

Лазеры ультракоротких импульсов

П.Г.Крюков

Дан обзор современного состояния лазеров ультракоротких импульсов (УКИ). Рассмотрены физические механизмы формирования УКИ, методы измерения их длительности, а также системы генерации и усиления. Описаны примеры использования фемтосекундных лазеров в физике и химии, а также в технике и медицине.

Ключевые слова: ультракороткие лазерные импульсы, фемтосекундные лазеры, применения лазеров ультракоротких импульсов, измерение параметров ультракоротких импульсов.

	Содержание
Введение	95
1. Исторический очерк	97
2. Принцип синхронизации мод	100
2.1. Пассивная синхронизация мод	102
2.2. Просветляющиеся поглотители для пассивной синхронизации мод	102
3. Активные среды и источники накачки	103
4. Методы измерения УКИ	104
4.1. Автокоррелятор интенсивности	105
4.2. Методики оптического стробирования со спектральным разрешением	106
5. Временная когерентность излучения фемтосекундных лазеров	106
5.1. Лазер фемтосекундных импульсов как комб-генератор	107
5.2. Роль фазы несущей частоты фемтосекундных импульсов в нелинейных эффектах	107
6. Теоретическое исследование генерации УКИ	107
6.1. Формирование УКИ в фемтосекундных лазерах	108
6.2. Конфигурация резонатора с керровской линзой	109
7. Фемтосекундный лазер с керровской линзой	110
8. Усиление УКИ	110
8.1. Многопроходная схема	111
8.2. Усиление чирпированных импульсов	111
8.3. Регуляторы чирпа на основе дифракционных решеток	111
8.4. Получение мощных фемтосекундных импульсов предельно малой длительности	112
9. Установки пегаваттного уровня мощности	112
9.1. Гибридная установка на Ti:сапфире и Nd:стекле	112
9.2. Установка на Ti:сапфире	113
9.3. Получение фемтосекундных импульсов релятивистской интенсивности с килогерцовой частотой повторения	113
10. Применения фемтосекундных лазеров	113
10.1. Оптическая когерентная томография	114
10.2. Оптические стандарты частоты	114
10.3. Прецизионная обработка материалов	115
10.4. Применения, связанные со сверхвысокой интенсивностью	115
Заключение	117
Литература	118

Введение

Одной из важнейших проблем лазерной физики и квантовой электроники является генерация лазерного излучения в виде импульсов предельно малой длительности.

Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН, Россия, 117769 Москва, ул. Вавилова, 38; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53 эл. почта: kryukov@fo.gpi.ac.ru

Поступил в редакцию 24 февраля 2000 г., после доработки – 11 октября 2000 г.

Решение этой проблемы открывает пути создания лазеров, обладающих предельно высокой интенсивностью излучения. С помощью таких лазеров можно получить концентрацию энергии, сравнимую с концентрацией энергии при ядерном взрыве. Другим обстоятельством, мотивирующим развитие лазеров ультракоротких импульсов (УКИ), является необходимость измерения предельно коротких интервалов времени, что позволяет исследовать различные быстротекающие процессы. Сама по себе проблема измерения времени включает в себя точное измерение текущего времени, что осуществляется с помощью стандартов частоты, а также из-

мерение предельно коротких временных интервалов. Замечательно, что развитие фемтосекундных лазеров позволило добиться выдающихся успехов как в области измерений предельно коротких интервалов времени, так и в области создания лазерных стандартов частоты.

За годы, прошедшие с появления первого лазера в 1960 г., достигнут огромный прогресс в сокращении длительности лазерных импульсов и в увеличении их мощности. При этом рост мощности лазерного излучения в значительной степени связан с сокращением длительности импульсов. Первый лазер Маймана генерировал вспышку излучения длительностью около 1нс с энергией менее 1Дж, причем эта вспышка представляла собой беспорядочный набор импульсов длительностью порядка 1 мкс. Пиковая мощность такого лазера была $\sim 1\text{кВт}$.

Современные лазеры способны излучать импульсы длительностью около 5 фс, т. е. менее двух периодов световой волны, что близко к фундаментальному пределу. Даже сравнительно скромная по лазерным масштабам энергия излучения, будучи сосредоточенной в импульсе ультракороткой длительности, дает высокую мощность, а при фокусировании пучка – огромную интенсивность. В частности, созданная в Ливерморской национальной лаборатории (США) установка позволяет получать импульсы лазерного излучения с энергией 660 Дж при длительности импульса 440 фс, что обеспечивает получение пиковой мощности порядка 1 ПВт, а при фокусировании пучка – интенсивность излучения свыше 10^{21} Вт/см^2 . Чтобы иметь представление об этой величине, отметим, что давление света в этом случае составляет 300 Гбар, что сравнимо с давлением в центре Солнца! Рост мощности лазерного излучения достигался, главным образом, за счет сокращения длительности импульса.

Сравнение современных фемтосекундных лазеров с лазером Маймана показывает, что увеличение мощности достигает 12 порядков. Для оценки роста энергии излучения можно взять данные установки NIF (National Ignition Facility), создаваемой в США для исследований по термоядерному синтезу. В 192 пучках этой огромной установки величиной с футбольное поле будет достигнута энергия 2 МДж в импульсе наносекундной длительности. Таким образом, рост энергии составит не более 6 порядков.

Не менее впечатляющим является прогресс в эффективности и компактности лазеров УКИ. Современные лазерные системы с выходной мощностью в десятки тераватт размещаются на обычном лабораторном столе. Развитие инжекционных полупроводниковых лазеров накачки, элементов волоконной оптики и эффективных преобразователей лазерного излучения во вторую гармонику позволило создать исключительно компактные системы. Так, фирма IMRA (США) сообщила о создании лазерной установки, излучающей импульсы ($\lambda = 780\text{ нм}$) длительностью 180 фс со средней мощностью 10 МВт при частоте следования 50 МГц. При этом весь прибор помещается на ладони!

Уникальные характеристики излучения лазеров УКИ обуславливают их многочисленные применения в фундаментальной науке, технике и медицине. Благодаря исключительно малой длительности импульсов излучения удается исследовать сверхбыстрые релаксационные процессы в микромире, для которых фемтосекунда является естественным масштабом времени. Недаром появление лазеров фемтосекундных импульсов сравнивают с изо-

бретением микроскопа. Огромные интенсивности в сфокусированных пучках и связанные с нею напряженности электрических и магнитных полей дают возможность изучать процессы взаимодействия света с веществом в режимах, прежде недоступных для экспериментаторов.

С помощью таких лазеров продемонстрирована возможность инициирования ядерных реакций, исследованы эффекты квантовой электродинамики, возникающие при взаимодействии УКИ с ультрарелятивистскими электронными пучками, проведены эксперименты с релятивистской плазмой. Реализованы схемы получения направленных пучков жесткого рентгеновского и γ -излучения при взаимодействии с пучками электронов. Высокоинтенсивные импульсы длительностью короче 20 фс позволяют получить генерацию высших гармоник вплоть до мягкого рентгена, причем это излучение может испускаться в виде импульсов длительностью короче 100 ас (одна аттосекунда равна 10^{-18} с).

Наконец, уникальная особенность временной когерентности и спектра излучения фемтосекундных непрерывных лазеров позволила совершить революционный прорыв в области прецизионного измерения частоты в оптическом диапазоне, в частности уточнить значение постоянной тонкой структуры и измерить частоту перехода $1S - 2S$ атома водорода с точностью до 14-го знака. Открылась возможность создания значительно более точных оптических часов.

В химии и фотобиологии удается проследить ход самых быстрых химических реакций. Воздействуя на молекулы фемтосекундными импульсами на разных длинах волн и с регулируемой задержкой, можно вызывать фотохимические реакции в определенных каналах, в которых при облучении обычными источниками света их протекание маловероятно. Возникло новое научное направление – фемтохимия, причем успехи в этой области были отмечены присуждением А.Зивейлу Нобелевской премии.

Впечатляющие успехи достигнуты и при техническом использовании лазеров УКИ. Стремление сократить длительность импульсов лазерного излучения естественным образом связано с тенденцией современной электроники к миниатюризации и повышению быстродействия. Помимо тестирования самых быстродействующих полупроводниковых схем, фемтосекундные импульсы могут стать основой технологий будущего, в частности найти применение в терабитовой волоконно-оптической связи.

Исключительно высокая концентрация энергии при фокусировании пучков фемтосекундных лазеров открывает новый путь в прецизионной микрообработке материалов, а в медицине обеспечивает возможность проведения исключительно тонких операций в офтальмологии и нейрохирургии.

Исследованиям генерации УКИ посвящено несколько монографий [1–4]. Однако прогресс в этой области столь стремителен, что многие важные результаты в этих работах не отражены. В настоящем обзоре рассматриваются основные принципы генерации УКИ предельной длительности и описываются важнейшие результаты, полученные в этой области. Ограниченный объем обзора заставляет исключить из рассмотрения полупроводниковые и параметрические лазеры УКИ, а в области применений – ограничиться наиболее яркими современными результатами, иллюстрирующими возможности фемтосекундных лазерных систем.

1. Исторический очерк

Почти сразу же за открытием метода модуляции добротности резонатора лазера (Q-модуляция), позволившим увеличивать пиковую мощность лазерного излучения на несколько порядков (гигантский импульс), был открыт еще один весьма эффективный метод генерации лазерного излучения в виде УКИ – метод синхронизации мод [5]. В отличие от метода модуляции добротности этот метод позволяет получать импульсы с длительностью, значительно меньшей времени обхода резонатора. Суть метода заключается в генерации большого числа продольных мод с определенными фазовыми соотношениями. Благодаря интерференции генерирующихся мод возникают биения, а временная зависимость интенсивности излучения приобретает вид периодической последовательности импульсов с длительностью, обратно пропорциональной ширине спектра, охватывающего эти моды, и периодом, равным времени обхода резонатора.

Такой режим генерации может осуществляться при введении в резонатор лазера модулятора излучения. Частота модуляции должна быть равной или кратной межмодовому частотному интервалу. Модуляция на межмодовой частоте приводит к параметрической раскачке соседних мод с нужными фазами, модуляция которых в свою очередь раскачивает следующие соседние моды и т. д. Такой метод генерации УКИ получил название активной синхронизации мод.

Вскоре было установлено, что периодическая последовательность очень коротких импульсов может возникать и без модулятора, но при введении в резонатор лазера на рубине [6] или на неодимовом стекле [7] кюветы с просветляющимся красителем, предназначенной для получения модуляции добротности. Поскольку модулятора не требовалось, такая методика получила название пассивной синхронизации мод. В этом случае гигантский импульс Q-модулированного лазера представлял собой огибающую цуга очень коротких импульсов. Период импульсов в цуге совпадал с временем обхода резонатора, и было очевидно, что они возникают вследствие синхронизации мод.

Измерения длительности этих импульсов с помощью быстродействующих фотоприемников и осциллографов показали, что она лежит за пределами временного разрешения (около 1 нс) используемой аппаратуры. В связи с этим были предложены и реализованы методы косвенного измерения длительности УКИ, основанные на регистрации автокорреляционной функции интенсивности с помощью явлений нелинейной оптики (ГВГ, двухфотонная люминесценция) [8–10]. Применение данных методов показало, что длительность УКИ составляет несколько десятков пикосекунд, что в сочетании с Q-модуляцией давало огромную по масштабам того времени пиковую мощность. Лазер с использованием внутррезонаторного просветляющегося поглотителя с одновременной Q-модуляцией и пассивной синхронизацией мод стал *лазером УКИ первого поколения*. Благодаря простоте конструкции лазеры этого типа нашли широчайшее применение в науке и технике, особенно в области нелинейной оптики.

Внешнее сходство цугов УКИ в лазерах с активной и пассивной синхронизацией мод, естественно, наводило на мысль объяснить формирование УКИ одним и тем же механизмом [11]. Предполагалось, что биения двух-трех

мод в начале генерации приводят к образованию импульса с длительностью порядка времени обхода резонатора (аксиальный период). Этот импульс, проходя через просветляющийся поглотитель, производит амплитудную самомодуляцию на межмодовой частоте, т. е. действует так же, как и модулятор с внешним управлением.

Однако детальные исследования лазеров с пассивной синхронизацией мод продемонстрировали их существенные различия. Исследования, проведенные в ФИАНе им. П.Н.Лебедева, заключались в прямых измерениях длительности УКИ с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) с временным разрешением порядка нескольких пикосекунд [12]. Применение этой техники показало [13–15], что длительность отдельных УКИ может составлять около 10 пс, однако часто наблюдается довольно сложная временная структура излучения, которая может изменяться в течение цуга. Было установлено, что в процессе генерации возникают группы УКИ, число которых, интервал между ними и относительная интенсивность могут изменяться в довольно широких пределах. Это явно противоречило объяснению генерации УКИ механизмом, аналогичным активной синхронизации мод.

Значительный шаг в установлении механизма генерации УКИ в лазере с пассивной синхронизацией мод был сделан на основе обстоятельных исследований распространения коротких мощных импульсов лазерного излучения в усиливающих и резонансно поглощающих средах в условиях насыщения [16]. Было показано, что при определенных условиях может происходить не только сокращение длительности импульса, но и изменение его временного профиля с преимущественным усилением наиболее интенсивных флуктуационных пиков [17].

Прямыми измерениями с использованием ЭОПа было показано, что двухкомпонентная система, состоящая из усиливающей среды и быстрорелаксирующего просветляющегося поглотителя, способна осуществлять сильное дискриминирование флуктуационных импульсов по интенсивности [18]. Поскольку лазер с пассивной синхронизацией мод представляет собой комбинацию усиливающей среды и просветляющегося поглотителя, помещенных в резонатор, были основания полагать, что аналогичные процессы могут играть роль и при генерации УКИ.

Была разработана теоретическая модель формирования УКИ в лазерах с пассивной синхронизацией мод, основанная на нелинейном механизме выделения наиболее интенсивных флуктуационных выбросов временного профиля интенсивности многомодового излучения (так называемая флуктуационная модель) [19]. В рамках этой модели получили объяснение установленные экспериментальные факты: необходимость тщательного устранения из резонатора всех элементов, способных селективировать продольные моды, а также необходимость использования просветляющегося поглотителя с малым (сравнимым с длительностью УКИ) временем релаксации просветленного состояния [20]. Работа по созданию просветляющихся поглотителей стала важной частью дальнейшего развития лазеров этого типа.

С помощью ЭОПа [21] было получено прямое доказательство возникновения УКИ из флуктуационных выбросов. Более того, было установлено, что лазер с пассивной синхронизацией мод имеет два порога генерации.

На первом пороге возникает свободная генерация многомодового излучения, а затем при определенном превышении усиления – пуг УКИ. Была выяснена также важная роль насыщения усиления и соотношения сечений лазерного перехода активной среды и поглощения просветляющегося поглотителя. Оказалось, что это соотношение можно регулировать, помещая в резонатор телескоп между активной средой и просветляющимся поглотителем [22].

Детальные исследования УКИ в начальной части пуга и в максимуме огибающей показали, что УКИ изменяют форму по мере развития гигантского импульса [23, 24]. В начале пуга наблюдается гладкий колоколообразный импульс, который в области максимума огибающей приобретает сложную форму: он имеет вид нерегулярного набора компонентов с длительностями меньшими, чем в начале пуга. Такое поведение было объяснено действием эффектов самофокусировки и фазовой самомодуляции [25].

Для твердотельных лазеров с пассивной синхронизацией мод длительность УКИ оказывалась существенно большей, чем предел, определяемый шириной полосы усиления активной среды. Было установлено, что причиной этого является конечное время релаксации просветленного состояния поглотителя и его существенное насыщение в конечной стадии эволюции импульса, в результате чего практически прекращается нелинейное сокращение длительности УКИ.

Второе поколение лазеров УКИ появилось в результате открытия лазеров на органических люминесцентных красителях. Особенностью активных сред этих лазеров была огромная ширина полосы усиления, позволяющая создавать лазеры с плавной перестройкой длины волны в широком диапазоне. Эта особенность делала лазеры на красителях привлекательным объектом исследований по генерации УКИ. Пассивная синхронизация мод была получена в лазере с накачкой импульсной лампой при использовании в качестве активной среды красителя родамин 6Ж, а в качестве просветляющегося поглотителя – красителя DODCI [26]. Затем было показано [27], что лазер на красителе можно запустить в непрерывном режиме, используя для накачки излучение аргонового лазера, сфокусированное в струю свободно текущего раствора красителя. Для компенсации астигматизма, возникающего при расположении струи под углом Брюстера, резонатор имел специальную конфигурацию.

Выдающимся событием в развитии лазеров УКИ стал запуск этого непрерывно работающего лазера на красителе в режиме пассивной синхронизации мод [28]. Для этого в резонатор вводился просветляющийся поглотитель – струя красителя DODCI. Сразу же удалось получить непрерывную последовательность УКИ длительностью около 1 пс, которую впоследствии удалось сократить до 0.5 пс [29].

Поскольку и в импульсном и в непрерывном лазерах использовались одни и те же компоненты (родамин 6Ж и DODCI), предполагалось, что механизм формирования УКИ должен быть одним и тем же. Однако обстоятельные исследования импульсного лазера с применением ЭОПа [30, 31] показали, что механизм формирования УКИ в лазере на красителе существенно отличается от механизма формирования УКИ в твердотельном лазере с ламповой накачкой. Так, было установлено, что дискриминирование флуктуационной структуры в одиноч-

ный на аксиальном периоде УКИ завершается уже через 20–30 проходов резонатора после начала генерации, что обеспечивает работу лазера на красителе, возбуждаемого импульсной лампой (время горения несколько микро-секунд), в квазинепрерывном режиме.

Было измерено время релаксации просветленного состояния для DODCI (225 пс), которое оказалось в сотни раз большим, чем длительность УКИ [32]. Этот кажущийся парадокс, не укладывающийся в модельные представления о твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод, удалось объяснить эффектом совместного действия усиления и поглощения в режиме насыщения [33]. Дело в том, что, в отличие от твердотельных лазеров, сечение лазерного перехода в красителях очень велико и лишь в несколько раз меньше сечения поглощения. Поэтому отсутствует режим Q-модуляции, а активная среда и поглотитель насыщаются почти в равной мере. Передний фронт импульса обостряется за счет насыщения поглотителя, а задний – насыщения активной среды.

Лазер непрерывного действия на красителях с пассивной синхронизацией мод стал главным объектом исследований, направленных на сокращение длительности УКИ. Именно с его помощью был совершен прорыв в фемтосекундную область. Используя конструкцию кольцевого лазера, удалось обеспечить оптимальный режим пассивной синхронизации мод в так называемом СРМ-лазере (colliding pulse modelocked laser) [34]. В результате длительность полученных УКИ не превышала 100 фс. При столь малых длительностях существенную роль начинает играть дисперсия групповой скорости (ДГС) среды, через которую проходит импульс. Он растягивается, приобретая частотную модуляцию (чирп). Посредством компенсации чирпа в СРМ-лазере удалось сократить длительность УКИ до 53 фс [35].

Важнейшим результатом, достигнутым в области генерации УКИ, явилось изобретение и использование устройств, позволяющих контролируемо изменять ДГС, что дало возможность изменять в широких пределах и чирп. В этих устройствах, ставших важнейшей составной частью лазерных установок для генерации и усиления фемтосекундных импульсов, используются либо дифракционные решетки [36], либо призмы [37].

Применив призмный компенсатор ДГС в СРМ-лазере, удалось получить УКИ длительностью 27 фс [38] путем оптимального согласования эффектов фазовой самомодуляции (ФСМ), ДГС и степени насыщения красителей активной среды и поглотителя. Стабильной работе лазера способствовало возникновение солитоноподобного режима распространения УКИ в резонаторе за счет совместного действия ФСМ и ДГС.

Разработка лазеров УКИ на красителях позволила уверенно получать непрерывные последовательности УКИ длительностью в десятки фемтосекунд. Возникло два направления развития лазеров УКИ. Первое – использование твердотельных лазеров с ламповой накачкой, генерирующих пикосекундные импульсы с высокой мощностью. Второе – использование лазеров на красителях непрерывного действия со сравнительно малой мощностью, но с фемтосекундными импульсами. Дальнейший прогресс фемтосекундных лазеров был связан с развитием лазерных систем непрерывного действия, использующих лазерную накачку.

Значительным этапом в разработке твердотельных

лазеров УКИ стало создание твердотельных лазерных материалов, пригодных для генерации УКИ. В результате появились так называемые вибронные кристаллы с широкими полосами поглощения и усиления: $Ti^{3+}:Al_2O_3$ (сапфир) [39], $Cr^{3+}:LiCaAlF_6$ (LiCAF) [40], $Cr^{3+}:LiSrAlF_6$ (LiSAF) [40], $Cr^{3+}:LiSrGaF_6$ (LiSGaF) [41], $Cr^{4+}:Mg_2SiO_4$ (форстерит) [42], $Cr^{4+}:YAG$ (черный гранат) [43], на которых была получена непрерывная генерация фемтосекундных импульсов. Для накачки этих лазеров использовалось сфокусированное лазерное излучение (Ar-, Kr-лазеры, Nd:YAG-лазер и его вторая гармоника (ВГ), однододовые полупроводниковые инжекционные лазеры (лазерные диоды)). Замена струй красителей вибронными кристаллами сделала фемтосекундные лазеры компактными и надежными в эксплуатации.

Как уже упоминалось, в импульсных твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод одновременная с ней Q-модуляция препятствует эффективному сокращению УКИ из-за раннего насыщения поглотителя. Для устранения этого недостатка были изобретены схемы активного [44] и пассивного [45] контроля обратной связи. С их помощью ограничивался рост гигантского импульса и растягивалась огибающая УКИ. Однако предельным ограничением, не позволяющим достичь фемтосекундной длительности УКИ даже при контроле обратной связи, было то, что используемые резонансные просветляющиеся поглотители имели пикосекундные времена релаксации просветленного состояния, определяющие длительность УКИ. В связи с этим были приняты попытки заменить такой поглотитель устройством, основанным на нерезонансной оптической нелинейности [46].

Прорыв в этом направлении был достигнут в конструкции лазера, где с главным резонатором связывался дополнительный, в который помещалась среда с нерезонансной нелинейной восприимчивостью. Особенно пригодными для этой цели оказались однододовые волоконные световоды. Первым осуществлением такой концепции стал солитонный лазер [47]. В нем нелинейная обратная связь от петли с оптическим волокном вводилась в главный резонатор лазера, работающего на галоидном кристалле с центрами окраски (ЦО) при синхронной накачке. В отсутствие дополнительной обратной связи получались импульсы длительностью около 8 пс. При оптимальной настройке дополнительного резонатора длительность УКИ сокращалась до менее 200 фс. Существенным для сокращения длительности УКИ было формирование в волоконной петле оптических солитонов. Поскольку это возможно лишь при отрицательной дисперсии групповой скорости в волокне, которая имеет место при $\lambda \geq 1.3$ мкм, в качестве активной среды использовался кристалл KCl с ЦО, работающий на длине волны ~ 1.5 мкм.

Затем было предложено использовать дополнительный резонатор без формирования в нем солитонов [48]. Эффект пассивной синхронизации мод достигался при когерентном добавлении импульса со сдвинутой нелинейной (зависящей от интенсивности) фазой, выходящего из дополнительного резонатора, к излучению в главном резонаторе. Такой метод пассивной синхронизации мод получил название АРМ (additive pulse modelocking) [49], или интерференционная синхронизация мод [50]. Его недостатком является необходимость юстировки длины вспомогательного резонатора с интерферометрической

точностью. Однако этот недостаток вполне преодолим в лазерах непрерывного действия. Детально теория метода АРМ дана в работе [51].

Одновременно с развитием метода АРМ продолжалась работа по совершенствованию резонансных просветляющихся поглотителей. При использовании полупроводниковых слоистых структур (квантовые ямы) были созданы просветляющиеся поглотители, рабочую длину волны которых можно было изменять подбором материалов и толщины слоев. Такие устройства получили название SESAM (semiconductor saturable absorber mirror) [52]. В отличие от красителей они обладают двумя временами релаксации просветленного состояния: сравнительно большим (десятки пикосекунд), которому соответствует меньшая интенсивность насыщения, и малым (десятки фемтосекунд) с большей интенсивностью насыщения. Благодаря такой особенности облегчается процесс начального дискриминирования флуктуационных пиков с последующим эффективным сокращением длительности выделенного одиночного УКИ.

При работе с лазером непрерывного действия на Ti :сапфире был открыт новый метод пассивной синхронизации мод [53]. Оказалось, что самофокусировка в лазерном стержне в сочетании с диафрагмой действует подобно просветляющемуся поглотителю. Поскольку эффект самофокусировки в твердом теле основан на керровской нелинейности показателя преломления, он не требует резонансного поглощения, а его действие практически безынерционно. Этот метод получил название KLM (Kerr-lens mode-locking). Лазеры на вибронных кристаллах с пассивной синхронизацией мод за счет керровской линзы стали *третьим поколением лазеров УКИ*. Их усовершенствование привело к генерации УКИ длительностью 5.4 фс (менее двух периодов световой волны) [54].

В отличие от лазеров с просветляющимися красителями, лазеры УКИ, использующие нерезонансную нелинейность, могут не обладать самозапуском режима синхронизации мод, т. е. процесс начального дискриминирования флуктуационных пиков может подавляться процессом регенеративного сужения спектра и/или селекцией продольных мод. В этом случае требуются специальные меры для инициирования синхронизации мод. Ими могут быть: использование просветляющегося поглотителя с низким уровнем насыщения (например, SESAM) [52], пьезоэлектрического привода одного из зеркал с электроникой обратной связи, амплитудного модулятора, а также механический толчок (щелчок по зеркалу резонатора или быстрое движение одной из призм компенсатора ДГС) или синхронная накачка. Некоторые из этих устройств сами по себе используются для режима синхронизации мод, в частности синхронизатор мод или амплитудный модулятор от внешнего генератора. Возникает вопрос: уместно ли говорить в таком случае о пассивной синхронизации мод? По общепринятой терминологии пассивная синхронизация мод – это режим, который поддерживается вследствие внутрирезонаторных нелинейностей. Отличие активной синхронизации мод от пассивной с дополнительным запуском заключается в том, что во втором случае дополнительное устройство, в принципе, можно выключить после выхода на стационарный режим. А при активной синхронизации мод при выключении модулятора прекращается режим генерации УКИ.

Несмотря на прекрасные характеристики фемтосекундных лазеров с керровской линзой, у них есть существенный недостаток – высокие требования к лазеру накачки. Он должен работать с достаточно высокой и стабильной выходной мощностью, иначе даже с устройством самозапуска, использование которого часто сопряжено с повышением порога генерации, режим генерации непрерывного цуга фемтосекундных импульсов будет срываться. Эти требования увеличивают стоимость лазера фемтосекундных импульсов, которая, как правило, определяется стоимостью лазеров накачки.

В решении проблемы накачки огромную роль играют работы по твердотельным лазерам с диодной полупроводниковой накачкой и волоконно-оптическим системам. Поскольку оптические волокна можно активировать ионами редких земель, имеется принципиальная возможность создания лазера УКИ на оптических волокнах. Были продемонстрированы такие лазеры на волокне, активированном ионами Nd, Yb и Er [55, 56]. Работа с волоконными лазерами УКИ привела к созданию простого и компактного модулятора пассивной синхронизации мод, основанного на использовании нелинейного показателя преломления в сочетании с кросс-модулирующей в средах со слабым двулучепреломлением [57]. В отличие от керровской линзы, нужная для пассивной синхронизации амплитудная модуляция здесь получается добавлением не диафрагмы, а поляризатора.

Волоконные лазеры фемтосекундных импульсов с диодной накачкой стали *лазерами УКИ четвертого поколения* [58, 59]. Они исключительно компактны, а стоимость используемых для их накачки источников на порядок меньше, чем для лазеров с керровской линзой.

Энергия одиночного импульса фемтосекундной длительности обычно не превышает нескольких наноджоулей. Разумеется, ее можно увеличить, пропуская импульс через активную среду с необходимой шириной полосы усиления. Для получения большого усиления активная среда должна быть достаточно протяженной. Этого обычно достигают, используя многопроходную схему. Для усиления требуется гораздо большая инверсная населенность и, соответственно, энергия накачки, чем для генерации. Чтобы достичь нужной инверсной населенности в активной среде усилителя, стремятся приблизить продолжительность накачки к времени релаксации лазерного перехода, которое в случае твердотельных сред и эксимеров превышает период УКИ в цуге. Кроме того, существует проблема отвода тепла, поэтому отдельные УКИ, подлежащие усилению, выделяют из цуга электрооптическим затвором так, чтобы частота их следования была существенно меньше.

Специфика усиления УКИ заключается в том, что при их крайне малой длительности сравнительно небольшие энергии импульса (существенно меньшие энергии насыщения) вызывают нелинейные эффекты, ограничивающие усиление. Главный из этих эффектов – самофокусировка.

С целью преодоления этого ограничения был предложен новый метод усиления УКИ, названный CPA (chirped pulse amplification) [60]. Этот метод является оптическим аналогом метода, широко используемого в радиолокационной технике. Суть его заключается в следующем. Усиливается не ультракороткий импульс, а импульс, имеющий ту же ширину спектра, но растянутый во времени, причем его несущая частота изменяется во вре-

мени линейно (чирпированный импульс). Из-за того что мощность такого импульса меньше в число раз, определяемое степенью растяжения, соответственно снижается роль ограничивающих эффектов и импульс можно усилить до больших энергий (вплоть до энергий насыщения). Это важно для эффективного съема энергии, запасенной в активной среде усилителя. После усиления импульс пропускается через линию задержки, в которой имеется та же зависимость от несущей частоты, но с противоположным знаком. В результате чирп компенсируется, а импульс сжимается до первоначальной длительности.

Техника CPA позволила достичь пиковых мощностей порядка тераватта на установках, размещаемых на оптических столах в обычных лабораторных помещениях, и даже получить УКИ петаваттной мощности [61, 62].

Помимо увеличения пиковой мощности метод CPA успешно использовался для сокращения длительности УКИ, например СРМ-лазера на красителе [63]. Усиленные импульсы длительностью 50 фс ($\lambda = 620$ нм) пропускались через одномодовое оптическое волокно длиной несколько миллиметров. В нем происходило формирование чирпированного импульса благодаря совместному действию ФСМ и ДГС. Спектр расширялся, охватывая почти всю область видимого спектра. Затем это излучение пропускалось через устройство контроля дисперсии групповой скорости (включая третий порядок), состоящее из призм и дифракционных решеток. В результате компенсации чирпа импульс сжимался до 6 фс.

Этот результат, полученный в 1987 г., долго был рекордным. Почти через 10 лет была продемонстрирована новая модификация этой методики [64]. Усиленный импульс от лазера на Ti:сапфире с длительностью 140 фс и энергией 660 мкДж пропускался через наполненный инертным газом (Ar или Kr) под давлением 4 атм капилляр с внутренним диаметром 140 мкм и длиной 70 см, в котором происходило формирование чирпированных импульсов с уширенным спектром. После сжатия в компенсаторе, состоящем из пары призм, получался импульс длительностью 10 фс с энергией 240 мкДж. Дальнейшее усовершенствование установки с использованием чирпирующих зеркал привело к получению УКИ длительностью 4.5 фс с энергией 15 мкДж [65].

2. Принцип синхронизации мод

Согласно фурье-преобразованию, импульс длительностью τ должен иметь ширину спектра $\Delta\nu$ не менее τ^{-1} , поэтому необходимым условием генерации УКИ является использование активной среды с достаточно широкой полосой усиления. Из-за большой ширины спектра генерации требуется, естественно, многомодовый режим работы лазера. Возможны два крайних случая многомодовой генерации. Первый, когда фазы электромагнитных волн всех мод никак не связаны между собой, т. е. когда разности фаз соседних мод распределены хаотически. Второй, когда все фазы связаны друг с другом определенным образом, т. е. разности фаз соседних мод имеют одно и то же значение, иными словами, моды синхронизованы.

В первом случае интерференция мод приводит к тому, что изменение интенсивности во времени представляет собой беспорядочный набор флуктуационных пиков на интервале времени T , равном времени обхода лазерным

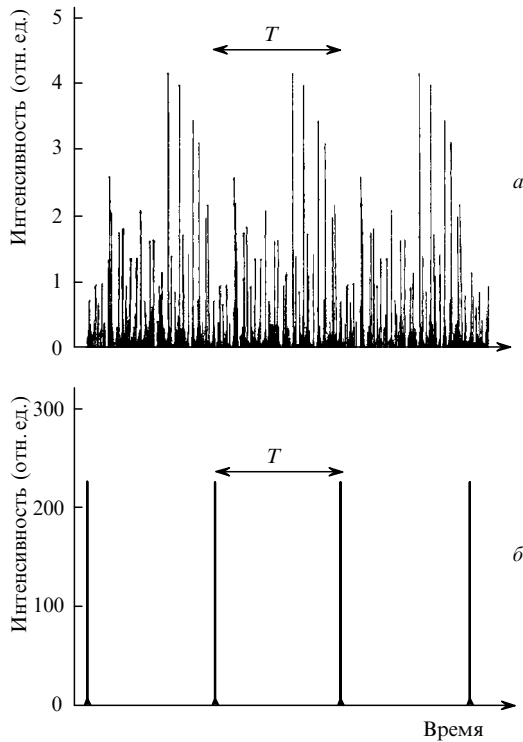


Рис.1. Зависимости интенсивности многомодового излучения от времени при беспорядочном наборе мод (а) и в случае их синхронизации (б).

светом зеркал резонатора: $T = 2L/c$, где L – оптическая длина пути между зеркалами, c – скорость света (рис.1,а). При последовательных проходах между зеркалами этот набор флуктуационных импульсов, обладающих характеристиками теплового шума, повторяется с периодом T , усиливаясь при каждом прохождении активной среды.

Средняя длительность отдельного флуктуационного пика τ_f связана с шириной спектра излучения лазера $\Delta\nu$ приблизительным соотношением $\tau_f \approx 1/\Delta\nu$. Ширина спектра определяется числом аксиальных мод N , частотный интервал между которыми $\delta\nu = 1/T$, т. е. $\Delta\nu = N\delta\nu$. Отсюда видна принципиальная возможность получения УКИ. Многомодовая генерация с широким спектром уже содержит такие импульсы. Правда, из-за случайного распределения фаз они беспорядочно заполняют весь период T , а их интенсивность невелика.

Совершенно иная картина наблюдается во втором случае, когда разности фаз соседних мод имеют вполне определенные значения. В этом случае интерференция приводит к тому, что энергия излучения всех мод сосредотачивается в одиночном импульсе на периоде T (рис.1, б). Его длительность τ определяется полной шириной спектра, а интенсивность вырастает примерно в N раз по сравнению с первым случаем. Осуществление работы лазера УКИ сводится, по существу, к обеспечению условий такого режима, при котором происходит генерация многих аксиальных мод, синхронизованных между собой определенным образом.

Вообще говоря, можно представить себе несколько сценариев осуществления такой генерации (рис.2). Например, как показано на рис.2,а, вначале генерация происходит на одной моде. Затем начинается генерация на двух соседних модах с нужной разностью фаз, рядом с которыми возникают новые моды снова с нужной раз-

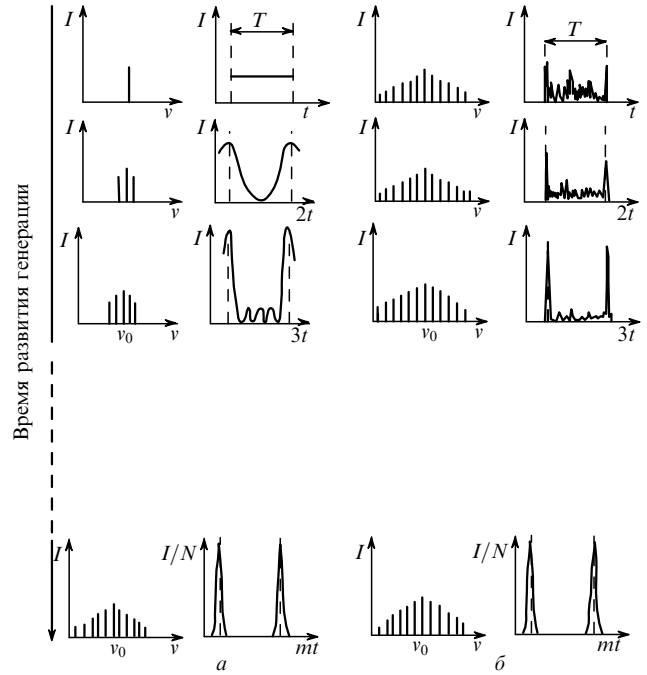


Рис.2. Сценарии развития генерации УКИ во времени (по числу проходов m в резонаторе) в случаях, когда генерация начинается на центральной моде, а затем генерируются соседние моды с нужными фазами (а), и когда генерация начинается сразу на всех модах с произвольными фазами, а затем, по мере ее развития, изменяются фазы всех мод (б).

стью фаз, и так до тех пор, пока не заполнится вся полоса усиления активной среды. В результате такого процесса возникает генерация многих мод с нужными фазами, что и требуется для формирования одиночного на аксиальном периоде УКИ.

При другом сценарии (рис.2,б) генерация сразу начинается на всех модах с произвольными фазами. В результате, как было отмечено, возникающее излучение имеет флуктуационный характер. Затем фаза каждой моды изменяется так, что разность фаз соседних мод приобретает нужное значение. Постепенное изменение фаз сопровождается увеличением интенсивности одного из флуктуационных пиков и одновременным уменьшением интенсивности других. Иными словами, происходит изменение временного профиля интенсивности излучения, циркулирующего в резонаторе. Флуктуационные выбросы интенсивности становятся все более разряженными, причем один из них растет значительно быстрее других, которые затем начинают уменьшаться. В конце концов получается идеальная картина генерации одиночного УКИ на периоде T .

Подчеркнем, что в обоих сценариях, несмотря на совершенно различные механизмы синхронизации мод, итоговая картина одна и та же – одиночный УКИ на аксиальном периоде. Так что по конечному результату нельзя судить о характере механизма синхронизации мод. Исторически получилось так, что сперва был запущен лазер с активной синхронизацией мод [5], в котором механизм формирования УКИ соответствует первому сценарию. Затем появился лазер с пассивной синхронизацией мод [6, 7]. Его принцип действия пытались объяснить таким же механизмом формирования, рассматривая возможность модуляции излучения внутри резонатора на межмодовой частоте [11]. Однако дальнейшие ис-

следования показали, что этот лазер работает на основе совершенно другого механизма, отвечающего второму сценарию. Это следует иметь в виду, т. к. в литературе по УКИ можно встретить неверные объяснения работы лазеров с пассивной синхронизацией мод, основанные на модели, отвечающей первому сценарию.

2.1. Пассивная синхронизация мод

Для реализации метода пассивной синхронизации мод важно, чтобы генерация начиналась сразу на большом числе мод с характерным для многомодового излучения флуктуационным распределением интенсивности излучения во времени. Практически это означает, что лазер УКИ с пассивной синхронизацией мод имеет два порога. Сперва возникает генерация широкополосного многомодового излучения, а при дальнейшем увеличении накачки наступает момент, когда обеспечиваются условия возникновения генерации УКИ.

При прохождении многомодового лазерного излучения через активную среду и устройство с нелинейным пропусканием происходит изменение его временного профиля интенсивности. Слабые флуктуационные импульсы ослабляются нелинейным поглотителем сильнее, чем более интенсивные. В результате совместного действия активной (усиливающей) среды и нелинейного поглотителя при последовательных проходах излучения происходит сильная дискриминация флуктуационных импульсов по интенсивности. В конце концов в резонаторе остается одиночный УКИ. Его форма будет изменяться за счет дисперсии и нелинейных эффектов при взаимодействии лазерного излучения с веществом внутри резонатора. Таким образом, можно условно выделить две стадии процесса: образование одиночного импульса из флуктуационных импульсов вследствие нелинейной дискриминации и приобретение им окончательной формы и минимальной длительности.

Механизм формирования УКИ в лазере с пассивной синхронизацией мод очень чувствителен к начальным условиям работы лазера. В принципе развитие генерации может пойти по другому сценарию. А именно, в сторону регенеративного сужения спектра и соответственно расширения флуктуационных импульсов до их полного сглаживания. Этому способствуют условия, когда одна или несколько мод имеют преимущественное усиление (меньшие потери) по сравнению с остальными. Отсюда вытекает хорошо известное специалистам по лазерам УКИ требование – тщательное устранение из резонатора любых элементов, способных дискриминировать продольные моды.

С этой целью грани оптических элементов устанавливаются под углом Брюстера, зеркальные покрытия наносятся на клиновидные подложки. В принципе, возможна дискриминация не одного, а нескольких выбросов (с равными начальными амплитудами). В этом случае на аксиальном периоде генерируется не один, а несколько УКИ. Экспериментатор должен обеспечить нужный режим путем соответствующего контроля начальных условий генерации и выбора оптимальной конструкции лазера.

Отметим, что, как правило, существует довольно узкий интервал накачки лазера, в котором наблюдается устойчивый режим генерации одиночных на аксиальном периоде УКИ с предельно короткой длительностью. Повышение уровня накачки с целью увеличения пиковой мощности УКИ зачастую приводит к появлению допол-

нительных импульсов на аксиальном периоде и к увеличению их длительности.

2.2. Просветляющиеся поглотители для пассивной синхронизации мод

Основной частью лазера с пассивной синхронизацией мод является элемент, способный уменьшать потери с ростом интенсивности проходящего через него излучения – просветляющийся поглотитель. Он производит достаточно быструю амплитудную самомодуляцию потерь в резонаторе, величина которой зависит от интенсивности проходящего через него излучения. В результате на временной зависимости полного усиления (усиление в активной среде минус потери в резонаторе) образуется «окно» положительного усиления, совпадающее с интенсивным импульсом. Ширина этого окна зависит не только от длительности образующего его импульса, но и от времен релаксации усиления активной среды и просветленного состояния поглотителя. Важно отметить, что роль просветляющегося поглотителя двойка.

В начальной фазе генерации образуется много окон с пропускающими, зависящими от интенсивности флуктуационных импульсов. В результате происходит дискриминация их по амплитуде. С этим процессом конкурирует регенеративное сужение спектра многомодовой генерации и, соответственно, сглаживание флуктуационных пиков. После того как на аксиальном периоде остается одиночный импульс, происходит изменение его формы при последовательных проходах через окно просветляющегося поглотителя, т. е. в начальной фазе срезаются малоинтенсивные пики, а на конечной обрезаются передний и задний фронты. Когда длительность импульса становится достаточно малой (менее пикосекунды), в игру вступает дисперсия групповой скорости вещества, находящегося в резонаторе, и эффекты самовоздействия – самофокусировка и фазовая самомодуляция.

Процессы дискриминации флуктуационных импульсов и получения окончательной формы импульса требуют, вообще говоря, разных характеристик просветляющегося поглотителя. Это объясняется тем, что интенсивности сильно различаются в начальной и конечной стадиях развития генерации УКИ. Может быть так, что просветляющийся фильтр будет способен сокращать длительность достаточно интенсивного импульса, но не сможет противостоять конкуренции сужения спектра и производить нужное формирование одиночных на периоде импульсов. Это означает, что поскольку лазер с таким элементом не обладает самозапуском, требуются специальные меры для увеличения степени разброса по интенсивности флуктуационных пиков и, тем самым, облегчения процесса дискриминационного формирования, необходимого для режима генерации УКИ.

Существуют различные методы дискриминации флуктуационных выбросов. Среди них можно выделить методы, основанные на использовании быстрого просветляющегося поглотителя (красителя или полупроводника), медленного просветляющегося поглотителя (комбинация медленно релаксирующего красителя с динамическим насыщением активной среды), метода АРМ, керровской линзы, нелинейного вращения поляризации.

Последние три метода основаны на нерезонансном взаимодействии лазерного излучения с веществом, что приводит к изменению показателя преломления в зависимости от интенсивности излучения. В них нет резонанс-

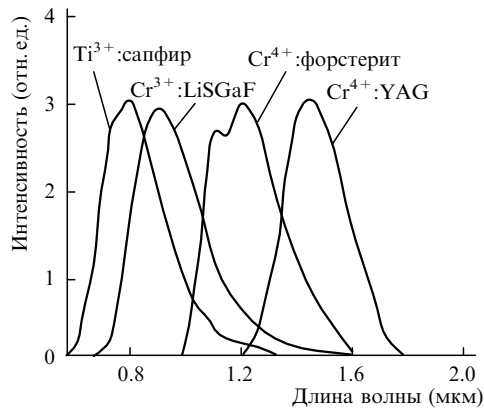
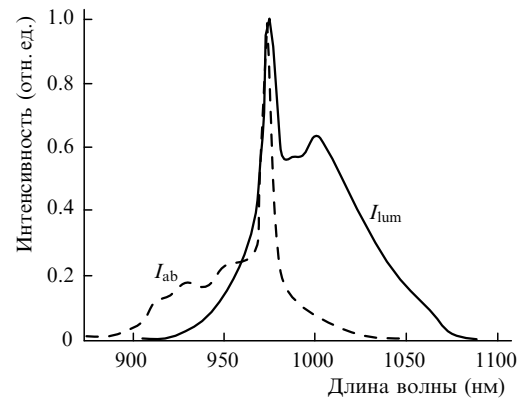


Рис.3. Спектры люминесценции некоторых вибронных кристаллов.

ного поглощения, требующего затрат энергии излучения. Пропускание изменяется вследствие изменения либо фазы волны и условий интерференции (добавочная синхронизация мод), либо направления лучей (керровская линза), либо поляризации (нелинейное вращение плоскости поляризации). В твердых телах показатель преломления зависит от интенсивности излучения: $n = n_0 + n_2 I$. Это явление известно как оптический эффект Керра. Его следствием являются такие эффекты самовоздействия, как самофокусировка и фазовая самомодуляция, играющие исключительно важную роль в фемтосекундных лазерах. Поскольку изменение показателя преломления возникает в результате наведенной деформации электронного облака атома и устанавливается практически мгновенно (в течение 10^{-15} с), с помощью этих эффектов удастся реализовать безынерционный просветляющийся поглотитель.

3. Активные среды и источники накачки

Необходимым требованием к активным средам лазеров фемтосекундных импульсов является ширина полосы усиления, достаточная для поддержания малой длительности УКИ. Второе неперемное условие – высокая скорость накачки, для чего необходима ее высокая интенсивность. Такая накачка может быть реализована при

Рис.4. Спектры поглощения (I_{ab}) и люминесценции (I_{lum}) Yb:стекла.

фокусировании излучения лазера непрерывного действия в пятно с достаточно малыми размерами. Для этого необходимо, чтобы накачивающий лазер работал в режиме одной поперечной моды, длина волны которой, естественно, должна попадать в полосу накачки активной среды.

Впервые фемтосекундные импульсы были получены при использовании растворов органических красителей с накачкой Ar-лазером, причем один краситель служил активной средой, а другой – насыщающимся поглотителем.

В настоящее время в качестве активных сред широко используются твердотельные материалы: вибронные кристаллы и стекла, активированные ионами редких земель. Примером вибронного кристалла является сапфир, активированный трехвалентными ионами титана ($Ti^{3+}:Al_2O_3$). Полоса поглощения этого кристалла достаточно широка и лежит в сине-зеленой области спектра, совпадающей с длинами волн аргонового лазера и второй гармоники неодимового лазера. Спектры люминесценции некоторых вибронных кристаллов с ионами переходных металлов приведены на рис.3. Основные характеристики твердотельных материалов, пригодных для фемтосекундных лазеров, представлены в табл.1. Для сравнения там же даны характеристики красителя родамина 6Ж.

Отметим, что при создании фемтосекундных лазеров широко используются стекла, активированные ионами

Табл.1. Спектроскопические и лазерные характеристики активных сред.

Материал	Полоса накачки (нм)	Центр линии усиления (нм)	Ширина линии усиления (ТГц)	Сечение активного перехода (10^{-20} см ²)	Время жизни (мкс)	Источник накачки	Длина волны накачки (нм)
Родамин 6Ж	480–550	600	35	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-3}$	Ar-лазер	514
						2-я гармоника Nd-лазера	530
Ti-сапфир	450–600	780	200	35	3.5	Ar-лазер	514
						2-я гармоника Nd-лазера	530
Cr:LiSAF	600–700	846	120	4.8	67	Kr-лазер	647
						GaInP-диод	670
Cr:LiSGaAF	600–700	835	120	3.3	88	Kr-лазер	647
						GaInP-диод	670
Cr:форстерит	850–1150	1240	50	11	15	Nd:YAG-лазер	1064
						Волоконный лазер на Nd, Yb	1060–1080
Nd:стекло (фосфатное)	~800	1055	8	4.2	350	AlGaAs-диод	808
Yb:стекло	~980	1040	50	~1	1000–2000	InGaAs-диод	980

редких земель. Элементы из стекла могут иметь практически любые размеры и, что особенно важно, они могут быть изготовлены в виде одномодовых волоконных световодов, пригодных для создания компактных фемтосекундных систем. Особенно перспективным представляется стекло, активированное ионами Yb, спектры поглощения и люминесценции которого показаны на рис.4. Видно, что они сильно перекрываются. Это означает, что длины волн генерации и накачки близки друг к другу и, следовательно, такая среда обладает высокой квантовой эффективностью. Обычно накачка производится с $\lambda = 980$ нм, поскольку на этой длине волны очень эффективно работают лазерные диоды, а генерация – с $\lambda \approx 1070$ нм, что дает 92 %-ную квантовую эффективность и, соответственно, сравнительно малое тепловыделение. Высокая энергия насыщения (около 40 Дж/см²) делает этот материал весьма привлекательным и для мощных усилителей фемтосекундных импульсов.

При создании компактных лазерных систем особый интерес представляет использование полупроводниковых лазеров, обладающих высоким КПД. Их можно применять непосредственно для накачки фемтосекундного лазера, если они способны обеспечить нужную мощность непрерывного излучения в ТЕМ₀₁-моде, а также для эффективной накачки непрерывно работающего твердотельного лазера, одномодовое излучение которого, в свою очередь, служит для накачки фемтосекундного лазера.

Примером такого подхода является использование диодных матриц для накачки Nd:YVO₄-лазера с внутрирезонаторной ГВГ. Нелинейным элементом обычно является кристалл LBO либо КТР. При создании фемтосекундных лазеров особое внимание уделяется получению стабильной выходной мощности на частоте ВГ, поскольку шумы источника накачки передаются пугу УКИ. В настоящее время лазерные системы с мощностью непрерывного излучения в зеленой области спектра порядка 5 Вт выпускаются серийно фирмами Spectra-Physics и Coherent.

Вторым примером, иллюстрирующим использование матрицы диодов с многомодовым излучением, явля-

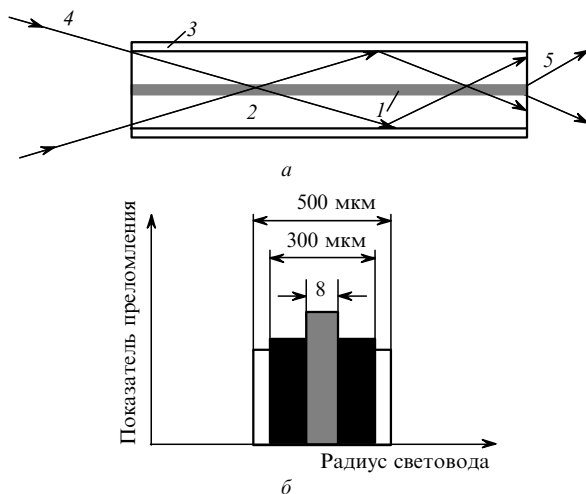


Рис.5. Схема накачки одномодового активного световода через оболочку (а) и профиль его показателя преломления (б):

1 – сердцевина из кварцевого стекла, активированного ионами редких земель; 2 – внутренняя оболочка; 3 – внешняя оболочка; 4 – многомодовое излучение накачки; 5 – одномодовое излучение волоконного лазера.

ется накачка одномодового волоконного лазера (рис.5). Сердцевина волокна формирует одномодовый световод из стекла, активированного ионами редких земель (Nd, Yb). Ее диаметр обычно составляет около 8 мкм. Внутренняя оболочка из кварцевого стекла с несколько меньшим показателем преломления имеет размеры 200–300 мкм. (Многомодовое излучение матрицы диодов удается сфокусировать в пятно с такими размерами.) Именно через эту оболочку и производится накачка волоконного лазера. Внешняя защитная оболочка из полимера с еще меньшим показателем преломления обеспечивает распространение многомодового излучения накачки по световоду. При этом оно многократно пересекает сердцевину и поглощается в ней редкоземельными ионами. Для повышения эффективности этого процесса сечение внутренней оболочки делается квадратным или прямоугольным. Таким образом, активный волоконный световод является своеобразным преобразователем многомодового излучения накачки в одномодовое излучение волоконного лазера. Выходная мощность свыше 3 Вт была получена в световодах, активированных Nd [66] и Yb [67] с КПД 50 и 63 % соответственно. Максимальная выходная мощность таких систем в настоящее время составляет 35 Вт. Используя накачанную сердцевину, можно создавать и волоконные фемтосекундные лазеры [58, 59].

Важной проблемой для фемтосекундных лазеров является отвод тепла с активного элемента, поскольку они работают в непрерывном режиме. По этой причине желательно использовать материалы с высокой теплопроводностью. Наилучшие показатели в этом отношении имеет Ti:сапфир, теплопроводность которого сравнима с теплопроводностью металлов. В волоконных лазерах тепло выделяется из сердцевины в оболочку плавленого кварца. Из-за значительной протяженности волокна в этих лазерах поток тепла меньше, чем в лазерах с обычными стержневыми активными элементами, а объем внешней оболочки значительно больше объема сердцевины. Таким образом, волоконные лазеры не требуют специального охлаждения. В усилительных же системах обычно приходится снижать частоту следования УКИ, особенно в случае использования для усиления стеклянных активных элементов.

Фемтосекундные лазеры работают в видимом и ближнем ИК диапазонах, причем полосы усиления настолько широки, что обеспечивают получение не только импульсов фемтосекундной длительности, но и плавную перестройку по длинам волн в довольно широких пределах. Благодаря высокой пиковой мощности излучения фемтосекундных импульсов его можно эффективно преобразовывать в гармоники и получать длины волн, попадающие в полосы усиления эксимерных лазеров (308 нм для XeCl и 248 нм для KrF). Активные среды эксимерных лазерных усилителей имеют достаточно широкие полосы, а усилительные модули могут быть довольно больших размеров. Это открывает возможность создания лазерных установок мощных фемтосекундных импульсов УФ диапазона [68–71].

4. Методы измерений УКИ

Для получения полной характеристики УКИ необходимо измерить не только его спектр и энергию, но и временной профиль. Первые две операции не представляют особых затруднений, тем более что ширина спектра до-

статочна велика. Измерение же временного профиля УКИ является сложной проблемой из-за исключительно малой длительности импульса.

Традиционные методы временных измерений с использованием фотоэлектронных устройств (фотоэлементы, фотодиоды и ФЭУ) в сочетании с самыми быстрыми осциллографами обеспечивают временное разрешение, на порядки уступающее длительности УКИ современных лазеров. Даже лучшие фоторегистраторы на основе ЭОПов оказываются бессильными при измерениях временных интервалов короче 100 фс. В связи с этим для измерений фемтосекундных УКИ применяются исключительно оптические методы, основанные на корреляционных методах. Разработка этих методов дает возможность измерять не только длительность, но и временную зависимость амплитуды и фазы световой волны с субфемтосекундным разрешением.

4.1. Автокоррелятор интенсивности

Информацию о временных характеристиках УКИ можно получить, измеряя автокорреляционную функцию интенсивности. В качестве прибора для измерения автокорреляционной функции (автокоррелятора) обычно используется интерферометр Майкельсона, позволяющий задерживать на время τ один из интерферирующих пучков относительно другого. Меняя величину задержки, можно зарегистрировать изменение видности (отношение разности максимума и минимума интерференционных полос к их сумме) от τ , т. е. получить автокорреляционную функцию поля (автокорреляционную функцию первого порядка) световой волны. Это обычное применение интерферометра Майкельсона в качестве спектрометра.

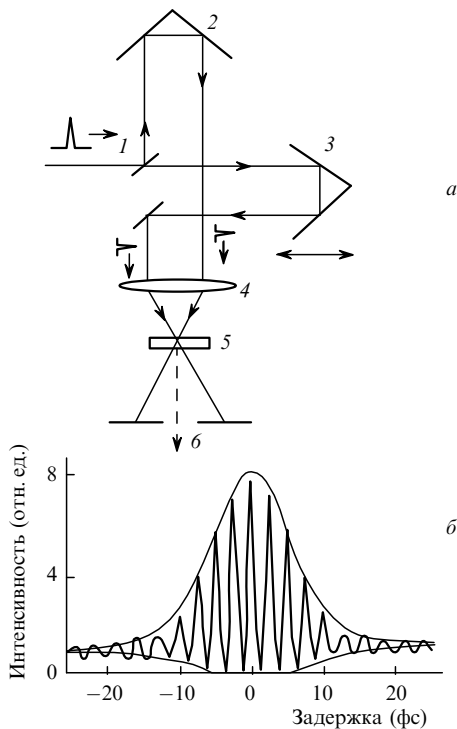


Рис.6. Принципиальная схема автокоррелятора интенсивности (а) и вид автокорреляционной функции (б): 1 – делитель пучка; 2 – неподвижный отражатель; 3 – подвижный отражатель; 4 – линза; 5 – нелинейный кристалл; 6 – пучок излучения ВГ.

Для измерения автокорреляционной функции интенсивности (автокорреляционной функции второго порядка) выходное излучение с интерферометра направляется на нелинейный по интенсивности элемент. В качестве такого элемента обычно используется нелинейный кристалл, позволяющий получить ВГ падающего излучения. При регистрации зависимости интенсивности ВГ от τ получаем автокорреляционную функцию интенсивности

$$G^{(2)}(\tau) = \int \{ [I(t) + I(t + \tau)]^2 \}^2 dt, \tag{4.1}$$

где $I(t)$ – интенсивность излучения, падающего на нелинейный кристалл; интегрирование означает усреднение и накопление сигнала при регистрации.

Возможны две схемы коррелятора. В первой (рис.6,а) используется неколлинеарный (векторный) синхронизм: выходные пучки фокусируются на тонкий нелинейный кристалл таким образом, чтобы угол между ними соответствовал условию возникновения векторного синхронизма. В этом случае ГВГ происходит в направлении биссектрисы этого угла. Необходимым условием возникновения ВГ является временное перекрытие интерферирующих импульсов; при этом профиль автокорреляционной функции имеет колоколообразную форму с нулевым фоном.

Во второй схеме оба выходных пучка налагаются друг на друга и в нелинейном кристалле осуществляется коллинеарный синхронизм. Профиль автокорреляционной функции в этом случае имеет фон и представляет собой интерференционные пики с колоколообразной огибающей (рис.6,б). Для фурье-ограниченных импульсов отношение максимального интерференционного пика к фону (контраст) составляет 8:1. Величина контраста позволяет судить о наличии фурье-ограниченных импульсов, а сама интерференционная картина может быть использована для калибровки автокоррелятора. Если в качестве приемника использовать полупроводниковый диод, то можно обойтись без нелинейного кристалла [72]. Материал фотодиода должен иметь энергетическую ширину запрещенной зоны, превышающую энер-

Табл.2. Соотношения между длительностью импульса Δt , шириной профиля автокорреляционной функции $\Delta \tau$ и шириной спектра $\Delta \nu$ для импульсов различной формы.

Вид импульса	$I(t)$	$\Delta \tau / \Delta t$	$\Delta \tau \Delta \nu$
Гауссов	$\exp \left[-2.77(t/\Delta t)^2 \right]$	1.414	0.44
Sech ²	$\text{sech}^2(1.76t/\Delta t)$	1.543	0.315

гию фотона. В этом случае имеют место и нелинейный процесс и его регистрация.

В табл.2 представлены соотношения между длительностью импульса и шириной профиля автокорреляционной функции для импульсов различной формы.

Из теоретического рассмотрения процесса генерации следует, что форма импульса описывается функцией sech^2 . В этом случае при полной синхронизации мод отношение длительности импульса Δt и ширины профиля автокорреляционной функции $\Delta \tau$ составляет $\Delta \tau / \Delta t = 1.54$, а произведение длительности на ширину спектра – $\Delta t \Delta \nu = 0.315$. Получение такого значения при исследовании УКИ обычно рассматривается как достижение полной синхронизации мод.

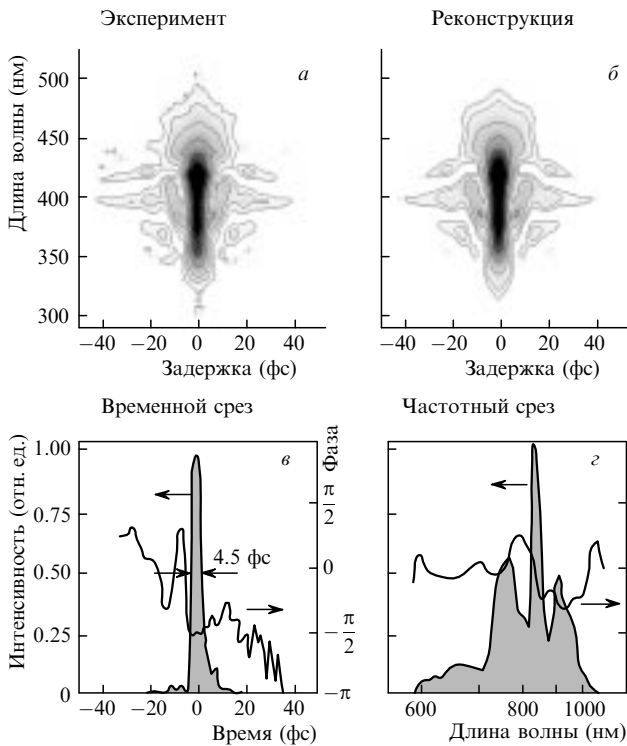


Рис. 7. Пример регистрации УКИ длительностью 4.5 фс [75].

4.2. Методики оптического стробирования со спектральным разрешением

Измерения автокорреляционной функции интенсивности не дают полной информации об импульсе. В частности, если в импульсе присутствует чирп (сви́пирование несущей частоты), то с помощью описанных методик его можно обнаружить, но нельзя определить его знак.

Для полного определения формы импульса нужно знать амплитуду $A(t)$ и фазу $\varphi(t)$. Для их нахождения можно, вообще говоря, использовать два различных подхода – временной и частотный. При временном подходе проводятся измерения, позволяющие определить момент появления данной частоты в заданном временном интервале (стробе). Для этого используется методика оптического стробирования с разрешением по частоте в огибающей импульса (frequency-resolved optical gating (FROG)). При частотном подходе измеряется время появления данной частотной компоненты.

В обоих подходах спектральные измерения основаны на кросс-корреляции. Для осуществления кросс-корреляции может быть использована либо восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$ (оптический эффект Керра), либо, более часто, ГВГ [73, 74]. В последнем случае измеряемый импульс расщепляется на два пучка, в один из которых вводится задержка τ_r . Пересекаясь в нелинейной среде, пучки позволяют получить такой же сигнал, как в автокорреляторе, который затем разлагается в спектр. Результаты измерений могут быть представлены в виде трехмерного графика функции

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau_r) = \left| \int E(t, \tau_r) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (4.2)$$

В качестве примера на рис.7 приводятся результаты исследования УКИ длительностью 4.5 фс [75].

Для реализации частотного подхода были предложены

различные методики восстановления формы импульсов с помощью интерферометрии спектрально сдвинутых импульсов [76, 77]. Одна из них – методика спектральной фазовой интерферометрии (spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER)) [78]. В этой методике одна из частей расщепленного импульса пропускается через линию задержки с дисперсией групповых скоростей, позволяющую получить импульс с заданным чирпом, который участвует в нелинейном процессе. Использование такой методики [79] дает возможность получить всю информацию за один импульс.

5. Временная когерентность излучения фемтосекундных лазеров

Непрерывный режим работы лазеров фемтосекундных импульсов обуславливает довольно необычные свойства временной когерентности излучения. Как известно, когерентность – это согласованность колебаний в электромагнитной волне светового пучка. Обычно она проявляется как способность давать интерференцию, поэтому интерферометры являются классическими устройствами для измерения степени когерентности. Интерферометр Юнга используется в случае пространственной когерентности, а Майкельсона – временной. Принято считать, что временная когерентность эквивалентна монохроматичности. Поскольку излучение в виде УКИ имеет широкий спектр, представляется, на первый взгляд, что его временная когерентность мала.

Однако в случае периодической последовательности импульсов ситуация может быть иной. Если импульсы одинаковы, а частота следования строго постоянна, то согласованность колебаний электромагнитной волны в импульсах будет сохраняться сколь угодно долго. При исследовании такого излучения интерферометром Майкельсона интерференционная картина будет периодически повторяться за счет интерференции предыдущего импульса с каждым из последующих. Математически это совершенно ясно: периодическая последовательность импульсов описывается рядом Фурье с эквидистантно расположенными синусоидами (частотами), в отличие от одиночного импульса, который описывается интегралом Фурье с непрерывным спектром.

Непрерывный лазер фемтосекундных импульсов излучает периодическую последовательность импульсов, частота которой поддерживается высокочастотным резонатором. Следовательно, его спектр излучения представляет собой эквидистантный набор узких линий, заполняющих ширину спектра.

Рассмотрим типичную экспериментальную ситуацию, когда из непрерывного пучка выделяется одиночный импульс, например для последующего усиления. Это можно сделать с помощью быстродействующего электрооптического затвора. После затвора форма импульса практически не меняется, а вот со спектром происходят драматические изменения. До затвора он состоит из эквидистантных узких линий, имеющих огибающую, ширина которой определяется длительностью импульса. После затвора спектр становится сплошным и совпадает с этой огибающей. С помощью монохроматора из излучения непрерывного фемтосекундного лазера можно выделить излучение одной моды. В этом случае драматические изменения происходят с временной зависимостью интенсивности. До монохроматора она представляет собой пе-

риодическую последовательность УКИ, а после него – излучение с постоянной интенсивностью. Соответственно временную когерентность непрерывного лазера УКИ следует характеризовать двумя временами. Минимальное время определяется длительностью УКИ, а максимальное – стабильностью цуга. Причем это время может быть огромным по сравнению с периодом следования. Разумеется, с помощью затвора можно выделять группу импульсов, т. е. обрывать цуг и получать промежуточное значение временной когерентности.

Действительно, один и тот же фемтосекундный лазер на Ti:сапфире использовался как в оптической когерентной томографии [80] (в качестве источника с предельно малой временной когерентностью), так и для прецизионных измерений оптических частот [81], при которых требуется исключительно высокая временная когерентность.

5.1. Лазер фемтосекундных импульсов как комб-генератор

Излучение непрерывно работающего лазера с синхронизацией мод характеризуется набором эквидистантных частот с постоянной интенсивностью. Генератор, излучающий такой набор частот, называется комб-генератором (от comb – гребенка). Комб-генератор оптического диапазона, в качестве которого может быть использован непрерывно работающий фемтосекундный лазер, позволяет эффективно решать проблему абсолютного измерения оптических частот [81].

Отметим еще одно применение лазера УКИ в качестве комб-генератора. В современных системах волоконно-оптической связи используется техника комбинирования и разделения оптических сигналов по длинам волн несущих частот. Это сильно увеличивает пропускную способность канала связи. Непрерывный лазер УКИ позволяет эффективно получить достаточно много каналов, разделенных по длинам волн. С помощью дисперсионной системы (дифракционной решетки, призм, фильтров) можно пространственно разделить выходное излучение на несколько пучков, соответствующих различным частотным компонентам. Интенсивность (постоянную в каждом пучке) можно промодулировать с уширением спектра в пределах частотного интервала между модами. После этого пучки должны быть снова собраны в один с помощью аналогичной дисперсионной системы. Частотный интервал между каналами регулируется длиной резонатора, а полная ширина полосы канала определяется длительностью импульса. Разумеется, для этого

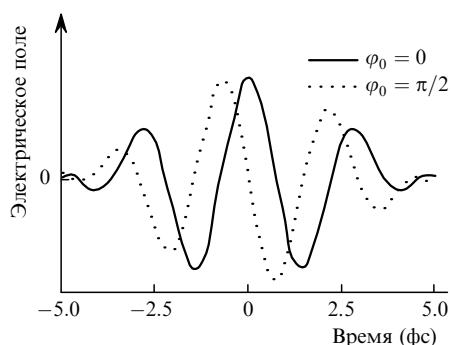


Рис.8. Зависимости электрического поля световой волны от времени для импульса длительностью 5 фс на длине волны 750 нм с разными сдвигами фазы между несущей и огибающей.

применения целесообразно использовать компактные и высокоэффективные волоконные или полупроводниковые лазеры УКИ. Уже продемонстрированы результаты такого решения проблемы передачи информации со скоростью порядка 1 Тбит/с [82, 83].

Отметим, что если длительность импульса окажется большей, чем требуется для полной ширины полосы, гребенку эквидистантных частот можно расширить, используя генерацию континуума в волокне с микроструктурой типа фотонного кристалла, подобно тому, как это делается при использовании фемтосекундных лазеров в прецизионной частотной метрологии [84].

5.2. Роль фазы несущей частоты фемтосекундных импульсов в нелинейных эффектах

Излучение непрерывного лазера УКИ в частотной области характеризуется несущей частотой ω_0 в центре полосы усиления активной среды, промодулированной импульсами, форма которых описывается амплитудной огибающей $a(t)$, следующими с частотой f_r . Частота следования определяется временем обхода светом резонатора; ее легко измерить и можно контролировать путем перемещения одного из зеркал. Несущая частота в общем случае может быть сдвинута относительно максимума огибающей на φ . Тогда электрическое поле световой волны может быть представлено в виде

$$E(t) = a(t) \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (5.1)$$

Когда длительность импульса приближается к периоду несущей, зависимость электрического поля от времени в значительной мере определяется величиной фазы. На рис.8 показаны две такие зависимости импульсов одинаковой формы и длительности (5 фс), но с разным сдвигом фазы между максимумом огибающей и несущей частотой ($\lambda = 800$ нм) [85]. Видно, что зависимости поля от времени различаются. На данное обстоятельство обратили внимание тогда, когда длительность УКИ стала приближаться к 10 фс, т. к. эта зависимость существенно влияет на нелинейные эффекты, в частности на генерацию высших гармоник [86]. Подробнее данная ситуация обсуждается в разд.10, посвященном применениям лазеров УКИ.

Методы определения фазового сдвига между огибающей и несущей, основанные на использовании нелинейных эффектов, таких как генерации ВГ, разностной и суммарной частот, были предложены и исследованы в [87, 88]. В частотной области фазовый сдвиг между несущей и огибающей проявляется как смещение гребенки частот комб-генератора вдоль оси частот, поэтому для его определения с успехом использовались методы прецизионной метрологии оптических частот.

6. Теоретическое исследование генерации УКИ

Главной задачей теоретического исследования фемтосекундных лазеров является выяснение того, насколько короткие УКИ могут быть получены при выполнении контролируемых экспериментальных условий. Другой не менее важный вопрос – как обеспечить условия, при которых нелинейные эффекты (например, связанные с возникновением керровской линзы) позволят получить устойчивый режим пассивной синхронизации мод с дости-

жением минимальной длительности УКИ. При этом крайне важно определить, возможен ли режим самозапуска и какова цена его реализации, т. е. не будет ли это связано с существенными ухудшениями выходных параметров.

6.1. Формирование УКИ в фемтосекундных лазерах

Как уже отмечалось, процесс генерации УКИ в лазерах с пассивной синхронизацией мод можно условно разделить на две стадии. На первой стадии процесса окно усиления, создаваемое тем или иным нелинейным элементом, производит дискриминационное выделение интенсивного пика из флуктуационной структуры многомодового излучения свободно генерирующего лазера. Затем выделенный одиночный импульс приобретает окончательную стационарную форму вследствие многократного прохождения через элементы внутри резонатора. Процесс формирования УКИ в результате амплитудной самомодуляции (АСМ) за счет керровской линзы является предметом теоретического исследования в целом ряде работ [51, 89, 90].

Аналитические исследования проводятся в предположении, что действия элементов, участвующих в генерации УКИ, незначительно влияют на форму импульса за обход резонатора. Это предположение справедливо в случае непрерывного режима. Также предполагается, что время релаксации усиления много больше времени обхода резонатора, а уровень накачки поддерживается постоянным.

Электрическое поле световой волны одиночного импульса, образующегося к концу первой стадии переходного процесса, можно записать в виде

$$E(t) = a(t) \exp(i\omega t). \tag{6.1}$$

Изменение формы импульса при проходе любого элемента в резонаторе описывается действием соответствующего оператора распространения:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \hat{P}a, \tag{6.2}$$

где z – координата распространения. При вышеуказанных предположениях комплексные огибающие импульса на входе и выходе элемента связаны соотношением

$$a_{\text{out}} = \exp(\hat{P})a_{\text{in}}. \tag{6.3}$$



Рис.9. Схема, поясняющая расположения элементов в резонаторе и действие соответствующих операторов.

Оператор \hat{T} , описывающий полный обход резонатора, получается перемножением операторов каждого элемента с учетом их действия на импульс. Заметим, что, вообще говоря, действие операторов на импульс зависит от положения элементов в резонаторе и от направления его распространения. С учетом этого эволюция импульса в точке z после n -го прохода описывается уравнением

$$a_{n+1}(t, z) = \hat{T}(z)a_n(t, z). \tag{6.4}$$

Стационарный режим возникает тогда, когда

$$a_{n+1}(t, z) = \exp(i\psi)a_n(t, z), \tag{6.5}$$

где $\psi = \psi(T)$ – медленно изменяющийся сдвиг фазы.

Этот формализм был использован для описания работы твердотельного фемтосекундного лазера [89, 90]. На рис.9 схематически показано расположение элементов в резонаторе и действие операторов

$$\begin{aligned} \hat{P}_1 = \hat{D} = i \frac{D}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \quad \hat{P}_2 = \hat{A} = \frac{1}{2} (g - l - k|a|^2), \\ \hat{P}_3 = \hat{N} = -i\phi|a|^2, \end{aligned} \tag{6.6}$$

где D – дисперсия групповых скоростей; g и l – усиление и потери; k – коэффициент, определяющий нелинейную амплитудную модуляцию; ϕ – коэффициент, определяющий ФСМ. Особенность фемтосекундного лазера с керровской линзой заключается в том, что ФСМ ($\phi \sim 10^{-6}$ Вт $^{-1}$) превышает амплитудную модуляцию за счет керровской линзы ($k \sim 10^{-7}$ Вт $^{-1}$). В результате этого процесс уменьшения длительности обусловлен, главным образом, совместным действием отрицательной ДГС и положительной ФСМ, а роль пассивной амплитудной модуляции заключается в образовании одиночного УКИ и обеспечении стабильности работы лазера. В пределе $k/\phi \rightarrow 0$ получается нелинейное уравнение Шредингера, решения которого имеют вид

$$a_n(t) = (W/2\tau_s)^{1/2} \text{sech}(t/\tau_s) \exp(i\phi_n), \tag{6.7}$$

$$\phi_n = \phi_0 + nD/\tau_s^2, \tag{6.8}$$

$$\tau_s = 2D/\phi W, \tag{6.9}$$

где W – энергия импульса; τ_s – его длительность по полувисоте. Уравнения (6.7)–(6.9) описывают импульс, идентичный фундаментальному солитону, распространяющемуся в нелинейном оптическом волноводе с отрицательной ДГС [57].

На практике единственным параметром плавной регулировки длительности УКИ является ДГС. Если $D > 0$, то комбинированное действие ФСМ и ДГС приводит к уширению импульса. Наоборот, при комбинации отрицательной ДГС с ФСМ происходит эффективное сокращение импульса и возникает солитоноподобный режим. Из формулы (6.9) следует, что, если $D \rightarrow 0$, то и длительность УКИ будет нулевой. Это, конечно, лишено физического смысла. Дело в том, что формула (6.9) получена в предположении неограниченной ширины полосы усиления. Для учета последней вводят операторы, описывающие дисперсию высших порядков, возмущение вдоль координаты распространения и другие процессы [89]. В

этом случае можно получить лишь численные решения, из которых следует, что

$$\tau_s = 3.53|D|/\psi W + \alpha\psi W, \quad (6.10)$$

причем коэффициент пропорциональности $\alpha \approx 0.1$ со стороны зеркала с компенсатором ДГС и ~ 0.25 на противоположном конце.

Дисперсия третьего порядка (ДТП) D_3 начинает играть заметную роль, когда изменение дисперсии второго порядка по всему спектру импульса становится сравнимым с самой дисперсией. Численные решения [90] дают критерий стабильной генерации фурье-ограниченных импульсов:

$$|D_3| < 0.2|D|\tau. \quad (6.11)$$

Контроль ДТП становится необходимым для достижения длительности импульса менее 10 фс.

6.2. Конфигурация резонатора с керровской линзой

Действие искусственного нелинейного поглотителя, образуемого керровской линзой в сочетании с диафрагмой, является довольно слабым, поэтому для обеспечения максимальной АСМ и получения устойчивого режима пассивной синхронизации мод требуется резонатор специальной конфигурации. Нахождению параметров такого резонатора посвящены работы [91–93], в которых анализ гауссовых пучков проводится с использованием матричного ABCD-формализма. Цель анализа – выяснение условий точного расположения зеркал и активного элемента. Особенностью исследуемых схем является то, что для получения требуемого уровня интенсивности пучок накачки фокусируется короткофокусной линзой, а активная среда помещается между двумя софокусными вогнутыми зеркалами. Для уменьшения потерь торцы активного элемента срезаются под углом Брюстера, что приводит к значительному астigmatизму, который компенсируется наклоном пучков [27].

Эквивалентная схема резонатора изображена на рис. 10. Фокусирующие зеркала (представлены линзами с фокусами f_1 и f_2) формируют моду резонатора с малым сечением каустики активной среды (d_1/f_1 и $d_2/f_2 \gg 1$). Малый диаметр пучка в активной среде нужен для достижения высокой интенсивности, необходимой для функционирования механизма керровской линзы. Чтобы в четырехзеркальном резонаторе с $f_1 = f_2 = f$ поддерживалась стабильная гауссова TEM₀₀-мода, оптическое расстояние d между фокусирующими зеркалами должно нес-

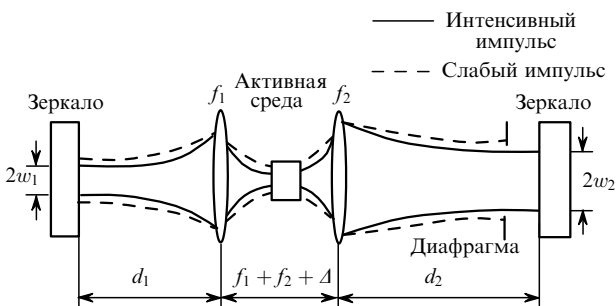


Рис. 10. Эквивалентная схема резонатора лазера с керровской линзой. 2 Квантовая электроника, т.31, № 2

колько превышать $2f$, т.е. составлять $2f + \Delta$. Области значений Δ , в которых резонатор стабилен, определяются соотношениями

$$0 < \Delta < \Delta_1, \quad \Delta_2 < \Delta < \Delta_{\max}, \quad (6.12)$$

где

$$\Delta_1 = f^2/(d_1 - f); \Delta_2 = f^2/(d_2 - f); \Delta_{\max} = \Delta_1 + \Delta_2. \quad (6.13)$$

Значения Δ , для которых резонатор стабилен, находятся в двух отдельных областях, между которыми заключена «запрещенная» зона значений Δ . Ее ширина увеличивается с ростом параметра асимметрии резонатора $\gamma = (d_2 - f)/(d_1 - f)$.

Самофокусировка, возникающая при увеличении интенсивности в активной среде, уменьшает конфокальный параметр моды. Это приводит либо к лучшему сосредоточению моды генерации в накачанной области (мягкая диафрагма), либо к увеличению эффективного пропускания через диафрагму, устанавливаемую в подходящем месте резонатора (жесткая диафрагма). Это эффективное пропускание, определяемое мощностью P , находится из выражения

$$\frac{\delta W}{W} = \frac{1}{W} \frac{dW}{dP} \Big|_{P=0} P(t), \quad (6.14)$$

из которого следует связь между эффективным усилением и мощностью:

$$g = kP(t). \quad (6.15)$$

Расчет позволяет определить зависимость изменения параметра k от Δ для разных значений γ . Почти симметричная конфигурация дает возможность получить такое k , которое может оказаться достаточным для самозапуска [92], но уменьшает область стабильной работы. На практике компромисс между эффективностью амплитудной самомодуляции и способностью противостоять внешним возмущениям резонатора обычно достигается при $1.5 < \gamma < 2$ с использованием жесткой диафрагмы, помещаемой вблизи одного из концевых зеркал. Учет астigmatизма показывает, что в качестве диафрагмы следует использовать щель. Для случая мягкой диафрагмы была выявлена [94] предпочтительность асимметричной конфигурации, а лучший режим достигался во второй зоне стабильности, т.е. при большем расстоянии между фокусирующими зеркалами.

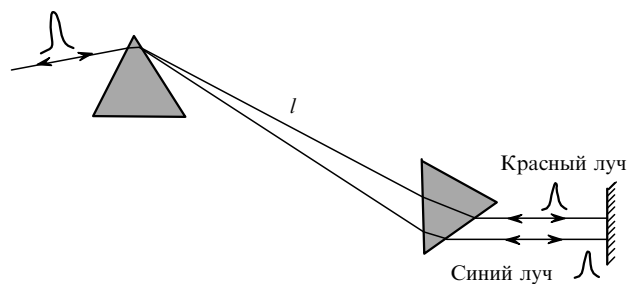


Рис. 11. Призмный регулятор ДГС.

7. Фемтосекундный лазер с кервской линзой

Важнейшей частью фемтосекундных лазеров является устройство, позволяющее регулировать, а в случае необходимости и компенсировать, ДГС в резонаторе. Такое устройство, естественно, должно вносить минимальные потери и не искажать пучок. В простейшем случае оно состоит из двух призм [37] (рис.11), первая из которых является дисперсионным элементом, а вторая собирает преломленные лучи в параллельный пучок. Для минимизации потерь грани призм располагаются под углом Брюстера. Величину ДГС с достаточной точностью можно представить в виде

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = (2\pi)^2/\omega^3 (Ln'' - 4ln'^2), \quad (7.1)$$

где Φ – фаза; n' и n'' – дисперсии 1-го и 2-го порядков материала призм; L – длина активной среды; l – расстояние между призмами. Хотя в видимой и ближней ИК областях спектра оптические материалы обладают положительной дисперсией, при изменении L и/или l оказывается возможным плавное изменение ДГС (с проходом через нуль). Практически при фиксированном l одна из призм перемещается вдоль биссектрисы угла отклонения. Для работы лазера важно избежать поперечного сноса спектральных компонент на выходе. В конфигурации Фабри – Перо это достигается обратным проходом при отражении от зеркала, а в кольцевом резонаторе добавляется вторая точно такая же пара призм. Разумеется, величина ДГС при этом удваивается.

При создании лазера желательно получить минимальную длительность и максимальную энергию импульса. Это связано с противоречивыми требованиями и заставляет идти на компромисс. Для увеличения энергии необходимо увеличение длины кристалла. Сокращение длительности УКИ, напротив, требует ее уменьшения с целью снижения роли дисперсии высших порядков.

Из теоретического рассмотрения следует, что для достижения минимальной длительности импульса необходим выбор такого материала призм, чтобы отношение дисперсий 3-го и 2-го порядков было минимальным. Для лазера на Ti:сапфире этим материалом является плавленый кварц. Сокращению длительности УКИ также способствует уменьшение длины кристалла до 2–3 мм с соответствующим увеличением концентрации Ti для достижения нужного усиления. При этом необходимо сохранить высокое оптическое качество кристалла. Отметим, что уменьшение длины кристалла создает значительные трудности с отводом тепла, несмотря на высо-

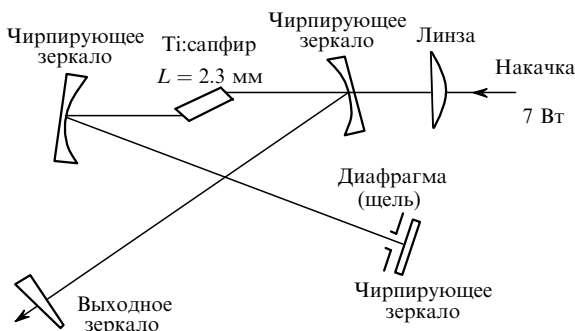


Рис.12. Схема лазера на Ti:сапфире [95].

кую теплопроводность сапфира. Эти проблемы удалось решить и получить импульсы длительностью 10 фс и менее [96].

Ограничения, связанные с дисперсией высших порядков, были успешно преодолены в результате изобретения так называемых чирпирующих многослойных диэлектрических зеркал [97]. В них подбором материала и толщины слоев обеспечивается не только максимальный коэффициент отражения в широкой области спектра (до сотен нанометров), но и линейная зависимость ДГС от длины волны по всему спектру. При отражении УКИ от такого зеркала он приобретает чирп определенной величины и знака. Использование подобных зеркал позволяет исключить призмный компенсатор ДГС. Конструкция лазера с такими зеркалами показана на рис.12 [95]. Резонатор образован тремя чирпирующими зеркалами и выходным зеркалом с пропусканием около 16%. Область максимального отражения простирается от 690 до 900 нм. Длины плеч резонатора соответственно равны 118 и 68 см, радиус кривизны фокусирующих зеркал $R = 50$ мм. Пучок накачки мощностью 5 Вт фокусировался в кристалл линзой с $f = 30$ мм. Около одного из чирпирующих зеркал помещалась жесткая диафрагма.

При этих условиях генерировались УКИ с частотой повторения ~ 80 МГц, длительностью 7.5 фс и с энергией 8–9 нДж. Пиковая мощность УКИ превышала 1 МВт, что позволяло эффективно преобразовывать выходное излучение во 2-ю гармонику. При фокусировке излучения сферическим зеркалом ($R = 25$ мм) в кристалл LBO толщиной 300 мкм достигался КПД преобразования около 20%.

Отметим, что энергия импульса внутри резонатора значительно превышает выходящую через зеркало. Используя технику быстрого выброса излучения из резонатора с помощью акустооптического затвора, можно существенно увеличить выходную энергию, правда, за счет снижения частоты следования УКИ. В работе [98] были получены УКИ с энергией 60 нДж при длительности 13 фс и частоте следования 200 кГц.

8. Усиление УКИ

Энергия одиночного УКИ фемтосекундной длительности обычно не превышает 10 нДж, причем уменьшение длительности обычно сопровождается снижением энергии. Разумеется, энергию УКИ можно увеличить до нескольких джоулей, однако это связано со специфическими трудностями и прежде всего – с огромным коэффициентом усиления (10^{10} – 10^{11}). Очевидно, что при сужении спектра, вызванном таким усилением, будет увеличиваться длительность импульса. Другая проблема – усиленное спонтанное излучение, препятствующее достижению нужного коэффициента усиления и создающее вредный



Рис.13. Схема многопроходного усилителя [99].

фон на выходе усилителя. Наконец, усиливаемый УКИ при сравнительно малых начальных энергиях приобретает в процессе усиления настолько большую интенсивность, что возникают нелинейные эффекты (самофокусировка, пробой), препятствующие росту усиления.

8.1. Многопроходная схема

При умеренном коэффициенте усиления (около 10^3) целесообразно использовать многопроходную схему усилителя. Пример такой схемы показан на рис.13 [99]. Число проходов ограничивается геометрическими факторами и трудностями фокусировки всех пучков в активной среде. В большинстве случаев типичное число проходов составляет 4–8. Преимуществом схемы являются простота и минимальное число оптических элементов (два зеркала и усилительный элемент). Принципиальным недостатком, помимо трудностей юстировки, является то, что усиливаемое излучение фокусируется в активной среде. Это способствует быстрому наступлению нелинейных ограничений. В принципе можно каскадировать несколько таких схем, что, разумеется, сильно усложняет конструкцию. Тем не менее такая техника позволяет получать энергии УКИ до 50 мкДж.

Особый случай представляют усилительные системы на эксимерах [76–71]. В них УКИ видимого диапазона усиливаются до мощности, при которой можно получить достаточно эффективное преобразование во 2-ю или 3-ю гармоники без существенного увеличения длительности УКИ. Затем УКИ усиливают в широкоапертурных эксимерных модулях. Принципиальной особенностью этого подхода является полная развязка частей усилителя, т. е. предварительное усиление и усиление в эксимерных модулях происходят на разных длинах волн. Благодаря этому можно существенно снизить уровень усиленного спонтанного излучения. Именно на таких эксимерных системах удалось впервые достичь тераваттного уровня мощности.

8.2. Усиление chirпированных импульсов

Для того чтобы усиление было эффективным, необходимо в усиливаемом импульсе аккумулировать как можно больше энергии, запасенной в активной среде усилителя. Для этого желательно, чтобы поток энергии в усиливаемом пучке был порядка потока энергии насыщения активной среды. В табл.3 приведены энергии насыщения для различных усиливающих сред. Видно, что по этому параметру среды можно разделить на две группы: красители и эксимеры (энергия насыщения ~ 0.001 Дж/см²) и твердотельные среды (свыше 1 Дж/см²). Энергии насыщения, способные обеспечить эффективный сьем энергии в твердотельных средах, при фемтосекундных длительностях соответствуют огромным интенсив-

ностям, существенно превышающим пороги повреждения любых твердых тел.

Для преодоления этого обстоятельства с огромным успехом используется особая техника усиления УКИ – метод усиления chirпированных импульсов [60]. Суть его заключается в том, что импульс, подлежащий усилению, пропускается через линию задержки с большой ДГС, в которой он становится chirпированным, а его длительность сильно увеличивается (до 10^4 раз). Соответственно снижается пиковая мощность. Такой chirпированный импульс можно эффективно усиливать, увеличивая его энергию в тысячи раз. После усиления импульс снова пропускается через линию задержки, имеющую ту же ДГС, но противоположного знака. В результате chirп компенсируется до нуля и импульс приобретает первоначальную ультракороткую длительность. Ключевым моментом методики является использование оптических систем, обеспечивающих достаточно большие ДГС с противоположными знаками.

8.3. Регуляторы chirпа на основе дифракционных решеток

Как было показано, величину ДГС и вносимого ею chirпа можно регулировать парой призм. Однако призмный регулятор имеет ограниченную область использования, т. е. он при разумных размерах не позволяет получить ДГС, необходимые для сильного растягивания и последующего сжатия УКИ. С этой точки зрения более эффективным является регулятор ДГС в виде пары отражательных дифракционных решеток (рис.14), который, кстати говоря, был предложен значительно раньше призмного [36].

Дифракционные решетки обладают гораздо большей угловой дисперсией, чем призмы, и потому обеспечивают гораздо большую ДГС (при разумных размерах). Хотя они имеют потери (5–10 %) и обладают меньшей лучевой прочностью, эти недостатки вполне преодолимы в усилительных системах. Современная технология позволяет изготавливать решетки с линейными размерами до 1 м. Заметим, что призмные регуляторы ДГС используются, в основном, в генераторах, а решеточные – в усилителях УКИ.

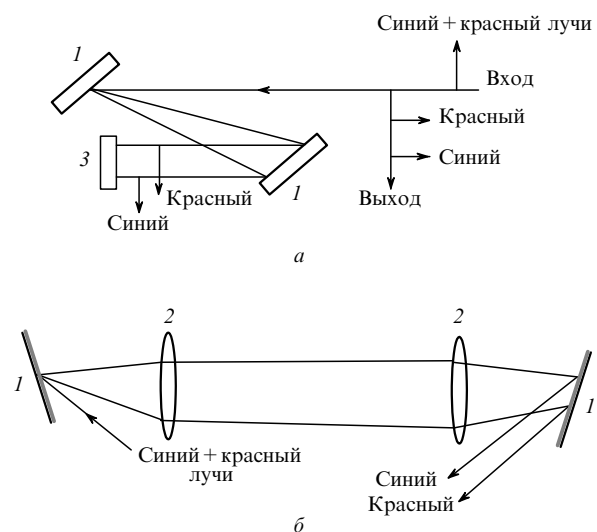


Рис.14. Схема дифракционного регулятора ДГС для сжатия импульса (а) и его растяжения (б):

1 – дифракционные решетки; 2 – линзы; 3 – возвратное зеркало.

Табл.3. Энергии насыщения активных сред, используемых для усиления УКИ.

Усиливающая активная среда	Энергия насыщения (Дж/см ²)	Спектральная область (нм)
Красители	~ 0.001	Видимый диапазон
Эксимеры	~ 0.001	УФ диапазон
Ti:сапфир	~ 1	~ 800
Nd:стекло	~ 5	~ 1054
Yb:стекло	~ 40	~ 1000

Схема регулятора с парой параллельных решеток показана на рис.14,а. Видно, что оптический путь для длинных волн больше, чем для коротких. В результате возникает ДГС, определяемая как

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = (-4\omega^2 cl/\pi d^2) \cos^3\beta, \quad (8.1)$$

где l – расстояние между решетками; d – период решетки, определяемый числом штрихов на миллиметр; β – угол дисперсии. Регулировка ДГС достигается изменением расстояния между решетками. В отличие от пары призм, пара решеток дает только отрицательную ДГС. Для получения положительной ДГС между решетками располагают телескопическую систему (рис.14,б) [100]. Эта система переворачивает изображение, и в результате путь для красных лучей становится короче, чем для синих. Телескопическая система не должна вносить хроматических aberrаций, поэтому на практике используют зеркальную систему с увеличением -1 . Для упрощения конструкции применяются, как правило, плоские зеркала, которые устраняют снос лучей. Система решеток с телескопом используется для растягивания фемтосекундного импульса, а обычная пара решеток – для сжатия усиленного чирпированного импульса.

Особенности метода усиления чирпированных импульсов в установках на Nd:стекле подробно рассмотрены в обзоре [101]. В подобной установке была достигнута пиковая мощность до 30 ТВт [102].

8.4. Получение мощных фемтосекундных импульсов предельно малой длительности

Методика усиления чирпированных импульсов может быть использована не только для усиления, т. е. повышения энергии УКИ, но и для сокращения их длительности. Если не растягивать импульс, превращая его в чирпированный с той же шириной спектра, а формировать чирпированный импульс с большей шириной спектра, то при сжатии можно получить меньшую длительность, соответствующую ширине спектра. Такой прием использовался в первых работах, демонстрирующих этот метод [60]. Для формирования входного чирпированного импульса использовалось совместное действие ФСМ и ДГС при распространении достаточно интенсивного импульса в одномодовом волокне. В результате импульс приобретает почти прямоугольную огибающую с длительностью, превышающей первоначальную, но с линейным изменением несущей частоты в пределах его длительности.

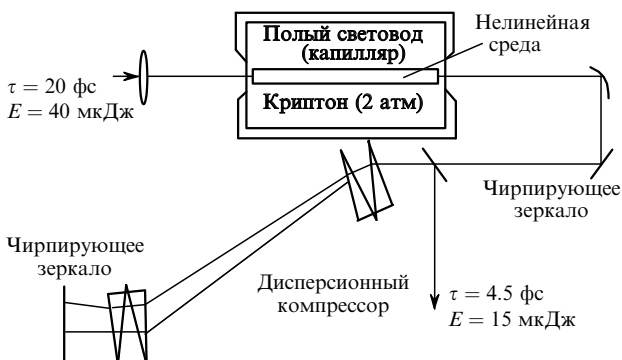


Рис.15. Схема устройства для генерации УКИ длительностью 4.5 фс [65].

В [60] использовался лазер на Nd:YAG, излучающий импульсы длительностью 100 пс. Они запускались в волокно длиной 1.4 км, на выходе которого получались практически прямоугольные чирпированные импульсы длительностью 300 пс с шириной спектра 4 нм, что соответствует длительности ~ 1 пс. После усиления до энергии 7 мДж в усилителе на неодимовом стекле импульс пропусклся через пару дифракционных решеток. Потери в компрессоре составляли около 50 %. В результате получались импульсы с энергией 3 мДж и длительностью 1.5 пс.

Для формирования чирпированного импульса с большой шириной спектра и его сжатия до минимальной длительности была использована схема установки, показанная на рис.15 [65]. Спектральное уширение с чирпированием достигается благодаря ФСМ при распространении мощного УКИ в сжатом инертном газе (Ar, Kr). Для того чтобы обеспечить большую длину нелинейного взаимодействия и получить нужное уширение спектра, излучение УКИ запускалось в полый цилиндрический световод, заполненный инертным газом под давлением в несколько атмосфер.

Этот световод представлял собой кварцевый капилляр длиной 70 см с внутренним диаметром 140 мкм. На вход световода посылались УКИ с частотой повторения 1кГц, длительностью 20 фс и энергией 40 мкДж ($\lambda = 780$ нм), которые получались в установке, состоящей из генератора и усилителя на Ti:сапфире. Уширение спектра достигало 130 ТГц. Для сжатия использовался компрессор, состоящий из призм и чирпирующих зеркал. После сжатия длительность импульсов составляла 4.5 фс, энергия – не менее 15 мкДж.

9. Установки петаваттного уровня мощности

Примерами успешной реализации принципа усиления чирпированных импульсов являются сверхмощные лазерные установки, созданные в Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса (США) и предназначенные для исследований в области управляемого термоядерного синтеза. Пиковая мощность излучения достигает петаваттного уровня, что позволяет при фокусировке пучка получать интенсивности порядка 10^{21} Вт/см².

9.1. Гибридная установка на Ti:сапфире и Nd:стекле

В установке, исследованной в [61], в качестве задающего генератора используется фемтосекундный лазер на Ti:сапфире. Благодаря исключительно широкой полосе усиления он может работать на длине волны фосфатного Nd:стекла ($\lambda = 1054$ нм). Импульс растягивался до 3 нс и усиливался в многокаскадной системе, состоящей из стержней и дисков, накачиваемых импульсными лампами. Частота следования УКИ в такой установке не превышала одного импульса в час. В конечном каскаде усиления использовались три дисковых модуля установки «Nova», которые позволяют усиливать пучки с диаметром 31.5 см.

На выходе усилителя энергия достигала 1120 Дж. Выходной пучок коллимировался до диаметра 56.3 см и направлялся в вакуумную камеру, содержащую компрессор на голографических дифракционных решетках метрового размера. Энергия сжатого импульса достигала 660 Дж, а его длительность можно было регулировать от 430 фс до 20 пс. Таким образом, максимальная пиковая

мощность превышала 1 ПВт. Фокусирующая система отражающей оптики позволяла получать интенсивность до $0.7 \cdot 10^{21}$ Вт/см².

9.2. Установка на Ti:сапфире

Для достижения еще большей интенсивности в той же лаборатории была создана установка с использованием Ti:сапфира и для генератора и для усилителя [62], которая позволяла получать УКИ малой длительности и высокого качества. В этой установке в конечных каскадах усилителя использовались дисковые элементы из Ti:сапфира с апертурой до 10 см, накачка которых осуществлялась излучением ВГ лазера на Nd:стекле «Janus» с энергией 150 Дж. В установке использовалась фокусирующая оптика в виде внеосевого парабооида с диаметром 15.24 см и светосилой 1:2. Расходимость выходного пучка лишь 1.5 раза превышала дифракционный предел. Энергия достигала 15 Дж при длительности 75 фс. Благодаря высокому качеству пучка и фокусирующей оптики пиковая интенсивность превышала 10^{21} Вт/см².

9.3. Получение фемтосекундных импульсов релятивистской интенсивности с килогерцовой частотой повторения

Развитие лазерных систем мощных фемтосекундных импульсов привело к возможности исследований нового режима взаимодействия излучения с веществом, при котором нелинейный характер взаимодействия обусловлен релятивистским движением электронов в поле световой волны. Такой режим возникает, когда кинетическая энергия электрона, набираемая за один период электромагнитного поля, сравнима с энергией покоя электрона. При этом интенсивность излучения удовлетворяет соотношению

$$I\lambda^2 \geq 10^{18} \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мкм}^2.$$

В описанных выше установках такой режим легко достигается. Однако они являются уникальными сооружениями и работают с малой частотой повторения, что сильно затрудняет проведение систематических исследований. В последние годы были разработаны компактные (размещаемые на оптическом столе) и относительно дешевые установки [103, 104], способные генерировать УКИ с длительностью 15–20 фс и энергией 0.7–1 мДж при частоте повторения 1 кГц и с воспроизводимостью выходных параметров на уровне 1%. Высокие частота повторения, воспроизводимость и качество пучка, близкое к дифракционному пределу, достигаются благодаря накачке мощными лазерными диодами. Высокой направленности пучка способствует применение в оптической системе усиления chirпированных импульсов адаптивного зеркала, управляемого компьютером. При фокусировке излучения высококачественной оптикой (внеосевой парабооид со светосилой 1:1) достигается размер пятна не более 1 мкм, что позволяет получать интенсивность релятивистского уровня.

Отметим, что эти установки являются уникальными источниками концентрированного оптического излучения. Действительно, энергия 1 мДж соответствует примерно 10^{16} фот., площадь пятна фокусировки равна $\sim 10^{-8}$ см², а протяженность импульса в пространстве составляет $6 \cdot 10^{-4}$ см. Это означает, что в фокальной об-

ласти достигается концентрация фотонов порядка 10^{27} фот./см³, что на несколько порядков превышает плотность атомов в твердом теле.

10. Применения фемтосекундных лазеров

Уникальные свойства фемтосекундных лазеров определяют их широчайшие применения в различных областях науки, техники и медицины. Эффективность практического использования УКИ может быть обусловлена минимальной длительностью импульса и связанной с ней малой временной когерентностью, максимальными пиковой мощностью и интенсивностью, большими временной когерентностью и средней мощностью пучка УКИ. Ниже перечислены основные применения УКИ с указанием ключевого параметра характеристики излучения. Очевидно, что в рамках одного обзора невозможно даже кратко рассмотреть все возможные применения, поэтому ограничимся упоминанием лишь тех, которые связаны с предельными параметрами излучения и реализованы в последнее время.

Применения в науке

1. Применения, основанные на минимальной длительности импульса:

- нелинейная оптика;
- волоконная оптика, оптические солитоны;
- исследования сверхбыстрых явлений методом возбуждение–зондирование; спектроскопия с временным разрешением;
- двух- и трехфотонная микроскопия;
- фемтохимия;
- терагерцовые пучки и когерентная временная фурье-спектроскопия.

2. Применения, основанные на высокой когерентности непрерывной последовательности УКИ:

- прецизионная спектроскопия, включая многофотонные переходы;
- абсолютное измерение оптических частот, оптические стандарты частоты;

3. Применения, основанные на высоких мощности, интенсивности и напряженности полей в световой волне:

- лазерная плазма, источники рентгеновского излучения;
- релятивистский режим взаимодействия излучения с веществом;
- ускорение электронов;
- направленные пучки рентгеновского и γ -излучения;
- эксперименты по нелинейной квантовой электродинамике;
- инициирование фотоядерных реакций, быстрый поджиг термоядерной реакции.

4. Применения, связанные с высокой мощностью импульсов длительностью несколько световых периодов:

- генерация высших гармоник вплоть до рентгеновского диапазона;
- генерация импульсов ВУФ и мягкого рентгеновского излучения аттосекундной длительности.

Применения в технике

1. Сверхбыстродействующая оптоэлектроника; осциллография с субпикосекундным разрешением.

2. Контроль элементов микроэлектроники.

3. Волоконно-оптическая связь со скоростью передачи информации ~ 1 Тбит/с.

4. Прецизионная обработка материалов.

5. Системы изображения на терагерцовых частотах.
6. Разделение изотопов.

Применения в медицине

1. Оптическая когерентная томография.
2. Прецизионная хирургия.
3. Изготовление кардиологических микропротезов.
4. Двухфотонная фотодинамическая терапия.

10.1. Оптическая когерентная томография

Это применение связано с необходимостью использования излучения с минимальной временной когерентностью, которая возникает при минимальной длительности импульса. Оптическая томография с использованием УКИ позволяет получать изображения в сильно рассеивающих средах. Принцип ее аналогичен ультразвуковой интроскопии, широко применяемой в медицине (УЗИ диагностика). Благодаря использованию оптического излучения можно значительно повысить пространственное разрешение. Правда, сильное рассеяние света в биотканях не позволяет получать изображения на глубине, превышающей 2–3 мм, но даже при таком ограничении эта техника оказывается полезной для микрохирургии.

Суть методики заключается в том, что рассеянный объектом пучок интерферирует с опорным. Изменяя задержку между ними, можно получать интерференцию с сигналом из разной глубины. Задержка непрерывно сканируется, благодаря чему частота света в одном из пучков смещается вследствие эффекта Доплера. Это позволяет выделить сигнал интерференции на сильном фоне, обусловленном рассеянием. С помощью сканирования и обработки сигналов строятся изображения разных исследуемых слоев биологической ткани (томография). Современные компьютеры позволяют производить такую обработку достаточно быстро и получать изображение в реальном масштабе времени. Пространственное разрешение по глубине определяется временной когерентностью светового источника. Чем меньше когерентность, тем меньше минимальная толщина среза изображения изучаемого объекта.

Обычно в качестве источника излучения используют суперлюминесцентный диод. Ширина его спектра (32 нм) позволяет получить пространственное разрешение, равное 11 мкм. Эффективность такой методики была успешно продемонстрирована в [105]. В работе [80] в качестве источника излучения использовался лазер на Ti:сапфире, излучающий импульсы длительностью менее 5 фс. Это повысило пространственное разрешение до 1.5 мкм и позволило увеличить чувствительность за счет увеличения мощности. В результате удалось получить изображения клеток биологических тканей, с пространственным разрешением, близким к дифракционному пределу оптической микроскопии, но из глубины сильно рассеивающей ткани.

Таким образом, в [80] продемонстрирована возможность получения изображения клеток *in vivo*, причем видны их ядра, что позволяет, например, проводить биопсию ткани непосредственно во время операции при лечении онкологических заболеваний. Эта техника также полезна при лечении глаукомы.

10.2. Оптические стандарты частоты

Это применение связано с высокой временной когерентностью непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов.

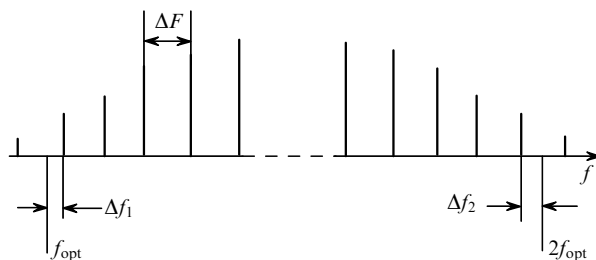


Рис.16. Схема, поясняющая принцип измерения абсолютной частоты с помощью комб-генератора

Для создания оптических стандартов частоты нужно иметь возможность измерять оптическую частоту (несколько сот терагерц) относительно международного стандарта секунды, определяемого по сверхтонкому расщеплению основного уровня цезия (в области 9.2 ГГц).

В недавнем прошлом для этого использовалось последовательное умножение частоты вплоть до оптической частоты, подлежащей измерению. Необходимость перекрытия большого частотного диапазона делало эти цепочки умножителей огромными сооружениями с промежуточными стабилизированными лазерами дальнего и среднего ИК диапазонов, нелинейными элементами, измерительными приборами и пр. Эти установки требуют деликатного обращения и каждая из них предназначена только для одной определенной оптической частоты.

Такая цепочка умножителей может быть заменена комб-генератором с оптическими частотами, интервал между которыми лежит в радиодиапазоне. Эти частоты перекрывают интервал между измеряемой частотой лазера f_{opt} и ее ВГ $2f_{\text{opt}}$ (рис.16). Если интервал гребенки стабилен и измерен с достаточной точностью, то, измерив разность частоты Δf_1 между f_{opt} и ближайшей частотой красной части гребенки, а также Δf_2 между $2f_{\text{opt}}$ и ближайшей частотой синей части гребенки, можно пересчитать число частот N между ними и тем самым определить искомую частоту. Из рис.16 видно, что оптическая частота f_{opt} связана с частотами, измеряемыми в радиодиапазоне простым соотношением $\Delta f_1 + N\Delta F + \Delta f_2 = 2f_{\text{opt}} - f_{\text{opt}} = f_{\text{opt}}$.

Поскольку спектральная ширина излучения комб-генератора обратно пропорциональна длительности импульса, которая может не превышать 5 фс, появилась возможность создания гребенки частот, простирающейся на десятки терагерц. Было показано [81], что легко измеряемая и управляемая частота следования импульсов равна межмодовому интервалу в пределах точности измерений (около 10^{16}) и что частотная гребенка равномерна даже при спектральном уширении в волоконном световоде с микроструктурой сердцевинки в виде фотонного кристалла [84] с точностью $\sim 10^{-16}$. Использование этого подхода позволило провести прецизионные измерения частоты перехода $1S - 2S$ в атоме водорода [106], которая оказалась равной 2 466 061 413 187 103(46) Гц. В последнее время удалось получить [107] гребенку частот в волокне с конусными усечениями, простирающуюся от 370 до 1545 нм, используя лазер на Ti:сапфире, излучающий УКИ длительностью 70–100 фс.

Надо сказать, что использовать непрерывный цуг УКИ для прецизионных измерений оптических частот впервые предложил В.П.Чеботаев [108]. Его предложе-

ние было, по-существу, своеобразным переносом в оптическую область метода разделенных осциллирующих полей в радиодиапазоне, за разработку которого Н.Рамси получил Нобелевскую премию.

10.3. Прецизионная обработка материалов

Обработка материалов ультракороткими импульсами – важное технологическое применение лазеров, требующее значительной средней мощности. Лазерная обработка материалов основана на локальном тепловом воздействии и последующей абляции – удалении материала вследствие плавления, испарения, скалывания. Лазерная микрообработка важна для технологии современной электроники. Естественно, что наименьшие размеры пятна фокусировки определяются длиной волны, и поэтому для микрообработки с успехом применяются эксимерные лазеры УФ диапазона. Однако их излучение сильно поглощается во многих прозрачных материалах, что делает возможной обработку только поверхности. Для лазеров с $\lambda < 200$ нм (AgF-лазер с $\lambda = 193$ нм) возникает также проблема радиационного повреждения фокусирующей оптики. Исследования показали, что с помощью УКИ можно производить не только поверхностную, но и объемную микрообработку (в случае прозрачных материалов) с точностями не хуже достигнутой при использовании эксимерных лазеров, но, в отличие от них, с помощью оптики видимого диапазона [109].

Особенностью лазеров УКИ является высокая интенсивность, благодаря которой резко возрастает роль многоквантовых процессов. Это обстоятельство, а также исключительно малая продолжительность воздействия фундаментально изменяют механизм взаимодействия излучения с веществом. В случае УКИ, благодаря их высокой интенсивности, затравочные электроны производятся многофотонной ионизацией, а не примесями. Поэтому при достаточно высокой интенсивности нет статистического разброса в порогах пробоя и, следовательно, пробой и вложенную в среду энергию можно точно контролировать. Вследствие высокой напряженности электромагнитного поля электроны разогреваются до больших температур, а затем, уже после окончания импульса, происходит последующая передача энергии от электронов к ионам. Поскольку начальная температура электронов очень высока, температура ионов также может стать большей, чем при использовании длинного импульса. Большая доля вещества будет испаряться внутри фокального объема, очень быстро проходя фазу плавления. Из-за того что в процессе абляции в жидкую фазу вовлечено меньше вещества, исчезают капли расплава и граница обработки становится резкой.

В экспериментах [109] были получены отверстия диаметром 0.3 мкм в пленке серебра и менее 1 мкм в плавленом кварце, хотя импульсы от Ti:сапфирового лазера на длине волны 790 нм ($\tau = 200$ фс) в первом случае фокусировались в пятно диаметром 3 мкм, а во втором ($\tau = 60$ фс) – в пятно диаметром 5 мкм. Столь малые размеры отверстий (меньше дифракционного) обусловлены точным контролем интенсивности УКИ и достижением порога абляции в малой области в центре фокального пятна.

Для таких применений требуются лазеры УКИ с большой средней мощностью. В частности, может быть использован лазер на Yb:YAG с диодной накачкой [110]. Проблема теплоотвода, ключевая для высокой средней

мощности, в этом лазере решалась путем использования активного элемента в виде диска с высокоотражающим покрытием толщиной 220 мкм, помещаемого на хладопровод. Лазер излучал импульсы ($\lambda = 1030$ нм) длительностью 730 фс со средней мощностью 16.2 Вт.

10.4. Применения, связанные со сверхвысокой интенсивностью

Концентрация энергии излучения в УКИ приводит к сверхвысокой интенсивности и к сверхсильным электромагнитным полям. При этом возникают новые режимы взаимодействия лазерного излучения с веществом и, в частности, с плазмой. Эти режимы обусловлены уникальными характеристиками излучения, присущими современным установкам УКИ.

К таким характеристикам прежде всего относится длительность УКИ (менее 100 фс), которая меньше любых временных интервалов, определяющих гидродинамические движения в плазме. Существенную роль играют и огромные электрические и магнитные поля. При интенсивностях 10^{21} Вт/см², достижимых в настоящее время, напряженность электрического поля достигает 10^{12} В/см, что более чем в 100 раз превышает напряженность кулоновского поля на первой бортовой орбите атома водорода. Наконец, это достигающая $3 \cdot 10^{10}$ Дж/см³ гигантская плотность энергии, соответствующая температуре черного тела ~ 10 кэВ. Такие величины характерны для ядерного взрыва. В этих условиях движение электрона становится сугубо релятивистским. Из-за одновременного действия силы Лоренца электрон в линейно поляризованной волне описывает траекторию в виде «восьмерки», а его движение становится сильно нелинейным. Рассмотрим некоторые применения сверхмощных УКИ.

Генерация высших гармоник. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с атомами инертных газов приводит к генерации высших гармоник основной частоты [111], причем их излучение простирается в область ВУФ и мягкого рентгена. Подробное рассмотрение процессов, лежащих в основе этого явления, дано в обзоре [112].

Когда интенсивность лазерного излучения превышает 10^{14} Вт/см², существенной становится фотоионизация атомов, которую можно рассматривать как процесс квазистатического туннелирования в сильном электрическом поле световой волны, наложенном на кулоновское

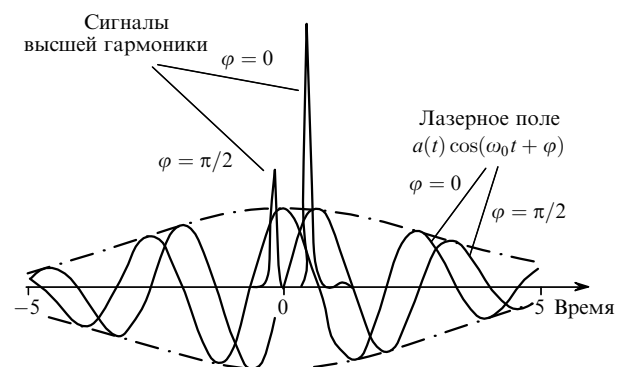


Рис.17. Эволюция интенсивности высших гармоник (ВУФ, мягкий рентген), рассчитанная для двух разных значений абсолютной фазы [113].

поле атомного ядра. Освобожденные электроны ускоряются в поле лазерной волны и могут затем столкнуться либо с ионом, от которого они оторвались, либо с окружающими ионами. При рекомбинации испускаются фотоны с энергией, равной сумме потенциала ионизации и кинетической энергии, приобретенной в поле лазерной волны. Гармоники возникают из-за того, что этот элементарный процесс повторяется квазипериодически с частотой лазерного излучения.

Если длительность импульса сокращается до нескольких периодов световой волны, то ионизация может произойти за время, составляющее долю периода. При этом электрон не успевает оторваться от атома. Иными словами, столь короткие импульсы позволяют очень резко «включить» высокие поля, превышающие поле, связывающее электрон с атомом, и тем самым воздействовать на нелинейный объект (атом + электрон) полями, значительно большими тех, что достаточны для ионизации. В данном случае нелинейное взаимодействие становится существенно зависимым от фазы электромагнитной волны. Иллюстрацией этого служит показанная на рис.17 [113] эволюция интенсивности высших гармоник (ВУФ, мягкий рентген) в полосе длин волн, составляющей 10 % от $\lambda = 3.2$ нм, для двух разных значений абсолютной фазы. Расчет проводился в предположении взаимодействия линейно поляризованного излучения ($\lambda = 750$ нм) при длительности импульса 5 фс и интенсивности $2 \cdot 10^{15}$ Вт/см² с гелием при давлении 500 Тор. Видно, что при одной и той же огибающей интенсивность коротковолнового излучения и форма его импульса сильно зависят от фазы. Это свидетельствует о том, что впервые открылась возможность изучения эффектов нелинейной оптики, непосредственно зависящих от абсолютной фазы световой волны [85].

Максимальные энергии фотонов высших гармоник порождаются электронами, обладающими максимальной энергией, которую они получают в узком интервале изменения фазы световой волны. Это означает, что коротковолновое излучение в области ВУФ и мягкого рентгеновского излучения будет сосредоточено в интервале, составляющем малую долю светового периода (рис.17). Таким образом, появляется возможность генерации импульсов аттосекундной длительности. В работе [114] сообщается об экспериментальных подтверждениях этой возможности.

С целью увеличения эффективности генерации высших гармоник используется фазовое согласование основной частоты и гармоник. Для этого кюветой с инертным газом служит волновод в виде капилляра. Вследствие согласования фаз эффективность генерации возрастала на 2–3 порядка. В экспериментах [115] использовалась лазерная установка на Ti:сапфире, позволяющая получать с частотой повторения 1 кГц импульсы с длительностью 26 фс и энергией 20 мДж в области длин волн, близких к 800 нм. При заполнении капилляра гелием наблюдались гармоники до 299-го порядка с длиной волны ~ 2.7 нм (460 эВ). Таким образом, фактически был создан источник направленного когерентного излучения в мягком рентгеновском диапазоне. Важность создания подобного источника обусловлена тем, что его излучение попадает в так называемое «водяное окно» (2.3–4.4 нм). Излучение в этой области соответствует краю К-полос кислорода и углерода и меньше поглощается водой, чем углеродом. Это дает возможность получать высококонт-

растные изображения биологических микробиологических объектов, содержащих углерод в окружении воды, т. е. *in vivo*. До сих пор для этого приходилось использовать источники синхротронного излучения от громоздких ускорителей электронов.

Нелинейная квантовая электродинамика. При интенсивностях порядка 10^{30} Вт/см² уже вакуум становится нелинейной средой, и в световом поле такой интенсивности рождаются электрон-позитронные пары. Напряженность электрического поля E , необходимая для рождения такой пары, составляет $2m^2c^3/eh = 1.3 \cdot 10^{16}$ В/см.

Видно, что возможности современных лазеров пока очень далеки от достижения таких полей. Однако экспериментальную ситуацию с критическим полем можно осуществить, если использовать суперрелятивистские электроны. Движущийся электрон, попадая в поле электромагнитной волны, «видит» ее с частотой, измененной в η раз, где η – релятивистский фактор. Эффективное лазерное поле также возрастает в η раз. Для достижения критического поля с помощью современных лазерных установок требуется $\eta \simeq 10^5$, т. е. необходимо, чтобы энергия электрона составляла 50 ГэВ. Такие энергии могут быть получены с помощью современных ускорителей.

Могут наблюдаться два эффекта нелинейной квантовой электродинамики: нелинейное комптоновское рассеяние, когда на электроны рассеивается более одного фотона ($e^- + nh\nu_L \rightarrow e^- + h\nu_\gamma$, где ν_L, ν_γ – частоты лазерного и γ -квантов), и рождение электрон-позитронных пар. При взаимодействии световых фотонов с релятивистским электроном возникает γ -излучение. Если достаточно энергичный γ -квант взаимодействует со сверхсильным лазерным полем, то возможно многофотонное рождение электрон-позитронной пары $h\nu_\gamma + nh\nu_L = e^- + e^+$.

Оба эти эффекта наблюдались экспериментально [116, 117]. Исследования проводились на ускорителе Стэнфордского университета, который имеет следующие параметры: энергия электронов 46.6 ГэВ, длительность электронного импульса (банча) 7 пс, частота повторения 10–30 Гц. Лазерная установка работала на Nd:стекле с преобразованием излучения во вторую гармонику. Ее параметры: энергия импульса на основной частоте 2 Дж, на ВГ–0.4 Дж, длительность импульса 1.5 пс, частота повторения 0.5 Гц. Основная трудность эксперимента – совмещение в пространстве и во времени сфокусированного лазерного импульса и банча электронов (десятки микрометров и доли пикосекунд соответственно). Впервые наблюдалось нелинейное комптоновское рассеяние с участием до четырех лазерных фотонов, а также рождение электрон-позитронных пар в результате столкновения γ -квантов с лазерными фотонами. Это первое лабораторное доказательство неупругого рассеяния света на свете с участием реальных фотонов.

Фотондуцированные ядерные реакции. При интенсивностях $10^{19} - 10^{20}$ Вт/см² электроны в поле световой волны совершают релятивистские колебания, при которых кинетическая энергия возрастает до нескольких мегаэлектронвольт. При взаимодействии излучения столь высоких интенсивностей с твердыми мишенями возникает релятивистская плазма, в которой электроны могут приобретать еще большую энергию. Механизмы такого ускорения теоретически исследовались в работе [118]. Использование релятивистски ускоренных электронов в оптически индуцированных ядерных реакциях было предложено в работе [119].

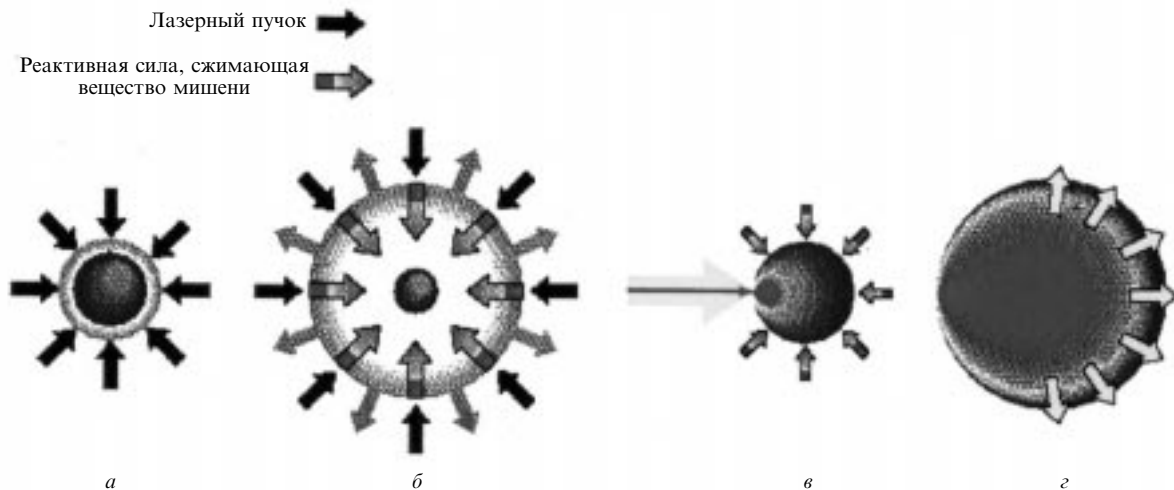


Рис. 18. Схема, поясняющая концепцию «быстрого зажигания» термоядерной реакции: этапы симметричного облучения сферической мишени (а), сжатия мишени (б), образования канала в плазме, окружающей мишень (в), а также нагрева плазмы горячими электронами и зажигания всей мишени (г) [124].

Экспериментальные исследования релятивистского взаимодействия света с веществом было проведено на сверхмощных лазерных установках. В работе [120] мощность достигала 50 ТВт. При фокусировании пучка такой мощности на различные твердотельные мишени возникали электроны с энергиями в десятки мегэлектронвольт, дающие, в свою очередь, пучки γ -квантов, под действием которых протекали фотоядерные реакции (γ, n). В результате этих реакций получались изотопы ^{11}C , ^{38}K , $^{62,64}\text{Cu}$, ^{63}Zn , ^{106}Ag , ^{140}Pr , ^{180}Ta , наличие которых определялось методами ядерной физики. Кроме того, в экспериментах наблюдалось деление ^{238}U .

В работе [121] использовалась петаваттная лазерная установка, позволяющая облучать мишени сфокусированным излучением в виде импульсов с энергией 260 Дж при длительности 450 фс. При фокусировке интенсивность превышала 10^{20} Вт/см², что позволяло электрону набирать энергию в поле световой волны до 3 МэВ. В плазме, образующейся на мишени, энергия электронов достигала 100 МэВ. В этой работе также наблюдались реакции (γ, n) и деление ^{238}U .

«Быстрое зажигание» термоядерной реакции. С появлением сверхмощных лазерных установок, основанных на усилении chirпированных импульсов, возникла новая концепция лазерного термоядерного синтеза – «быстрое зажигание» [122], суть которой состоит в следующем. При интенсивностях 10^{21} Вт/см² и выше электроны приобретают в поле лазерной волны энергию порядка 1 МэВ. Они могут отдавать эту энергию ионам, нагревая их до температур 5–20 кэВ. Однако для эффективного нагрева нужно, чтобы длина пробега горячих электронов в плазме была сравнима с размером сфокусированного лазерного пучка.

Поскольку начальная плотность плазмы, даже если она равна плотности твердого тела, недостаточна для этого, предполагается сжать сферическую мишень путем симметричного облучения достаточно мощными пучками (рис. 18, а). Такое симметричное облучение используется на лазерных установках, предназначенных для исследований по термоядерному синтезу. При быстром нагреве поверхности мишени плазма, разлетаясь, создает реактивную силу, которая сдавливает вещество мишени (рис. 18, б). Было продемонстрировано [123], что при од-

нородном облучении сферической мишени с помощью лазерных импульсов наносекундной длительности с энергией 9 кДж мишень сжималась до плотности 600 г/см³. Однако плотная плазма в ядре мишени окружена слоем плазмы с уменьшающейся до нуля плотностью – так называемой короной. Для того чтобы осуществить нагрев ее мощным УКИ, нужно подвести его к границе плотного ядра. С этой целью производится деформирование профиля плотности плазмы с помощью дополнительного импульса (рис. 18, в). На мишень направляется импульс длительностью около 50 пс с профилированной интенсивностью, обеспечивающий превышение светового давления над газокинетическим давлением плазмы. В результате в плазме короны «продавливается» узкий канал, в который направляется основное излучение в виде сверхмощного УКИ ($E = 1 - 10$ кДж, $\tau \simeq 1$ пс). Он создает быстрые электроны, «поджигающие» все вещество мишени (рис. 18, г). Расчеты показывают, что такая концепция лазерного термоядерного синтеза потребует меньшей лазерной энергии, чем в случае традиционного подхода, основанного на использовании наносекундных импульсов.

Заключение

В настоящее время лазеры УКИ получили огромное развитие. Разработаны и продемонстрированы методы генерации импульсов с длительностью, не превышающей 5 фс. Пиковая мощность фемтосекундных импульсов в настоящее время превышает 10^{15} Вт, а интенсивность при фокусировании пучка достигает 10^{21} Вт/см².

Возможность создания эффективных и компактных лазерных систем, способных генерировать импульсы предельно короткой длительности и сверхвысокой мощности, открывает замечательные перспективы их применений в науке, технике и медицине. Появилась возможность исследований нелинейной оптики в релятивистском режиме. Созданы новые способы генерации рентгеновского и γ -излучения, а также ускорения электронов. Технологические применения включают микроэлектронику, разработку систем волоконно-оптической связи со скоростью передачи информации ~ 1 Тбит/с, новые способы микрообработки, создания устройств оптической

памяти. В медицине продемонстрированы новые методы микроскопии, оптической томографии, «тонкие» хирургические операции.

Весьма важным представляется и то, что современные лазерные установки способствуют переводу некоторых направлений «большой науки» в университетские лаборатории. Отметим, что интенсивностям порядка 10^{21} Вт/см² соответствуют гигабарные давления и гигагауссовы магнитные поля. Это открывает перспективы исследований, которые можно было бы назвать лабораторной астрофизикой.

1. *Сверхкороткие световые импульсы* (под ред. С.Шапиро) (М., Мир, 1981).
2. Херман Й., Вильгельми Б. *Лазеры сверхкоротких световых импульсов* (М., Мир, 1986).
3. Diels J.-C., Rudolph W. *Ultrashort laser pulse phenomena: fundamentals, techniques, and applications on femtosecond time scale* (Boston, Academic Press, 1996).
4. *Femtosecond Laser Pulses* (Claude Rulliere, ed.) (Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1998).
5. Hargrove L.E., Fork R.I., Pollack V.A. *Appl.Phys.Letts*, **5**, 4 (1964).
6. Mocker H.W., Collins R.J. *Appl.Phys.Letts*, **7**, 270 (1965).
7. DeMaria A.J., Stetser D.A., Heynau H. *Appl.Phys.Letts*, **8**, 174 (1966).
8. Weber H.P. *J.Appl. Phys.*, **38**, 2231 (1967).
9. Armstrong J.A. *Appl.Phys.Letts*, **10**, 16 (1967).
10. Giordmaine J.A., Rentzepis P.M., Shapiro S.I., Wecht K.W. *Appl. Phys.Letts*, **11**, 218 (1967).
11. DeMaria A.J., Glenn Jr. W.H., Brienza M.J., Mack M.E. *Proc. IEEE*, **57**, 2 (1969).
12. Завойский Е.К., Фанченко С.Д. *ДАН СССР*, **108**, 216 (1956).
13. Малютин А.А., Щелев М.Я. *Письма ЖЭТФ*, **9**, 445 (1969).
14. Коробкин В.В., Малютин А.А., Щелев М.Я. *Письма ЖЭТФ*, **11**, 188 (1970).
15. Schelev M.Ya., Richardson M.C., Alcock A.J. *Appl.Phys.Letts*, **18**, 354 (1971).
16. Крюков П.Г., Летохов В.С. *УФН*, **99**, 169 (1969).
17. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Летохов В.С., Матвеев Ю.А. *ЖЭТФ*, **56**, 1546 (1969).
18. Басов Н.Г., Дрожбин Ю.А., Крюков П.Г., Лебедев В.Б., Летохов В.С., Матвеев Ю.А. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 428 (1969).
19. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **55**, 1077 (1968).
20. Kryukov P.G., Letokhov V.S. *IEEE J. Quantum Electron*, **8**, 766 (1972).
21. Захаров С.Д., Крюков П.Г., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В., Чурилова С.А., Шатберашвили О.Б. В сб. *Квантовая электроника*, № 5(17), 52 (1973).
22. Жерихин А.Н., Коваленко В.А., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В., Шатберашвили О.Б. *Квантовая электроника*, **2**, 377 (1974).
23. Von der Linde D., Berneker O., Kaizer W. *Optics Comms*, **2**, 149 (1970).
24. Von der Linde D. *IEEE J. Quantum Electron*, **8**, 328 (1972).
25. Жерихин А.Н., Крюков П.Г., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В., *Квантовая электроника*, **4**, 956 (1978).
26. Schmidt W., Schafer F.P. *Phys.Letts A*, **26**, 558 (1968).
27. Kogelnik H.W., Ippen E.P., Dienes A., Shank C.V. *IEEE J. Quantum Electron*, **8**, 373 (1972).
28. Ippen E.P., Shank C.V., Dienes A. *Appl.Phys.Letts*, **21**, 348 (1972).
29. Ippen E.P., Shank C.V. *Appl.Phys.Letts*, **27**, 488 (1975).
30. Bradley D.J., Liddy B., Roddie A.G., Sibbett W., Sleat W.E. *Optics Comms*, **3**, 426 (1971).
31. Arthurs E.G., Bradley D.J., Roddie A.G. *Appl.Phys.Letts*, **23**, 88 (1973).
32. Arthurs E.G., Bradley D.J., Roddie A.G. *Optics Comms*, **8**, 118 (1973).
33. New G.H.C. *IEEE J. Quantum Electron*, **10**, 115 (1974).
34. Fork R.L., Greene B.I., Shank C.V. *Appl.Phys.Letts*, **38**, 671 (1981).
35. Diel W., Fontaine J., Diels J.-C. *Optics Letts*, **8**, 4 (1983).
36. Treacy E.B. *Phys.Letts A*, **28**, 34, (1968).
37. Fork R.L., Martinez O.E., Jordan J.P. *Optics Letts*, **9**, 150 (1984).
38. Valdmanis J.A., Fork R.L., Jordan J.P. *Optics Letts*, **10**, 131 (1985).
39. Moulton P.F. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **3**, 125 (1986).
40. Payne S.A., Chase L.L., Smith L.R., Kway W.L., Newkirk H.W. *J.Appl.Phys.*, **66**, 1051 (1999).
41. Smith L.K., Payne S.A., Kway W.L., Chase L.L., Chai B.H.T. *IEEE J. Quantum Electron*, **28**, 2612 (1992).
42. Petricevic V., Gayen S.K., Alfano R.R. *Optics Letts*, **14**, 612 (1989).
43. Ангерт Н.Б., Бородин Н.И., Гармаш В.М., Житник В.А., Охримчук А.Г., Сточенко О.Г., Шестаков А.В. *Квантовая электроника*, **15**, 113 (1988).
44. Heinz P., Lauberau A. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **6**, 1574 (1979).
45. Agnesi A., DelCorno A., DiTrapani P., Fogliani M., Reali G.C., Diels J.-C., Yeh C.-Y., Zhao X.M., Kubecek V. *IEEE J. Quantum Electron*, **28**, 710 (1992).
46. Dalstrom L. *Optics Comms*, **5**, 157, (1972).
47. Mollenauer F., Stolen R.H. *Optics Letts*, **9**, 13 (1984).
48. Blow K.J., Wood D. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **5**, 629 (1988).
49. Mark J., Liu L.Y., Hall K.L., Haus H.A., Ippen E.P. *Optics Letts*, **14**, 48 (1989).
50. Kean P.N., Zhu X., Crust D.W., Grant R.S., Langford N., Sibbett W. *Optics Letts*, **14**, 39 (1989).
51. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. *IEEE J. Quantum Electron*, **28**, 2086 (1992).
52. Keller U. *Appl.Phys.B*, **58**, 347 (1994).
53. Spence D.E., Kean P.N., Sibbett W. *Optics Letts*, **16**, 42 (1991).
54. Morgner U., Kartner F.X., Cho S.H., Chen Y., Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P., Schneuer V., Angelov G., Tshudi T. *Optics Letts*, **24**, 411 (1999).
55. Ober M.H., Haberl F., Fermann M.E. *Appl.Phys.Letts*, **60**, 2177 (1992).
56. Fermann M.E., Galvanauskas A., Harter D., Windeler R.S. *Optics Letts*, **23**, 1840 (1998).
57. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* (New-York, Academic Press, 1989).
58. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., Harter D. *Appl.Phys.B*, **65**, 259 (1997).
59. Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. *Appl. Phys.B*, **65**, 275 (1997).
60. Strikland D., Mourou G. *Optics Comms*, **56**, 219 (1985).
61. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tietbohl G., Britten J.A., Brown C., Herman S., Golik B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V. *Optics Letts*, **24**, 160 (1994).
62. Bonlie J., Patterson F., Price D., White B., Springer P. *Appl.Phys.B*, **70**, 155 (2000).
63. Fork R.L., Brito Cruz C.H., Becker P.C., Shank C.V. *Optics Letts*, **12**, 483 (1987).
64. Nisoli M., DeSilvestri S., Svelto O. *Appl.Phys.Letts*, **68**, 2793 (1996).
65. Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann Ch., Krausz F., Ferencz K. *Optics Letts*, **22**, 1562 (1997).
66. Дианов Е.М., Белов А.Б., Буфетов И.А., Протопопов В.Н., Гурьянов А.Н., Гусовский Д.Д., Кобись С.В. *Квантовая электроника*, **24**, 3 (1997).
67. Курков А.С., Карпов В.И., Лаптев А.Ю. Медведков О.И., Дианов Е.М., Гурьянов А.Н., Васильев С.А., Парамонов В.М., Протопопов В.Н., Умников А.А., Вечканов Н.И., Артюшенко В.Г., Фрам Ю. *Квантовая электроника*, **27**, 239 (1999).
68. Szatmari S., Schaefer F.P., Mueller-Horsche E., Mueckenheim W. *Optics Comms*, **63**, 5 (1987).
69. Glowina J.H., Misewich J., Sorokin P.P. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **4**, 1061 (1987).
70. Endoh A., Watanabe W., Sarukura S., Watanabe S. *Optics Letts*, **14**, 353 (1989).
71. Rolland C., Corcum P.B. *Optics Comms*, **59**, 64 (1986).
72. Reid D.T., Padgett M., McGowan C., Sleat W.E., Sibbett W. *Optics Letts*, **22**, 233 (1997).
73. Delong K.W., Trebino R., Hunter J., White W.E. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **11**, 2206 (1994).
74. Chilla J., Martinez O. *IEEE J. Quantum Electron*, **27**, 1228 (1989).
75. Baltuska A., Pschenichnikov M.S., Wiersma D.A. *Opt.&Phot.News*, **9**, № 12, 53 (1998).
76. Мазуренко Ю.Т. *Квантовая электроника*, **12**, 1235 (1985).
77. Zubov V.A., Kuznetsova T.I. *Laser Phys.*, **2**, 73 (1992).
78. Iaconis C., Walmsley I.A. *Optics Letts*, **23**, 792 (1998).
79. Dorrer C., DeBeauvoir B., LeBlank C., Ranc S., Rousseau J.-P.,

- Rousseau P., Chambaret J.-P., Salin F. *Optics Letts*, **24**, 1644 (1999).
80. Drexler W., Morgner U., Kärtner F.X., Pitris C., Boppart S.A., Li X.D., Ippen E.P., Fujimoto J.C. *Optics Letts*, **24**, 1221 (1999).
81. Reichert J., Niering M., Holzwarth R., Weitz M., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 3232 (2000).
82. Marioka T., Kawanishi S., Mori K., Saruwatari M. *Electron.Letts*, **30**, 1166 (1994).
83. Collings B.S., Mitchell M.L., Boivin L., Knox W.H. *IEEE Photon. Technol.Letts*, **12**, 906 (2000).
84. Diddams S.A., Jones D.J., Jun Ye, Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Letts*, **84**, 5102 (2000).
85. Brabec T., Krausz F. *Rev.Mod.Phys.*, **72**, 545 (2000).
86. Kan C., Burnett N.H., Capjack C.E., Rankin R. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2971 (1997).
87. Telle H.R., Steinmeyer G., Dunlop A.E., Stenger J., Sutter D.H., Keller U. *Appl.Phys.B*, **69**, 327 (1999).
88. Reichert J., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W. *Optics Comms*, **172**, 59 (1999).
89. Krausz F., Fermann M.E., Brabec T., Curley P.F., Hofer M., Ober M.H., Spielmann C., Wintner E., Schidt A.J. *IEEE J.Quantum Electron*, **28**, 2097 (1992).
90. Spielmann C., Curley P.F., Brabec T., Krausz F. *IEEE J.Quantum Electron*, **30**, 1100 (1994).
91. Herrmann J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **11**, 498 (1994).
92. Magni V., Cerullo G., DeSilvestri S., Monguzzi A. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **12**, 476 (1995).
93. Калашников В.Л., Калоша В.П., Полойко И.Г., Михайлов В.П. *Квантовая электроника*, **24**, 137 (1997).
94. Read K., Blonigen F., Ricelli N., Murnane M., Kapteyn H. *Optics Letts*, **21**, 489 (1993).
95. Poppe A., Xu L., Krausz F., Spielmann C. *IEEE J.Sel.Top.*, **4**, 179 (1998).
96. Asaki M.T., Huang C.-P., Garvey D., Zhou J., Kapteyn H.C., Murnane M.N. *Optics Letts*, **18**, 977 (1993).
97. Sziröcz R., Ferencz K., Spielmann C., Krausz F. *Optics Letts*, **19**, 201 (1994).
98. Pshenichnikov M.S., de Boeij W.P., Wiersma D.A. *Optics Letts*, **19**, 572 (1994).
99. Крюков И.В., Крюков П.Г., Хорошилов Е.В., Шарков А.В. *Квантовая электроника*, **15**, 1320 (1988).
100. Martinez O.E., Gordon J.P., Fork R.L. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **1**, 1003 (1984).
101. Андреев А.Л., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997).
102. Бородин В.Г. Комаров В.М., Милинов В.А., Митель В.М., Никитин Н.В., Попов В.С., Потапов С.Л., Чарухчев А.В., Чернов В.Н. *Квантовая электроника*, **29**, 101 (1999).
103. Zeek E., Bartels R., Murnane M.N., Kapteyan H.C., Backus S. *Optics Letts*, **25**, 587 (2000).
104. Albert O., Wang H., Liu D., Chang Z., Mourou G. *Optics Letts*, **25**, 1125 (2000).
105. Sergeev A.M., Gelikonov G.V., Feldstein F.I., Gladkova N.D., Kamensky V.A. *OSA, Tops*, **2**, 196 (1996).
106. Niering M., Holzwarth R., Reichert J., Pokasov P., Udem Th., Weitz M., Hansch T.W., Lemonde P., Santarelli G., Abgrall M., Laurent P., Salomon C., Clainon A. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 5496 (2000).
107. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Optics Letts*, **25**, 1415 (2000).
108. Baklanov E.V., Chebotaev V.P., Dubetsky B.V. *Appl.Phys.*, **9**, 171 (1976); Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **4**, 2189 (1977).
109. Liu X., Du D., Mourou G. *IEEE Quantum Electron.*, **38**, 1706 (1997); Momma C., Nolte S., Kamlage G., von Alvensleben F., Tünnermann A. *Appl.Phys.A*, **67**, 517 (1998).
110. Aus der Au J., Spuhler G.J., Sudmeyer T., Paschotta R., Hövel R., Moser M., Erhard S., Karsiewski M., Giesen A., Keller U. *Optics Letts*, **25**, 859 (2000).
111. L'Huillier A., Balcou P. *Phys.Rev.Letts*, **70**, 774 (1993).
112. Платоненко В.Т., Стрелков В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 582 (1998).
113. Apolonski A., Poppe A., Tempea G., Spielmann Ch., Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T.W., Krausz F. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 740 (2000).
114. Papadogiannis N.A., Witzel B., Kalpouzou C., Charalambidis D. *Phys.Rev.Letts*, **83**, 4289 (2000).
115. Chang Z., Rundquist A., Wang H., Murnane M.N., H.Kapteyn H.C. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2967 (1997).
116. Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J., Bamber C., Boege S., Kotseroglou T., Melissinos A.C., Meyerhofer D.D., Ragg W., Burke D.L., Field R.C., Horton-Smith G., Odian A.C., Spencer J.E., Walz D., Berridge S.C., Bugg W.M., Shmakov K., Weidemann A.W. *Phys. Rev.Letts*, **76**, 3116 (1996).
117. Burke D.L., Field R.C., Horton-Smith G., Kotseroglou T., Walz D., Berridge S.C., Bugg W.M., Shmakov K., Weidemann A.W., Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J., Bamber C., Boege S.J., Koffas T., Melissinos A.C., Meyerhofer D.D., Reis D.A., Ragg W. *Phys.Rev. Letts*, **79**, 1626 (1997).
118. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter Yehn J. *Phys.Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
119. Boyer K., Luk T.S., Rhodes C.K. *Phys.Rev.Letts*, **60**, 557 (1988).
120. Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T., Singhal R.P., Santala M.I.K., Clark E., Watts I., Beg E.N., Zepf M., Krushelnick K., Tatarakis M., Danger A.E., Norrey P.A., Allott R., Neely D., Clark R.J., Machacek A.C., Wark J.S., Cresswell A.J., Sanderson D.C.W., Magill J. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 899 (2000).
121. Cowan T.E., Hunt A.W., Phillips T.W., Wilks S.C., Perry M.D., Brown C., Fountain W., Hatchett S., Johnson J., Key M.H., Parnell T., Pennington D.M., Snavely R.A., Takahashi Y. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 903 (2000).
122. Tabak M., Hammer J., Glinesky M.E., Krueer W.L., Wilks S.C., Woodworl J., Campbell E.M., Perry M.D. *Phys.Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
123. Kitagawa Y., Mima K., Azechi H., Takabe H., Nakai S., Yamanaka C. *Research trends in physics, inertial confinement fusion* (K.A. Brueckner, ed.) (N.-Y., AIP, 1992).
124. Perry M.D., Mourou G. *Science*, **264**, 917 (1994).