

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

В.В. Анциферов

**ПОЛУЧЕНИЕ СТАБИЛЬНЫХ СВЕРХКОРОТКИХ
ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРАХ
НА ИОНАХ ХРОМА И НЕОДИМА**

ИЯФ 99-41

НОВОСИБИРСК
1999

**Получение стабильных сверхкоротких импульсов
излучения в лазерах на ионах хрома и неодима**

В.В. Анциферов

Институт ядерной физики СО РАН
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Дан анализ существующих методов получения стабильных сверхкоротких импульсов излучения в твердотельных лазерах. При использовании метода инжекции внешнего сигнала и отрицательной обратной связи в лазере на рубине получено сужение импульса в 50 раз. При введении добавочных потерь в резонатор лазеров с пассивной модуляцией добротности получена генерация стабильных сверхкоротких импульсов излучения в лазерах на рубине с длительностью импульса 8 пс и в лазерах на ионах неодима в иттрий-алюминиевом гранате с длительностью импульса 10 пс и в фосфатном стекле ГЛС-22 с длительностью импульса 0.5 пс.

**Stable generation of ultrashort light pulses
in solid-state lasers**

V. V. Antsiferov

Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of Russian
Academy of Sciences, 630090, Novosibirsk, Russia

©Институт ядерной физики
СО РАН, Россия

1 Введение

Активная синхронизация продольных мод и генерация сверхкоротких импульсов излучения были впервые получены в гелий-неоновом лазере [1]. Пассивная синхронизация продольных мод впервые наблюдалась в лазере на рубине [2] и в лазерах на неодиме в стекле [3,4]. В работе [5] была предложена флуктуационная модель формирования сверхкоротких импульсов излучения (СКИ). Основой этой модели является предположение о том, что из большого числа флуктуационных выбросов интенсивности, существующих в резонаторе к началу процесса усиления, благодаря нелинейному воздействию насыщающегося поглотителя, выделяется и усиливается максимальный, в то время как остальные подавляются. Количественная теория, описывающая процесс генерации лазера с просветляющимся фильтром, была разработана в [6], в которой показано, как без внешнего регулярного воздействия в лазере с насыщающимся поглотителем могут возникать регулярные пульсации интенсивности излучения. В [7] отмечено, что в шестидесятые годы минимальная длительность СКИ сокращалась на порядок через каждые два года, а в семидесятые годы для сокращения длительности СКИ на порядок потребовалось уже 7 лет. Приближение длительности световых импульсов к фундаментальному пределу в один световой период можно ожидать при использовании лазеров на активных средах с очень широкими линиями усиления.

Сверхкороткие импульсы излучения находят широкое широкое применение в самых различных областях науки и техники: нелинейной оптики, создании сверхсильных полей, исследовании быстротекущих процессов, оптической обработке информации, связи, локации и др. [8,9]. В настоящее время продолжают всесторонние исследования различных типов генераторов СКИ, направленные на: 1) улучшение энергетических характеристик и пиковой мощности генерируемых импульсов света, 2) сокращение их длительности, 3) повышение воспроизводимости параметров формируемых импульсов, 4) генерация СКИ в широком спектральном диапазоне, 5) улучшение качества импульсов (отсутствие временной структуры, фонового излучения и фазовой модуляции), 6) работа с частотой повторения импульсов в широком интервале частот, 7) а также повышение надежности и практичности генераторов СКИ.

Более полно отвечают перечисленным выше требованиям лазеры на красителях, позволяющие получать СКИ предельно малых длительностей с воспроизводимыми параметрами в широком спектральном диапазоне [10]. Однако создание лазера на красителях с такими параметрами СКИ представляет очень сложную техническую задачу. Кроме того, лазеры на красителях существенно уступают твердотельным лазерам по мощности.

Твердотельные лазеры по сравнению с другими типами генераторов обладают целым рядом существенных достоинств и преимуществ. Они имеют хорошие энергетические характеристики, широкие полосы усиления, необходимые для формирования СКИ пикосекундной и фемтосекундной длительности, компактны, надежны и практичны. В твердотельных лазерах есть возможность значительного усиления сформированных СКИ в режиме гигантского импульса. В целом твердотельные лазеры представляют хорошую основу для создания совершенных генераторов СКИ. Изучению динамики генерации твердотельных лазеров в режиме пас-

сивной синхронизации мод в последние годы посвящено большое количество работ, например [11-17]. Существенным недостатком твердотельных лазеров является неустойчивость режима пассивной синхронизации мод, в котором достигаются наиболее короткие длительности формируемых импульсов света. Возникающая неустойчивость связана, в основном, с автомодуляцией добротности резонатора, вызванной просветлением насыщающегося поглотителя.

Положительная обратная связь, обусловленная просветлением, кроме формирования СКИ, приводит к лавинообразному нарастанию усредненной за аксиальный период интенсивности с длительностью порядка 10 – 100 нс. В результате высвечивается гигантский импульс и генерация прекращается до того, как успеет завершиться процесс формирования СКИ. Длительность СКИ и его форма существенным образом зависят от начальных условий генерации и оказываются не воспроизводимыми. Процесс выделения одиночного импульса из начального флуктуационного поля лазера с насыщающимся поглотителем рассмотрен в [5].

В лазерах на красителях подобной неустойчивости не возникает, так как положительная обратная связь, обусловленная просветлением насыщающегося поглотителя, компенсируется отрицательной обратной связью, возникающей в результате насыщения усиления активной среды. Отрицательная обратная связь в данном случае работает эффективно вследствие большого сечения рабочего перехода красителей.

Твердотельные лазеры имеют хорошие энергетические характеристики генерируемых импульсов. Большое время жизни инверсной населенности верхнего рабочего уровня твердотельных активных сред и возможность работы в режиме гигантского импульса позволяют усиливать сформированные СКИ более простым способом, чем это достигается в других типах генераторов. Энергия СКИ твердотельных лазеров достигает величины порядка мил-

лиджоуля, тогда как в лазерах на красителях она немногим более наноджоуля. Это обусловлено тем, что интенсивность насыщения усиления активных сред твердотельных лазеров на три порядка выше интенсивности насыщения лазеров на красителях. Вследствие этого же механизм синхронизации мод твердотельных лазеров существенно отличается от подобного механизма лазеров на красителях.

В твердотельных лазерах активная среда оказывает слабое влияние на формирование СКИ и механизм сжатия формируемого импульса целиком определяется насыщающимся поглотителем, поэтому метод синхронной накачки, эффективный в лазерах на красителях, в твердотельных лазерах не работает.

2 Методы получения стабильных сверхкоротких импульсов излучения

Для генерации сверхкоротких импульсов излучения в твердотельных лазерах наиболее широко используются пассивная и активная синхронизация мод и их комбинация. Методом активной синхронизации продольных мод лазера достигается высокая воспроизводимость СКИ, однако очень трудно получить длительности генерируемых световых импульсов короче 50 пс вследствие значительной инерционности существующих модуляторов [18]. Такие лазеры со стабильными параметрами СКИ широко используются для накачки лазеров на красителях с целью получения СКИ фемтосекундного диапазона длительностей в режиме синхронной накачки.

При пассивной синхронизации мод сжатие формируемого импульса осуществляется главным образом за счет подрезания его переднего и заднего фронтов при прохождении через насыщающийся поглотитель. Типичные значения времен релаксации применяемых насыщающихся поглотителей 10-50 пс, поэтому длительности

сверхкоротких импульсов не превышают нескольких пикосекунд. В последнее время появились работы по пассивной синхронизации продольных мод с практически безынерционными затворами, основанными на эффекте Керра [17] и внутрирезонаторном преобразовании во вторую гармонику [19,20]. В этом случае длительность генерируемых импульсов света определяется в основном шириной полосы усилителя активной среды, которая в таких лазерных средах, как александрит и сапфир с титаном, сравнима или больше ширины полосы усиления лазеров на красителях. Устранение невоспроизводимости СКИ света, связанной с флуктуацией формирования импульсов при пассивной синхронизации мод в твердотельных лазерах, дает возможность создавать надежные, технологичные источники световых пикосекундных и фемтосекундных импульсов высокой мощности.

Для улучшения воспроизводимости СКИ твердотельных лазеров и уменьшения их длительности был предложен ряд методов:

- 1) уменьшение числа генерируемых мод [6,21];
- 2) инжекция внешнего сигнала [27];
- 3) режим второго порога [22,23];
- 4) режим автостабилизации [24];
- 5) введение добавочных потерь [26].

Генерация стабильных сверхкоротких импульсов излучения в лазерах на ионах хрома и неодима исследовались нами в работах [27-30].

2.1 Метод уменьшения числа генерируемых мод

Вероятность появления выброса, существенно превышающего по интенсивности остальные, обратно пропорциональна их числу, а следовательно и ширине генерируемого спектра. Для увеличения вероятности реализации режима одиночного на аксиальном периоде импульса существует подход, связанный с уменьшением числа

генерируемых мод [6,21]. С этой целью в работе [6] в резонатор лазера с пассивной синхронизацией мод помещался селектирующий элемент, приводил к удлинению генерируемых импульсов. В работе [21] было предложено осуществлять прореживание спектра генерации. При этом ширина генерируемого спектра, а следовательно и длительность импульсов остаются прежними. Кроме того, прореживание спектра генерации приводит к уменьшению периода следования СКИ.

2.2 Метод инъекции внешнего сигнала

В работе [27] предложен метод инъекции короткого высококогерентного светового импульса в резонатор лазера с пассивной синхронизацией мод в начальный момент линейного развития генерации. Это позволяет избежать влияния флуктуаций интенсивности начального шумового излучения. При этом мощность инжектированного импульса намного превышает уровень спонтанных шумов излучения в резонаторе лазера. В этом случае наряду со стопроцентной реализацией одиночного импульса на аксиальном периоде повышается воспроизводимость формы СКИ.

2.3 Метод режима второго порога

В случае, когда насыщение поглотителя и усилителя происходят одновременно, реализуется режим так называемого второго порога. В этом режиме, даже если в шумовом поле нет выбросов, существенно превышающих остальные, не очень большое различие в их интенсивности приводит к тому, что менее интенсивные импульсы с большей вероятностью оказываются ниже порога усиления [22,23]. Поэтому для более эффективной синхронизации мод необходимо работать вблизи порога генерации. Например, для реализации такого подхода в неодимовом лазере необходимо превышение усиления над порогом около 0,03. Это предъявляет очень

жесткие требования к стабильности источника накачки лазера и параметрам резонатора.

2.4 Метод режима автостабилизации

Воспроизводимость СКИ в лазерах с пассивной синхронизацией продольных мод существенно возрастает в режиме автостабилизации [24]. Расширение пучка света в насыщающемся поглотителе с помощью внутрирезонаторного телескопа приводит к уменьшению положительной обратной связи, вызванной просветлением поглотителя. Таким образом, происходит ослабление механизма раскачки автоколебаний инверсия-поле. При этом в начале переходного процесса начинает развиваться свободная генерация. В начале генерации спектр внутрирезонаторного излучения довольно широк, и количество выбросов интенсивности, существенно превышающих общий шумовой фон, не велико. Вероятность появления интенсивного выброса увеличивается по мере развития генерации, когда из-за дисперсии линии усиления и влияния пространственной неоднородности инверсии, возникающей в поле стоячей волны, происходит сужение спектра.

Зависимости вероятности появления одиночного импульса на аксиальном периоде от ширины спектра была подтверждена экспериментально в работе. Если в шумовом начальном поле не появился выброс, существенно превышающий общий уровень, то высвечивается пичок свободной генерации. В следующем пичке этой же вспышки генерации процесс повторяется, пока в каком-либо из пичков интенсивный шумовой выброс, способный вызвать насыщение поглотителя, не приведет к высвечиванию последовательности одиночных на аксиальном периоде световых импульсов с огибающей в виде гигантского импульса.

Таким образом, повышение воспроизводимости генерации с одиночным СКИ на аксиальном периоде достигается посредством уве-

личения числа различных реализаций начальных условий пассивной синхронизации мод в разных пичках одного импульса лазера. Без принятия специальных мер в твердотельном лазере при пассивной синхронизации мод в режиме гигантского импульса сначала насыщается поглотитель, а затем - усилитель [6]. В режиме автостабилизации наоборот, сначала насыщается усилитель, затем - поглотитель.

Проблема эффективной реализации метода автостабилизации заключается в точном согласовании уровней плотности интенсивности в активной среде и насыщающемся поглотителе, а также стабилизация мощности накачки и потерь в резонаторе.

2.5 Метод введения добавочных потерь

Пассивная синхронизация мод в твердотельных лазерах происходит в режиме гигантского импульса. Вследствие малого времени эффективного взаимодействия излучения с насыщающимся поглотителем процесс формирования СКИ из начального шумового поля оказывается незавершенным. Для увеличения времени самовоздействия поля в нелинейной среде было предложено вводить в резонатор лазера дополнительные потери в тот момент генерации, когда происходит просветление насыщающегося поглотителя и поддержать таким образом интенсивность внутрирезонаторного излучения на постоянном уровне в течение заданного времени [26].

Стабилизация СКИ возможна также путем подавления неустойчивостей, характерных для твердотельных лазеров. В результате пассивная синхронизация мод твердотельных лазеров становится аналогичной пассивной синхронизации мод лазеров на красителях. В этом случае после переходного периода в лазере устанавливается генерация одиночного на аксиальном периоде устойчивого стационарного импульса, параметры которого определяются свойствами лазерной системы и не зависят от начальных условий генерации.

Этот режим действует без изменения до конца импульса накачки.

Твердотельные лазеры в таком режиме по длительности и воспроизводимости формируемых СКИ приближаются к лазерам на красителях. Для стабилизации пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров в первую очередь необходимо подавить неустойчивость, связанную с раскачкой релаксационных автоколебаний интенсивности и инверсии, которая при достаточно плотных насыщающихся поглотителях проявляется как высвечивание гигантского импульса. Подавление такого вида неустойчивостей достигается использованием электронно-оптической отрицательной обратной связи.

Другой тип неустойчивости, возникающий на временах порядка 100 мкс, связан с появлением хаотичного поперечного распределения генерируемого излучения. При продвижении в субпикосекундную область длительностей начинает проявляться неустойчивость, связанная с фазовой модуляцией формируемых импульсов.

3 Генерация стабильных сверхкоротких импульсов излучения методом инъекции внешнего сигнала

При исследовании метода инъекции внешнего сигнала в лазере на рубине с кольцевым резонатором (рис.1) [28] нами был реализован режим генерации стабильных сверхкоротких импульсов излучения [27-29] в случае, когда длительность импульса внешнего излучения, инжектируемого в резонатор мощного лазера, была много меньше времени прохода излучения через резонатор кольцевого лазера ($\tau_s \ll L/c$). В этой схеме устранялось воздействие гигантского импульса излучения на задающий лазер без использования электрооптической развязки между лазерами благодаря тому, что происходил захват излучения внешнего сигнала не толь-

ко по спектру, но и по направлению. Это существенно упрощало экспериментальную установку.

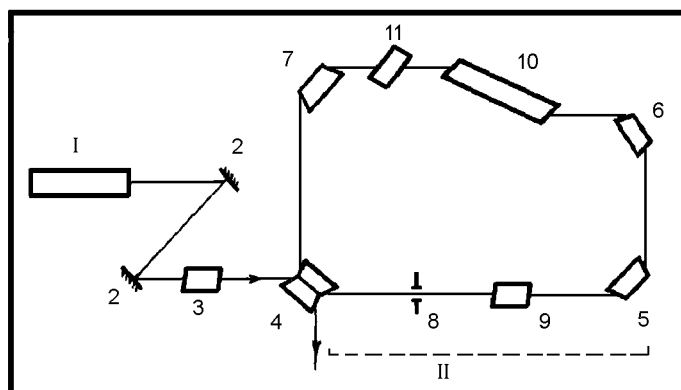


Рис. 1: Схема мощного одночастотного лазера на рубине с кольцевым резонатором: I – задающий одночастотный квазинепрерывный лазер; II – мощный лазер; 4–7 – поворотные призмы резонатора; 9 – электрооптический затвор; 10 – рубин

В кольцевом лазере ввод и вывод излучения производился через призму 4 с нарушенным полным внутренним отражением. Длина резонатора кольцевого лазера составляла 1.5 м, а продольные моды выделялись диафрагмой диаметром 1.7 мм.

Импульс внешнего излучения длительностью порядка 1 нс вырезался из излучения одночастотного квазинепрерывного задающего лазера с помощью электрооптического затвора, помещенного между лазерами. Внешний импульс вводился в резонатор мощного лазера после выполнения пороговых условий генерации гигантского импульса излучения. Для сокращения длительности вводимого импульса внешнего излучения в резонатор мощного лазера помещался пассивный затвор с раствором криптоцианина в этиловом спирте с начальным пропусканием 40%.

На рис.2 представлены фрагменты временных разверток про-

странственного распределения интенсивности излучения мощного лазера с пассивным затвором при инъекции внешнего импульса (a,b) и при его отсутствии (c,d). В условиях отсутствия внешнего импульса излучения при пассивной синхронизации мод пассивным затвором в 10% случаев наблюдалась генерация одного импульса на аксиальном периоде с длительностью порядка 300 пс при заметной фоновой засветке (рис.2, c). Ширина интегрального спектра излучения составляла 2 пм и произведение длительности сверхкороткого импульса τ_p на ширину спектра $\Delta\nu$ было $\tau_p \cdot \Delta\nu = 4.5$. В большинстве случаев ($\sim 90\%$) генерация происходила в режиме нескольких импульсов на периоде (рис.2, d).

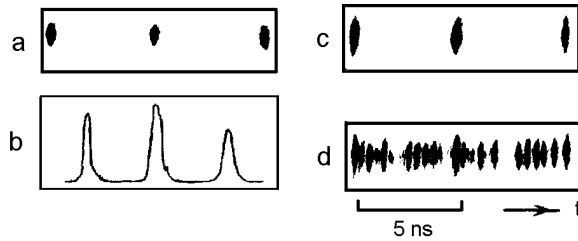


Рис. 2: Параметры генерации лазера на рубине с кольцевым резонатором в режиме пассивной синхронизации мод при инъекции внешнего сигнала с $\tau_s < L/c$ (a,b) и при его отсутствии (c,d): a, c, d — фрагменты временных разверток пространственного распределения излучения, полученные с помощью фотохронографа ; b — денситограмма фрагмента временной развертки (a)

При введении в резонатор мощного лазера внешнего импульса излучения с длительностью $\tau_s \ll L/c$ наблюдался один импульс излучения на периоде с высоким контрастом и 100%-ной воспроизводимостью (рис.1 a,b). Ширина интегрального спектра излучения составляла при этом 2.9 пм и соотношение $\tau_p \cdot \Delta\nu = 1.8$ свидетельствует о высокой когерентности сверхкоротких импульсов излучения. Из денситограммы временной развертки (рис.2, b) видно, что

в процессе генерации длительности СКИ практически не изменялись. Это обусловлено существенным отличием формы огибающей вводимого светового импульса от гауссовой, что связано с уплощением вершины внешнего светового импульса из-за малой крутизны модулирующей функции электрооптического затвора.

При инъекции внешнего импульса излучения в кольцевой резонатор мощного лазера полностью подавлялась обратная волна излучения (рис.3,*a*). При этом в резонаторе лазера отсутствовали какие-либо невзаимные элементы. В отсутствие внешнего импульса излучения в генерацию выходили обе волны с практически одинаковыми амплитудами (рис.3,*b*).

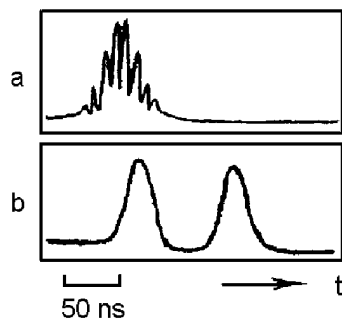


Рис. 3: Осциллограммы интенсивности излучения прямой и обратной волн кольцевого лазера на рубине при инъекции внешнего сигнала с $\tau_s < L/c$ (*a*) и без внешнего сигнала (*b*)

Для импульса с гауссовой формой оценки дают сокращение длительности СКИ в 5 раз при тех же экспериментальных условиях. Параметры ультракоротких импульсов излучения в режиме инъекции определяются параметрами внешнего светового импульса. Высокая когерентность вводимого светового импульса, сформированного из монохроматического излучения задающего лазера, приводит к полной синхронизации фаз генерирующих мод. При выполнении соответствующих условий это позволяет получить вос-

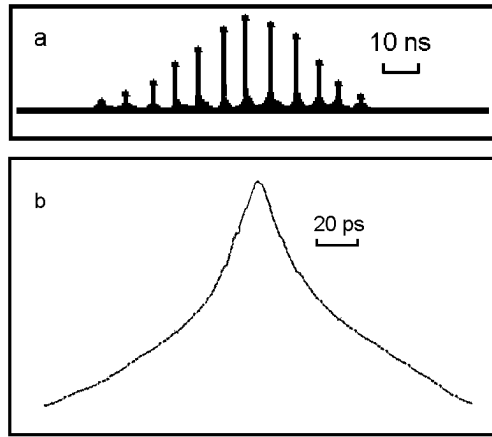


Рис. 4: Параметры сверхкоротких импульсов излучения лазера на рубине в режиме гигантского импульса с пассивной синхронизацией мод при инжекции внешнего сигнала и введении отрицательной обратной связи: *a* – осциллограмма сверхкоротких импульсов излучения, *b* – денситограмма трека импульса при двухфотонной флуоресценции

производимые СКИ с предельно малой длительностью.

Введение в резонатор мощного лазера с кольцевым резонатором добавочных потерь на этапе нелинейного развития гигантского импульса излучения позволило получить сужение вводимого внешнего импульса в лазере на рубине в 50 раз (рис.4,а). Добавочные потери в резонаторе мощного лазера создавались при использовании двухступенчатой подачи импульса напряжения, открывающего электрооптический затвор. Измеренная по двухфотонной флуоресценции длительность импульсов составила порядка 30 пс (рис.4,б)

Метод инжекции внешнего наносекундного импульса без применения отрицательной обратной связи использовался в работах [30,31]. В работе [30] было получено 8-кратное сужение инжектируемого внешнего импульса в Nd:YAG-лазере.

4 Генерация стабильных сверхкоротких импульсов излучения методом введения внутриврезонаторных потерь

Режим устойчивых стационарных сверхкоротких импульсов излучения в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод в стационарном режиме реализуется при подавлении неустойчивости, связанной с просветлением насыщающегося поглотителя, с помощью отрицательной обратной связи [26]. Режим отрицательной обратной связи использовался для получения стабильных сверхкоротких импульсов излучения в лазерах на рубине [32-34], на ионах неодима в фосфатных стеклах [12,32,35-38,44], иттрий-алюминиевом гранате [13,32,39-41], калий-гадолиниевом вольфрамите [32,42], алюминате иттрия [11,43] и других активных средах.

Экспериментальные исследования по стабилизации пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров открывают возможности создания стабильных источников СКИ с уникальными параметрами по длительности импульсов, их воспроизводимости и мощности излучения. Последовательное подавление неустойчивостей, возникающих при пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров, позволяет реализовать продолжительное нелинейное самовоздействие излучения в этих системах, выявить тонкие детали самоорганизации излучения при таком самовоздействии, изучить физические механизмы возникновения неустойчивостей и особенности их подавления.

Для достижения максимальной мощности сверхкоротких импульсов излучения в ряде работ [11,36,37,39] выбиралась такая конфигурация резонатора лазера, в которой использование отрицательной обратной связи приводило к незначительному увеличению длительности гигантского импульса, достаточного для формирования одиночного импульса на аксиальном периоде. В такой схеме

излучение внутри резонатора не фокусируется в кювету с насыщающимся поглотителем и величина поля в активной среде находится на достаточно высоком уровне. В этом случае отсутствует равновесие между сбросом инверсии в активной среде и накачкой. В результате происходит быстрый сброс инверсии, который приводит к сокращению длительности генерации до нескольких микросекунд, и формирование СКИ происходит в условиях неравновесного процесса. В этом случае величина инверсионной населенности в активной среде непрерывно меняется, это приводит к изменению равновесной длительности СКИ, и вследствие этого параметры СКИ изменяются в процессе генерации.

С целью ускорения процесса формирования одиночного импульса на аксиальном периоде использовалась дополнительная активная синхронизация мод [12,13,38,44]. В работах [14,40,43] в качестве инерционной отрицательной обратной связи использовалась нелинейно поглощающая полупроводниковая пластинка из арсенида галлия, помещаемая в резонатор лазера. В лазере на неодиме в алюминате иттрия были получены СКИ длительностью 4.5 пс [40].

4.1 Экспериментальная установка

Исследовалась генерация стационарных сверхкоротких импульсов излучения с достаточно большим временем формирования СКИ при их взаимодействии с насыщающимся поглотителем. В этом случае продолжительность генерации определялась длительностью импульса накачки, которая значительно больше переходного процесса, и средняя интенсивность излучения в активной среде была близка к уровню свободной генерации. Это достигалось фокусировкой излучения в кювету с раствором насыщающегося поглотителя, при этом значительно снижаются требования к параметрам системы отрицательной обратной связи.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.5. Использовался полусферический резонатор с плотным сферическим зеркалом с радиусом кривизны 30 см (1) и плоским выходным клиновидным зеркалом (8), коэффициент пропускания которого подбирался экспериментально в зависимости от активной среды. Длина резонатора лазера на рубине составляла 1.5 м, а лазеров на ионах неодима – 2.0 м. Кювета с насыщающимся поглотителем толщиной 0.2 мм (2) помещалась в фокусе сферического зеркала и сферической линзы (3) с фокусным расстоянием 10 см. Оптимизация режимов генерации производилась изменением плотности мощности излучения в насыщающемся поглотителе. Это достигалось перемещением кюветы с раствором красителя вдоль оси резонатора. Для пассивной синхронизации мод резонатора лазера на рубине использовался краситель криптоцианин, а для лазеров на ионах неодима — полиметиновый краситель N 3274у. Продольные моды резонатора выделялись диафрагмой (4) диаметром 1.5 мм в лазере на рубине и 2.0 мм в лазерах на ионах неодима. Генерация стабильных сверхкоротких импульсов излучения исследовалось на активных средах (5): рубине с размерами $\phi 7 \times 120/180$ мм и торцами под углом Брюстера; Nd:YAG $\phi 5 \times 100$ мм и Nd-в фосфатном стекле типа ГЛС-22 $\phi 6 \times 130$ мм со скошенными и просветленными торцами. Накачка активных стержней производилась лампой ИФП-800 в кварцевом моноблочном осветителе с длительностью импульса накачки 0.25 мс. Охлаждение рубина осуществлялось дистиллированной водой, а неодимовых стержней жидкостным фильтром, отсекающим УФ-излучение накачки.

Отрицательная обратная связь осуществлялась с помощью электрооптического амплитудного модулятора типа МЛ-102А (7), работающего на основе поперечного эффекта Поக்கельса. Для уменьшения управляющего напряжения использовалась четвертьволновая схема модуляции добротности резонатора лазера, в которой модулятор (7) помещался между плотным зеркалом резонатора и

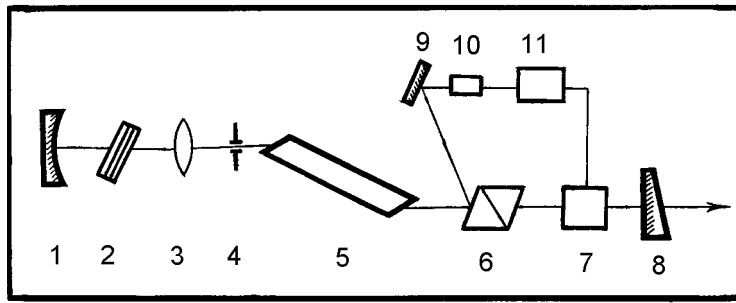


Рис. 5: Схема твердотельного лазера со стабильными сверхкороткими импульсами излучения: 1 - вогнутое плотное зеркало резонатора с $R = 30$ см, $T = 99.7\%$; 2 - кювета с насыщающимся поглотителем; 3 - сферическая линза ($f = 10$ см); 4 - диафрагма, выделяющая продольные моды; 5 - активная среда; 6 - поляризационная призма Арчарда-Тейлора с торцами под углом Брюстера; 7 - электрооптический затвор; 8 - плоское выходное зеркало резонатора; 9 - высокоотражающее зеркало; 10 - сильноточный фотоумножитель 14ЭЛУ-ФК; 11 - электронный блок

поляризатором (6). Часть внутрирезонаторного излучения ($\sim 5\%$), отраженная от поляризатора (6), отводилось на фотоприемник системы инерционной отрицательной обратной связи. Напряжение полного закрывания затвора МЛ-102А на длине волны 1.06 мкм составляло порядка 170 В. Для эффективной стабилизации режима стационарных СКИ система отрицательной обратной связи имела время установления меньше характерного времени изменения усредненной за аксиальный период интенсивности излучения ($\sim 10^{-6}$ с) и больше времени обхода светом резонатора лазера ($\sim 10^{-8}$ с). Глубина инерционной обратной связи была достаточной, чтобы компенсировать уменьшение потерь в резонаторе лазера, возникающее вследствие просветления насыщающегося поглотителя и приводящего в обычных условиях к высвечиванию гигантского импульса. В эксперименте время установления цепи инерционной отрицательной обратной связи составляло 20 нс. Цепочка отрицательной обратной связи состояла из плотного зеркала

(9) сильточного фотоумножителя 14ЭЛУ-ФК (10) и электронного блока (11).

Временные параметры генерации регистрировались коаксиальными фотоэлементами с осциллографом С1-75 с временным разрешением ~ 1.5 нс и электроннооптической камерой "Агат-СФ1" с разрешением порядка 10^{-12} с. Спектр генерации контролировался интерферометром Фабри-Перо и фотоаппаратом с длиннофокусным объективом. Энергия импульса генерации измерялась прибором ИМО-2М.

4.2 Параметры сверхкоротких импульсов излучения

4.2.1 Лазер на рубине

Свободная генерация в лазере на рубине в обычных условиях происходит всегда в режиме незатухающих пульсаций интенсивности излучения. В отличие от лазеров на ионах неодима в лазере на рубине значительно сложнее получить стабильные сверхкороткие импульсы излучения в течение всего импульса свободной генерации. Это требовало более тщательного подбора параметров инерционной отрицательной обратной связи.

В начале переходного процесса генерации излучение лазера на рубине состояло из большого числа флуктационных выбросов интенсивности в соответствии со статистической природой формирования СКИ [6]. Спектр генерации был шириной ~ 0.008 нм и имел хаотическую структуру. К концу переходного процесса длительностью порядка 0.1 мс структура спектра генерации упорядочивалась и становилась регулярной. Далее на этапе формирования стационарных СКИ (~ 0.1 мс) завершался процесс селекции наиболее интенсивного флуктационного импульса и в резонаторе лазера оставался один импульс с длительностью, формой и мощностью, определяемыми параметрами лазерной системы.

В режиме генерации стационарных сверхкоротких импульсов

излучения в лазере на рубине (рис.6) ширина спектра генерации составляла ~ 0.07 нм. Такой ширине спектра соответствует длительность сверхкоротких импульсов излучения порядка 8 пс. При оценке длительности СКИ не учитывалась фазовая модуляция, так как ее вклад в ширину спектра стационарных СКИ очень мал [45], а форма импульсов СКИ предполагалась в виде квадрата гиперболического секанса [46]. Длительность полученных СКИ оказалась на порядок меньше длительности импульсов, полученных в твердотельных лазерах с активной синхронизацией мод [7].

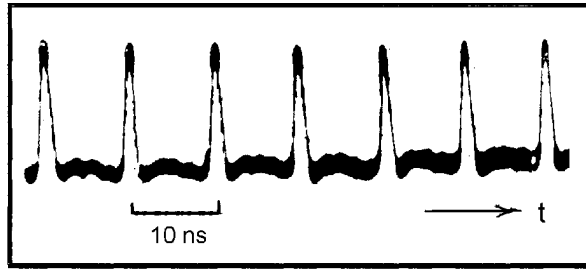


Рис. 6: Осциллограммы интенсивности сверхкоротких импульсов излучения лазера на рубине в режиме пассивной синхронизации мод при введении внутррезонаторных потерь

При поперечном размере пучка в кювете около 0.3 мм и средней мощности излучения в резонаторе порядка 150 Вт пиковая интенсивность в насыщающемся поглотителе составляла $\sim 8 \cdot 10^7$ Вт/см². Это на порядок превышает интенсивность насыщения криптоцианина ($6 \cdot 10^6$ Вт/см²) и соответствует условию наибольшей скорости сжатия СКИ в насыщающемся поглотителе [47].

Режима генерации стационарных СКИ в лазере на рубине прерывался несколько раньше конца импульса накачки. Такой срыв генерации, как показали дополнительные исследования, обусловлен возникновением поперечной неустойчивости излучения внутри резонатора лазера.

4.2.2 Лазер на неодиме в иттрий-алюминиевом гранате

Кристалл Nd:YAG, как и рубин, имеет однородно уширенную линию усиления с полушириной чуть меньше, чем у рубина. Однако у Nd:YAG на порядок меньше время жизни верхнего рабочего уровня. Это приводило к тому, что время установления стационарного режима генерации в Nd:YAG-лазере сокращалось почти на порядок, по сравнению с лазером на рубине, и составляло ~ 10 мкс (рис.7). В стационарном режиме генерации СКИ излучение Nd:YAG-лазера также представляло собой непрерывную последовательность одиночных импульсов, следовавших с аксиальным периодом 13 нс. Огибающая спектра генерации имела колоколообразную форму без тонкой структуры, что свидетельствовало об отсутствии временной структуры сверхкоротких импульсов излучения. При этом в течение всей генерации структура спектра практически не менялась, это свидетельствовало об отсутствии фазовой модуляции. Длительность СКИ, рассчитанная по ширине генерируемого спектра, составила 10 пс.

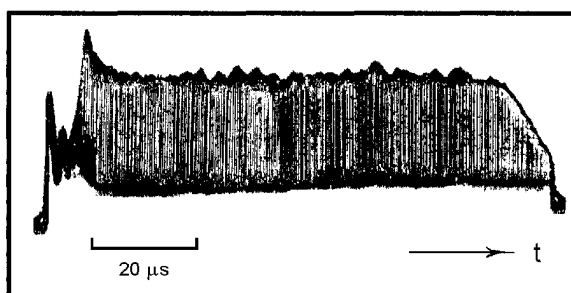


Рис. 7: Оциллограммы интенсивности излучения лазера на неодиме в иттрий-алюминиевом гранате в режиме пассивной синхронизации мод при введении внутррезонаторных потерь

Следует отметить, что в Nd:YAG-лазере переход к режиму устойчивых стационарных сверхкоротких импульсов излучения дости-

гался в более широкой области изменения параметров лазера (на-
качка, глубина обратной связи, технические возмущения) по срав-
нению с лазером на рубине.

4.2.3 Лазер на ионах неодима в фосфатном стекле

Неодимовые стекла обладают широкой полосой усиления и на них
можно получать световые импульсы субпикосекундной длительности.
При этом пиковая мощность может достигать таких значений,
когда начинают проявляться нелинейно-оптические эффекты, та-
кие как фазовая самомодуляция формируемых импульсов, связан-
ная с нелинейностью показателей преломления элементов резона-
тора. При значительной величине фазовой самомодуляции возни-
кает неустойчивость пассивной синхронизации мод в режиме гене-
рации стационарных СКИ.

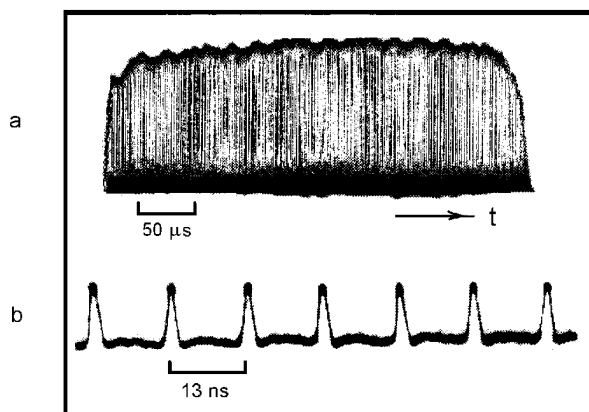


Рис. 8: Осциллограммы интенсивности излучения лазера на неодиме в фос-
фатном стекле в режиме пассивной синхронизации мод при введении внутри-
резонаторных потерь

В лазере на неодиме в фосфатном стекле ГЛС-22 переходной
процесс составлял порядка 30-50 мкс (рис.8,а), во время которого

наблюдался сдвиг несущей частоты излучения в коротковолновую область спектра на 0.6 нм. Ширина спектра генерации лазера с пассивным затвором на красителе N 3274у, время релаксации которого ~ 13 пс, в установившемся стационарном режиме генерации СКИ (рис.8,b) составляла 2.3 нм, а форма спектра достаточно точно описывалась квадратом гиперболического секанса [46]. Такая ширина генерируемого спектра соответствует длительности сверхкороткого импульса излучения 0.5 пс.

В случае пассивной синхронизации мод затвором на красителе N 3955, имеющим время релаксации 22 пс, нами были получены стационарные СКИ с длительностью порядка 2 пс. Для получения таких же по длительности СКИ в режиме гигантского импульса использовались насыщающиеся поглотители со значительно меньшими временами релаксации 4.6 пс [48] и 2.2 пс [49].

Более значительный сдвиг несущей частоты генерации наблюдался в лазере на неодиме в силикатном стекле, у которых ширина полосы усиления несколько больше, чем у фосфатных. Кроме того у силикатных стекол больше нелинейность показателя преломления и у них с большей вероятностью проявляются эффекты фазовой модуляции, которые приводят к возникновению неустойчивости режима стационарных сверхкоротких импульсов излучения. Значительный уход несущей частоты от максимума полосы усиления приводит к уменьшению эффективности усиления сформированного импульса, и коэффициент усиления для шумовой затравки, не имеющей фазовой модуляции, оказывается выше, чем для фазомодулированного импульса. Более эффективно усиливаемая затравка вытесняет из генерации сформированный импульс и нарастание ее интенсивности приводит к фазовой модуляции и сдвигу несущей частоты.

Литература

- [1] *Hargove L.E., Fork R.L., Pollack M.A.* Appl. Phys., 1964, v.5, N1, p.4-9.
- [2] *Mocker H., Collins R.* Appl. Phys. Lett., 1965, v.7, N10, p.270-271.
- [3] *Мальшев В.И., Маркин А.С.* ЖЭТФ. 1966, т.50, N2, с.339-345.
- [4] *De Maria A.I., Stetser D.A.* Appl. Phys. Lett. 1966, v.8, N2, p.174-177.
- [5] *Летохов В.С.* ЖЭТФ, 1968, т.55, N3(9), с.1077-1086.
- [6] *Зельдович Б.Я., Кузнецова Т.И.* УФН, 1972, т.106, N1, с.47-65.
- [7] *New G.H.S.* Report of Progress of Physics, 1983, N46, p.877-896.
- [8] *Прохоров А.М.* УФН, 1986, т.148, N1, с.7-33.
- [9] *Херман Н., Вильгельми Б.* Лазеры сверхкоротких импульсов, М: Мир, 1986.
- [10] *Halbat J.M., Grischkowsky D.* Appl. Phys. Lett., 1984, v.45, N12, p.1281-1284.
- [11] *Вальшин А.М., Гордиенко В.М., Краюшкин С.В.* Квант. электроника, 1986, т.13, N8, с.1713-1716.
- [12] *Heinz P., Laubereau A.* J. Opt. Soc. Amer.B., 1989, v.6, N6, p.1574-1578.
- [13] *Heinz P., Laubereau A.* J. Opt. Soc. Amer. B., 1990, v.7, N2, p.182-186.
- [14] *Agnesi A., Reali G.C.* Opt. Commun., 1991, v.81, N5, p.306-310.
- [15] *Sorenson M.P., Shore K.A., Geisler T. et.al* Opt.Comm., 1992, v.90, N1,2,3, p.65-69.
- [16] *Huang C.P., Asaki M.T., Backus S. et al.* Opt. Lett., 1992, v.17, N18, p.1289-1291.
- [17] *Radsewicz C., Pearson G.W., Krasinski J.S.* Opt.Comm., 1993, v.102, N3, p.464-468.

- [18] *Kuizenga D.J.* Opt. Commun., 1977, v.22, N2, p.156-160.
- [19] *Stankov K.A.* Appl. Phys. B., 1991, v.52, N3, p.158-164.
- [20] *Stankov K.A.* Appl. Opt., 1989, v.28, N5, p.942-948.
- [21] *Пешко И.И., Соскин М.С., Хижняк А.И.* Препринт ИФ АН УССР, Киев, 1984.
- [22] *Ларионцев Е.Г., Серкин В.Н.* Квант. электроника, 1974, т.1, N11, с.2166-2171.
- [23] *Glenn W.H.* IEEE J. Quant. Electron., 1975, v.11, N1, p.8-17.
- [24] *Малинкевич А.В., Савва В.А., Самсон А.М.,* Препринт Инст.физики АН БССР, Минск, 1975. №82.
- [25] *Сверхкороткие световые импульсы* (под ред. Шапиро С.) М: Мир. 1981.
- [26] *Кучьянов А.С., Лабусов В.А., Угожаев В.Д., и др.* Квант. электроника, т.10, N10, с.1315-1319.
- [27] *Анциферов В.В., Искольдский А.Н., Кучьянов А.С.* Автометрия, 1974. N6, с.97-99.
- [28] *Анциферов В.В., Держи Н.М., Кучьянов А.С.* Квант. электроника, 1975, т.2, N1, с.57-60.
- [29] *Анциферов В.В., Смирнов Г.И.* Твердотельные лазеры, Монография, Новосибирск, 1997.
- [30] *Murray J.E., Kuizenga D.J.* Appl. Phys. Lett., 1980, v.37, N1, p.27-30.
- [31] *Brito Cruz C.H., de Martini F., Fragnito H.L.* Opt. Commun., 1982, v.40, N3, p.298-301.
- [32] *Кучьянов А.С.* Автореф. канд. дисс. ИАПЭ СО РАН, Новосибирск, 1994.
- [33] *Комаров К.П., Кучьянов А.С., Лабусов В.А., Угожаев В.Д.,* Письма ЖТФ, 1985, т.11, N3, с.168-173.
- [34] *Кучьянов А.С.* Письма ЖТФ, 1988, т.14, N7, с.665-668.
- [35] *Комаров К.П., Кучьянов А.С., Угожаев В.Д.* Квант. электроника, т.13, N4, с.802-808.

- [36] *Бурнейка К., Григонис Р., Пискарскас А., и др.* Квант. электроника, 1988, т.15, N10, с.1658-1662.
- [37] *Варанавичус А., Данелюс Р., Пискарскас А.* Изв. АН СССР, сер. физ, 1990, т.54, N12, с.2433-2439.
- [38] *Ametov S.A., Ganeev R.A., Ganikhanov F.S.* Opt. Commun., 1993, v.96, N1,2,3, p.75-79.
- [39] *Баянов И.М., Гордиенко В.М., Зверева М.Г.* Квант. электроника, 1989, т.16, N8, с.1545-1547.
- [40] *Розуван С.Г., Тихонов Е.А.* Квант. электроника, 1993, т.20, N2, с.163-167.
- [41] *Андреева А.И., Ганиханов Ф.Ш., Гудилин В.Н.* Квант.электроника, 1989, т.16, N8, с.1604-1606.
- [42] *Гулев В.С., Комаров К.П., Кучьянов А.С.* Изв. АН СССР, сер. физ., 1992, т.56, N9, с.135-139.
- [43] *Бабушкин А.В., Воробьев Н.С., Прохоров А.М.* Квант. электроника, 1989, т.16, N12, с.2036-2039.
- [44] *Heinz R., Kriegleder W., Laubereau A.* Appl. Phys. A., 1987, т.43, N2, p.209-212.
- [45] *Komarov K.P., Kuch'yanov A.S., Ugozhaev V.D.* Opt. Commun., 1986, v.5, N4, p.279-282.
- [46] *Haus H.A.* Appl. Phys., 1975, v.64, N7, p.3049-3050.
- [47] *Rudolph W.* Opt. Commun., 1980, v.34, N3, p.491-496.
- [48] *Вищакас Ю., Гульбинас В., Кабелка В.* Квант. электроника, 1984, т.11, N11, с.2232-2241.
- [49] *Денкер Б.И., Ильичев Н.Н., Малютин А.А.* Квант. электроника, 1982, т.9, N7, с.1840-1841.