., Ernest J., Hanus J., Auffert R. Influence of the $^4I_{11/2}$ level life-time on the effective use of the population inversion in Q-spoiled neodymium doped glass laser // Phys. Letters.1965.Vol. 19. P. 219.

113. Мак А. А., Прилежаев Д.С., Серебряков В.А., Стариков А.Д. Измерение скорости релаксаций в стеклах, активированных ионами Nd^{3+}// Оптика и спектроскопия.1972. Т.33. С.689.

114. Рудницкий Ю.П., Смирнов Р.В., Черняк В.М. Поведение населенности $^4I_{11/2}$ уровня Nd^{3+} в стеклах при взаимодействии с когерентным излучением большой мощности // Квантовая электроника.1976. Т. 3. С. 2035.

115. Григорьянц В.В., Жаботинский М.Е., Маркушев В.М. Определение вероятности релаксации населенности уровня $^4I_{11/2}$ ионов неодима по сбросу люминесценции в малом внешнем образце // Квантовая электроника.1982. Т. 9. С. 1576.

116. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Исследование динамики населенности уровня $^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} в стеклах по поглощению на длинах волн 0,66 и 1.06 мкм // Квантовая электроника.1988. Т. 15. С. 1240.

117. Bibeau C., Payne S., and Powell H. Direct measurements of the terminal laser level lifetime in neodymium-doped crystals and glasses // J. of the Optical Society of America B.1995. Vol.12. P. 1981.

118. Payne S., Bibeau C. Picosecond Nonradiative Processes in Neodymium-doped Crystals and Glasses: Mechanism for energy gap law // Journal of Luminescence.1998.Vol.79. P. 143.

119. McClang F., Hellwarth R. Giant optical pulsations from ruby// J. Appl Phys.1962.Vol.33. P. 828.

120. Maker P. D., Terhune R. W., and Savage C. M. Optical Third Harmonic Generation // Proceedings of the Third International Quantum Electronics Conference, Paris, 1963. Columbia Univ. Press. Paris-N.-Y. Vol. 2. P. 1559. 1964.

121. Гваладзе Т.В., Красюк И.К., Пашинин П.П., Прохиндеев А.В., Прохоров А.М. Характеристики оптического квантового генератора на рубине, работающего в режиме импульсной добротности // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 106.

122.Wagner W., Lenguel B. Evolution of the giant pulse in a laser //J.Appl. Phys.1963.Vol.34.C. 2040.

123. Snitzer E. Neodymium Glass Laser // Proceedings of the Third International Quantum Electronics Conference, Paris, 1963. Columbia Univ. Press. Paris-N.-Y. P.999. 1964.

124. Karlsons D. and Falvey T. Q-Switched $CaWO_4:Nd^{3+}$ Laser // J.Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P.3407.

125. Sanford I.R., Wenzel I.H., and Wolga G.I. Giant Pulse Laser Action and Pulse Width Narrowing in Neodymium-Doped Borate Glass // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. C. 3422.

126. Soffer B. H. and Hoskins R. H. Generation of giant pulses from a neodymium laser by a reversibly bleachable absorber // Nature.1964. Vol. 204. P. 276.

127. Пилипович В.А., Моргун Ю.В. Работа неодимового оптического квантового генератора в режиме импульсной добротности // ЖПС.1965. Т. 3. С. 92.

128. Daly R., Sims S.D. An Improved Method of Mechanical Q-Switching Using Total Internal Reflection // Appl.Optics.1964.Vol. 3. P.1063.

129. Koester Ch. and Snitzer E. Amplification in a fiber laser // Appl. Optics.1964.Vol.3. P. 1182.

130. Tittel K.F., Chernoch J.P. Gain-delay characteristics of a pulsed neodymium-glass laser oscillator-amplifier chain // Proc. IEEE. 1965. Vol. 53. P. 82.

131. Бородулин В.И., Ермакова Н.А., Ривлин Л.А., Цветков В.В., Шильдяев В.С. Нелинейное отрицательное поглощение резонансного света в рубине и неодимовом стекле // ЖЭТФ.1965. Т.49. С. 1718.

132. De Metz J., Terneaud A., et Veyrie P**.** Etude optique du faisceau emis par un laser de grande intensite // Appl.Optics.1966. Vol. 5. C. 819.

133. Ванюков М.П., Венчиков В.А., Жулай В.Я., Исаенко В.И., Любимов В.В. Двухканальный моноимпульсный оптический квантовый генератор на неодимовом стекле с энергией 180Дж // Опт.- мех. пром. 1966. Вып.6. С. 46; // ПТЭ.1967. Вып.3. С.158.

134. Ванюков М.П., Венчиков В.А., Исаенко В.И. Оптический квантовый генератор на неодимовом стекле мощностью 6 ГВт // Опт.- мех. пром. 1966. Вып.12. С. 65.

135. Горланов А.В., Любимов В.В., Петров В.Ф. Исследование моноимпульсного окг с управляемым пленочно-жидкостным затвором // ПТЭ.1969. Вып. 6. С. 176.

136. Masters J.I., Ward J., and Hartouni E. Laser Q-Spoiling Using an Exploding Film // Rev. Sci. Instr. 1963. Vol. 34. P. 365.

137. Grant D.G. A Technique for Obtaining Single, High peak Power Pulses from a Ruby Laser // Proc. IEEE.1963.Vol. 51. P. 604.

138. Калинин Ю.А., Степанов А.И. Модуляция добротности окг, управляемого затвором с взрывающейся металлической пленкой // Опт.- мех. пром. 1968. Вып.7. С.59.

139**.** Dube G**.** India Ink Q-Switch // Appl.Opt. 1975.Vol. 14. P.533.

Landry M. J. Exploding PbS film Q-switch laser // Appl.Opt.1978.Vol.17. P. 635.

140. Ванюков М.П., Исаенко В.И., Пашинин П.П., Серебряков В.А., Сизов В.Н., Стариков А.Д. Формирование мощных импульсов с крутым передним фронтом в лазерной системе с пассивными нелинейными элементами // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1971. Вып.1. С. 35.

141. Басов Н.Г., Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. Образование длинной лазерной искры в воздухе под действием слабо сфокусированного излучения лазера // Доклады АН СССР.1967. Т. 173. С. 538.

142. Hagen W. F. Diffraction-Limited High-Radiance Nd-Glass Laser System // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 511.

143. Воробьев Г.А., Месяц Г.А. Техника формирования импульсов наносекундной длительности / Москва: Госатомиздат.1963.

144. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V. et al. Laser for ICF with a controllable function of mutual coherence of radiation // Journal of Russian laser research. 2004. T.25. C. 79.

145. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С., Шатберашвили О.Б. Структура гигантского импульса излучения лазера с мгновенным включением добротности // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 406.

146. Зельдович Я.Б., Ландау Л.Д. О соотношении между жидким и газообразным состоянием у металлов // *ЖЭТФ*, 1944, **14,** 32.

147. Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б. Испарение металлических мишеней мощным оптическим излучением // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 586.

148. Андреев С.И., Мажукин В.И., Никифорова Н.М., Самохин А.А. О возможных проявлениях эффекта просветления при испарении металлов под действием лазерного излучения // Квантовая электроника. 2003.Т. 33. С. 771.

149. Малышев В.И., Маркин А.С., Петров В.С., Левкоев И.И., Вомпе А.С. Лазер на неодимовом стекле с длительностью импульса, близкой к предельной // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 1. С. 2.

150. Варга П., Крюков П.Г., Купришов В.Ф., Сенатский Ю.В. Генерация инфракрасного излучения с помощью полиметинового красителя, применяемого в лазере на неодимовом стекле // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 501; Генерация полиметинового красителя, применяемого в лазере на неодимовом стекле //Оптика и спектроскопия.1969.Т. 26. С. 1006.

151. Матвеец Ю.А., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Формирование лазерных импульсов с переменной длительностью с помощью электрооптического затвора // Краткие сообщения по физике. 1970. Вып.10. С. 60.

152. Вакуленко А.М., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Пантелеев В.И., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И., Юров В.Т. Скоростной электрооптический затвор на основе кристалла DKDP // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. С. 138.

153. Завойский Е.К., Фанченко С.Д. Физические основы электронно-оптической хронографии // Доклады АН СССР. 1956. Т. 108. С. 216.

154. Крюков П.Г. Исследование методов получения мощных импульсов лазерного излучения: дис…. докт. физ.- мат. наук. Москва. 1974г.

155. Hargrove L.E., Fork R.L., and Pollack M.A. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation // Appl. Phys. Lett.1964.Vol. 5. P.4.

156. DeMaria A.J., Ferrar C.M., and Danielson G.E. Mode-locking of a Nd^{3+}-doped glass laser // Appl. Phys. Letters. 1966. Vol. 8. P. 22.

157. DeMaria A.J., Stetser D.A., and Heynau H. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers // Appl. Phys. Letters. 1966. Vol. 8. P. 174.

158. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001.Т. 31. С.95. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов и их применения /Москва: Интеллект. 2012.

159. Чекалин С.В. Получение мощных световых импульсов длительностью 10^{-10}-10^{-13}с и их применение для исследования нестационарных процессов в плотной лазерной плазме и конденсированных средах: дис…. докт. физ.- мат. наук. Москва. 1991г.

160. Glenn W.H. and Brienza M.J. Time evolution of picosecond optical pulses // Appl.Phys. Lett. 1967. Vol.10. P. 221.

161. Малютин А.А., Щелев М.Я. Исследование временной структуры генерации неодимового лазера в режиме самосинхронизации мод // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 445.

Коробкин В.В., Малютин А.А., Щелев М.Я.Динамика излучения и изменений спектра неодимового лазера в режиме самосинхронизации аксиальных мод // Письма в ЖЭТФ. 1970.Т.11. С. 168.

162. Коробкин В.В., Малютин А.А., Прохоров А.М. Фазовая самомодуляция и самофокусировка излучения неодимового лазера при самосинхронизации мод // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 216.

163. Басов Н.Г., Дрожбин Ю.А., Крюков П.Г., Лебедев В.Б. Летохов В.С., Матвеец Ю.А. Флуктуационная структура гигантского импульса света и изменение ее при прохождении через нелинейный поглотитель // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 428.

164. Летохов В.С. Генерация ультракоротких импульсов света в лазере с нелинейным поглотителем // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 1077.

165. Кузнецова Т.И. О статистике возникновения сверхкоротких импульсов света в лазере с просветляющимся фильтром // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 1673.

166. Fleck, Jr. J. Ultrashort-Pulse Generation by Q-Switched Lasers // Phys.Rev.B.1970. Vol. 1. P.84.

167. Hercher M. Laser-induced damage in transparent media // J. of the Optical Society of America. 1964. Vol. 54. P. 563.

168. Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 88.

169. Зверев Г.М., Малдутис Э.К., Пашков В.А. О развитии нитей самофокусировки в твердых диэлектриках // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 108.

170. Alfano R. and Shapiro S. Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24. P. 592.

171. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Таланов В.И. Уширение спектра при самофокусировке света в стеклах // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 6. С. 642.

172. Аскарьян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1567.

173. Shen Y. The Principles of Nonlinear Optics / New York: J. Wiley. 1984.

174. Boyd R., Lukishova S., Shen Y. (Eds.) Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects / Springer Series: Topics in Applied Physics.Vol. 114. 2009.

175. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков – к филаментации лазерных импульсов // УФН. 2013.Т.183. С. 133.

176. Duguay M., Hansen J., and Shapiro S. Study of the Nd: glass laser radiation // IEEE J. of Quantum Electronics.1970. Vol. QE-6. P. 725.

177. Азаренков А.Н., Альтшуллер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. С. 733.

178. Chiao R., Garmire E., and Townes C. Self-trapping of optical beams // Phys. Rev. Lett.1964. Vol. 13. P. 479.

179. Kelley P. Self-focusing of optical beams // Phys. Rev. Lett.1965.Vol. 15. P. 1005.

180. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН. 1967. Т. 93. С. 19.

181. Wagner W., Haus H., Marburger J. Large-scale self-trapping of optical beams in the paraxial ray approximation // Phys.Rev. 1968. Vol.175. P. 256.

182. Дышко А.Л., Луговой В.Н., Прохоров А.М. Многофокусная структура светового пучка в нелинейной среде // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2305.

183. Луговой В.Н., Прохоров А.М.Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде // УФН. 1973. Т. 111. С. 203.

184. DeMaria A.J., Gagosz R., Heynau H. A. et al. Generation and Amplification of a Subnanosecond Laser Pulse // J. Appl. Phys.1967.Vol.38. P. 2693.

185. DeMaria A.J, Glenn, Jr. W.H., Brienza M.J., Mack M.E. Picosecond laser pulses // Proc. IEEE. 1969. Vol. 57. P. 2.

186. Mack M.E., Carman R.L., Reintjes J., Blombergen N. Transient Stimulated Rotational and Vibrational Raman Scattering in gases // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol.16. P. 209.

187. Быковский Н.Е., Кан В., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А., Ни Н.Л., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Увеличение отношения энергии ультракоротких лазерных импульсов к энергии фона // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1972. Вып. 7. С.68.

188. Басов Н.Г., Бутслов М.М., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А. и др. Прямое наблюдение пикосекундной структуры импульсов излучения неодимового лазера с самосинхронизацией мод // ЖЭТФ.1973.Т. 65. С.907.

189. Жерихин А.Н., Матвеец Ю.А., Крюков П.Г., Чекалин С.В. О происхождении временной структуры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 1974.Т.1. С. 956.

190. Томов И.В., Федосеевс Р., Ричардсон М. Генерация ультракоротких импульсов в лазерах с активной синхронизацией мод (обзор) // Квантовая электроника.1980.Т. 7, С.1381.

191. Апанасевич И.А., Запорожченко В.А. Импульсные твердотельные лазеры с активной синхронизацией мод // Изв. АН СССР. Сер. физ.1982. Т.46. С.1504.

192. Быковский Н.Е., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В., Федотов С.И. Импульсное включение добротности в лазере на неодимовом стекле с нелинейным поглотителем. Краткие сообщения по физике.1976.Вып.6. С. 34.

193. Kuizenga D. Generation of short pulses for laser fusion in actively mode-locked *Nd:YAG* laser // Optics Communications. 1977. Vol. 22. P. 156.

194. Luther-Davies B. An electro-optically Q-switched actively mode-locked *Nd:YLF* laser with feedback stabilised pre-lase // Optics Communications. 1986. Vol. 57. P. 345.

195. Быковский Н.Е., Денус С., Дубик А., Иванов В.В., Марчак Я., Овсик Я., Петровский Я., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Формирование субнаносекундных импульсов для мощной лазерной установки на неодимовом стекле // Краткие сообщения по физике.1987.Т. 11. С. 52.

196. Carman R.L., Johnson B.C., and Steinmetz L.L. A self-driven oscillator for directly producing bandwidth-limited pulses of about 1 nsec // Optics Communications.1973. Vol. 7. P. 169.

197. Аникеев Б.В. О динамике активной фазировки мод в импульсном лазере с периодической модуляцией потерь // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 34.

198. Аникеев Б.В., Хромов В.Н., Левин К.А. Неодимовые лазеры с кратковременной периодической модуляцией потерь // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. С. 59.

199. Аникеев Б.В., Хромов В.Н., Левин К.А. Генерация высокоэнергетических пикосекундных импульсов неодимовыми лазерами с кратковременной резонансной модуляцией потерь // Оптический журнал. 1997. Т. 64. С. 45.

200. Быковский Н.Е., Захаров С.М., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В., Федотов С.И. Генератор субнаносекундных импульсов на неодимовом стекле с импульсным включением добротности // Препринт ФИАН №137.1975.

201. Быковский Н.Е., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В. Генератор субнаносекундных импульсов на неодимовом стекле с периодической модуляцией добротности // Квантовая электроника.1977. Т. 4. С. 1301.

202. Берковский А. Г., Быковский Н.Е., Губанов Ю.И., Гусев И.В., Плетнев Н.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В., Сущенко А.Н., Тарасов Р.П. Исследование генератора субнаносекундных импульсов на неодимовом стекле с помощью скоростной осциллографии // ПТЭ. 1979. Вып. 3. С.178.

203. Летохов В.С. Динамика генерации импульсного лазера с фазировкой мод // ЖЭТФ.1968. Т. 54. С. 1392.

204. Быковский Н.Е., Дорофеев В.И., Сенатский Ю.В. Математическая модель лазера на неодимовом стекле с периодической модуляцией добротности // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. С. 1578.

205. Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. Твердотельные ОКГ/ Москва: Советское радио.1972.

206. Frantz L.M. and Nodvik J.S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P. 2346.

207. Martin W. and Milam D. Gain saturation in *Nd*:doped laser materials // IEEE J. of Quantum Electronics.1982. Vol.QE-18. P. 1155.

208. Алексеев В.Н., Жилин А.Н., Чернов В.Н. Экспериментальное исследование насыщения усиления лазерного импульса длительностью 1 нс в неодимовых стеклах // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 2639.

209. Yarema S. and Milam D. Gain saturation in phosphate laser glasses // IEEE J. of Quantum Electronics.1982. Vol.QE-18. P. 1941.

210. Алексеев В.Н., Дмитриев Д.И., Жилин А.Н., Чернов В.Н. Насыщение усиления в фосфатном неодимовом стекле ГЛС-22 // Квантовая электроника. 1985.Т. 12. С. 159.

211. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Насыщение усиления лазерных импульсов длительностью 0,3-30нс в фосфатных неодимовых стеклах // Квантовая электроника. 1987.Т. 14. С. 2407.

212. Avizonis P.V. and Farrington T. Internal self-damage of ruby and *Nd*-glass lasers // Appl.Phys.Lett. 1965. Vol. 7. P. 205.

213. Ванюков М.П., Венчиков В.А., Исаенко В.А., Серебряков В.А., Стариков А.Д. Лазерная установка на неодимовом стекле с большой яркостью излучения для создания высокотемпературной плазмы // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 28. С. 1008.

214. De Metz J. Optical Design of a Laser System for Nuclear Fusion Research // Appl. Optics. 1971.Vol. 10. P. 1609.

215. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Крыжановский В.И. и др. Стержневые усилители на фосфатном неодимовом стекле диаметром 60мм с высоким коэффициентом усиления // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 310.

216. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Волынкин В.М. и др. Стержневые усилители большой апертуры на фосфатном неодимовом стекле для лазеров с высокой яркостью излучения// Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 1891.

217. Jego J. M. Amplification laser en faisceau divergent dans un barreau conique //Appl.Optics. 1970. Vol. 9. P. 225.

218. Сенатский Ю.В. Активные элементы для мощной лазерной установки на неодимовом стекле // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова. 1971. Вып. 5. С.109.

219. Баранова Н.Б., Сенатский Ю.В., Тюрин Е.Л., Щеглов В.А. Возможность создания мощного лазера при усилении расходящихся световых пучков в активных средах в виде раструбов // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1973. Вып. 5. С.57.

220. Ванюков М.П., Крыжановский В.И., Сизов В.Н., Стариков А.Д. Многоканальная лазерная система на неодимовом стекле с пикосекундной длительностью импульса излучения // Опт.-мех. пром. 1972. Вып.12.С.31.

221. Малютин А.А. Модифицированная формула Франца - Нодвика для расчета коэффициента усиления расходящихся лазерных пучков // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. С. 55.

222. Кузнецова Т.И., Михеев Л.Д. Усиление коротких световых импульсов со сферическим волновым фронтом // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С.969.

223. Swain J.E., Kidder R.E., Pettipiece K. et al. Large-Aperture Glass Disk Laser System // J.Appl.Phys.1969. Vol. 40. P.3973.

224. Алексеев В.Н., Мак А.А., Пивинский Е.Г., Седов Б.М., Стариков А.Д., Цветков А.Д. Дисковый усилитель на неодимовом стекле с большой световой апертурой // Квантовая электрони-

ка.1976.Т. 3. С.226. // Оконечные дисковые усилительные каскады // Квантовая электроника. 1978. Т.5. С. 2369.

225. Simmons W. W., Speck D. R., and Hunt J. T. Argus laser system: performance summary // Appl. Optics. 1978. Vol. 17. P. 1000.

226. Van Wonterghem B., Murray J., Campbell J. et al. Performance of a prototype for a large-aperture multipass Nd:glass laser for inertial confinement fusion //Appl. Optics.1997. Vol. 36. P. 4932.

227. Roess D. Ruby superradiation // Proc. IEEE. 1964. Vol. 52. P. 853.

228. Зуев В.С., Летохов В.С., Сенатский Ю.В. Гигантские импульсы сверхлюминесценции // Письма в ЖЭТФ. 1966.Т. 4. С. 182.

229. Young C.G., Kantorski J.W. Saturation Operation and Gain Coefficient of a Neodymium-Glass Amplifier // Appl.Optics. 1965.Vol. 4. P. 1675.

230. Young C.G., Kantorski J.W., and Dixon E.O. Optical Avalanche Laser // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37. P. 4319.

231. Кертес И., Кононков Е.А., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Влияние двойного лучепреломления, возникающего при накачке, на работу лазера // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1115.

232. Quelle F.W. Thermal distortion of Diffraction-limited optical elements // Appl. Optics. 1966. Vol. 5. P. 633.

233. Blume A.E., Tittel K.F. Thermal Effects in Laser Amplifiers and Oscillators // Appl. Optics. 1964. Vol. 3. P. 527.

234. Sims S.D., Stein A., Roth C. Rods Pumped by Flash Lamps // Appl.Optics. 1967. Vol. 6. P. 579.

235. Губа Б.С., Мак А.А., Потапов С.Л., Седов Б.М., Шашкин В.В. Спектральные особенности съема энергии возбуждения в усилителях на неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1982.Т. 9. С. 1223.

236. Губа Б.С., Образцов Г.В., Прилежаев Д.С., Седов Б.М. Расчет оптических квантовых усилителей на основании обобщения экспериментальных данных // ЖЭТФ. 1977.Т. 47. С. 1750.

237. Данилов А.Е., Орлов В.В., Савченко С.М., Сучков А.Ф., Федотов С.И., Хитров А.Л. Исследование влияния спектрального состава излучения на усиление в неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 217.

238. Zuegel J., Seka W. Direct measurements of $^4I_{11/2}$ terminal-level lifetime in *Nd:YLF*// IEEE J. of Quantum Electronics.1995. Vol. QE-31. P.1742.

239. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. О предельном съеме инверсии в неодимовых лазерах при усилении наносекундных импульсов // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 1719.

240. Ешметьева Е.В., Королев В.И., Меснянкин Е.П., Серебряков В.А., Шашакин В.В., Яшин В.Е. О предельных энергетических параметрах излучения в лазерных системах на неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1992.Т.19. С. 837.

241. Bloembergen N. Laser-induced electric breakdown in solids // IEEE J. Quantum Electron. 1974. Vol.QE-10. P. 375.

242. Ready J.F. Effects of High Power Laser Radiation / New York: Academic Press. 1971.

243. Merkle L., Koumvakalis N., and Bass M. Laser-induced bulk damage in SiO_2 at 1.064, 0.532, and 0.355μm // J. Appl. Phys.1984. Vol. 55. P.772.

244. Маненков А.А., Прохоров А.М. Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // УФН. 1986. Т. 148. С. 179.

245. Du.D., Liu X., Kom G., Squier J., and Mourou G. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7ns to 150 fs // Appl.Phys. Lett. 1994. Vol.64. P. 3071.

246. Stuart B., Feit M., Herman S., Rubenchik A., Shore B., and Perry M. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics // Phys.Rev. B. 1996. Vol. 53. P. 1749.

247. Алексеев В.Н., Бессараб А.В., Гаранин С.Г. и др. Исследования лучевой прочности поверхности экспериментального лазерного стекла // Оптический журнал. 2001. Т. 69. С.11.

248. Wood R. Laser-Induced Damage of Optical Materials / Bristol: IOP Publishing. 2003.

249. Smith A. and Do B. Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064nm // Appl.Optics.2008. Vol. 47. P. 4812.

250. Fleck, Jr. J.A. and Layne C. Study of self-focusing damage in a high-power Nd:glass-rod amplifier // Appl.Phys. Lett. 1973. Vol. 22. P. 467.

251. Korobkin V.V., Alcock A.J. Self-Focusing Effects Associated with Laser-Induced Air Breakdown // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol.21. P. 1433.

252. Lukishova S.G., Senatsky Yu.V., Bykovsky N.E., Scheulin A.S. Beam Shaping and Suppression of Self-Focusing in High-Peak-Power Nd: Glass Laser Systems // in “Self-focusing: Past and Present Fundamentals and Prospects” Springer Series: Topics in Applied Physics. 2009. Vol. 114. P. 191.

253. Жерихин А.И., Матвеец Ю.А., Чекалин С.В. Ограничение яркости вследствие самофокусировки при усилении ультракороткого импульса в неодимовом стекле и в иттрий-алюминиевом гранате // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С.1585.

254. Беспалов В.И., Таланов В.И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. С. 471.

255. Таланов В.И. О фокусировке света в кубичных средах // Письма в ЖЭТФ. 1970.Т.11.С. 303.

256. Campilo A.J., Pearson J.E., Shapiro S.L., Terrel N.J. Fresnel diffraction effects in the design of high-power laser systems // Appl. Phys. Lett.1973. Vol. 23. P. 85.

257. Кикин П.Ю. Влияние дифракции от объемных разрушений на повреждение торцевых поверхностей рубиновых кристаллов // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. С. 2348.

258. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. Исследование объемного лазерного разрушения и рассеяния света в кристаллах и стеклах // Труды ФИАН.1978.Т.101. С. 31.

259. Леонов В.К., Захаров С.И., Дмитриева И.А., Гандельман Г.М. Методы исследования роли поглощающих микровключений в разрушении прозрачных диэлектриков лазерным излучением // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 1279.

260. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Сенатский Ю.В. Профили интенсивности локальных возмущений в лазерном пучке при распространении в нелинейной среде // Труды ФИАН. 1985. Т. 149. С. 150.

261. Кругер М.Я., Панов В.А. и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов / Москва: Машгиз. 1963.

262. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Развитие локальных возмущений волны в самофокусирующих средах // Изв. высш. уч. зав. Радиофизика. 1976. Т. 19. С. 1823.

263. Мастрюков А.Ф., Сынах В.С. Численное моделирование распада самофокусирующихся волновых пучков на нити // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С. 2473.

264. Campillo A.J., Shapiro S.L., and Suydam B.R. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing // Appl. Phys. Lett.1973. Vol. 23. P. 628.

265. McMahon J.M., Emmet J.L., Holzrichter J.R., Trenholm J.B. A glass disk laser amplifier // IEEE J. of Quantum Electronics.1973. Vol. QE-9. P. 992.

266. Власов С.Н. Неустойчивость интенсивной плоской волны в периодической нелинейной среде // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С. 451.

267. Auric D., Labadens A., and Guyot J. Spatial frequency transfer function for various high-power amplifier geometries // Optics Communications. 1976. Vol. 18. P. 175.

268. Власов С.Н. Стабилизация неустойчивости плоской волны в периодической системе // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 795.

269. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. К теории распространения плоских волн в нелинейных слоистых системах // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Р. 544.

270. Баянов В.И., Мак А.А., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Исследование самофокусировки в лазерных усилителях на неодимовом стекле и ее подавления с помощью пространственной фильтрации // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. С. 902.

271. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. Мелкомасштабная самофокусировка лазерного излучения в усилительных системах // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. Р. 410.

272. Горбунова Т.А., Кузьмина Н.В., Розанов Н.Н., Смирнов В.А. Развитие локальных возмущений в лазерных усилительных системах // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 1468.

273. Hunt J.T., Manes K.R., and Renard P.A. Hot images from obscurations // Appl. Optics. 1993. Vol.32. P. 5973.

274. Widmayer C.C., Milam D., and De Szoeke S.P. Nonlinear formation of holographic images of obscurations in laser beams // Appl. Optics. 1997. Vol. 36. P. 9342.

275. Widmayer C.C., Milam D., Nickels M.R. Nonlinear holographic imaging of phase errors // Appl. Optics. 1998. Vol. 37. P. 4801.

276. Wang Y., Wen S., Zhang L. et al. Obscuration size dependence of hot image in laser beam through a Kerr medium slab with gain and loss // Appl. Optics. 2008. Vol.47. P. 1152.

277. Хазов Л.Д., Шестов А.Н. Вынужденное рассеяние Мандельштама - Бриллюэна (ВРМБ) в стекле в условиях самофокусировки луча моноимпульсного лазера // Оптика и спектроскопия. 1968. Т. 25. С. 453.

278. Балькявичус П.Й., Лукошюс Й.П., Малдутис Э.К. Влияние ВРМБ на разрушение стекол лазерным излучением // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 542.

279. Денкер Б.И., Осико В.В., Пашинин П.П., Прохоров А.М. Концентрированные неодимовые лазерные стекла // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 469.

280. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Вынужденное комбинационное рассеяние в лазерном стекле // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 80.

281. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Поглощение в неодимовых стеклах при прохождении мощного лазерного импульса // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 410.

282. Ivanov V.V., Senatsky Yu.V., Sklizkov G.V Absorption in neodymium glasses under powerful laser pulse propagation // Physics Letters A. 1987. Vol. 124. P. 381.

283. Fisher R.A., James L.T. Observations of excited-state absorption in ED-2 neodymium: glass // Optics Communications.1975. Vol. 13. P. 402.

284. Казаков А.А., Шавкунов С.В., Шалаев Е.А. Внутрирезонаторная генерация второй гармоники с длиной волны излучения λ=0,66мкм // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 2259.

285. Беликова Т.П., Савченко А.Н., Свириденков Э.А. Световой пробой в рубине и связанные с ним эффекты // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 37.

286. Ашмарин И.И., Быковский Ю.А. и др. Ударные волны, возникающие при воздействии лазерного излучения на прозрачные тела // Квантовая электроника.1971. Т. 6. С.126.

287. Ашмарин И.И., Быковский Ю.А., Гридин В.А. и др. Роль самофокусировки в разрушении прозрачных диэлектриков лазерным излучением // ЖЭТФ.1975. Т. 68. С.562.

288. Бабин А.А., Киселев А.М., Кулагин Д.И. и др. Генерация ударных волн при аксиконной фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С.344.

289. Пятахин М.В., Сучков А.Ф. Подавление мелкомасштабной самофокусировки в расходящихся пучках // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. С.164.

290. Jia H., Xu B., Wang F., and Zhou L. Small-scale self-focusing in a tapered beam // Appl. Optics. 2012. Vol. 51. P. 6089.

291. Ванюков М.П., Крыжановский В.Н., Серебряков В.А., Стариков А.Д. Лазерные системы для генерирования пикосекундных световых импульсов высокой яркости // Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова.1971. Вып. 5. С.69.

292. Алексеев В.Н., Стариков А.Д., Чернов В.Н. Оптимизация пространственного профиля мощного светового пучка в усилительном тракте лазерной установки на неодимовом стекле // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. С. 2374.

293. Weber M.J., Layne C.B., Saroyan R.A., Milam D. Low-index fluoride glasses for high-power *Nd* lasers // Optics Communications.1975. Vol. 18. P. 171.

294. Мак А.А., Серебряков В.А., Фромзель В.А. Об одном методе борьбы с самофокусировкой в твердотельных лазерах // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 1461.

295. Auric D., Labadens A. On the use of a circulary polarized beam to reduce the self-focusing effect in a glass rod amplifier // Optics Communications.1977. Vol. 21. P. 241.

296. Власов С.Н., Крыжановский В.И., Яшин В.Е. Использование световых пучков с круговой поляризацией для подавления самофокусировочной неустойчивости в нелинейной кубичной среде с ретрансляторами // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 14.

297. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения / Москва: Мир. 1964.

298. Simmons W.W., Gush S., Rainer F., Murray J.E. A high energy spatial filter for removal of small-scale beam instabilities in high power solid state lasers // IEEE J. of Quantum Electronics. 1975. Vol. QE-11. P. 30 D.

299. Bettinger A., Charles C., Osmalin J., Giraud J. Laser beam brightness improvement with high power spatial filtering // Optics Communications. 1976. Vol.18. P. 176.

300. Hunt J.T., Renard P.A., and Simmons W.W. Improved performance of fusion lasers using the imaging properties of multiple spatial filters // Appl. Optics. 1977. Vol. 16. P. 779.

301. Hunt J.T., Glaze J.A., Simmons W.W., and Renard P.A. Suppression of self-focusing through low-pass spatial filtering and relay imaging // Appl. Optics.1978. Vol.17. P. 2053.

302. Мустаев К.Ш., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Подавление мелкомасштабной самофокусировки в усилителях на неодимовом стекле с помощью оптических ретрансляторов // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 856.

303. Власов С.Н., Яшин В.Е. Подавление самофокусировки в лазерных системах на неодимовом стекле с помощью ретрансляторов // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 510.

304. Бабиченко С.М., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В. Возможность уменьшения нелинейных потерь при мелкомасштабной самофокусировке в кусочно-непрерывной среде // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 161.

305. Гаранин С.Г., Епатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. Подавление самофокусировки в системе из двух нелинейных сред и пространственного фильтра // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 1159.

306. Li D., Zhao J., Peng T., Cai Zh. Theoretical analysis of the image with a local intensity minimum during hot image formation in high-power laser systems //Appl.Optics. 2009.Vol.48.P. 6229.

307. Garanin S.G., Epatko I.V., Istomin R.I., L'vov L.V., Malyutin A.A., Serov R.V., Sukharev S.A. Risky intensity peaks resulting from nonlinear holographic imaging//Appl.Optics.2011.Vol.50.P. 3733.

308. Bel'kov S.A., Garanin S.G., Epatko I.V., Serov R.V., and Voronich I.N. Formation of nonlinear holographic images in powerful laser systems // Appl.Optics.2012. Vol. 51. P. 5921.

309. Simmons W.W., Hunt J., and Warren W. Light propagation through large laser systems // IEEE J of Quantum Electronics. 1981. Vol. QE-17. P.1727.

310. Епатко И.В., Малютин А.А., Серов Р.В. и др. Новый алгоритм численного моделирования распространения лазерного излучения // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. С.717.

311. Morice O. Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems // Optical Engineering. 2003. Vol. 42. P. 1530.

312. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications.1985. Vol. 56. P. 219.

313. Аскарьян Г.А., Диянов Х.А., Мухамаджанов М. Устранение самосхлопывания мощного луча в нелинейной среде с помощью растра - множественное волноводное распространение энергий. Дифракционная решетка в нелинейной среде // Письма в ЖЭТФ.1972. Т. 16. С. 211.

314. Мак А.А., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Подавление самофокусировки в пространственно-некогерентных световых пучках // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 6. С. 129.

315. Alexandrova I.V., Basov N.G., Danilov A.E., Mikhailov Yu.A., Sklizkov G.V., and Fedotov S.I. The effect of small-scale perturbations on the brightness of laser radiation in laser fusion experiments // Laser and Particle Beams. 1983. Vol. 1. P. 241.

316. Александрова И.В., Басов Н.Г., Данилов А.Е., Демишев С.В., Михайлов Ю.А., Федотов С.И., Хитров А.Л. Предельные возможности лазерного метода нагрева сферических мишеней // Труды ФИАН. 1985.Т.149. С. 42.

317. Басов Н.Г., Данилов А.Е., Орлов В.В., Савченко С.М., Федотов С.И., Хитров А.Л. Пространственная когерентность и яркостные свойства лазерных пучков // Труды ФИАН. 1987. Т. 178. С. 120.

318. Costich V., Johnson B. Apertures to shape high-power beams // Laser Focus. 1974. Vol. 10. P.43. Campillo A.J., Carpenter B., Newnam B.E., and Shapiro S.L. Soft apertures for reducing damage in high-power laser-amplifier systems // Optics Communications.1974.Vol.10.P.313.

319. Борн М., Вольф Е. Основы оптики / Москва: Наука. 1970.

320. Лукишова С.Г., Красюк И.К., Пашинин П.П., Прохоров А.М. Аподизация световых пучков как метод повышения яркости лазерных установок на неодимовом стекле // Труды ИОФАН. 1987.Т.7. С. 92.

321. Беляев В.Н., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В., Соболев Б.В. Формирование проникающей радиацией поглощающих слоев в оптической среде неодимового лазера // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С. 2286.

322. Красюк И.К., Лукишова С.Г., Марголин Д.М., Пашинин П.П., Прохоров А.М.,Терехов В. Д. Мягкие диафрагмы на основе наведенного поглощения // Письма в ЖЭТФ.1976.Т. 2. С. 577.

323. Горшков Б.Г., Иванченко В.К., Карпович В.К., Красюк И.К., Лукишова С.Г. и др. Аподизирующие диафрагмы на основе наведенного поглощения с большим диаметром светового пучка и их исследование в мощных лазерных установках с длиной волны 1,06мкм // Квантовая электроника.1985. Т.12. С.1453.

324. Сенатский Ю.В., Виноградский Л.М., Зубарев И.Г. и др. Мягкая диафрагма для лазеров / Патент РФ № 2157034 с приоритетом от 26.11.1998.

325. Виноградский Л.М., Золотов Б.И., Соболев С.К., Сенатский Ю.В. и др. Кювета фототропного затвора для лазеров / Патент РФ № 217666 с приоритетом от 03.07.1998.

326. Vinogradsky L.M., Sobolev S.K., Zubarev I.G., Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V., Mizin V.M., Ueda K. Development of the nonlinear optical element for light beam apodization and large-aperture laser amplifier decoupling // Proc.SPIE. 1998.Vol.3343. P. 344; Proc.SPIE. 1998. Vol. 3683. P.186.

327. Vinogradsky L.M, Kargin V.A., Sobolev S.K., Zubarev I.G., Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V., Shelobolin A.V., Mizin V.M., Ueda K. Soft diaphragms for apodization of powerful laser beams // Proc. SPIE. 2000. Vol. 3889. P. 849.

328. Vinogradsky L.M, Kargin V.A., Krotov V.A., Sobolev S.K., Jidkov N.V., Mizin V.M., Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V., Shelobolin A.V., Zubarev I.G. Decoupling nonlinear optical elements for powerful iodine laser // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4353. P. 92.

329. Сенатский Ю.В., Быковский Н.Е., Виноградский Л.М., Зубарев И.Г. и др. Аподизаторы для получения одномодовой генерации в лазерах // Известия Российской академии наук. Сер. физ. 2002. Т. 66. С.919.

330. Зубарев И.Г., Пятахин М.В., Сенатский Ю.В. Способ формирования мягкой диафрагмы / Патент РФ № 2140695 с приоритетом от 24.04.1998.

331. Сенатский Ю.В. Мягкая диафрагма для лазеров / Патент РФ № 2163386 с приоритетом от 19.03.1999.

332. Rizvi N., Rodkiss D., Danson C. Apodizer development // Rutherford Appleton Laboratory Annual Report to the Laser Facility Committee, RAC-87-041.1987. P.113.

333. Pyatakhin M.V., Senatsky Yu.V. Formation of the intensity distribution in laser beams due to diffraction on structures of small-size optical inhomogeneties // Journal of Russian laser research. 2002. Vol. 23. P. 332.

334. Bohren C. and Hufman D. Absorbtion and scattering of light by small particles / New-York: Wiley. 1983.

335. Крыжановский В.И., Седов Б.М., Серебряков В.А., Цветков А.Д., Яшин В.Е. Формирование пространственной структуры излучения в твердотельных лазерных системах аподизирующими и жесткими апертурами // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. С. 354.

336. Арифжанов С.Б., Ганеев Р.А., Гуламов А.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Формирование пучка высокого оптического качества на многокаскадном неодимовом лазере // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С.1246.

337. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И., Чекалин С.В., Щелев М.Я. Исследования нагрева плазмы, образованной ультракороткими лазерными импульсами // Краткие сообщения по физике. 1970. Вып. 8. С. 48; Сборник “Квантовая электроника” под ред. акад. Н.Г. Басова. 1971. Вып.1. С.4.

338. Алексеев В.А., Захаров С.Д., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В. О возможности применения струи плотной плазмы в качестве мишени в исследованиях по лазерному нагреву. Краткие сообщения по физике. 1972. Вып. 7. С. 57.

339. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Лисунов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. Вращение плоскости поляризации лазерного пучка при отражении от прозрачной сферической оболочки // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. С.897.

340. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Лисунов В.В., Сенатский Ю.В. Особенности поляризации и распределения интенсивности излучения при отражении лазерного пучка от прозрачной сферической оболочки // Труды ФИАН. 1985.Т. 149. С.162.

341. Bykovskiy N.E., Denus S., Dubik A., Ovsik Ya., Lisunov V.V., Senatskiy Yu.V., Fedotov S.I. Application of Faraday rotator to suppression of target-reflected radiation in the optical path of a laser installation./ In the book: The "Delfin" Laser-Thermonuclear Complex: Operational Complex and Future Directions. Ed. G. V. Sklizkov. Nova Science Pub. Inc. 1988. P. 159.

342. Hagen W.F. and Magnante P.C. Efficient Second-Harmonic Generation with Diffraction-Limited and High-Spectral-Radiance Nd-Glass Lasers // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 219.

343. Волосов В.Д., Крылов В.Н., Серебряков В.А., Соколов Д.В. Высокоэффективная генерация второй и четвертой гармоник пикосекундных импульсов большой мощности // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 38.

344. Seka W., Jacobs S.D., Rizzo J.E. et al. Demonstration of high efficiency third harmonic conversion of high power Nd-glass laser radiation // Optics Communications. 1980. Vol.34. P. 469.

345. Loth C., Bruneau D., and Fabre E. Ultraviolet 45-GW coherent pulse for laser-matter interaction // Appl. Optics. 1980. Vol. 19. P. 1022.

346. Linford G. J., Johnson B. C., Hildum J. S. et al. Large aperture harmonic conversion experiments at Lawrence Livermore National Laboratory // Appl. Optics. 1982. Vol. 21. P. 3633.

347. Ибрагимов Э.Ф., Редкоречев В.И., Сухоруков А.П., Усманов Т. Эффективное удвоение частоты излучения многокаскадного неодимового лазера // Кв. электроника.1982.Т. 9. С. 1131.

348. Bruneau D., Tournade A. M., and Fabre E. Fourth harmonic generation of a large-aperture Nd: glass Laser // Appl.Optics. 1985. Vol. 24. P. 3740.

349. Гуламов А.А., Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Б. Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью / Ташкент: Изд. ФАН. 1990.

350. Amiranoff F., Fabbro R., Fabre E. et al. Experimental Transport Studies in Laser-Produced Plasmas at 1.06 and 0.53 μm // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 522.

351. Garban-Labaune C., Fabre E., Max C. E. et al. Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection // Phys. Rev. Lett. 1982.Vol. 48. P. 1018.

352. Basov N.G., Galichy A.A., Danilov A.E., Kalashnikov M.P., Mikhailov Yu.A., Rode A.V., Senatsky Yu.V., Sklizkov G.V., Fedotov S.I. Plasma heating by radiation of amplifying module of a laser system “DELFIN” / Laser Interaction and related phenomena. 1981.Vol. 5. P.25. Plenum Publising Corporation. Edited by H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, and B. Yaakobi.

353. Basov N.G., Feoktistov L.P., Senatsky Yu.V. Laser driver for inertial confinement fusion // Proc. of the IAEA TCM on Drivers for ICF, April.15-19, 1991, Osaka, Japan. Vol. 1. P. 34.

354. Basov N.G., Feoktistov L.P., Senatsky Yu.V. Conceptual designs for a solid-state laser system // Proc. of the IAEA TCM on Drivers for ICF, April.15-19, 1991, Osaka, Japan. Vol. 2. P. 410.

355. Малиновский Г.Я., Михеев Л.Д., Сенатский Ю.В., Черемискин В.И. Перспективы усиления второй гармоники *Nd*-лазера в волне инверсии на *XeF(C-A)* переходе до уровня 10^5Дж // Известия Российской Академии наук. Сер. физ.1994. Т. 58. С. 68.

356. Зубарев И.Г., Лосев Л.Л.,.Михайлов С.И, Смирнов В.Г., Сенатский Ю.В. Возможность повышения КПД и яркости излучения мощных лазеров при нелинейном суммировании цуга наносекундных импульсов // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. С. 172.

357. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И., Смирнов В.Г., Соболев В.Б., Сенатский Ю.В. Проект реконструкции установки “Дельфин”// Препринт ФИАН № 43. 1994.

358. Басов Н.Г., Быковский Н.Е., Иванов В.В., Козловский В.И., Насибов А.С., Склизков Г.В., Сенатский Ю.В. Об импульсной селективной накачке активных элементов мощного неодимового лазера // Краткие сообщения по физике. 1982. Вып. 8. С.54.

359. Бурцев А.В., Дурманов С.Т., Рудницкий Ю.П., Сенатский Ю.В., Смирнов Г.В., Феоктистов Л.П. Иттербиевый лазер с накачкой газоразрядными лампами для импульсно-периодического режима работы // Известия Российской академии наук. Сер. физ.1996. Т. 60. С.201.

360. Senatsky Yu.V, Burtsev A.V. Stored energy formation in selectively pumped active media for a solid-state laser driver // Laser Physics. 1997. Vol. 7. P. 208.

361. Fan T. and Byer R. L. Diode Laser-Pumped Solid-State Lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1988. Vol. QE-24. P. 895.

362. Кравцов Н.В. Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 661.

363. Bisson J-F., Lu J., Takaichi K., Feng Y., Tokurakawa M., Shirakawa A., Kaminskii A., Yagi H., Yanagitani T., and Ueda K. Nanotechnology is stirring up solid-state fabrication technology // Recent Res. Devel. Appl. Phys. 2004. Vol. 7. P. 475.

364. Senatsky Yu., Bisson J-F., Li J., Shirakawa A., Thirugnanasambandam M., Ueda K. Laguerre–Gaussian Modes Selection in Diode-Pumped Solid-State Lasers//Optical Review. 2012. Vol. 19 P.201.

365. Senatsky Yu., Bisson J-F., Li J., Shirakawa A., Thirugnanasambandam M., Ueda K. Experiments on Laguerre-Gaussian modes selection in ceramic lasers//Phys. Status Solidi (C). 2013. Vol.10. P. 974.

366. Giesen A., Hugel H., Voss A. et al. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers // Appl. Phys. B. 1994. Vol. 58. P. 365.

367. Brown D. Ultrahigh-average-power diode-pumped *Nd:YAG* and *Yb:YAG* lasers // IEEE J. of Quantum Electronics.1997. Vol. QE-33. P. 861.

368. Богомолова Г.А., Вылегжанин Д.Н., Каминский А.А. Спектрально-генерационные исследования гранатов с ионами Yb^{3+} // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 860.

369. Каминский А. А. Лазерные кристаллы / Москва: Наука. 1975.

370. Reinberg A. R., Riseberg L.A., Brown R. M. et al. *GaAs:Si* LED Pumped *Yb*-Doped *YAG* Laser // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 19. P. 11.

371. Lacovara P., Choi H., Wang C. et al. Room-temperature diode-pumped *Yb:YAG* laser // Optics Letters. 1991. Vol. 16. P. 1089.

372. Fan T.Y. Heat generation in *Nd:YAG* and *Yb:YAG* // IEEE J. Quantum Electron. 1993. Vol. QE-29. P. 1457.

373. Dong J., Bass M., MaoY. et al. Dependence of the Yb^{3+} emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet // J. of the Optical Society of America B. 2003. Vol. 20. P. 1975.

374. Bykovsky N.E., Ivanov D.V., Mikhailov S.I., Petrukhin A.R., Zubarev I.G., Senatsky Yu.V. Transformation of the ytterbium laser spectrum at pulsed selective pumping // Proc.SPIE. 2000. Vol. 3889. P. 661.

375. Басиев Т.Т., Быковский Н.Е., Конюшкин В.А., Сенатский Ю.В. Применение лазера на центрах окраски в кристалле *LiF* для накачки активной среды *YAG:Yb* // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 1138.

376. Басиев Т.Т., Воронько Ю.К., Миров С.Б., Осико В.В., Прохоров А.М. Твердотельные перестраиваемые лазеры на центрах окраски в ионных кристаллах // Известия АН СССР. Сер. физ.1982. Т.46. С.1600.

377. Dong J., Shirakawa A., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kaminskii, A. Laser-diode pumped heavy-doped Yb:YAG ceramic lasers // Optics Lett. 2007. Vol.32. P.1890.

378. Fedorov P.P. Fluoride laser ceramics // Handbook on solid-state lasers: materials, systems and applications. Ed. by B. Denker and E. Shklovsky. Oxford, Cambridge, Philadelphia, New Delhi: Woodhead Publishing Ltd (UK). P.82. 2013.

379. Akiyama J., Sato Y., and Taira T. Laser Demonstration of Diode-Pumped Nd^{3+}-Doped Fluorapatite Anisotropic Ceramics // Appl. Phys. Express. 2011. Vol. 4. P. 022703.

380. Senatsky Yu., Shirakawa A., Sato Y., Hagiwara J., Lu J., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T. Nonlinear refractive index of ceramic laser media and perspective of their usage in a high-power laser-driver // Laser Physics Letters. 2004. Vol.3. P. 500.

381. Adair R., Chase L., and Payne S. Nonlinear refractive index of optical crystals // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 3337.

382. Sheik-Bahae M., Said A.A., and Van Stryland E.W. High-sensitivity, single-beam n_2 measurements // Optics Lett. 1989. Vol.14. P. 955.

383. Zhao W. and Palffy-Muhoray P. Z-scan technique using top-hat beams //Appl. Phys. Lett.1993. Vol. 63. P. 1613.

384. Milam D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica //Appl. Optics. 1998. Vol. 37. P. 546.

385. DeSalvo R., Said A.A., Hagan D.J., Van Stryland E., Sheik-Bahae M. Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids // IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. QE-32. P. 1324.

386. Adair R., Chase L., and Payne S. Dispersion of the nonlinear refractive index of optical crystals // Optical Materials. 1992. Vol.1. P. 185.

387. Kawanaka J. et al. Dramatically Improved Laser Characteristics of Diode-Pumped *Yb*-Doped Materials at Low Temperature // Laser Physics. 2005. Vol. 15. P. 1306.

388. Kawanaka J., Takeuchi Y., Yoshida A. et al. Highly efficient cryogenically cooled *Yb:YAG* laser // Laser Phys. 2010. Vol. 20. P. 1079.

389. Yasuhara R., Furuse H., Iwamoto A., Kawanaka J., and Yanagitani T. Evaluation of thermo-optic characteristics of cryogenically cooled *Yb:YAG* ceramics" // Optics Express. 2012. Vol. 20. P. 29531.

390. Chanteloup J-C. and Albach D. Current status on high average power and energy diode pumped solid-state lasers // IEEE Photon. J. 2011. Vol. 3. P. 245.

391. Banerjee S., Ertel K., Mason P.D. et al. High-efficiency 10 J diode pumped cryogenic gas cooled *Yb:YAG* multislab amplifier // Optics Lett. 2012. Vol. 37. P. 2175.

392. Перевезенцев Е.А., Мухин И.Б., Кузнецов И.И., Палашов О.В., Хазанов Е.А. Криогенный дисковый *Yb:YAG*-лазер с энергией 120мДж при частоте повторения 500Гц // Квантовая электроника. 2013. Т.43. С. 207.

393. Chanteloup J-C., Albach D., Lucianetti A. et al. Multi kJ level laser concepts for HiPER facility. // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. Vol. 244. P. 012010.

394. Krupke W., Chase L. Ground-state depleted solid-state lasers: principles, characteristics and scaling // Opt. and Quantum Electronics. 1990. Vol. 22. P. S1.

395. Бурцев А.В., Крупенников А.А., Сенатский Ю.В. Способ формирования распределения инверсии в активном элементе твердотельного лазера // Патент РФ № 2086058 с приоритетом от 29.07.1994.

396. Burtsev A.V., Krupennikov A.A., Senatsky Yu.V. Stored energy formation for pulsed selectively pumped solid-state lasers // Proc. of the IAEA TCM on Drivers for ICF, Paris, France, Nov.14-18, 1994. P. 141.

397. Burtsev A.V., Krupennikov A.A., Senatsky Yu.V. Smoothing of the inversion profile in *Nd* and *Yb*-doped solid-state laser elements // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2633. P. 668.

398. Сенатский Ю.В., Уеда К. Активный элемент твердотельного лазера // Патент РФ №2226732 с приоритетом от 21.06.2002.

399. Сенатский Ю.В., Быковский Н.Е., Пятахин М.В., Сато Й., Ширакава А., Уеда К. Способ формирования распределения инверсии в активном элементе лазера // Патент РФ №2239920 с приоритетом от 02.04. 2003.

400. Bisson J.-F., Shirakawa A., Sato Y., Senatsky Yu., and Ueda K. Near-Field Diffractive Optical Pumping of a Laser Medium // Optical Review. 2004. Vol. 11. P. 353.

401. Bisson J.-F., Senatsky Yu., and K. Ueda Generation of Laguerre-Gaussian modes in *Nd:YAG* laser using diffractive optical pumping // Laser Physics Letters. 2005. Vol. 2. P. 327.

402. Kogelnik H. and Li T. Laser Beams and Resonators // Appl. Optics. 1966. Vol. 5. P. 1550.

403. Hodgson N. and Weber H. Laser Resonators and Beam Propagation (in Springer Ser. Opt. Sci. Vol. 108, 2nd ed.) / New York: Springer-Verlag. 2007.

404. Siegman A.: Lasers / Sausalito, CA: University Science Books. 1986.

405. Oron R., Davidson N., Hasman E., and Friesem A. Transverse Mode Shaping and Selection in Laser Resonators // Progress in Optics (ed. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam). 2001.Vol. 42. P. 325.

406. Allen L., Beijersbergen M., Spreeuw R., and Woerdman J. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // Phys. Rev. A. 1992.Vol. 45. P. 8185.

407. Rigrod W. Isolation of axi-symmetrical optical-resonator modes //Appl. Phys. Lett.1963.Vol. 2. P. 51.

408. Naidoo D., Godin T., Fromager M. et al. Transverse mode selection in a monolithic microchip laser // Optics Communications. 2011. Vol.284. P. 5475.

409. Chen Y., Lan Y., Wang S. Generation of Laguerre–Gaussian modes in fiber-coupled laser diode end-pumped lasers // Appl. Phys. B. 2001.Vol. 72. P. 167.

410. Senatsky Yu., Bisson J.-F., Shelobolin A., Shirakawa A., Ueda K. Circular Modes Selection in *Yb:YAG* Laser Using an Intracavity Lens with Spherical Aberration // Laser Phys. 2009.Vol.19.P. 911.

411. Hodgson N. and Weber H. Influence of Sperical Aberration of the Active Medium on the Performance of *Nd:YAG* Lasers // IEEE J. Quantum Electron.1993. Vol. 29. P. 2497.

412. Kennedy Ch. Helicoid Modal Analysis of Laser Oscillators with Spherical Aberration // Appl. Optics. 2002. Vol.41. P. 6991.

413. Ruff J. A. and Siegman A. E. Measurement of beam quality degradation due to spherical aberration in a simple lens // Opt. Quantum Electron. 1994. Vol. 26. P. 629.

414. Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., and Ueda K. Generation of very-high order Laguerre-Gaussian modes in *Yb:YAG* ceramic laser // Laser Phys. Lett. 2010. Vol.7. P. 637.

415.Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., Shirakawa A., and Ueda K. Multi-ring modes generation in *Yb:YAG* ceramic laser // Optical Materials. 2011. Vol. 33. P. 675.

416. Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., and Ueda K. Generation of radially and azimuthally polarized beams in *Yb:YAG* laser with intra-cavity lens and birefringent crystal // Optics Express. 2011. Vol. 19. P. 1905.

417. Thirugnanasambandam M. High-order mode selection in *Yb:YAG* ceramic laser // PhD thesis. 2011. The University of Electro-Communications, Tokyo, Japan.

418. McGloin D. and Dholakia K. Bessel beams: Diffraction in a new light // Contemp. Phys. 2005. Vol. 46. P. 15.

419. Flood C., Giuliani G., and Van Driel H. Preferential operation of an end-pumped *Nd:YAG* laser in high-order Laguerre-Gauss modes // Optics Lett. 1990. Vol.15. P. 215.

420. Martel G., Labbe C., Sanches F. et al. Non-Gaussian fundamental mode laser oscillation in end-pumped $Nd:YVO_4$ microchip laser //Optics Communications. 2002. Vol.201. P. 117.

421. Горбунков М., Кострюков П., Телегин Л., Тункин В., Яковлев Д. Особенности структуры основной моды лазеров с устойчивыми резонаторами при пространственно неоднородном усилении // Квантовая электроника. 2007. Vol. 37. P. 173.

422. Nesterov A. V. and Niziev V. G. Laser beams with axially symmetric polarization //J. Phys. D. 2000. Vol. 33. P. 1817.

423. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // Adv. Opt. Photonics. 2009. Vol. 1. P. 1.

424. Pohl D. Operation of a Ruby Laser in the Purely Transverse Electric Mode TE_{01} //Appl. Phys. Lett. 1972. Vol. 20. P. 266.

425. Mushiake Y., Matsumura K., and Nakajima N. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation // Proc. IEEE.1972. Vol. 60. P. 1107.

426. Bisson J.-F., Li J., Ueda K., Senatsky Yu. Radially polarized ring and arc beams of a neodymium laser with an intra-cavity axicon // Optics Express.2006. Vol. 14. P. 3304.

427.Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., Ueda K. High-order mode selection in *Yb:YAG* ceramic laser // Proceedings of the International Quantum Electronics Conference (IQEC) and Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Pacific Rim, Sydney, Australia,28 Aug.-1 Sept.2011, p.546.

428. Yonezawa K., Kozawa Y., and Sato S. Compact Laser with Radial Polarization Using Birefringent Laser Medium // Jpn. J. Appl. Phys. 2007. Vol. 46. P. 5160.

429. Ament C., Johnson L., Schmitt-Sody A., Lucero A., Milster T., and Polynkin P. Generation of multiterawatt vortex laser beams // Appl. Optics. 2014. Vol. 53.P. 3355.

430. Carbajo S., Granados E., Schimpf D., Sell A., Hong K.-H., Moses J., and Kärtner F. X. Efficient generation of ultra-intense few-cycle radially polarized laser pulses // Optics Letters. 2014.