

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
"САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО"

А. И. КОНЮХОВ

Практикум по фемтосекундной оптике

Учебно-методическое пособие для
студентов физического факультета,
обучающихся по специальности
010701 "Физика"

САРАТОВ
2013

Оглавление

Введение	3
1. Синхронизация мод	4
1.1 Частотный спектр лазера с синхронизацией мод	4
1.2 Временной подход для описания формирования импульсов в лазере с синхронизацией мод.....	7
2. Распространение импульсов в среде с дисперсией.....	8
3. Внутррезонаторные элементы для синхронизации мод в волоконных лазерах	11
4. Синхронизация мод на основе эффекта вращения эллипса поляризации в нелинейном волноводе	13
5. Оборудование	17
5.1 Фемтосекундный волоконный лазер.....	18
5.2 Спектрометр ASP-IR.....	19
5.3 Автокоррелятор AA-10D	20
6. Эксперимент.....	23
6.1 Измерение спектров лазерного излучения.....	23
6.2 Измерение автокорреляционной функции импульса	24
Заключение	27
Литература.....	28

Введение

Представленная работа содержит результаты апробации современного лазерного оборудования, полученного в рамках проекта CRDF REC-006 и инновационной образовательной программы. Основной целью закупки данного оборудования являлось создание современной лаборатории, которая могла бы использоваться не только в научных целях, но и как учебная лаборатория для студентов старших курсов.

Данная работа является основой для создания таких лабораторных работ как:

1) Измерение спектра выходного излучения фемтосекундного лазера.

Цели работы: Ознакомление с принципами генерации фемтосекундных импульсов в волоконных лазерах. Исследование усиления оптических импульсов в эрбиевом волоконном усилителе. Наблюдение спектров выходного излучения лазера при различных токах накачки лазерных диодов усилителя.

2) Измерение автокорреляционной функции фемтосекундных импульсов.

Цели работы: Ознакомление с принципами измерения формы и длительности сверхкоротких оптических импульсов.

3) Влияние дисперсии на фемтосекундные импульсы

Цели работы: Исследование влияние дисперсии на увеличение длительности импульсов. Исследование уширения фемтосекундных импульсов после прохождения образца халькогенидного стекла. Исследование уширения фемтосекундных импульсов после прохождения одномодового оптического волокна.

В работе рассмотрены принципы пассивной синхронизации мод, генерация сверхкоротких оптических импульсов в результате синхронизации мод, принципы синхронизации мод в волоконном лазере, метод расчета конфигурации волоконного лазера на основе керровского вращения эллипса поляризации. Представлены результаты измерений спектра фемтосекундного волоконного лазера, автокорреляционных функций фемтосекундных лазерных импульсов. Измерена дисперсия халькогенидного стекла $\text{Ge}_{17}\text{As}_{18}\text{Se}_{65}$.

1. Синхронизация мод

Ультракороткие оптические импульсы генерируются лазерами с синхронизацией мод. Генерация ультракоротких импульсов света становится возможной за счет установления определенных фазовых отношений (синхронизации) для широкого спектра дискретных частот. Прогресс в технологии лазеров с синхронизацией мод позволил получить оптические импульсы с длительностью до 5 фемтосекунд. Для средней длины волны $\lambda=800$ нм такая длительность соответствует меньше чем двум циклам колебаний электромагнитного поля. Синхронизацию мод можно описывать, используя как частотный, так и временной подход.

Последовательность импульсов, произведенная лазером, работающем в режиме синхронизации мод имеет частотный спектр, состоящий из дискретного набора узких линий, известных как спектр мод. Если спектр мод достаточно широк, становится возможным непосредственное измерение частот, которые описывают данный спектр. Этот факт нашел применение в области оптической метрологии.

Мы рассмотрим синхронизацию мод, используя как частотный, так и во временной подход. Отдельно будет рассмотрено влияние изменения фазы импульсов на сдвиг частоты. Понимание связи между частотным и временным подходом для описания работы лазера с синхронизацией мод важно для понимания каким образом генерируется последовательность сверхкоротких импульсов.

1.1 Частотный спектр лазера с синхронизацией мод

Как известно, спектр излучения лазера состоит из отдельных линий, соответствующих продольным и поперечным модам лазерного резонатора. Расстояние по частоте между продольными модами (межмодовое расстояние) равно $c(2n_rL)^{-1}$, где L – длина резонатора, n_r – показатель преломления среды внутри резонатора (рис.1).

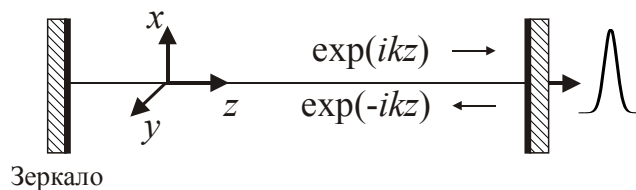


Рис. 1. Схема лазерного резонатора

Численное значение межмодового расстояния составляет примерно 0.1 Гц при длине

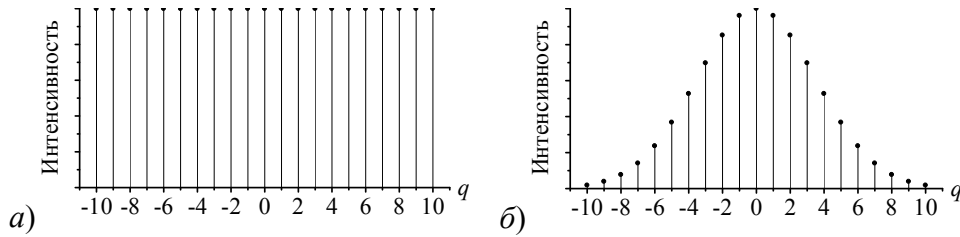


Рис.2. Спектр мод. Равномерное распределение (а). Гауссово распределение (б).

резонатора порядка 1 м. В дальнейшем для простоты будем считать $n_r=1$. Межмодовое расстояние между продольными и поперечными модами определяется геометрическими параметрами резонатора. Таким образом, спектр излучения состоит из приблизительно эквидистантных линий, частотное расстояние между которыми существенно меньше, чем ширина линии излучения, которая составляет единицы гигагерц (газовые лазеры) или сотни тысяч гигагерц (твердотельные лазеры и лазеры на красителях). Это определяет возможность независимой генерации большого числа продольных мод с неопределенными фазовыми соотношениями между модами. В приближении плоских волн поле в заданной плоскости z внутри резонатора может быть записано в виде:

$$E(t) = \sum_{q=-N}^N a_q(t) \exp(-i\varphi_q(t)) \exp(-i(\omega_0 + q2\pi\Delta\nu)t), \quad (1)$$

где $a_q(t)$, $\varphi_q(t)$ – амплитуды и фазы мод, ω_0 – частота моды, наиболее близкой к центру линии усиления, частотное расстояние между продольными модами

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (2)$$

Если фазы всех мод одинаковы, то импульс имеет наименьшую длительность, определяемую шириной спектра генерации. Длительность импульсов варьируется от наносекунд для газовых лазеров (Ar^+ – лазер) до десятков пикосекунд для твердотельных лазеров (Nd:YAG) или даже нескольких фемтосекунд (титан-сапфировый лазер $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$).

Режим генерации лазера с постоянными фазами и амплитудами мод получил название режима синхронизации мод. Для того чтобы показать, что интерференция мод с одинаковыми фазами приводит к формированию последовательности импульсов, сложим $2N+1$ мод, амплитуда каждой из которых равна единице (рис.2а).

$$E(t) = ae^{-i\omega_0 t - i\varphi} \sum_{q=-N}^N e^{-iq2\pi\Delta\nu t} = \frac{\sin((2N+1)\pi\Delta\nu t)}{\sin(\pi\Delta\nu t)}. \quad (3)$$

Это выражение описывает последовательность импульсов с периодом равным времени обхода резонатора $T=1/\Delta\nu$ (рис. 3а).

Мы предполагали, что амплитуды всех мод равны (рис.2а). В действительности спектр мод ограничен контуром линии усиления (рис. 2б). Если использовать гауссово распределение амплитуд мод, то выходные импульсы будет также иметь гауссову форму (рис. 3б). Для любой формы импульса его длительность обратно пропорциональна ширине спектра. Для широкой спектральной линии при фиксированном частотном расстоянии $\Delta\nu$ мы получим более короткие импульсы (рис. 3в).

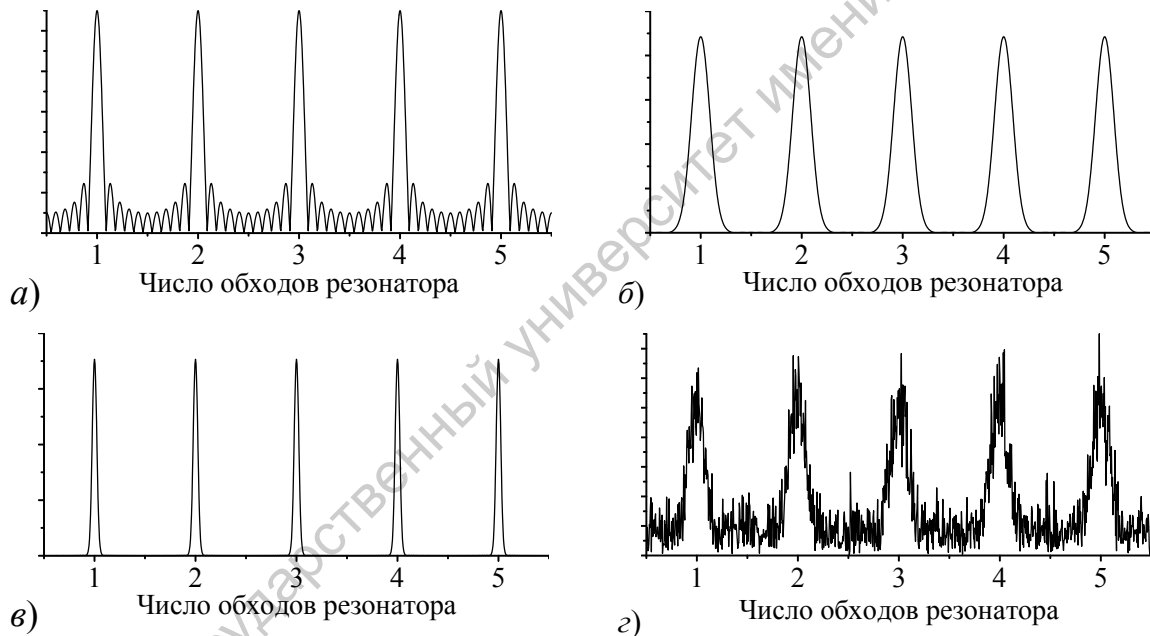


Рис.3: Последовательность импульсов, полученная путем сложения мод с одинаковой фазой (а,б,в). $N=5$ (а,б), $N=20$ (в). Фаза $\varphi(t)$ – случайная величина (з), равномерно распределенная на интервале $[-0.5\pi, 0.5\pi]$, $N=5$.

При сложении мод мы предполагали, что их фазы одинаковы (3). Если добавить к фазе случайную величину, то форма импульсов искажается (рис. 3г). Увеличение амплитуды случайной составляющей фазы мод приводит к тому, что выходное излучение флуктуирует около некоторого среднего значения. Таким образом, в частотном представлении синхронизация мод заключается в согласовании фаз отдельных спектральных компонент.

1.2 Временной подход для описания формирования импульсов в лазере с синхронизацией мод

Интерпретация явлений, возникающих при синхронизации мод, может быть дана как в терминах мод (частотный подход), так и в терминах огибающей поля импульса (временной подход). В первом случае речь идет о динамике амплитуд продольных мод. В режиме стационарной синхронизации мод амплитуды мод фиксированы, спектр мод эквидистантен, фазы мод постоянны. Амплитуды и фазы мод определяют форму импульсов, а разность частот соседних мод – период повторения импульсов. В динамическом режиме амплитуды и фазы мод медленно изменяются в масштабе времени обхода резонатора ($T=c(2L)^{-1}$). При моделировании динамики лазера достоинством частотного описания является то, что динамические переменные изменяются медленно. Недостатком является большое число мод (до 10^6 при длительности импульса 10 фс), а также неопределенность их числа, связанная с возбуждением допороговых мод.

Во временном подходе комплексная огибающая поля должна быть задана на интервале, равном времени обхода резонатора, а эволюция поля от прохода к проходу определяет динамику лазера. Данное представление особенно удобно в режимах генерации стационарных коротких импульсов, когда поле отлично от нуля на интервале, малом по сравнению со временем обхода T . В этом случае отпадает проблема “сшивания” значений поля на границах интервала.

Лазеры с синхронизацией мод производят короткие оптические импульсы, расстояние между которыми равно времени обхода резонатора (см. рис. 3). Для формирования импульсов требуется механизм, который для коротких импульсов создает меньшие потери в сравнении с непрерывным излучением. Такой механизм может быть реализован посредством модулятора. Модулятор, управляемый внешним источником, открывается в момент прихода импульса. Частота модуляции выбирается близкой к $1/T$, где T – время обхода резонатора. В результате в резонаторе формируется импульс, а выходное излучение представляет собой последовательность импульсов с периодом T (рис. 6). Такой тип синхронизации мод называется активным.

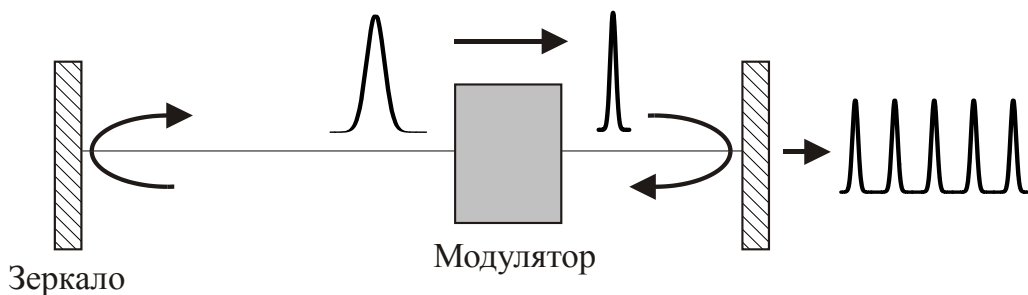


Рис.4. Формирование импульсов в лазере с модулятором потерь.

Пассивная синхронизация мод основана на реализации некоторого механизма благодаря которому, потери уменьшаются с ростом интенсивности. Тогда импульс, будет укорачиваться за счет того, что низкоинтенсивные части импульса поглощаются сильнее чем его пик. Пассивная синхронизация мод позволяет создавать самые короткие импульсы. Реальное насыщаемое поглощение происходит в материале с конечным числом поглотителей, например, краситель или полупроводник. Уменьшение длительности импульсов ограничено конечным временем жизни возбужденного состояния. Однако можно создать эффективное насыщаемое поглощение, используя нелинейный показатель преломления некоторого материала вместе с пространственными эффектами. На длительность импульса в лазере с синхронизацией мод также накладывают ограничения дисперсия групповой скорости и ширина полосы усиления [1].

2. Распространение импульсов в среде с дисперсией

Напряженность электрического поля импульса, распространяющегося вдоль оси z может быть представлена в виде

$$F(z,t) = \text{Re}[A(z,t) \exp(-i\omega_0 t + ik_0 z)] \quad (4)$$

где $A(z,t)$ – комплексная амплитуда (огибающая), ω_0 – центральная частота импульса, t – время, $k_0 = k(\omega_0)$ – волновое число на частоте ω_0 . Для простоты будем рассматривать плоскую волну. С использованием действительных величин, электрическое поле может быть написано в виде

$$F(z,t) = |A(z,t)| \cos(-\omega_0 t + k_0 z + \phi), \quad (5)$$

где $\phi = \arg(A(z,t))$ является начальной фазой. В оптике важна не абсолютная величина фазы, а её относительное значение. Этот факт наиболее ярко проявляется в интерферометрии, где положение интерференционной полосы зависит от разности фаз двух сигналов. Будем отсчитывать фазу от максимума огибающей $|A(z,t)|$. Тогда относительное изменение фазы $\Delta\phi$ будет отсчитываться от пика огибающей (рис.5).

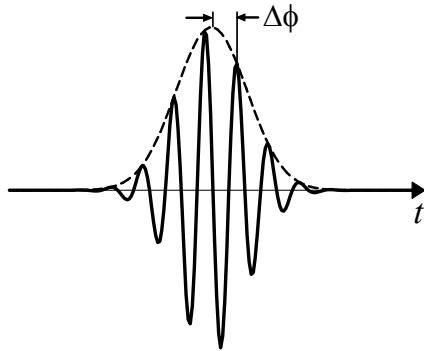


Рис. 5. Сверхкороткий импульс $F(t)$ (сплошная кривая) и модуль его огибающей $|E(t)|=A(t)$ (пунктир).

При распространении оптического импульса в веществе с дисперсией, амплитуда и фаза импульса изменяются за счет дисперсии. Дисперсия определяется как зависимость волнового числа от частоты. Для оптически прозрачных материалов $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$, где $n(\omega)$ – показатель преломления, зависящий от частоты. Монохроматические волны ($A(z,t) = \text{const}$, см. (4)) определяются одной частотой. Поскольку для таких волн частота имеет единственное значение $\omega = \omega_0$, дисперсия не влияет на их распространение.

Рассмотрим влияние дисперсия $k = k(\omega)$ на временную динамику импульса импульс. При распространении в среде с дисперсией спектр импульса изменяется по закону

$$E(z, \omega) = A(\omega) \exp(-i\omega t + ik(\omega)z), \quad (6)$$

где $A(\omega)$ начальный спектр импульса при $z=0$

$$A(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt A(z=0, t) \exp(-i\omega t) \quad (7)$$

Используя преобразование Фурье для выражения (7), найдем временное распределение электрического поля

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega A(\omega) \exp(-i\omega t + ik(\omega)z) \quad (8)$$

Сделаем замену $\omega = \omega_0 + \Omega$, и разложим $k(\omega)$ в ряд Тейлора

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{\partial k}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (9)$$

После подстановки (9) в (8) следует

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega A(\Omega) \exp\left(-i\Omega(t - z/u) + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \Omega^2} \Omega^2 z + \dots\right) \exp(-i\omega_0 t + ik_0 z), \quad (10)$$

где

$$\frac{1}{u} = \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (11)$$

Величина u – групповая скорость, $k_2 = \partial^2 k / \partial \Omega^2$ – коэффициент дисперсии групповой скорости второго порядка. Коэффициенты дисперсии высших порядков мы не рассматриваем. Как следует из (10) амплитуда электромагнитной волны изменяется по закону

$$A(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega A(\Omega) \exp\left(-i\Omega(t - z/u) + i \frac{k_2}{2} \Omega^2 z + \dots\right). \quad (12)$$

Фазовой скоростью является скоростью распространения поверхности равных фаз (волнового фронта). Для волны (6) поверхность равных фаз определяется уравнением

$$-\omega t + kz + \delta = \text{const}, \quad (13)$$

где $\delta = \arg(A(\omega))$. Дифференцируя (13) по z получим: $-\omega dt + kdz = 0$, откуда получим выражение для фазовой скорости v

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k}. \quad (14)$$

Наличие дисперсии групповой скорости второго порядка ($k_2 \neq 0$) приводит к появлению чирпа – линейного изменения частоты (рис.6). Рассмотрим начальный импульс с гауссовым спектром

$$A(\Omega) = A_0 \exp\left(-\frac{\Omega^2}{2\Omega_0^2}\right). \quad (15)$$

Тогда импульс (15) будет описываться функцией

$$E(z, \tau) = A_0 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2(z)}\right) \exp\left(-i \frac{C(z)\tau^2}{2}\right) \exp\left(-i\omega_0 \tau + i\left(k_0 - \frac{\omega_0}{u}\right)z\right), \quad (16)$$

где $\tau = t - z/u$, $\tau_0(z) = \Omega_0^{-1} \sqrt{1 + k_2^2 z^2 \Omega_0^4}$ – длительность импульса,

$C(z) = k_2 \Omega_0^4 (1 + k_2^2 z^2 \Omega_0^4)^{-1}$ – чирп. Длительность импульса τ_0 растёт при

распространении в среде. Эффективная частота импульса (16) $\omega_{eff} = \omega_0 + C(z)\tau/2$ имеет линейную зависимость от времени.

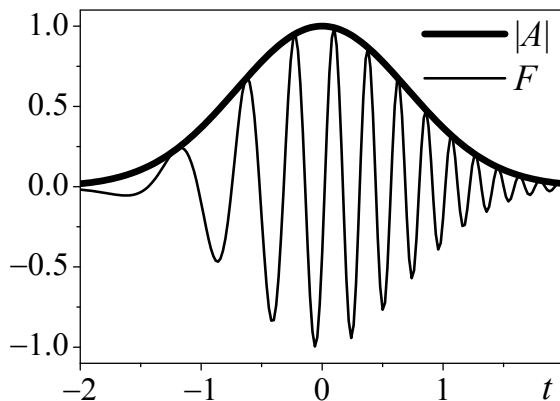


Рис.6. Сверхкороткий импульс при наличии линейного увеличения частоты – чирпа. Тонкая линия – $F(t)$, жирная линия – огибающая импульса $|A(t)|$.
 $\tau_0 = 1 / \sqrt{2}$, $\omega_0=20$, $C=10$.

3. Внутррезонаторные элементы для синхронизации мод в волоконных лазерах

Пассивная синхронизация мод в твердотельных и волоконных лазерных резонаторах используется для генерации сверхкоротких импульсов [2]. В отличие от лазеров с активной синхронизацией мод, осуществляемой внешним модулятором, для пассивной синхронизации мод достаточно ввести внутрь резонатора нелинейный элемент, обладающий свойствами насыщающегося поглотителя. Поскольку пассивная синхронизация мод основана на эффекте нелинейного самовоздействия в керровской среде, длительность генерируемых импульсов может быть порядка нескольких десятков фемтосекунд и менее.

В первых схемах лазеров с пассивной синхронизацией мод в качестве внутррезонаторного элемента использовался собственно насыщающийся поглотитель – элемент, в котором лазерный пучок большей интенсивности испытывает меньшие потери за счет насыщения поглощения при резонансном возбуждении верхнего уровня. Эффективность действия такого элемента зависит от времени жизни возбужденного состояния. Поскольку время релаксации обычно порядка 1 пс, насыщающийся поглотитель является “медленным”, и для генерации фемтосекундных импульсов необходимо использовать дополнительно эффект насыщения усиления. Стабильность работы лазера существенно зависит от параметров как поглотителя, так и усилителя.

Поэтому использование насыщающегося поглотителя для генерации фемтосекундных импульсов в твердотельных лазерах считается неэффективным.

В течение последних 15 лет для нерезонансной пассивной синхронизации мод в твердотельных широкоапертурных лазерах используется эффект самофокусировки [2,3], который приводит к уменьшению диаметра интенсивного лазерного пучка. Проходя через элементы резонатора, такой пучок может испытывать меньшие дифракционные потери по сравнению с пучком меньшей интенсивности.

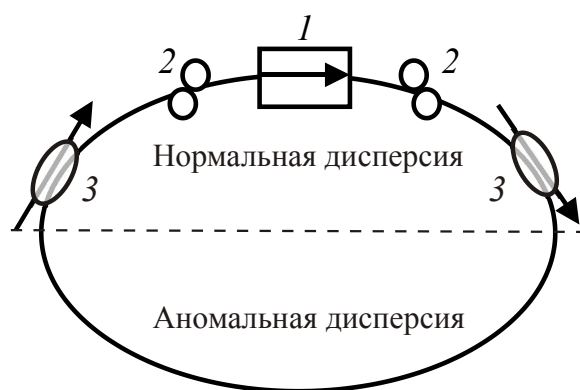


Рис.7. Волоконный лазер с синхронизацией мод на основе вращения плоскости поляризации, 1 – изолятор, 2 – поларизаторы, 3 – ответвитель.

В волоконных лазерах практически не требуется использования дискретных оптических элементов и механической юстировки. Низкие потери в световодном контуре, диодная накачка, большая длина нелинейного самовоздействия – основные преимущества волоконных лазеров, которые, в частности, важны и для генерации сверхкоротких импульсов. В настоящее время известны два метода пассивной синхронизации мод в волоконном лазере с использованием керровской нелинейности (аддитивная синхронизация мод) [2]: первый метод

основан на эффекте вращения плоскости поляризации в нелинейной среде, во втором методе используются два связанных резонатора. Наиболее перспективными являются самостартующие схемы, в которых излучение распространяется в световодном контуре только в одном направлении, причем, в одном контуре используются волноводы как с положительной, так и с отрицательной дисперсией (Рис.7, [4]).

В целях компрессии лазерных импульсов предлагалось использовать вытекание слабого поля на изгибе нелинейного волновода. Поскольку изгиб волновода представляет собой плавную неоднородность, эффект вытекания слабого поля здесь значительно меньше, чем в случае резких неадиабатических ступенчатых неоднородностей. Эффект может быть усилен, если использовать новые материалы, например, халькогенидные стекла с коэффициентом керровской нелинейности, превышающим соответствующий коэффициент в кварцевом стекле на два порядка. Типичное для кварцевого стекла значение $n_2 \approx 1.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [5]. Интенсивность в

пике лазерного импульса может достигать 100 ГВт/см^2 . При этом эффективное изменение показателя преломления составляет $\approx 10^{-5}$ в кварцевом, $\approx 10^{-3}$ в халькогенидном волноводе.

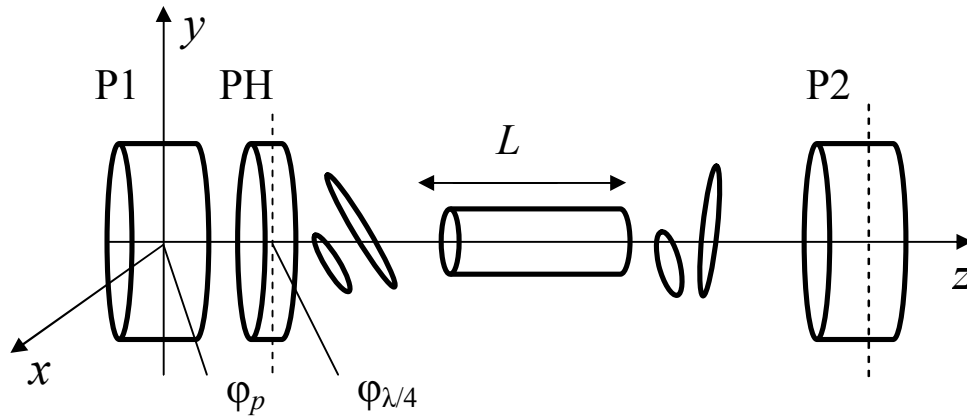
Вследствие вытекания части поля из сердцевины нелинейного волновода в результате распространения лазерного пучка через ступенчатый переход, интенсивный пучок может испытывать меньшие потери по сравнению с более слабым пучком при некоторых параметрах перехода, что эквивалентно действию насыщающегося поглотителя. Поэтому интересно исследовать возможность использования неоднородностей в нелинейных волноводах, действие которых эквивалентно действию насыщающегося поглотителя, в качестве внутриволноводных элементов кольцевого волоконного лазера с синхронизацией мод.

Таким образом, является актуальной оценка эффективности нерегулярных волноводных структур как внутриволноводных элементов для керровской синхронизации мод в кольцевых волоконных лазерах.

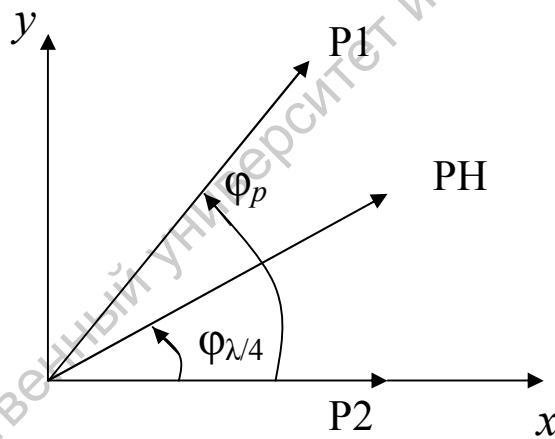
4. Синхронизация мод на основе эффекта вращения эллипса поляризации в нелинейном волноводе

Рассмотрим внутриволноводный элемент, используемый в схемах волоконных кольцевых лазеров, действие которого основано на эффекте вращения плоскости поляризации в керровской среде. Вращение плоскости поляризации происходит на всей длине волноводного конура, причем, используются волоконные поляризаторы (Рис.7). На рис.8 представлен дискретный аналог устройства, позволяющий сравнительно просто оценить коэффициент эффективного изменения длительности импульса, воспользовавшись, в частности, методом матриц Джонса. Будем считать, что ось x совпадает с осью поляризатора P2 (Рис.8б), а оси поляризатора P1 и четвертьволновой пластинки PH образуют с осью x углы φ_p и $\varphi_{\lambda/4}$, соответственно. Тогда компоненты электрического поля E_x и E_y в заданной системе координат можно рассчитать следующим образом:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = P_2 \cdot \text{Kerr} \cdot R_{ph}^{-1} \cdot \text{Phas} \cdot R_{ph} \cdot R_p^{-1} \cdot P_1 \cdot R_p \begin{pmatrix} E_x^0 \\ E_y^0 \end{pmatrix}. \quad (17)$$



а)



б)

Рис.8. Дискретный аналог устройства для синхронизации мод на основе эффекта вращения эллипса поляризации в нелинейном волноводе. (а) – схема устройства, P1, P2 – поляризаторы, PH – четвертьволновая пластинка; (б) – диаграмма ориентации осей оптических элементов устройства (а).

Здесь E_x^0 и E_y^0 – компоненты поля на входе в устройство непосредственно перед поляризатором P1 (рис.8а). Изменение фаз и ориентации этих компонент при распространении поля в данном устройстве определяется матрицами поляризатора:

$$P_{1,2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

четвертьволновой пластинки:

$$\text{Phas} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (19)$$

и матрицей поворота для керровской среды:

$$\text{Kerr} = \begin{pmatrix} \cos \Psi & -\sin \Psi \\ \sin \Psi & \cos \Psi \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Пропускание поляризатора P2 и фазовой пластинки зависит от их ориентации и описывается матрицами поворота:

$$R_j = \begin{pmatrix} \cos \varphi_j & -\sin \varphi_j \\ \sin \varphi_j & \cos \varphi_j \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где $j=p, ph$.

Как известно [6], угол поворота эллипса поляризации в керровской среде определяется выражением:

$$\Psi = 3\pi |E'_x| |E'_y| \frac{n_2 L}{n_0 \lambda}, \quad (22)$$

где E'_x и E'_y – компоненты электрического поля непосредственно перед нелинейной средой, L – длина нелинейной среды. Поскольку ось поляризатора P2 совпадает с осью x , на выходе из устройства получаем:

$$E_y = 0, \quad E_x = E_x^0 (C_1 \cos \Psi + C_2 \sin \Psi). \quad (23)$$

Здесь $C_{1,2}(\varphi)$ – функции, зависящие от углов φ_p и $\varphi_{\lambda/4}$. Пропускание устройства определим по формуле:

$$T = \frac{E_x E_x^*}{|E_x^0|^2} \quad (24)$$

Подставим (23) в (24) и с учетом того, что вследствие малости коэффициента n_2 угол Ψ в кварцевом волноводе мал, запишем выражение (24) в следующем виде:

$$T = C_1^2 + 2\Psi(C_1' C_2' + C_1'' C_2'') \quad (25)$$

Здесь $C_{1,2}'$ и $C_{1,2}''$ – действительные и мнимые части функций $C_{1,2}$, соответственно.

Отсюда нетрудно получить коэффициент амплитудной модуляции лазерного пучка, прошедшего через рассматриваемое устройство:

$$\Delta T = \alpha \Psi, \quad (26)$$

где $\alpha = 2(C_1' C_2' + C_1'' C_2'') / C_1^2$. Введем функцию $f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4}) = 3\pi \alpha T'$ и запишем произведение $\alpha \Psi$ в виде:

$$\alpha \Psi = f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4}) \Delta n, \quad (27)$$

где $\Delta n = n_2 |E_x^0|^2 \frac{L}{n_0 \lambda}$ – интегральная по всей длине L керровской среды нелинейная добавка к показателю преломления.

Очевидно, знак ΔT определяется знаком функции $f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})$, который зависит от ориентации поляризатора P1 и фазовой пластинки P_{λ/4}. Карта уровней этой функции представлена на Рис.11. Темные области, соответствующие максимальным значениям функции $f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})$, при фиксированных φ_p или $\varphi_{\lambda/4}$ имеют ширину $\Delta\varphi_{\lambda/4} \approx 0.4\text{rad}$ или $\Delta\varphi_p \approx 0.4\text{rad}$, соответственно. При такой ориентации осей нелинейное пропускание

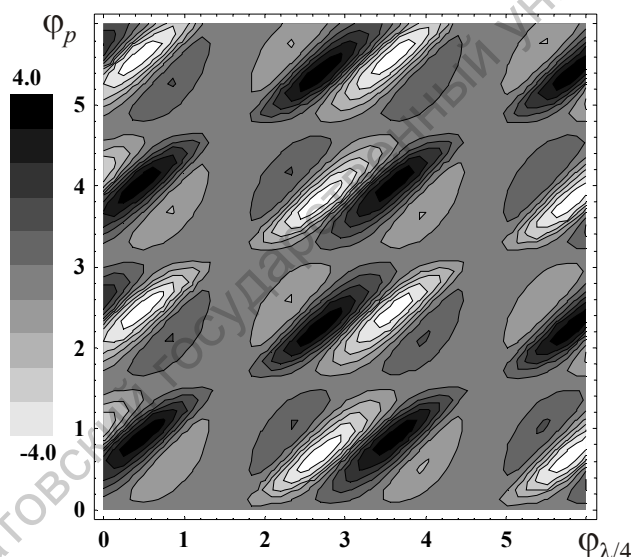


Рис.9. Карта равных уровней функции $f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})$ в зависимости от ориентации осей поляризатора P1 и четвертьволновой пластинки.

больше линейного ($\Delta T > 0$). Если же ориентация осей соответствует светлым областям, которые расположены рядом с темными, то $\Delta T < 0$. Расстояние между максимумами и минимумами по оси абсцисс составляет $\Delta\varphi_{\lambda/4} \approx 1\text{rad}$, а по оси ординат $\Delta\varphi_p \approx 1.5\text{rad}$.

Предположим, что электрическое поле на входе в устройство является линейно поляризованным, причем $E_y^0 = 0$, а временная огибающая x -компоненты имеет вид гауссовой функции:

$$E_x^0 = |E_x^0| \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (28)$$

где t – параметр времени, а τ_0 – ширина начального распределения. Тогда угол поворота эллипса поляризации в керровской среде также зависит от параметра времени:

$$\tilde{\Psi} = \Psi \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right). \quad (29)$$

В результате распространения излучения через данное устройство распределение мощности на выходе $P(t)=P_0(t)T(t)$ будет определяться зависимостью пропускания от параметра t .

Рассчитаем среднеквадратичную ширину τ распределения $P(t)$ и сравним ее с начальной шириной τ_0 . С учетом того, что угол Ψ мал, для коэффициента компрессии получим выражение:

$$\delta\tau = \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0} = -\frac{f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})\Delta n}{4(\sqrt{2} + f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})\Delta n)}. \quad (30)$$

Для величин $\Delta n \ll 1$ максимальное изменение ширины временного распределения $\delta\tau$ огибающей поля соответствует максимальным значениям функции $f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})$. Темные области на Рис.11 соответствуют уменьшению длительности импульса ($\delta\tau < 0$). Если же ориентация осей соответствует светлым областям, то длительность импульса увеличивается ($\delta\tau > 0$). Очевидно, что уже при малых отклонениях величин φ_p и $\varphi_{\lambda/4}$ от оптимальных условий (соответствующих максимальным значениям функции $f(\varphi_p, \varphi_{\lambda/4})$) эффект компрессии уменьшается. Изменение ориентации осей возможно вследствие различных механических или термических воздействий.

При оптимальной ориентации осей оптических элементов устройства и большой мощности в пике импульса можно значительно увеличить коэффициент компрессии, если длина z нелинейной среды достаточно велика.

5. Оборудование

Для изучения характеристик импульсов, генерируемых волоконным лазером используются фемтосекундный волоконный лазер EFOA-100, сканирующий спектрометр ASP-IR,

автокоррелятор AA-10DD. Дополнительное оборудование: халькогенидное стекло, ИК карта (IR Sensor Card), германиевый фотодиод в комплекте с микроамперметром. Для изучения распространения фемтосекундных импульсов в оптических волокнах необходимы также: микроподвижка (2 шт.), набор микрообъективов, одномодовое волокно.

5.1 Фемтосекундный волоконный лазер

Основным звеном в экспериментальной установке является фемтосекундный волоконный лазер **EFOA-100**, основанный на оптических волокнах легированных эрбием.



Рис.10: Фемтосекундный волоконный лазер (слева) с блоком питания (справа).

Технические характеристики лазера представлены ниже:

Длительность импульса (FWHM), фс	104
Длина волны, нм	1560
Средняя выходная мощность, мВ	80
Пиковая выходная мощность, кВ	12
Частота повторения, МГц	60

5.2 Спектрометр ASP-IR

В спектрометре ASP-IR используется оригинальный сканирующий механизм, который позволяет вести измерения в инфракрасном диапазоне без использования дорогостоящей CCD линейки. ASP-IR обладает достойными характеристиками, позволяющими производить высокоточный анализ лазерного излучения во всём регистрируемом диапазоне с высокой разрешающей способностью до 0.3 нм. Спектрометр соединяется с компьютером посредством USB-интерфейса. Программное обеспечение поставлено вместе с устройством и установлено на ПК с операционной системой Windows. Полученные спектры могут быть визуализированы, сохранены или экспортированы в формате .txt или .dat. Характеристики спектрометра представлены ниже:

Оптическая схема	Черни-Тёрнер
Спектральный диапазон, нм	800-1680
Решетка, штрихов/мм	600
Скорость сканирования, нм/с	до 350
Спектральное разрешение, нм	0.35
Система регистрации	InGaAs диод
Входная щель, $\mu\text{м}$	12
Фокусное расстояние, мм	150
Ширина ячейки, мкм	15
Высота ячейки, мкм	300
Частота повторения исследуемого источника, кГц	> 30
Чувствительность, В/лк*с	50
Связь с ПК	USB

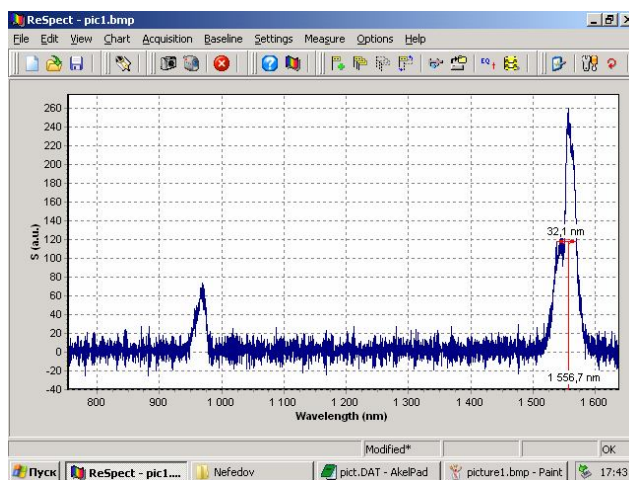


Рис.11: Внешний вид спектрометра (слева) и окна программы регистрации спектров (справа).

5.3 Автокоррелятор АА-10D

Сканирующий автокоррелятор АА-10D позволяет осуществлять быстрые и точные измерения длительности фемтосекундных и пикосекундных импульсов. Длительность входного импульса может составлять от 10 фс до 6 пс, что позволяет наблюдать длительность различных лазерных систем, особенно фемтосекундных и пикосекундных генераторов лазерного излучения.

Таблица технических характеристик автокоррелятора:

Диапазон длин волн, нм	750-1650 (АА-10DD)
Диапазон длительности импульса, фс	10-6000
Частота повторения, кГц	>8
Чувствительность, мВт ²	100
Входная поляризация, линейная	горизонтальная
Частота сканирования, Гц	0.1-20
Линейные искажения, %	<1
Коллинеарная (интерферометрическая и по интенсивности) автокорреляция	да
Необходимое оборудование	осциллограф
Источник сигнала и детектор	Двухфотонная проводимость в полупроводнике



Рис.12: Автокоррелятор (слева) с блоком управления (справа).

Автокоррелятор построен по принципу интерферометра Майкельсона (рис.13). Фотоприемник работает в режиме двухфотонного поглощения. Это обеспечивает корректное измерение длительности chirпированных импульсов.

Рассмотрим для примера импульс в виде гиперболического секанса. Именно такие импульсы генерирует волоконный лазер в режиме синхронизации мод.

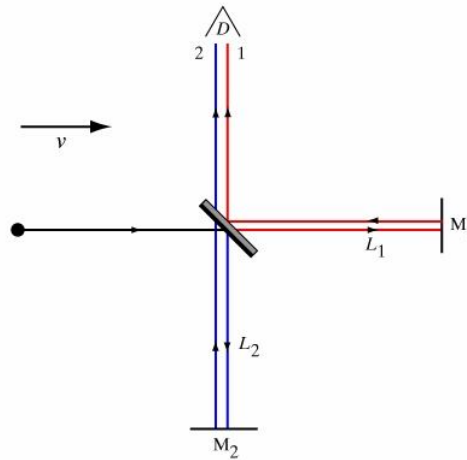


Рис.13: Оптическая схема автокоррелятора. M1, M2 – зеркала. D – полупроводниковый детектор с двухфотонным поглощением.

Напряженность электрического поля $E(t)$ представим как:

$$E(t) = A \operatorname{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right) \exp(-i\omega_0 t + i\varphi(t)), \quad (31)$$

где A – амплитуда импульса, t_0 – длительность импульса, ω_0 – несущая частота импульса, $\varphi(t)$ – фаза импульса. В общем виде для импульса с линейным нарастанием (убыванием) частоты, можно записать $\varphi(t) = Ct^2/2$, где C – чирп. Для детектора, основанного на двухфотонном поглощении (автокоррелятор АА-10D), автокорреляционная функция определяется как:

$$s(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt. \quad (32)$$

Для приемника, который выдает фототок, линейно зависящий от интенсивности, автокорреляционная функция определяется как:

$$a(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt. \quad (33)$$

Построим эти автокорреляционные функции для различных значений чирпа C . При нулевом значении чирпа обе автокорреляционные функции могут быть использованы для определения длительности импульса (рис.14). Однако за счет нелинейных процессов чирп часто отличается от нуля. В данном случае автокорреляционная функция $a(\tau)$ не может дать корректное значение длительности импульса. При появлении чирпа, спектр импульса становится шире, когерентность излучения падает

и автокорреляционная функция $a(\tau)$ становится узкой (рис.15б). В то время как ширина $s(\tau)$ остается практически неизменной (рис.15а). Именно поэтому для определения длительности импульсов в фемтосекундной оптике используются двухфотонные процессы.

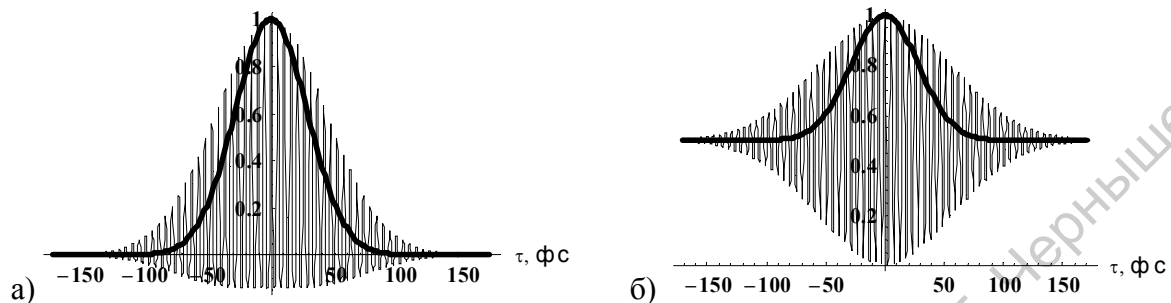


Рис.14: Автокорреляционные функции (а) $s(\tau)$ и (б) $a(\tau)$. Жирной линией выделена огибающая импульса $|E(t)|^2$. Параметры $t_0=56.8$ фс, $\omega_0=1.216$ фс⁻¹ (длина волны 1550 нм), $C=0$.

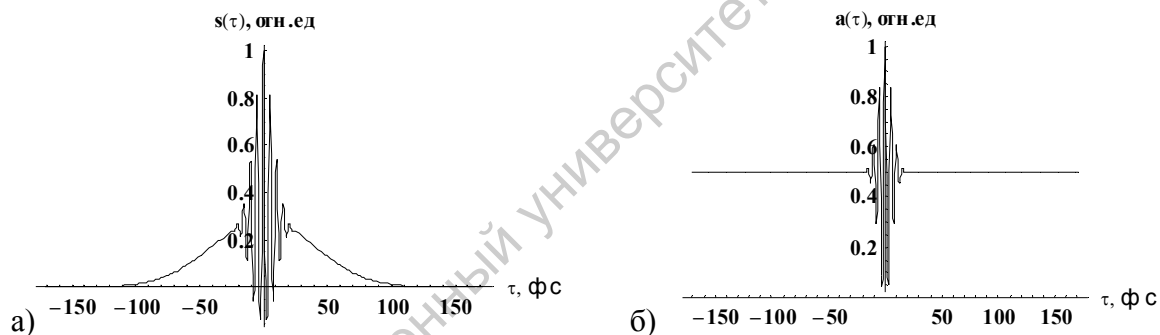


Рис.15: Автокорреляционные функции (а) $s(\tau)$ и (б) $a(\tau)$. $C=0.003$ фс⁻², остальные параметры те же, что и на рис.14.

Для импульса в форме гиперболического секанса соотношение между шириной автокорреляционной функции $s(\tau)$ и длительностью импульса t_0 можно оценить как

$$\Delta t_{\text{auto}} = 1.54 t_0, \quad (34)$$

где Δt_{auto} – длительность автокорреляционной функции, t_0 задает длительность импульса в форме гиперболического секанса (31). В экспериментах длительность импульса, как правило, определяют по распределению интенсивности. Для этого рассчитывают полную ширину импульса на половине высоты (τ_{FWHM}). Величины t_0 и τ_{FWHM} связаны соотношением:

$$\tau_{\text{FWHM}} = 1.76 t_0 \quad (35)$$

6. Эксперимент

При включение лазер EFOA-100 требует прогрева около часа. За это время достигается режим термостабилизации диодов накачки. После того как лазер прогрелся и готов к работе, о чём сообщал индикатор на блоке питания, выставлялись токи накачки. Лазерный блок объединяет в себе собственно фемтосекундный лазер с выходной мощностью 1 мВ и эрбиевый усилитель с выходной мощностью 80 мВ. Значение диода накачки лазера фиксированное и составляло 342 мА. Усилитель возбуждается двумя лазерными диодами. Ток этих диодов можно варьировать в пределах 100–485 мА.

6.1 Измерение спектров лазерного излучения

Настройка спектрометра, заключалась в юстировке лазерного пучка. Положение пучка контролировалось при помощи визуализатора – IR card. После попадания в первую апертуру спектрометра, требовалось попасть во вторую апертуру. Прохождение пучка через обе апертуры спектрометра позволяло зарегистрировать спектры. С помощью специального программного обеспечения от производителя спектрометра, результаты в виде снятых спектров выводились и сохранялись на компьютер. Спектры при различных токах накачки диодов усилителя показаны ниже .

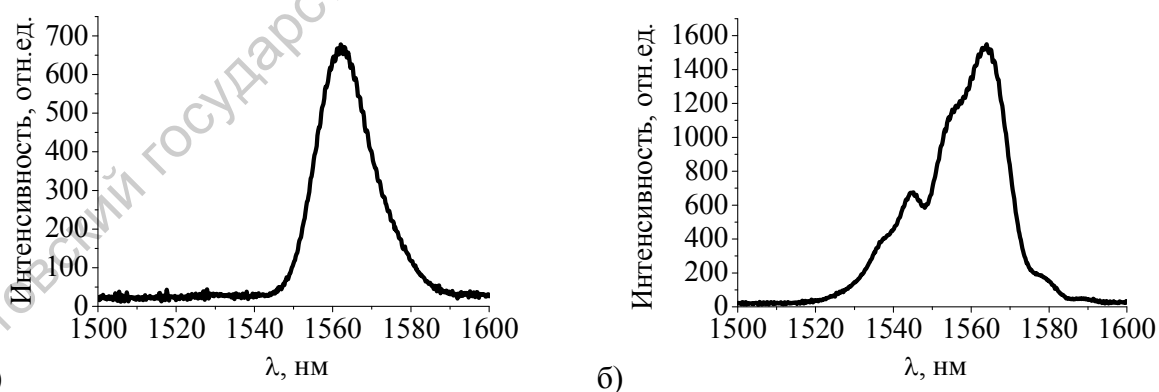


Рис.16: Спектр лазерного излучения при различном токе накачки лазерных диодов усилителя (а) 100 мА; (б) 450 мА.

При небольшом токе диодов (рис.16 а) спектр имеет максимум при длине волны 1562 нм. Увеличение коэффициента усиления приводит к появлению второго пика в районе 1545 нм (рис.16 б). Это связано с особенностями спектра усиления в эрбиевом волокне [7] (рис. 17).

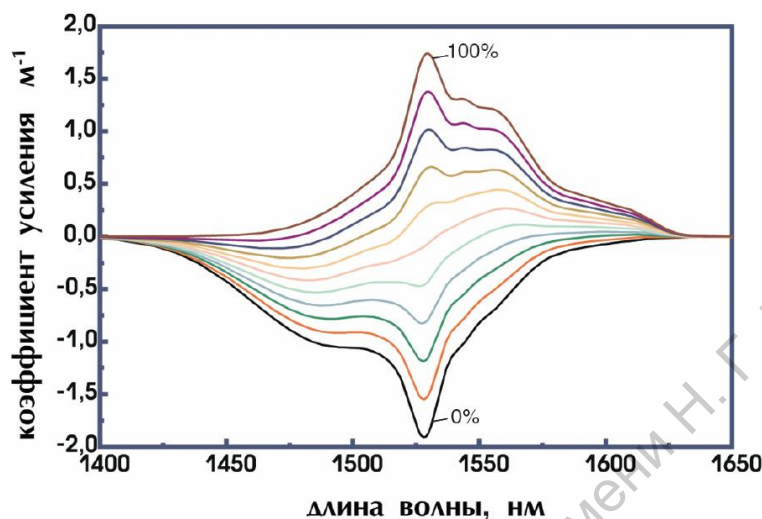


Рис.17: Спектральная зависимость усиления/поглощения эрбиевого волокна при разных значениях относительной населенности метастабильного уровня энергии. Нижняя кривая - населенность 0%, верхняя кривая - населенность 100%. Кривые проведены для населенностей, изменяющихся с шагом 10%.

6.2 Измерение автокорреляционной функции импульса

Для осуществления следующего эксперимента требуется автокоррелятор. Автокоррелятор подключен к осциллографу, что даёт возможность сразу увидеть результаты измерений длительности оптических импульсов, даваемых нашим лазером. Требовалось, чтобы пучок прошёл через все зеркала и апертуры внутри автокоррелятора. Типичная автокорреляционная функция показана на рис.18.

Длительность импульса можно измерить путем перемещения одного из зеркал интерферометра. Точность перемещений контролируется микрометром. При регулировке микрометрического винта, автокорреляционная функция перемещается по экрану осциллографа. Перемещение зеркала Δz на величину, соответствующую полной ширине автокорреляционной функции на половине высоты (FWHM) фиксируется. Длительность импульса находится по формуле:

$$\tau_{FWHM} = \frac{\Delta z}{1.54 c}, \tag{36}$$

где c – скорость света, делитель 1.54 определен в предположении, что импульс имеет форму гиперболического секанса.

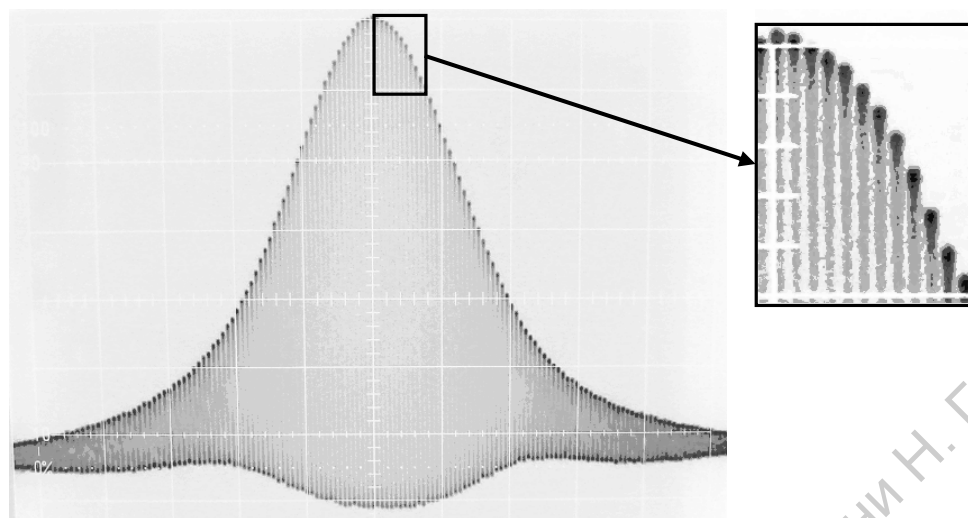


Рис.18: Автокорреляционная функция, зарегистрированная на экране осциллографа. Вставка показывает часть функции в увеличенном масштабе

По результатам измерений было получено, что длительность импульса $\tau_{\text{FWHM}}=104$ фс. Другой метод измерения длительности импульса заключается в подсчете числа пиков автокорреляционной функции (рис.18). Переход от одного пика к другому соответствует смещению зеркала на λ_0 , где λ_0 – центральная длина волны. Длительность импульса определяется как

$$\tau_{\text{FWHM}} = \frac{N\lambda_0}{1.54 c}, \quad (37)$$

где N – число пиков, укладывающееся на полной ширине автокорреляционной функции. Проверено, что формулы (36) и (37) дают одинаковый результат.

6.3 Измерение длительности импульса после прохождения через халькогенидное стекло

Целью следующего опыта было отследить, как меняются характеристики импульса при прохождении через халькогенидное стекло. Данный тип стекла, как правило, обладает дисперсией в тысячу раз превышающую дисперсию плавленого кварца. Нами был взят образец стекла $\text{Ge}_{17}\text{As}_{18}\text{Se}_{65}$, толщиной $d=5.76$ мм. Стекло помещалось между лазером и

автокоррелятором. Ниже показаны автокорреляционные функции лазерного излучения до образца (рис.19а) и после (рис.19б).

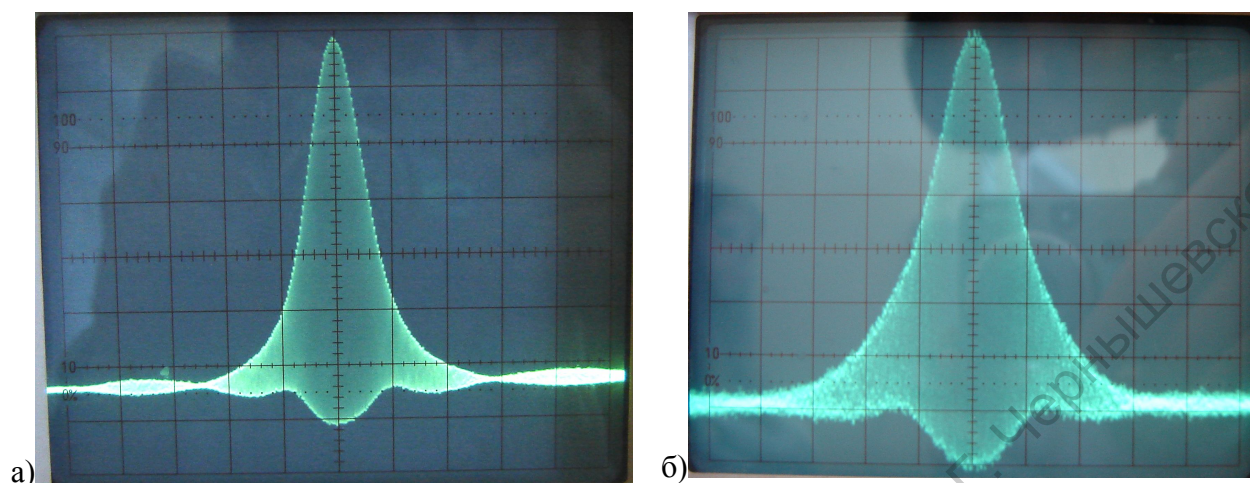


Рис.19: Автокорреляционные функции излучения на выходе из лазера (а) и после прохождения образца $\text{Ge}_{17}\text{As}_{18}\text{Se}_{65}$, толщиной $d=5.76$ мм (б).

Для автокорреляционной функции, показанной на рис.19а длительность импульса равна 104 фс. После прохождения халькогенидного стекла длительность увеличивается до 143 фс. Величина дисперсии рассчитывается по формуле:

$$D = \frac{\Delta t}{\Delta \lambda \cdot d}, \quad (38)$$

где Δt – изменение длительности импульса, $\Delta \lambda$ – ширина спектра лазерного излучения, определенная как ширина спектра на половине максимального уровня интенсивности. При $\Delta \lambda=19$ нм (рис. 16б) увеличение длительности импульса на $\Delta t=39$ фс соответствует дисперсии $D=356$ пс/нм/км.

Дисперсия не влияет на спектр импульса. Изменение спектра может произойти только вследствие нелинейных процессов [5]. Халькогенидные стекла имеют нелинейность на два – три порядка выше, чем плавленый кварц. Однако в проведенных экспериментах не было получено уширение спектра, достаточное для четкой регистрации. На рисунке 20 уширение спектра составляет величину 0.6 нм, при разрешении прибора 0.35 нм. Очевидно, что толщина образца не достаточна для регистрации процессов, связанных с керровской нелинейностью.

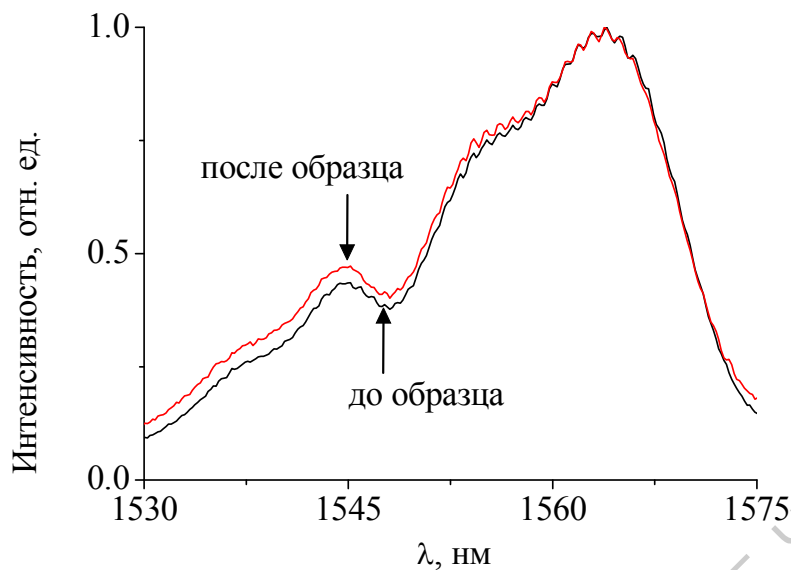


Рис.20: Спектры лазерного излучения до образца $\text{Ge}_{17}\text{As}_{18}\text{Se}_{65}$ и после его прохождения

Заключение

Данное учебно-методическое пособие может быть использовано при выполнении работ по дисциплине "Спецпрактикум". Студентам предлагается получить автокорреляционные функции фемтосекундных импульсов, измерить их длительность, зарегистрировать спектры в различных режимах работы лазера. Данная работа является основой для создания исследовательской лаборатории, постановки современных практикумов для студентов старших курсов.

При использовании данного пособия возможно дальнейшее развитие лабораторных практикумов по фемтосекундной оптике, а именно: постановка таких лабораторных работ как: i) измерение нелинейности оптических стекол методом Z-сканирования; ii) исследование нелинейных явлений при распространении фемтосекундных оптических импульсов в одномодовом оптическом волокне.

Литература

1. *Ippen E. P.* Principles of passive-mode locking // *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* 1994. V.58, P.159–170.
2. *Haus H. A., Fujimoto J. G., Ippen E. P.* Analytic theory of additive pulse and Kerr-lens mode locking // *IEEE Journ. of Quant. Electron.* 1992. V.28. P.2086–2096.
3. *Krausz F., Fermann M.E., Brabec T. et al* Femtosecond Solid-State Lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1992. Vol.28. №10. P.1097–2121.
4. *Tamura K., et al* Unidirectional ring resonators for self-starting passively mode-locked lasers // *Opt. Lett.* 1993. V.18. №3. P.220–223.
5. *Агравал Г. П.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
6. *Шен И. Р.* Принципы нелинейной оптики, М: Наука, 1989. – 394с.
7. Курков А.С., Наний О.Е. Эрбиевые волоконно-оптические усилители // *Lightwave Russian edition*, 2003, №1. -С. 14-19.