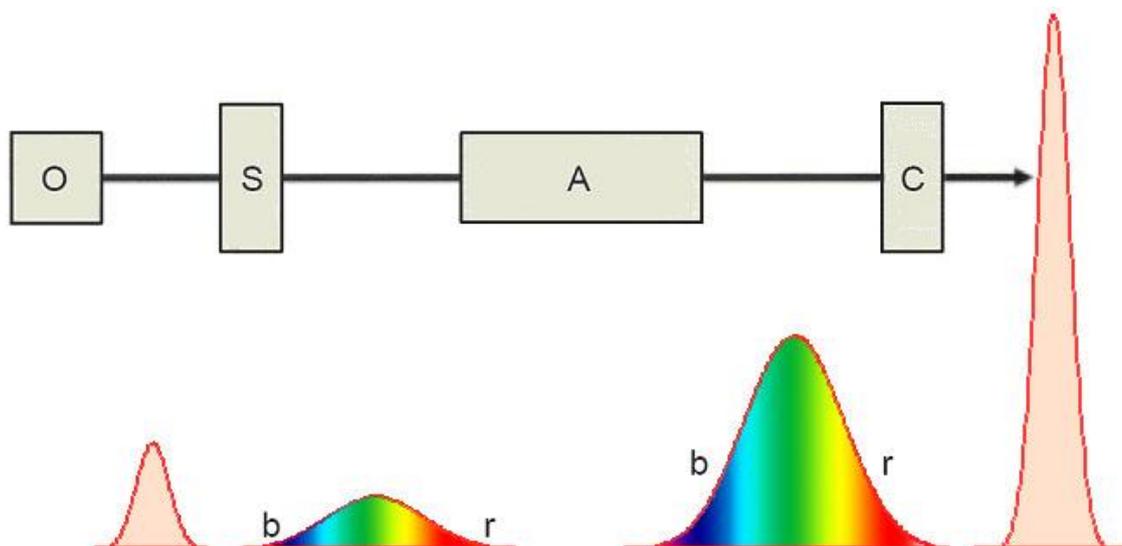


**В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, Н.В.Петров,
С.Э. Путилин, О.А. Смолянская**

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ



**Санкт-Петербург
2018**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, Н.В. Петров,

С.Э. Путилин, О.А. Смолянская

**ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА
И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ**

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО
по направлению подготовки бакалавров 12.03.03 и магистров 12.04.03 –
«Фотоника и оптоинформатика».

 **УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

Санкт-Петербург

2018

Беспалов В.Г., Козлов С.А., Петров Н.В., Путилин С.Э., Смолянская О.А.
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ - СПб:
Университет ИТМО, 2018 –136с.

Рецензенты: Розанов Н.Н., доктор физ.-мат. наук, проф., член-корр. РАН,
нач. отдела АО «ГОИ им. С.И.Вавилова».

Аннотация.

В учебном пособии анализируются особенности теоретических и экспериментальных методов оптики фемтосекундных импульсов, рассмотрены различные фемтотехнологии, в которых применяются методы и используются явления этого быстро развивающегося направления в оптике, обсуждаются их многочисленные применения в биологии, медицине и в других науках о жизни.

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 12.03.03 и магистров 12.04.03 – «Фотоника и оптоинформатика».

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2018

© Беспалов В.Г., Козлов С.А., Петров Н.В., Путилин С.Э., Смолянская О.А., 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	5
Литература к предисловию.	5
Часть 1. Теоретические методы фемтосекундной оптики	6
§ 1.1. Методы построения уравнений эволюции поля фемтосекундных оптических импульсов.....	7
§ 1.2. Нелинейные уравнения эволюции поля плоских волн	11
§ 1.3. Нелинейные уравнения эволюции поля параксиальных волн	13
§ 1.4. Уравнения эволюции поля фемтосекундных оптических импульсов как обобщение уравнений динамики их огибающих.....	18
§ 1.5. Явление самовоздействия фемтосекундных оптических импульсов в волноводах.....	19
§ 1.5.1. Дисперсионное расплывание оптических импульсов из малого числа колебаний	20
§ 1.5.2. Сверхуширение спектра оптических импульсов из малого числа колебаний	23
§ 1.5.3. Формирование в нелинейной среде оптических солитонов из малого числа колебаний	27
§ 1.5.4. Явление вынужденного комбинационного рассеяния фемтосекундных оптических импульсов.....	31
§ 1.5.5. Явление самоиндуцированного изменения поляризации оптических импульсов из малого числа колебаний	33
§ 1.6. Явление взаимодействия фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний.....	36
§ 1.7. Явление самофокусировки фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний.....	43
Литература к части 1.	52
Часть 2. Экспериментальные методы фемтосекундной оптики	61
§ 2.1 Вводные сведения	61
§ 2.1.1. Введение. Временные интервалы, доступные человеку.....	61
§ 2.1.2. Особенности фемтосекундного излучения	62
§ 2.1.3. Хронология развития импульсных лазерных систем.....	63
§ 2.2. Синхронизация мод и компенсация дисперсии резонатора.....	67
§ 2.2.1. Синхронизация мод.....	67
§ 2.2.2. Компенсация дисперсии резонатора.....	72
§ 2.3. Фемтосекундные лазеры	74
§ 2.3.1. Лазер на красителе со сталкивающимися импульсами.....	74
§ 2.3.2. Титан-сапфировый лазер	77
§ 2.3.3. Волоконный лазер. Кольцевой волоконный лазер	81
§ 2.3.4. Yb:KYW лазер	83
§ 2.4. Усиление фемтосекундных импульсов	86
§ 2.4.1. Принципы усиления chirпированных импульсов.....	86

§ 2.4.2. Электрооптическая ячейка Поккельса и изолятор Фарадея ..	92
§ 2.4.3. Регенеративный усилитель	93
§ 2.4.4. Многопроходный усилитель	94
§ 2.5. Измерение параметров фемтосекундных импульсов	96
§ 2.5.1. Автокорреляционные методы	96
§ 2.5.2. Методы измерения амплитудно-фазовых характеристик импульса	99
§ 2.5.3. Методы измерения пространственно распределения фазового запаздывания импульсного излучения.....	102
Литература к части 2	105
Часть 3. Фемтотехнологии	110
§ 3.1. Рынок фемтосекундных лазеров	110
§ 3.2. Фемтотехнологии промышленной обработки материалов	115
§ 3.1.1. Особенности взаимодействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности с веществом	116
§ 3.1.2. Нелинейное поглощение прозрачными материалами.....	121
Литература к части 3	124
Часть 4. Применение фемтосекундных лазеров в биологии и медицине .	127
§ 4.1. Применение в стоматологии.....	128
§ 4.2. Применение в офтальмологии.....	131
§ 4.3. Применение в нейрохирургии	132
§ 4.4. Клеточная фотодеструкция.....	133
Литература к части 4	135
Образовательные программы.....	137

ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебное пособие «Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии» представляет собой второе дополненное издание одноименного пособия, которое вышло в 2010 году [1]. В настоящем учебном пособии обсуждаются специфические теоретические и экспериментальные методы фемтосекундной оптики, рассмотрены многочисленные практические применения методов и явлений этого раздела оптики в виде различных фемтотехнологии. В это издание пособия дополнительно включены разделы о применении фемтотехнологий в биологии и медицине.

С глубоким сожалением соавторы сообщают, что в переработке и дополнении пособия не участвовал один из авторов его первого издания Виктор Николаевич Крылов, которого не стало.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 12.03.03 и магистров 12.04.03 – «Фотоника и оптоинформатика».

Литература к предисловию

1. Беспалов В.Г., С. А. Козлов, Крылов В.Н., Путилин С.Э. Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии - СПб: Университет ИТМО, 2018 – 204 с.

Часть 1. Теоретические методы фемтосекундной оптики

Данная часть учебного пособия посвящена обсуждению методов теоретического описания распространения оптических импульсов с длительностями меньшими 10^{-12} секунды. Напомним, что одна фемтосекунда $1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$ и под фемтосекундными понимают импульсы с длительностями от одной до тысячи фс [1-3]. В поле столь коротких волн оптические материалы могут не разрушаться даже при очень высоких интенсивностях излучения [4]. По крайней мере, за длительность фемтосекундного импульса. Мы можем легко наблюдать в поле высокоинтенсивного фемтосекундного излучения явления, которые в поле более длинных оптических импульсов практически не наблюдаются из-за разрушения в их в поле материала среды. Например, явление генерации спектрального суперконтинуума в поле фемтосекундных импульсов наблюдается практически во всех прозрачных материалах [5-7]. Такое сверхширение спектра фемтосекундных оптических импульсов сопровождается как их самовоздействие в волноводах [8–12], так и самофокусировку в объемных средах [6, 7, 13]. Сфазировав спектральный суперконтинуум, можно получить электромагнитные волны, состоящие всего лишь из нескольких колебаний оптического поля [14–16]. Такие импульсы часто называют предельно короткими. При этом под предельно малым понимают число колебаний в импульсе, но не сам его временной размер. То есть, к предельно коротким относят как получаемые (другими методами) пикосекундные импульсы из малого числа колебаний со спектром в дальней ИК области [17, 18], так и импульсы УФ диапазона спектра с аттосекундными длительностями [16, 19, 20].

Традиционные методы теоретического описания нелинейного распространения интенсивных оптических импульсов, в том числе фемтосекундных, обычно предполагают излучение квазимонохроматическим [1, 21]. Но как понятно из вышеизложенного, уравнения динамики поля фемтосекундного излучения должны учитывать возможность сверхширения спектра импульса в нелинейной среде, а также описывать динамику волн из малого числа колебаний. Поэтому в последние годы много внимания было уделено модификации классического для квазимонохроматического излучения метода медленно меняющейся в нелинейной среде его амплитуды [16, 21–26], так и разработке качественно новых теоретических подходов. Наибольшее развитие среди них получил полевой подход [27–37], в рамках которого анализируется эволюция непосредственно поля импульса, а не его огибающей. Такие уравнения динамики поля, которые позволяют описывать сильные изменения в спектре излучения, и рассматриваются в данной части пособия. Обсудим ключевые положения такого подхода при построении теории взаимодействия фемтосекундного оптического

излучения с веществом. Начнем с рассмотрения базовых методов построения уравнений эволюции поля фемтосекундных импульсов в нелинейных оптических средах.

§ 1.1. Методы построения уравнений эволюции поля фемтосекундных оптических импульсов

Рассмотрим в этом параграфе методы построения уравнений эволюции поля оптического излучения для простейшего случая поперечно однородных плоских волн. Такая идеализация используется, например, при анализе нелинейного распространения фемтосекундного излучения в волноводах [12]. При этом приближении уравнения Максвелла для важного на практике случая диэлектрических сред сводятся к виду [38]

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (1.1.1)$$

где \vec{E} – электрическое поле оптического излучения, \vec{P}_L – линейный по полю поляризационный отклик диэлектрической среды, \vec{P}_{NL} – нелинейная часть его поляризационного отклика, z – пространственная координата, вдоль которой распространяется излучение, t – время, c – скорость света в вакууме.

Основным требованием к математической модели распространения в оптической среде фемтосекундного излучения, спектр которого, как было отмечено выше, в процессе его нелинейной динамики может стать очень широким, является адекватное описание в значительной части диапазона прозрачности диэлектрика дисперсии как его линейной, так и нелинейной части поляризационного отклика.

Рассмотрим сначала, как модифицируется уравнение (1.1.1) при описании распространения импульсов с широким спектром в линейной среде ($\vec{P}_{NL} = 0$) [39, 40]. Зависимость линейного показателя преломления изотропных оптических сред n от частоты света ω в диапазоне их прозрачности обычно с высокой точностью может быть задана соотношением вида [41]

$$n^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 + 2cN_0a_1\omega^4 + \dots - 2cN_0b\omega^{-2} - 2cN_0b_1\omega^{-4} \dots, \quad (1.1.2)$$

где N_0 , a , a_1 , ..., b , b_1 , ... – эмпирические константы, описывающие дисперсию материала среды. Несложно показать, что дисперсионное соотношение (1.1.2) порождает волновое уравнение вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = & -\frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} + \frac{2N_0}{c} a_1 \frac{\partial^6 \vec{E}}{\partial t^6} - \dots \\ & + \frac{2N_0}{c} b \vec{E} - \frac{2N_0}{c} b_1 \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} \vec{E} dt'' + \dots \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

Это проверяется, например, нахождением частного решения уравнения (1.1.3) вида монохроматической волны

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \vec{\mathcal{E}}_{\omega} e^{i(kz - \omega t)} + \text{к.с.}, \quad (1.1.4)$$

здесь $\vec{\mathcal{E}}_{\omega}$ – амплитуда спектральной компоненты излучения, $k(\omega)$ – волновое число. При этом (1.1.4) становится решением уравнения (1.1.3), если зависимость показателя преломления $n(\omega) = \frac{c}{\omega} k(\omega)$ от частоты имеет вид (1.1.2).

Уравнение (1.1.3) позволяет описывать распространение импульсов вдоль оси z как в прямом, так и в обратном направлениях. Когда нас интересует динамика напряженности электрического поля оптических импульсов, которые распространяются лишь в одном (например, в положительном) направлении оси z , то следует перейти к новым переменным $z' = z$, $\tau = t - \frac{N_0}{c} z$. В этих переменных уравнение (1.1.3)

принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z'^2} - \frac{2N_0}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z' \partial \tau} = -\frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial \tau^4} + \frac{2N_0}{c} a_1 \frac{\partial^6 \vec{E}}{\partial \tau^6} - \dots \\ + \frac{2N_0}{c} b \vec{E} - \frac{2N_0}{c} b_1 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} \vec{E} d\tau'' + \dots \end{aligned} \quad (1.1.5)$$

Применив приближение медленно меняющегося временного профиля поля импульса (часто применяемого в нелинейной акустике [38]), т.е. полагая малыми изменения профиля поля импульса на расстоянии, соизмеримом с его центральной длиной волны, пренебрежем в (1.1.5)

величиной $\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z'^2}$. Затем проинтегрируем (1.1.5) по времени τ и получим

уравнение эволюции поля волны в виде

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z'} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial \tau^3} + a_1 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial \tau^5} - \dots + b \int_{-\infty}^{\tau} \vec{E} d\tau' - b_1 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} d\tau'' \int_{-\infty}^{\tau''} \vec{E} d\tau''' + \dots = 0. \quad (1.1.6)$$

Укороченному, т.е. с первой по z' производной, уравнению эволюции поля (1.1.6) соответствует дисперсионное соотношение

$$n(\omega) = N_0 + ca\omega^2 + ca_1\omega^4 + \dots - cb\omega^{-2} - cb_1\omega^{-4} - \dots \quad (1.1.7)$$

Как видим, приближение медленно меняющегося профиля в рассмотренном случае привело к замене в дисперсионном соотношении (1.1.2) величины $n^2 - N_0^2$ на величину $2N_0(n - N_0)$. Соотношение (1.1.7) также обычно с достаточной точностью описывает дисперсию показателя преломления оптических материалов в диапазоне их прозрачности [39, 41].

Поэтому можно ожидать, что успешно применяемое в нелинейной акустике приближение медленно меняющегося профиля волны будет плодотворным и в нелинейной оптике прозрачных диэлектрических сред.

Отметим, что уравнение (1.1.6) хорошо описывает дисперсионную динамику поля не только плоской поперечно однородной волны, но и неоднородной моды в волноводе [42]. Это полезно знать, поскольку, например, в капилляре волноводная дисперсия может значительно изменять общую дисперсию заполненного газом или жидкостью полого волновода. Например, если капилляр заполнен инертным газом с нормальной групповой дисперсией, то вклад волновода приводит иногда к суммарной аномальной групповой дисперсии такой структуры [36, 42].

Сравнивая уравнения (1.1.1) и (1.1.3), видим, что обобщением уравнения (1.1.3) на случай нелинейной диэлектрической среды становится уравнение вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = & -\frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} + \frac{2N_0}{c} a_1 \frac{\partial^6 \vec{E}}{\partial t^6} - \dots + \\ & + \frac{2N_0}{c} b \vec{E} - \frac{2N_0}{c} b_1 \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} \vec{E} dt'' + \dots + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (1.1.8)$$

Если нелинейность поляризационного отклика оптической среды не приводит к появлению эффекта самоотражения излучения назад, то при модификации (1.1.8) можно использовать приближение медленно меняющегося профиля поля волны (его физическая суть заключается именно в приближении однонаправленного распространения волны). Тогда, повторяя вышеприведенные процедуры, укороченное нелинейное уравнение динамики поля волны находим в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{E}}{\partial z'} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial \tau^3} + a_1 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial \tau^5} - \dots + b \int_{-\infty}^{\tau} \vec{E} d\tau' - b_1 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} d\tau'' \int_{-\infty}^{\tau''} \vec{E} d\tau''' + \dots \\ + \frac{2\pi}{cN_0} \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial \tau} = 0. \end{aligned} \quad (1.1.9)$$

Таким образом, мы получили уравнение эволюции поля излучения (1.1.9), которое хорошо описывает дисперсию линейного показателя преломления диэлектрической среды практически во всем ее диапазоне прозрачности и учитывает нелинейность поляризационного отклика среды \vec{P}_{NL} . Рассмотрим теперь более подробно вид нелинейной части поляризационного отклика диэлектрической среды.

Как и при рассмотрении линейного поляризационного отклика вещества в поле излучения, спектр которого может быть очень широким, основным требованием к математической модели динамики нелинейной

части поляризационного отклика среды будем рассматривать адекватный учет в ней дисперсии. В статьях [43, 44] были выведены уравнения нелинейной динамики поляризационного отклика изотропных диэлектрических сред, удовлетворяющие этому требованию. Уравнения были получены на основе формализма матрицы плотности. В этих работах рассматривались основные в поле фемтосекундных импульсов малоинерционные механизмы нелинейности диэлектрической среды – электронный и электронно-колебательный. Каждый из этих механизмов нелинейности был рассмотрен в приближении трехуровневой энергетической модели структурной единицы вещества. Полученной модели нелинейного поляризационного отклика была дана наглядная интерпретация в виде классической теории дисперсии высокоинтенсивного света [45]. Суть которой заключается в том, что в классической теории дисперсии света зависимость коэффициента нелинейного показателя преломления среды от частоты света имеет тот же вид, что и в квантовой теории, если в известной модели Лоренца атом (или молекулу) рассматривать не как один, а как, по крайней мере, два параметрически связанных нелинейных осциллятора. Было показано, что математическая модель нелинейного поляризационного отклика диэлектрической среды P_{NL} может быть представлена системой материальных уравнений вида

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} + \frac{2}{T_{e1}} \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial t} + \omega_{e1}^2 \vec{P}_{NL} = (R_e + R_v) \vec{E}; \\ \frac{\partial^2 R_e}{\partial t^2} + \frac{2}{T_{e2}} \frac{\partial R_e}{\partial t} + \omega_{e2}^2 R_e = \gamma_e E^2; \\ \frac{\partial^2 R_v}{\partial t^2} + \frac{2}{T_v} \frac{\partial R_v}{\partial t} + \omega_v^2 R_v = \gamma_v E^2, \end{array} \right. \quad (1.1.10)$$

где R_e и R_v учитывают нелинейную параметрическую связь между электрическим полем импульса и поляризацией среды, при этом параметр R_e описывает нелинейность электронной природы, а R_v – электронно-колебательной (рамановской) природы; характеристики среды T_{e1} , ω_{e1} , T_{e2} , ω_{e2} , γ_e и T_v , ω_v , γ_v описывают дисперсию нелинейной поляризованности среды электронной и электронно-колебательной природы, соответственно.

Таким образом, математическая модель распространения фемтосекундного оптического импульса со спектром, который попадает в диапазон прозрачности диэлектрической среды, имеет вид системы уравнения динамики поля (1.1.9) и материальных уравнений (1.1.10). Эта модель позволяет анализировать явления фазовой самомодуляции

излучения, его вынужденного комбинационного рассеяния, генерацию гармоник и другие нелинейные явления, которые для излучения с широким спектром часто являются не разделимыми.

В заключение настоящего параграфа отметим, что поле фемтосекундных импульсов, реализуемое сегодня в экспериментах, может быть очень сильным. Настолько, что существенное влияние на эволюцию оптического импульса даже в конденсированных средах будет оказывать генерируемая в среде плазменная нелинейность [16]. В этом случае математическую модель (1.1.10) необходимо дополнить уравнениями изменения населенностей и дополнительно описывать возможность квазисвободного движения оптического электрона в возбужденном энергетическом состоянии [46, 47].

§ 1.2. Нелинейные уравнения эволюции поля плоских волн

Уравнения эволюции поля фемтосекундного излучения в нелинейной диэлектрической среде (1.1.9)–(1.1.10) могут при конкретных ситуациях приобретать значительно более простой вид. Например, при расчете распространения излучения с помощью уравнения (1.1.9) в прозрачной линейной среде в нем, как правило, можно ограничиться только первыми двумя и четвертым слагаемыми. Так, для распространяемого в фотонике кварцевого стекла соотношение (1.1.7), при сохранении в нем только первых двух и четвертого слагаемых, позволяет описывать дисперсию линейного показателя преломления стекла с точностью до третьего знака (после запятой) в диапазоне от 460 до 1800 нм [48]. В этом спектральном диапазоне электронная нелинейность имеет нерезонансный характер, поэтому с хорошим приближением для излучения со спектром в этом диапазоне можно пренебречь дисперсией коэффициента нелинейного показателя преломления стекла [31]. В поле сверхкороткого фемтосекундного импульса часто можно пренебречь и электронно-колебательной нелинейностью диэлектрической среды [31, 32, 44]. Поэтому анализируя закономерности распространения линейно поляризованного излучения, со спектром в области прозрачности диэлектрической среды, математическую модель (1.1.9)–(1.1.10) часто можно упростить до вида [31]

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0, \quad (1.2.1)$$

где $g = \frac{\gamma_e}{\omega_{e1}^2 \omega_{e2}^2}$.

На наш взгляд, в нелинейной оптике сверхкоротких импульсов с широким спектром уравнение (1.2.1) имеет то же значение, что и кубическое уравнение Шредингера [1, 21] в нелинейной оптике

сверхкоротких квазимонохроматических импульсов. Оно является базовым, описывая основные оптические явления, которые определяют динамику поля излучения в диэлектрической среде – линейную дисперсию и ее безынерционную нелинейность.

Учет особенностей конкретных оптических сред и различие параметров сверхкоротких импульсов на входе в нелинейную среду приводит к различным модификациям уравнения Шредингера [1, 21]. Аналогичные модификации обсудим ниже и для обоснованного выше нелинейного полевого уравнения (1.2.1).

Если поляризация излучения отличается от линейной, то уравнение (1.2.1) принимает векторный вид [49, 50]

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} \vec{E} d\tau' + g(\vec{E}, \vec{E}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial \tau} + h \vec{E} \times \left(\vec{E} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial \tau} \right) = 0, \quad (1.2.2)$$

здесь h (как и g) характеризует безынерционную нелинейность поляризационного отклика среды. В работах [35, 51] такое же векторное уравнение для поля было получено в приближении двухуровневой среды, соответственно в нем $b = 0$, $g < 0$.

При необходимости учета влияния на нелинейную эволюцию поля излучения электронно-колебательной нелинейности среды модель (1.1.9)–(1.1.10) может быть приведена к виду [40, 52]

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} (R_v E) = 0; \\ \frac{\partial^2 R_v}{\partial t^2} + \frac{2}{T_v} \frac{\partial R_v}{\partial t} + \omega_v^2 R_v = \gamma_v E^2. \end{cases} \quad (1.2.3)$$

В отличие от (1.2.1), система (1.2.3), наряду с линейной дисперсией и безынерционным нелинейным преломлением, позволяет описывать явление вынужденного комбинационного (рамановского) рассеяния. В работах [53, 54] при изучении самовоздействия фемтосекундных импульсов в средах с комбинационной активностью были обоснованы уравнения, в которых рассматривалось дополнительно изменение населенности колебательного состояния. Что, как показывают оценки, для фемтосекундного излучения не является сильным эффектом.

Если часть спектра фемтосекундного излучения попадает в область двухфотонного электронного резонанса, то уравнение (1.2.1) может быть модифицировано и записано в виде [37, 40, 42]

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g' E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} (R_e E) = 0; \\ \frac{\partial^2 R_e}{\partial t^2} + \frac{2}{T_{e2}} \frac{\partial R_e}{\partial t} + \omega_{e2}^2 R_e = \gamma_e E^2, \end{cases} \quad (1.2.4)$$

где g' описывает безынерционный вклад возбужденных электронных состояний, для которых условие двухфотонного резонанса не выполняется.

Линейное поглощение вещества учитывается в модификации уравнения (1.2.1) к виду [37, 40, 42]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \Gamma_0 E - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} - \Gamma_1 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - \Gamma_2 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} E d\tau'' = 0. \quad (1.2.5)$$

В этом уравнении учитывается комплексность, в общем виде, показателя преломления среды $n' = n + ik$ и дисперсия коэффициента поглощения, предполагается, имеет вид $\kappa(\omega) = c \left(\frac{\Gamma_0}{\omega} + \Gamma_1 \omega + \frac{\Gamma_2}{\omega^3} \right)$.

Рассмотрим теперь, как должна быть расширена математическая модель взаимодействия сверхкоротких оптических импульсов, спектр которых может быть очень широким, на случай распространения в нелинейной среде световых пучков. Эти пучки на практике обычно параксиальные. Поэтому рассмотрим далее нелинейные уравнения именно для таких волн.

§ 1.3. Нелинейные уравнения эволюции поля параксиальных волн

Уравнения Максвелла для электрического поля оптического излучения в немагнитной диэлектрической среде могут быть сведены к волновому уравнению [38]

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.3.1)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля излучения; \vec{D} – электрическая индукция; t – время; c – скорость света в вакууме. Полезно отметить, что из уравнения (1.3.1) для ограниченных во времени электрических полей излучения еще одно уравнение Максвелла

$$\nabla \vec{D} = 0 \quad (1.3.2)$$

следует автоматически.

Будем, по-прежнему, рассматривать взаимодействие света с диэлектрической средой нерезонансным, полагая, что спектр излучения попадает в диапазон прозрачности диэлектрика. Отклик среды, которую далее будем рассматривать однородной и изотропной, на воздействие со стороны поля излучения тогда полезно представить в виде [55]

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{D}_{in} + \vec{D}_{nl}, \quad (1.3.3)$$

где первое слагаемое описывает безынерционную линейную часть электрической индукции, второе – ее инерционную линейную часть, а третье характеризует нелинейность отклика среды. Значение константы среды ε в (1.3.3) может быть взято при этом равным значению

диэлектрической проницаемости вещества на центральной частоте входного излучения.

Полагая выполняющимся (1.3.3), уравнение (1.3.2) можно переписать в виде

$$\nabla \vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla (\vec{D}_{in} + \vec{D}_{nl}). \quad (1.3.4)$$

Далее применяя векторное тождество $\nabla \times \nabla \times = \nabla(\nabla \cdot) - \Delta$, а также учитывая уравнение (1.3.4), волновое уравнение (1.3.1) можно переписать в виде [37, 56, 57]

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{in}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{nl}}{\partial t^2} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla(\nabla \vec{D}_{in}) + \frac{1}{\varepsilon} \nabla(\nabla \vec{D}_{nl}) = 0. \quad (1.3.5)$$

В соотношении (1.3.3) между его слагаемыми в диэлектриках обычно справедливо неравенство

$$\varepsilon \vec{E} \gg \vec{D}_{in}, \vec{D}_{nl}, \quad (1.3.6)$$

которое и определяет удобство представления (1.3.3) при нерезонансном взаимодействии света с веществом. При выполнении (1.3.6) ясно, что основной волновой характер эволюции поля излучения описывается в (1.3.5) первыми двумя слагаемыми. Остальные слагаемые позволяют описать явления дисперсии и самовоздействия оптического излучения и могут, в общем случае, оказаться близкими по порядку и влиянию на характер его распространения.

Ниже мы ограничимся обсуждением уравнений, как и говорили выше, описывающих эволюцию широких (параксиальных) пучков. Для них простые оценки показывают, что последние два слагаемых в (1.3.5) значительно меньше третьего и четвертого слагаемых и, тем более, меньше первых двух. Так, в произвольной точке среды, в которой при распространении оптического излучения осуществляются колебания электрической индукции, выполняется оценка

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{in,nl}}{\partial t^2} \sim \frac{\vec{D}_{in,nl}^m}{(cT_m/4)^2}, \quad (1.3.7)$$

где $\vec{D}_{in,nl}^m$ – максимальные значения $\vec{D}_{in,nl}$, а T_m – средний период колебаний. Для компонент векторов $\nabla(\nabla \vec{D}_{in,nl})_j$, например, в декартовой системе координат выполняется

$$\nabla(\nabla \vec{D}_{in,nl})_j \sim \frac{\partial^2 (\vec{D}_{in,nl})_i}{\partial j \partial i}, \frac{\partial^2 (\vec{D}_{in,nl})_z}{\partial j \partial z}, \quad (1.3.8)$$

где z – направление распространения излучения; x, y – поперечные ему координаты; $i = x, y$; $j = x, y, z$. Рассматривая пучок как широкий, т.е. полагая в любой момент времени

$$\frac{\partial^2 (\vec{D}_{in,nl})_i}{\partial j \partial i}, \frac{\partial^2 (\vec{D}_{in,nl})_z}{\partial j \partial z} \ll \frac{(\vec{D}_{in,nl})_i}{(\lambda_c/4)^2}, \quad (1.3.9)$$

где $\lambda_c = cT_m$, волновое уравнение (1.3.5) можно свести к более привычному в литературе виду

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{in}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{nl}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.3.10)$$

Полезно знать, что для перехода от (1.3.5) к (1.3.10) требование большой по сравнению с центральной длиной волны λ_c шириной оптического пучка является достаточным, но не есть необходимое. Последние два слагаемых в (1.3.5) обращаются, например, тождественно в ноль для двумерных ТЕ-линейно поляризованных волн. Их самофокусировка в случае параксиальных волн из малого числа колебаний изучалась в работе [57], в случае непараксиальных волн из малого числа колебаний - в работе [58], а для непараксиальных монохроматических пучков - в статье [59].

Зависимости диэлектрической проницаемости ε_l и линейного показателя преломления n_l оптической среды от частоты излучения ω будем, как и ранее, рассматривать в полиномиальном виде

$$\varepsilon_l(\omega) = n_L^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 - 2cN_0\frac{b}{\omega^2}, \quad (1.3.11)$$

В (1.3.11) N_0 , a и b - эмпирические константы, позволяющие с нужной точностью описывать нерезонансную дисперсию в диапазоне прозрачности диэлектрика.

В изотропных диэлектрических средах нерезонансный нелинейный отклик электронной природы в поле интенсивного оптического излучения с хорошим приближением может быть записан в простейшем виде [37, 40]

$$\vec{D}_{nl} = \varepsilon_{nl}(\vec{E} \cdot \vec{E})\vec{E}, \quad (1.3.12)$$

где ε_{nl} - коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости, связанный с коэффициентом нелинейного показателя преломления n_2 для линейно поляризованного излучения соотношением

$$n_2 = \frac{3\varepsilon_{nl}}{4N_0}. \quad (1.3.13)$$

Электронно-колебательной нелинейностью диэлектрической среды в поле оптического излучения далее в этом параграфе будем пренебрегать. Об относительной малости влияния этого механизма нелинейности, например, на явление сверхуширения спектра фемтосекундного импульса в кварцевых волокнах смотри в статье [57, 60]. Впрочем, при необходимости эту нелинейность в уравнении динамики поля учесть несложно, используя уравнения (1.2.3). Не будем далее учитывать и

появление в высокоинтенсивных фемтосекундных импульсах плазменной нелинейности среды. Но отметим, что этот механизм нелинейности может качественно изменить характер распространения фемтосекундного импульса [61-63].

Таким образом, уравнение, описывающее параксиальную эволюцию поля излучения в нелинейной среде принимает вид

$$\Delta \vec{E} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} - \frac{2N_0}{c} b \vec{E} - \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.3.14)$$

Еще раз отметим, что уравнение эволюции поля (1.3.14) описывает линейную дисперсию среды в виде (1.3.11). В этом несложно убедиться, найдя решение линеаризованного уравнения (1.3.14) в виде монохроматической волны

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \vec{e} \mathcal{E}_\omega \exp(i(kz - \omega t)) + c.c. \quad (1.3.15)$$

где \mathcal{E}_ω – амплитуда линейно поляризованной вдоль орта \vec{e} спектральной компоненты излучения, $k(\omega)$ – волновое число. При этом соотношение (1.3.15) является решением (1.3.14), когда дисперсия линейного показателя преломления $n_l(\omega) = \frac{c}{\omega} k(\omega)$ имеет вид (1.3.11).

Воспользуемся приближением однонаправленного распространения излучения (см. § 1.1) и редуцируем уравнение (1.3.14) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t \vec{E} dt' + g \left[(\vec{E} \cdot \vec{E}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{2}{3} \vec{E} \times (\vec{E} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \right] = \\ = \frac{c}{2N_0} \Delta_\perp \int_{-\infty}^t \vec{E} dt', \end{aligned} \quad (1.3.16)$$

здесь $g = \frac{3\varepsilon_{nl}}{2cN_0}$, z – направление распространения волнового пакета, Δ_\perp – так называемый поперечный лапласиан.

Легко показать (подстановкой (1.3.15) в (1.3.16)), что укороченному (с первой производной по z) уравнению эволюции поля излучения (1.3.16) соответствует дисперсия и нелинейность показателя преломления вида

$$n(\omega) = N_0 + \Delta n_l(\omega) + \Delta n_{nl}(\omega), \quad (1.3.17)$$

где

$$\Delta n_l(\omega) = ca\omega^2 - c \frac{b}{\omega^2}, \quad (1.3.18)$$

$$\Delta n_{nl}(\omega) = \frac{1}{2} n_2 |\mathcal{E}_\omega|^2. \quad (1.3.19)$$

Соотношение (1.3.17) дает исходному приближению нерезонансного взаимодействия (1.3.6) понятную оценку

$$N_0 \gg \Delta n_l(\omega), \Delta n_{nl}(\omega), \quad (1.3.20)$$

которая, как показывают простые расчеты, выполняется вплоть до интенсивностей 10^{14} Вт/см². Так, при интенсивности излучения титан-сапфирового лазера $I = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в кварцевом стекле $\Delta n_{nl} = 0.1N_0$.

Как видим, приближение медленно меняющегося профиля с точки зрения изменений в описании дисперсии в (1.3.16) по сравнению с (1.3.14) сводится к ясному приближению

$$n(\omega) = \sqrt{N_0^2 + 2N_0\Delta n_l(\omega)} \approx N_0 + \Delta n_l(\omega). \quad (1.3.21)$$

Уравнение (1.3.16) описывает эволюцию поля излучения при его произвольной поляризации. Для линейно поляризованного излучения из (1.3.16) вытекает скалярное уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt'. \quad (1.3.22)$$

Это уравнение при $a = b = g = 0$, которое в этом случае описывает дифракцию поля излучения в вакууме, было получено впервые в работе [64]. В виде (1.3.22) уравнение динамики поля излучения впервые приведено в работе [31]. Векторное уравнение (1.3.16) впервые дано в работе [49] (смотри также [50]).

Для получения экспресс-оценок доминирующих эффектов при распространении излучения в нелинейной оптической среде и задач численного моделирования уравнение (1.3.22) полезно нормировать. Перейдем в сопровождающую импульс систему отсчета времени

$$\tau = t - \frac{c}{N_0} z \text{ и введем новые безразмерные переменные } \tilde{E} = \frac{E}{E_0}, \tilde{z} = a\omega_0^3 z,$$

$$\tilde{y} = \frac{y}{\Delta r}, \tilde{x} = \frac{x}{\Delta r}, \tilde{t} = \omega_0 t, \text{ где } E_0 \text{ – максимальное значение напряженности}$$

электрического поля импульса на входе в среду, ω_0 – его центральная частота, а Δr – поперечный размер оптического пучка. В таких переменных уравнение (1.3.22) переписывается в виде [37, 56]

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + B \int_{-\infty}^{\tau} E dt' + GE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = D \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} E dt'. \quad (1.3.23)$$

В (1.3.23) знак « \sim » опущен; $B = 3 \left(\frac{\omega_{cr}}{\omega_0} \right)^4$, $\omega_{cr} = \left(\frac{b}{3a} \right)^{-4}$ – частота, при

которой групповая дисперсия в среде равняется нулю; $G = 4 \frac{\Delta n_{nl}}{\Delta n_l}$,

$\Delta n_{nl} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2$ имеет физический смысл нелинейной добавки к показателю преломления среды, индуцированной полем монохроматической волны с

амплитудой E_0 , $\Delta n_l = a c \omega_0^2$ – дисперсионная добавка к показателю преломления; $D = \frac{c}{2N_0\omega_0^2\Delta r^2\Delta n_l}$.

Безразмерные коэффициенты B , G , и D , определяемые характеристиками диэлектрической среды и параметрами оптического излучения на входе в среду, позволяют просто и быстро оценить вклад каждого из эффектов – дисперсии, дифракции или нелинейности – и оценить, который из них доминирует на начальном этапе распространения оптического импульса в оптической среде.

§ 1.4. Уравнения эволюции поля фемтосекундных оптических импульсов как обобщение уравнений динамики их огибающих

В настоящем параграфе покажем, что обоснованное в предыдущих параграфах уравнение (1.3.22) включает как частный случай хорошо известные и широко используемые в лазерной физике уравнения для огибающих оптических импульсов [1, 21], в том числе модифицированные на случай малого числа осцилляций поля под огибающей импульса [16, 22]. С этой целью сделаем в уравнение динамики поля (1.3.22) подстановку вида квазимонохроматической волны

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(\vec{r}, t) \exp(i(k_0 z - \omega_0 t)) + c.c., \quad (1.4.1)$$

где ω_0 – некоторая фиксированная частота, $k_0 = \omega_0 c / N_0$, $\mathcal{E}(\vec{r}, t)$ – новая функция. Для этой функции полевое уравнение (1.3.22) примет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial t^3} - \sum_{n=4}^{\infty} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n \mathcal{E}}{\partial t^n} - \\ & - i\gamma_1 |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial t} (|\mathcal{E}|^2 \mathcal{E}) - (i\gamma_1 \mathcal{E}^3 + \gamma_2 \mathcal{E}^2 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}) \exp(2i(k_0 z - \omega_0 t)) = \\ & = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \left[\frac{\omega_0}{i} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}(\vec{r}, t') \exp(i\omega_0(t-t')) dt' \right], \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

здесь $V = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}^{-1}$, $\beta_n = \left(\frac{\partial^n k(\omega)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega_0}$, $k = \frac{N_0}{c} \omega + a \omega^3 - \frac{b}{\omega}$, $\gamma_1 = \frac{g \omega_0}{4}$ и $\gamma_2 = \frac{g}{4}$.

Анализируя с помощью уравнения (1.4.2) распространение в нелинейной среде квазимонохроматического излучения, логично принять ω_0 равной несущей частоте импульса, а под функцией $\mathcal{E}(\vec{r}, t)$ естественно тогда понимать огибающую импульса. Оставляя в уравнении (1.4.2) только третье и четвертое дисперсионные слагаемые, пренебрегая также в левой части уравнения последним слагаемым, которое учитывает генерацию гармоник, и сохраняя в разложении дифракционного слагаемого [37, 56]

$$\begin{aligned} & \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \left[\frac{\omega_0}{i} \int_{-\infty}^t \mathbf{E}(\vec{r}, t') \exp(i\omega_0(t-t')) dt' \right] = \\ & = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \left(\mathbf{E}(\vec{r}, t) - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial \mathbf{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \left(\frac{i}{\omega_0} \right)^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \dots \right), \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

которое можно получить операцией интегрирования по частям, только первый член, из уравнения (1.4.2) получаем хорошо известное нелинейное уравнение эволюции огибающей светового импульса вида [1, 21]

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \mathbf{E}}{\partial t^3} - i\gamma_1 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial t} (|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}) = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \mathbf{E}. \quad (1.4.4)$$

Отметим, что в работе [22] слагаемое (1.4.3) приведено в виде обратного оператора:

$$\frac{\omega_0}{i} \int_{-\infty}^t \mathbf{E}(r, z, t') \exp(i\omega_0(t-t')) dt' = \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right]^{-1} \mathbf{E}(r, z, t). \quad (1.4.5)$$

Таким образом, в предельном случае квазимонохроматических импульсов уравнение эволюции поля излучения, спектр которого может в нелинейной среде стать очень широким, (1.3.22) переходит в известное кубическое нелинейное уравнение Шредингера для огибающей импульса, причем модифицированное с учетом высоких порядков теории дисперсии. Это означает, что уравнение (1.3.22) удовлетворяет принципу соответствия и содержит в себе, как частный случай, известное ключевое уравнение нелинейной оптики сверхкоротких импульсов. Относительно более сложного векторного уравнения динамики поля произвольной поляризации (1.2.2) и уравнения (1.2.3), описывающее электронно-колебательную нелинейность среды, принцип соответствия был доказан в работах [49] и [65].

§ 1.5. Явление самовоздействия фемтосекундных оптических импульсов в волноводах

Обсудив математические модели описания распространения интенсивных фемтосекундных импульсов в различных оптических средах при разных входных параметрах излучения, естественно показать возможности этих моделей при описании многочисленных и интересных явлений нелинейной фемтосекундной оптики. Прежде чем приступить к этому, еще раз напомним, что фемтосекундная оптика развивается уже давно и существуют прекрасные обзоры многих достижений в этом исследовательском направлении. Смотри, например, монографии [1, 12]. Не будем повторять в данном пособии результаты наших коллег, а сосредоточим свое внимание далее на явлениях оптики фемтосекундных

импульсов из небольшого числа колебаний оптического поля. Эти явления в учебной литературе, по-видимому, освещены еще недостаточно. А ведь исторически именно для построения теории нелинейной оптики импульсов с малым числом колебаний, которые имеют очень широкий спектр излучения, и были разработаны новые полевые подходы, рассмотренные в настоящей части пособия выше.

Анализ закономерностей распространения оптических импульсов из малого числа колебаний поля в различных средах начнем со случая их распространения в простой ситуации линейной среды.

§ 1.5.1. Дисперсионное расплывание оптических импульсов из малого числа колебаний

В слабых полях нелинейным слагаемым в волновом уравнении (1.2.1) можно пренебречь, и оно принимает вид

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' = 0. \quad (1.5.1)$$

На рис. 1.1–1.3 иллюстрируются решения линейного уравнения (1.5.1), которые получены для импульса на входе в среду гауссова вида

$$E(0, \tau) = E_0 e^{-\frac{\ln 2 \left(\frac{2\tau}{\tau_p}\right)^2}{2}} \cos(\omega_0 \tau) \quad (1.5.2)$$

где E_0 характеризует максимальное значение поля входного импульса, τ_p – его длительность по энергетической полуширине, а ω_0 определяет центральную частоту импульса, практически совпадая с ней при числе колебаний в импульсе, большем одного [22]. В расчетах полагалось, что $\tau_p = 2T$, где $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$, то есть импульс на входе в среду рассматривался состоящим лишь из двух полных осцилляций электрического поля излучения.

На рис. 1.1 показано дисперсионное увеличение длительности импульса по мере его распространения в кварцевом волокне для случая, когда спектр импульса большей частью лежит в диапазоне нормальной групповой дисперсии волокна. Предполагалось, что $\omega_0 = 1.63 \omega_{кр}$, где $\omega_{кр} = \sqrt[4]{b/3a}$ – частота, соответствующая нулевой групповой дисперсии (при которой, смотри §1.1, в дисперсионном соотношении (1.1.7) выполняется равенство $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = 0$). Указанное соотношение, например, при значении для

кварцевого стекла $\lambda_{кр} = \frac{2\pi c}{\omega_{кр}} = 1.27 \text{ мкм}$ [21] соответствует центральной

длине волны импульса (1.5.2) $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 0.78 \text{ мкм}$. Для иллюстративности

эволюция поля излучения на рисунке продемонстрирована для конкретного материала – кварцевого стекла. Из рис. 1.1 видно, что импульс со спектром, который хоть и широк, но практически весь лежит в области нормальной групповой дисперсии стекла, увеличивает свою длительность за счет дисперсии так, что в начале импульса нули поля располагаются реже, чем в исходном импульсе, а в его конце – чаще, т.е. частота в начале импульса становится меньше, а в его конце – больше. Увеличение длительности при распространении импульса в среде осуществляется за счет возникновения в нем новых оптических колебаний.

На рис. 1.2 представлена эволюция оптического поля импульса с малым числом колебаний и с центральной частотой $\omega_0 = 0.85 \omega_{кр}$, чему в кварцевом стекле соответствует $\lambda_0 = 1.5 \text{ мкм}$. Из рисунка видно, что дисперсионное увеличение длительности импульса со спектром в области аномальной групповой дисперсии среды осуществляется обратным по сравнению с проанализированным выше образом: частота в начале импульса увеличивается, в конце – уменьшается. Это всем хорошо известное различие фазовой модуляции волн в средах с разной групповой дисперсией.

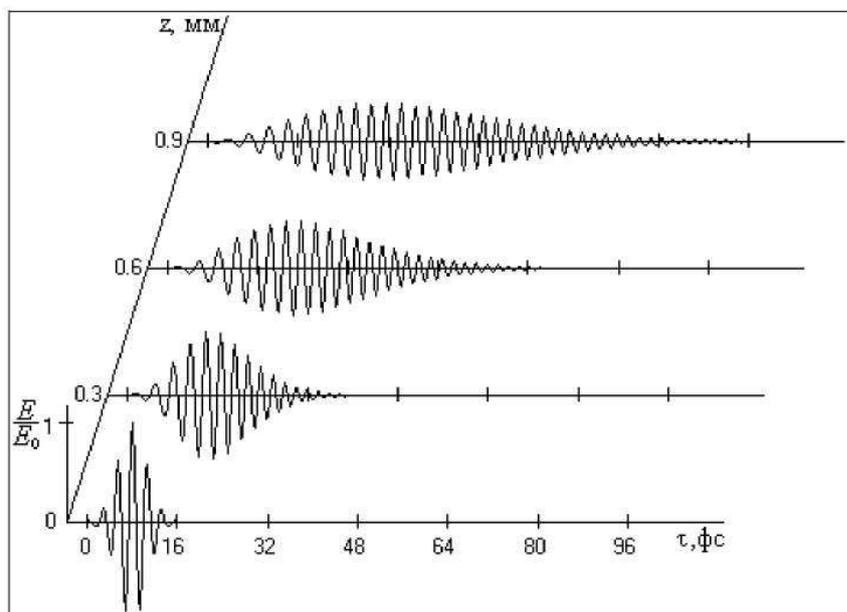


Рис. 1.1 Дисперсионное расплывание фемтосекундного оптического импульса с малым числом колебаний и со спектром в области нормальной групповой дисперсии кварцевого волокна

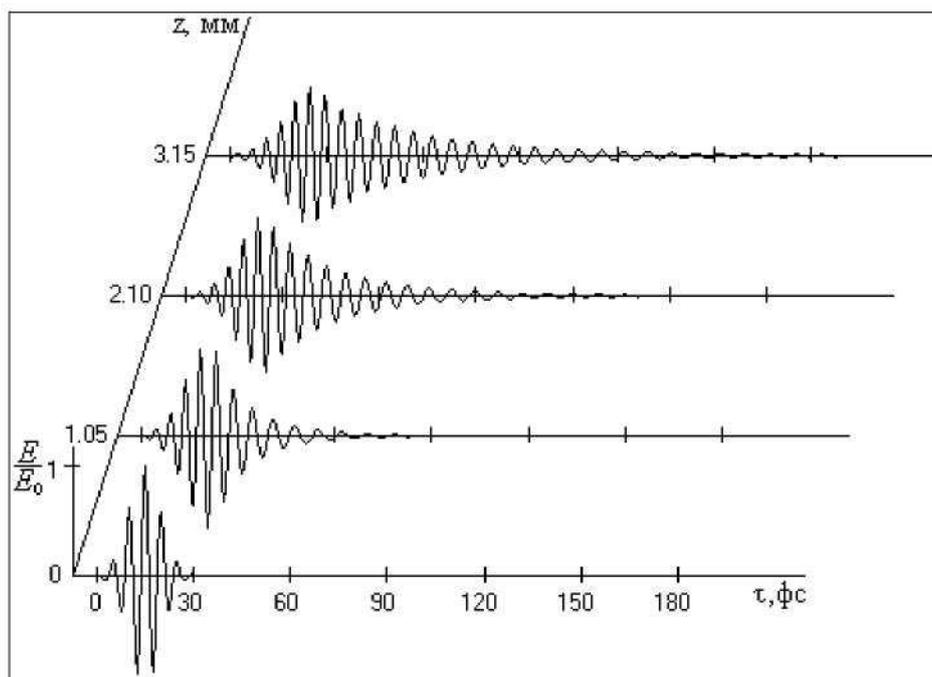


Рис. 1.2. Дисперсионное расплывание фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний со спектром в области аномальной групповой дисперсии кварцевого волокна

А теперь на рис. 1.3 приведем характерную эволюцию в линейной дисперсионной среде поля импульса, центральная частота которого совпадает с нулевой групповой дисперсией среды $\omega_0 = \omega_{кр}$. Как видно из рисунка, динамика поля импульса с тем же исходным числом колебаний в этом случае существенно отличается от приведенных на рис. 1.1 и рис. 1.2. Прежде всего, дисперсионное увеличение длительности импульса происходит на значительно большем расстоянии в волокне (что, впрочем, естественно для импульса со спектром в области нулевой групповой дисперсии среды). Кроме того, из медленно уширяющегося по времени импульса выделяются ярко выраженные субимпульсы, которые содержат лишь одно полное колебание оптического поля. Эти субимпульсы отстают по времени от порождающего их импульса и отличаются каждый от последующего скачком фазы.

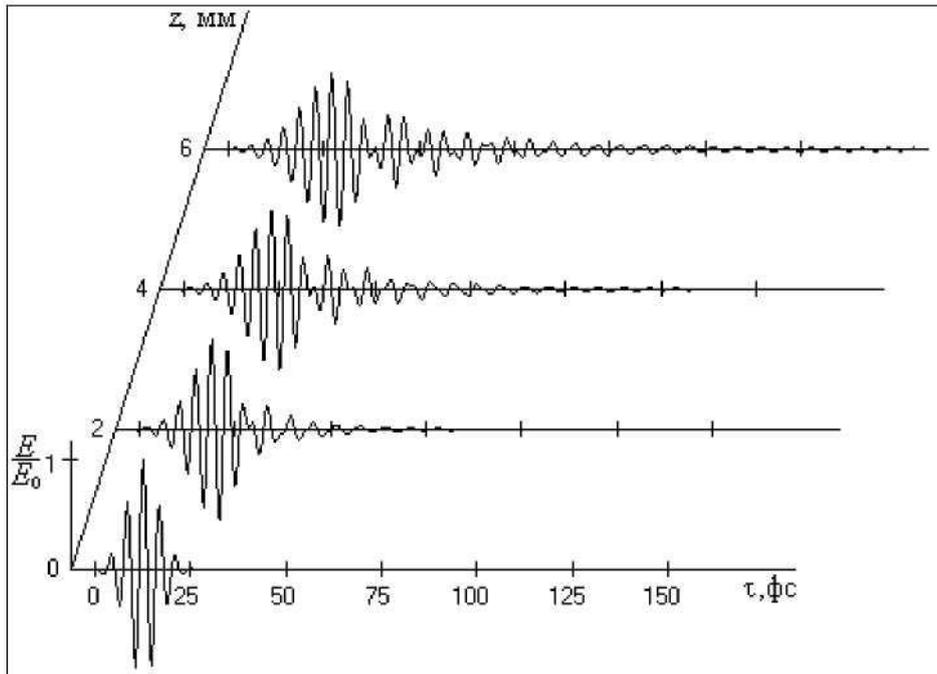


Рис. 1.3. Дисперсионное расплывание фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний со спектром в области нулевой групповой дисперсии кварцевого волокна

Рассмотрим теперь особенности распространения волн из малого числа колебаний в нелинейных средах. В сильных оптических полях характер самовоздействия импульсов с малым числом колебаний в диэлектрических средах, как и в случае «длинных», содержащих большое число осцилляций на входе в среду импульсов [1, 12], качественно отличается в зависимости от того, принадлежит ли основная часть их спектра области аномальной или нормальной групповой дисперсии среды.

§1.5.2. Сверхширение спектра оптических импульсов из малого числа колебаний

Когда спектр излучения на входе в нелинейную среду находится в области ее нормальной групповой дисперсии, то третьим слагаемым в (1.2.1) можно пренебречь, и уравнение принимает вид модифицированного уравнения Кортевега – де Вриза:

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + gE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0. \quad (1.5.3)$$

Важно отметить, что a и g в (1.5.3) в этом случае положительны, следовательно, решений в виде уединенных волн это уравнение при указанных значениях его параметров не имеет [66]. В этом случае модифицированное уравнение Кортевега – де Вриза описывает

дисперсионное расплывание оптического импульса, которое только усиливается нелинейным преломлением.

На рис. 1.4 даны результаты численного моделирования (заимствованные из нашей работы [67]) эволюции временной структуры и спектра импульса исходно из малого числа колебаний титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны $\lambda_0 = 780$ нм (это область нормальной групповой дисперсии кварцевого стекла) с энергией $W = 8.5$ нДж и длительностью на входе в среду $\tau = 13$ фс при его распространении в оптическом волокне из плавленного кварца, которое характеризуется дисперсионными параметрами $N_0 = 1.45$ и $a = 4.04 \cdot 10^{-44}$ с³/см (при таких значениях эффективный показатель преломления волновода в спектральном диапазоне 550–1100 нм рассчитывается по формуле (1.1.7) с точностью до 10^{-3} [84]) и величиной коэффициента нелинейного показателя преломления $n_2 = 3 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт [21].

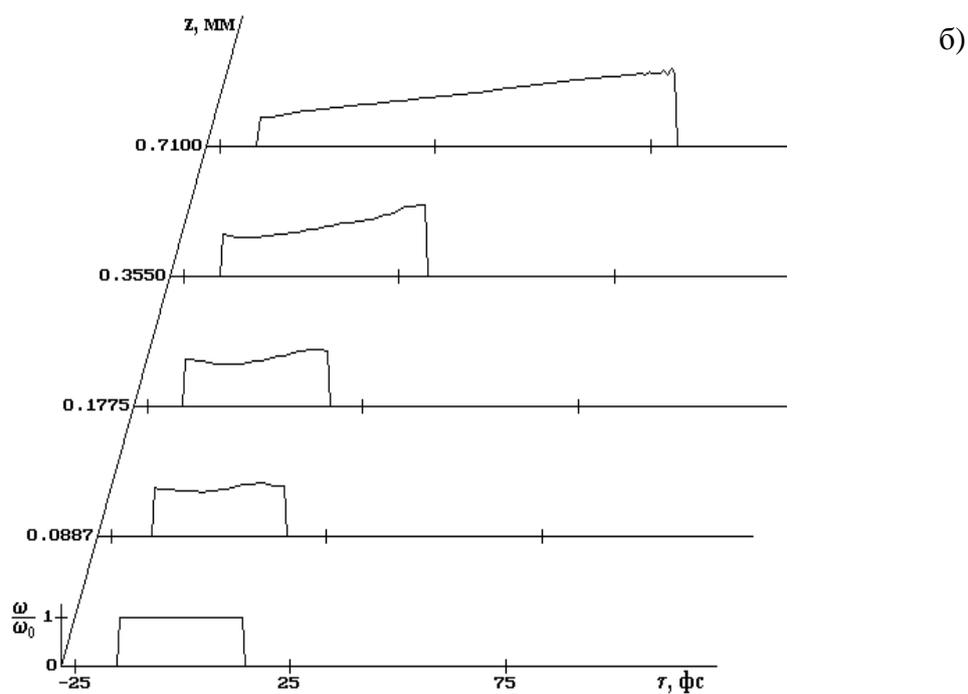
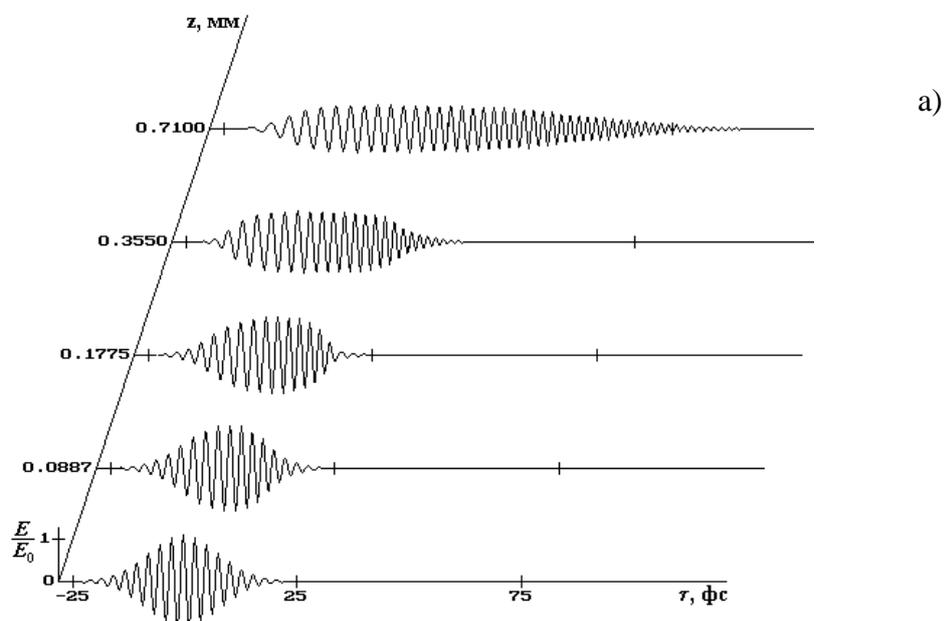
Из рис. 1.4 видно, что увеличение с расстоянием длительности импульса происходит за счет появления в нем новых оптических колебаний. При этом увеличение длительности и сопровождающая его фазовая модуляция происходят так, что временные расстояния между нулями, характеризующие «мгновенный» период $T_{\text{мгн}}$, разные в начале и конце импульса. Рис. 1.4 б, демонстрирует изменения «мгновенной» частоты $\omega_{\text{мгн}} = 2\pi / T_{\text{мгн}}$ колебаний поля в импульсе (т.е. его фазовую модуляцию) на различных расстояниях в кварцевом стекле.

На рис. 1.4 в, показано, что увеличение длительности импульса в волокне сопровождается сильным и асимметричным уширением его спектра, причем уже на расстоянии $z = 0.71$ мм до диапазона 450–1500 нм. Характеризующий отклонение от квазимонохроматичности излучения параметр $\varepsilon = \Delta\omega / \omega_0$, где $\Delta\omega$ мы оценивали по полувысоте приведенного на рисунке распределения спектральной плотности, увеличивается при этом в 5 раз и становится равным 0.3. На расстояниях больших, чем даны на рисунке 1.4, дальнейшее уширение спектра излучения уже не происходит. Характер распространения фемтосекундного оптического импульса в среде становится практически линейным из-за уменьшения его интенсивности при значительном увеличении длительности импульса.

Полезно отметить, что кварцевое стекло, как стандартная волноведущая среда оптического волокна, является комбинационно-активным материалом. Поэтому рассчитывать эволюцию интенсивного фемтосекундного оптического импульса в таком волокне, строго говоря, необходимо не по модифицированному уравнению Кортвега – де Вриза (1.5.3), а используя, как было сказано в § 1.2, по системе нелинейных уравнений (1.2.3), учитывающей еще и рамановскую нелинейность стекла. На рис. 1.4 [68, 69] пунктирной линией даны результаты расчета изменений в характере уширения спектра фемтосекундного излучения с

учетом этой нелинейности при следующих ее характеристиках в кварцевом стекле

$$\left[g = 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ ед. СГСЕ}, g = 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ ед. СГСЕ} (n_{2e}/n_{2ev} \approx 4 \text{ [10]}), \right. \\ \left. T_v \omega_v = 50, (\omega_v/\omega_0)^2 = 12 \cdot 10^{-4} \text{ [7]}. \right.$$



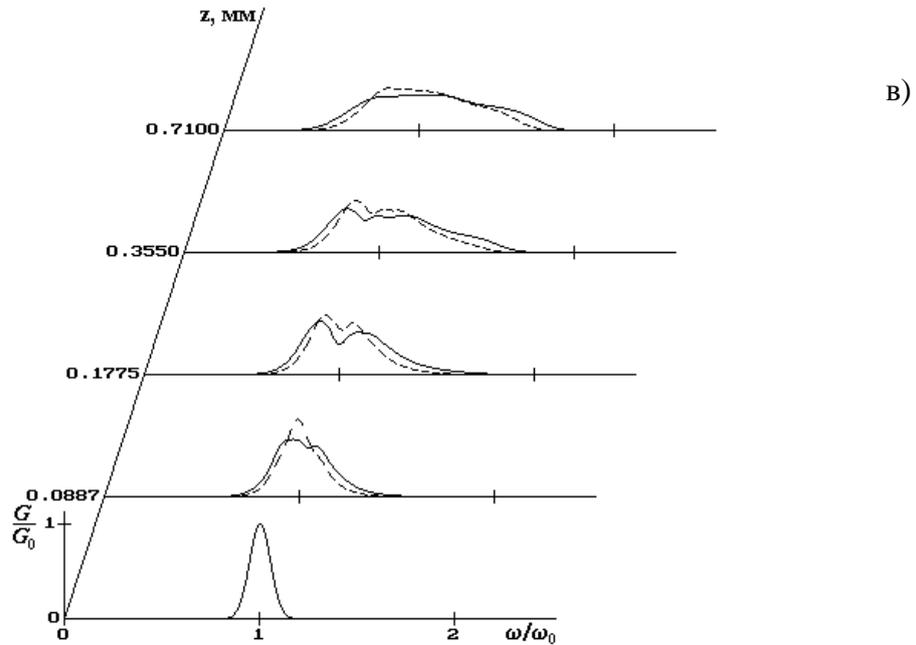


Рис. 1.4. Эволюция поля и спектра фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний с исходным спектром в области нормальной групповой дисперсии кварцевого волокна. Параметры импульса на входе в волокно: $\lambda_0 = 780$ нм, $\tau_p = 5T_0$, $I = 3.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². а) Эволюция электрического поля импульса. б) Изменение с расстоянием зависимости мгновенной частоты излучения $\omega_{\text{мгн}}$, нормированной на его исходную центральную частоту ω_0 . в) Динамика модуля спектральной плотности излучения. Сплошная линия соответствует решению модифицированного уравнения Кортевега де Вриза, т.е. при учете только безинерционной электронной нелинейности, пунктирная – при учете также и электронно-колебательной нелинейности кварцевого стекла.

Из рис. 1.4 видно, что для оптических импульсов, содержащих на входе в среду лишь несколько колебаний поля, учет рамановской нелинейности среды не вносит значимых качественных изменений в результаты расчета эволюции поля и спектра оптического импульса, а приводит к некоторым количественным отличиям. Увеличение длительности импульса при наличии в математической модели среды ее электронно-колебательной нелинейности оказывается более слабым, чем, когда она не учитывается и вся нелинейность среды оптического материала рассматривается безинерционной. Величины ширин спектра излучения на разных расстояниях в волокне меньше тех, что рассчитаны для случая, когда инерционность нелинейного отклика кварцевого стекла не учитывается. На выходе из волокна, как видно из рисунка, различие в результатах расчетов достигает 10%. Дополнительный сдвиг спектра импульса в «красную» область из-за рамановской нелинейности приводит

к общему уменьшению сдвига частоты излучения в нелинейной среде в высокочастотную область.

Из рис. 1.4 б, видно, что в фемтосекундном спектральном суперконтинууме, сформировавшемся в кварцевом волокне, зависимость мгновенной частоты от времени становится близкой к линейной. Этот вывод носит общий характер и следует из анализа асимптотических решений модифицированного уравнения Кортевега – де Вриза (1.5.3) с положительными коэффициентами a и g [70]. Такая зависимость фазовой самомодуляции излучения в нелинейной среде может быть использована, например, для эффективного временного сжатия фазомодулированного импульса. Применяя временные компрессоры, которые реализуют сфазировку спектральных компонент оптического импульса, возможно получить спектрально ограниченный импульс с длительностью порядка обратной ширины его спектра. Результаты такого временного сжатия импульса со сверхшироким спектром (смотри этот спектр на рис. 1.4 в) идеальным компрессором, который полностью фазировывает все компоненты спектра излучения, представлены на рис. 1.5.

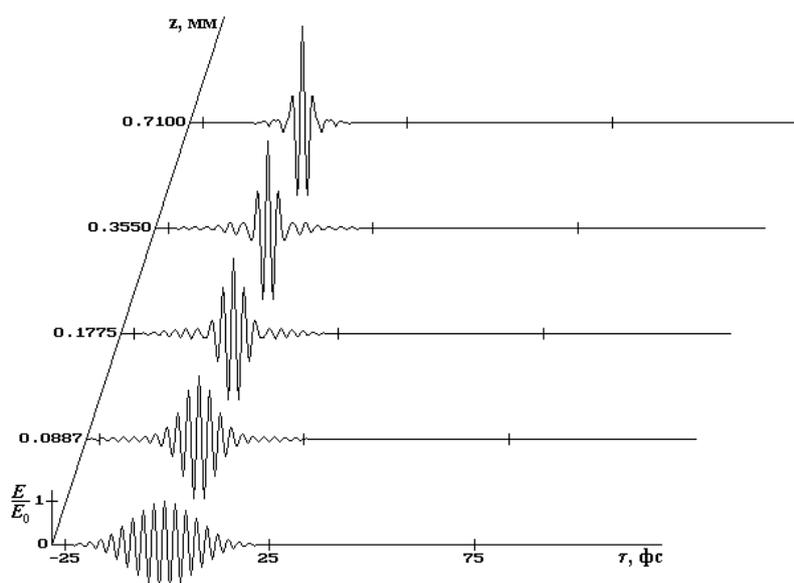


Рис. 1.5. Временная структура поля E импульса, сжатого идеальным компрессором до спектрально ограниченного, на разных расстояниях в волокне из кварцевого стекла

§ 1.5.3. Формирование в нелинейной среде оптических солитонов из малого числа колебаний

Если спектр интенсивного фемтосекундного импульса на входе в прозрачную оптическую среду большей частью принадлежит области ее аномальной групповой дисперсии, то при распространении импульса в

среде возможно уменьшение его длительности и образование оптических солитонов, которые содержат малое число колебаний поля излучения [43, 71-76].

На рис. 1.6 ([72]) дана характерная картина формирования в кварцевом волокне солитона, состоящего всего из полутора оптических колебаний, из импульса (1.5.2) с длительностью на входе в среду $\tau_p = 9$ фс и входной энергией $W = 20$ нДж. Из рисунка видно, что длительность образовавшегося солитона при дальнейшем его распространении в нелинейной среде не меняется, а эволюция импульса заключается в периодическом изменении его внутренней структуры. Такие солитоны называют бризерами.

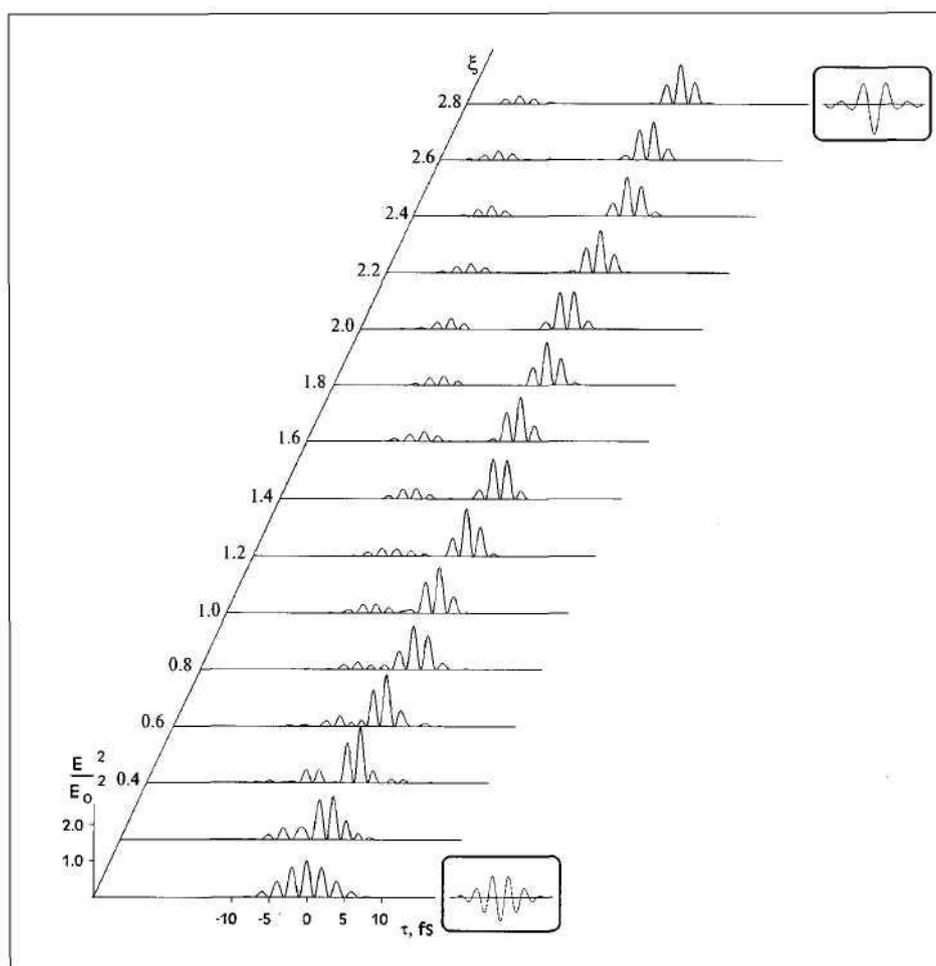


Рис. 1.6. Образование в кварцевом волокне оптического бризера из малого числа колебаний

На рис. 1.7 представлен спектр сформированного бризера, который содержит в себе всего полтора полных колебания поля. Видно, что спектр такого солитона очень широкий. Часть спектра находится в области нормальной групповой дисперсии стекла, но большая его часть

остается в области аномальной групповой дисперсии. Весь спектр находится, разумеется, в диапазоне прозрачности кварцевого стекла. Применение таких солитонов в линиях связи может повысить скорость передачи информации до 10^{14} бит·с⁻¹ [77].

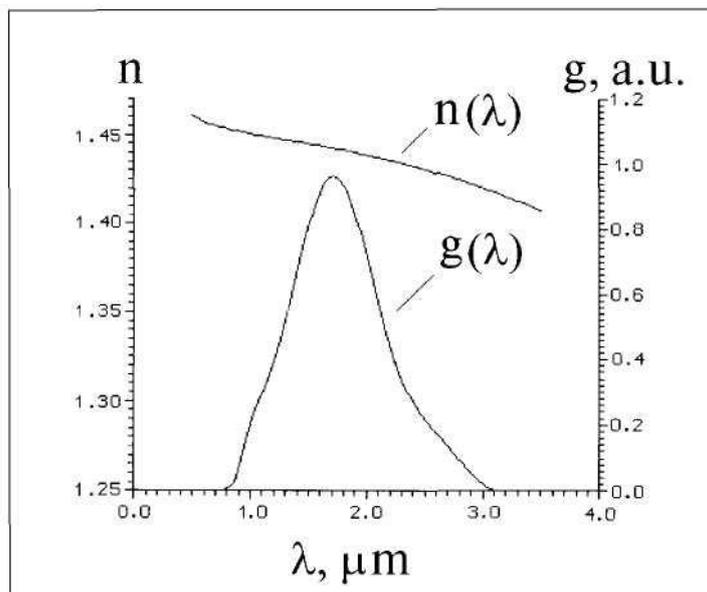


Рис. 1.7. Спектр бризера из малого числа колебаний $g(\lambda)$, дисперсия показателя преломления кварцевого стекла $n(\lambda)$

Значительное внимание при изучении явления сверхширения спектра фемтосекундных импульсов в нелинейных средах было уделено рассмотрению этого явления в микроструктурированных волокнах [78, 79]. Это обусловлено тем, что при тех же входных параметрах излучения в микроструктурированных волокнах наблюдается более эффективная генерация спектрального суперконтинуума, нежели в других волноводах.

Закономерности эволюции поля и спектра интенсивного фемтосекундного импульса из малого числа колебаний в микроструктурированном волокне для случая, когда входной спектр излучения попадает в диапазон нулевой или аномальной групповой дисперсии волновода, были рассмотрен в статьях [78-83]. Результаты, полученные в [79] приведены на рис. 1.8. На рисунке приведена характерная в микроструктурированном волокне с длиной волны нулевой групповой дисперсии 767 нм динамика импульса с центральной длиной волны на входе в волновод $\lambda_0 = 790$ нм, ее пиковой интенсивностью $I = 10^{13}$ Вт/см² и начальной длительностью $\tau_p = 4T_0$. На рис. 1.8а приведена эволюция в волокне электрического поля импульса E , а на рис. 1.8б дана динамика его спектра G , на рисунке $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ – это входная центральная частота излучения.

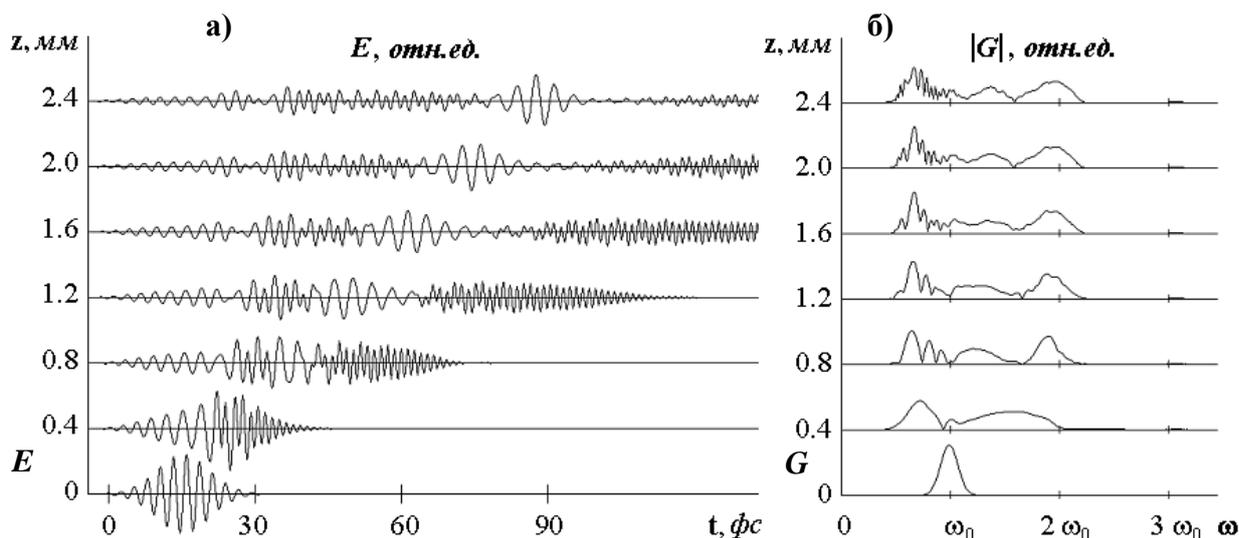


Рис. 1.8. Изменения структуры электрического поля (а) и формы спектра (б) фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний с центральной длиной волны в области аномальной групповой дисперсии при распространении излучения в микроструктурированном волокне. Характеристики волокна полагались следующими $N_0 = 1.45$, $a = 2.575 \cdot 10^{-44} \text{ с}^3 \cdot \text{см}^{-1}$, $b = 2.818 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Параметры импульса на входе в среду рассматривались равными $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 790 \text{ нм}$, $\tau_p = 4T_0$, $I = 10^{13} \text{ Вт/см}^2$

Из рисунка видно, что при распространении фемтосекундного излучения в волокне происходит очень сильное уширение его спектра с появлением отчетливо выраженных в нем модулированной низкочастотной и высокочастотной частей. Появление высокочастотного крыла спектра связано с «обрушением» ударной волны огибающей сверхкороткого импульса. Более подробно рассмотрим этот эффект в § 1.7 данной части книги, в котором мы обсудим особенности самофокусировки фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний.

Из рис. 1.8 видно, что низкочастотные компоненты спектра излучения образуют бризер, который, как и в приведенном выше случае кварцевого волокна, содержит лишь полтора колебания оптического поля. И, как и в ранее рассмотренном случае, часть спектра бризера простирается в диапазон нормальной групповой дисперсии волокна.

В заключение настоящего раздела пособия заметим, что рассмотрению оптических солитонов, которые состоят из малого числа колебаний поля излучения, сегодня уже посвящено очень большое число публикаций (смотри, к примеру обзор [35] и работы [84–91]). Впрочем, в большей части этих публикаций по нелинейной оптике волн из малого числа колебаний применяются другие теоретические модели и методы, такие, как, например, модель двухуровневой среды и уравнения Максвелла–Блоха, а также их модификации. Недостаточность таких

моделей взаимодействия света с веществом при рассмотрении важного на практике и анализируемого в данной части пособия случая прозрачных диэлектрических сред была отмечена в статьях [31, 43]. В статье [31] показано, что простейшей математической моделью, позволяющей описать образование солитонов из малого числа колебаний оптического поля в прозрачной диэлектрической среде в условиях нерезонансного взаимодействия света с веществом, является уравнение (1.2.1). Аналитические (приближенные) солитонные решения этого уравнения впервые, по-видимому, были продемонстрированы в работе [73].

§1.5.4. Явление вынужденного комбинационного рассеяния фемтосекундных оптических импульсов

Эволюцию поля и спектров интенсивных фемтосекундных импульсов из малого числа колебаний мы рассмотрели выше в волокнах на основе кварцевого стекла. Сделали мы это, как правило, без учета рамановского механизма нелинейности стекла. В параграфе 1.5.2. было указано на то, что для этого механизма нелинейности среды пренебрежение им при расчете самовоздействия импульсов из малого числа колебаний вполне уместно из-за инерционности электронно-колебательной нелинейности. Но для длинных фемтосекундных оптических импульсов, содержащих на входе в нелинейную среду большое число осцилляций поля, нелинейность материала такой природы может приводить к сильным эффектам. В данном параграфе мы рассмотрим результаты численного моделирования генерации фемтосекундного спектрального суперконтинуума, которая вызвана именно явлением вынужденного комбинационного рассеяния.

На рис. 1.9 и 1.10 представлены теоретические результаты статей [36, 42], в которых было проведено численное моделирование явления генерации фемтосекундного спектрального суперконтинуума, характеризуемого сложной структурой и с рекордной на время написания статьи шириной спектра 10000 см^{-1} . Рассчитывалось распространение волн с начальной длительностью 150 фс и с центральной длиной волны 390 нм (вторая гармоника Ti:S лазера) при энергии импульса 0.1 мДж в 50-сантиметровом отрезке капилляра с полый сердцевиной радиусом 90 мкм, который был заполнен сжатым газом дейтерием при давлении 45 атм. Эти параметры соответствовали экспериментальным данным, представленным в статьях [36, 92]. Дейтерий является сильно комбинационно-активным газом, и основную роль в развитии сверхширокого спектра излучения в среде определила его нелинейность именно электронно-колебательной природы. Эта нелинейность приводит к сильному вынужденному комбинационному рассеянию. В статьях [36, 42] было продемонстрировано, что при значениях $B = 0.22$, $G = 8 \cdot 10^{-2}$, $H = 5 \cdot 10^{-3}$,

$\tau_p \omega_0 = 7 \cdot 10^2$, $\frac{1}{T_v \omega_0} = 3.4 \cdot 10^{-6}$, $\frac{\omega_v}{\omega_0} = 0.12$, где B и G – это нормированные коэффициенты, введенные в § 1.4, $H = 2n_2^{ev} I / ac\omega_0^2$, n_2^{ev} – вклад электронно-колебательной нелинейности в суммарный коэффициент нелинейного показателя преломления среды, теоретическая модель (1.2.3) соответствует физическому эксперименту [92].

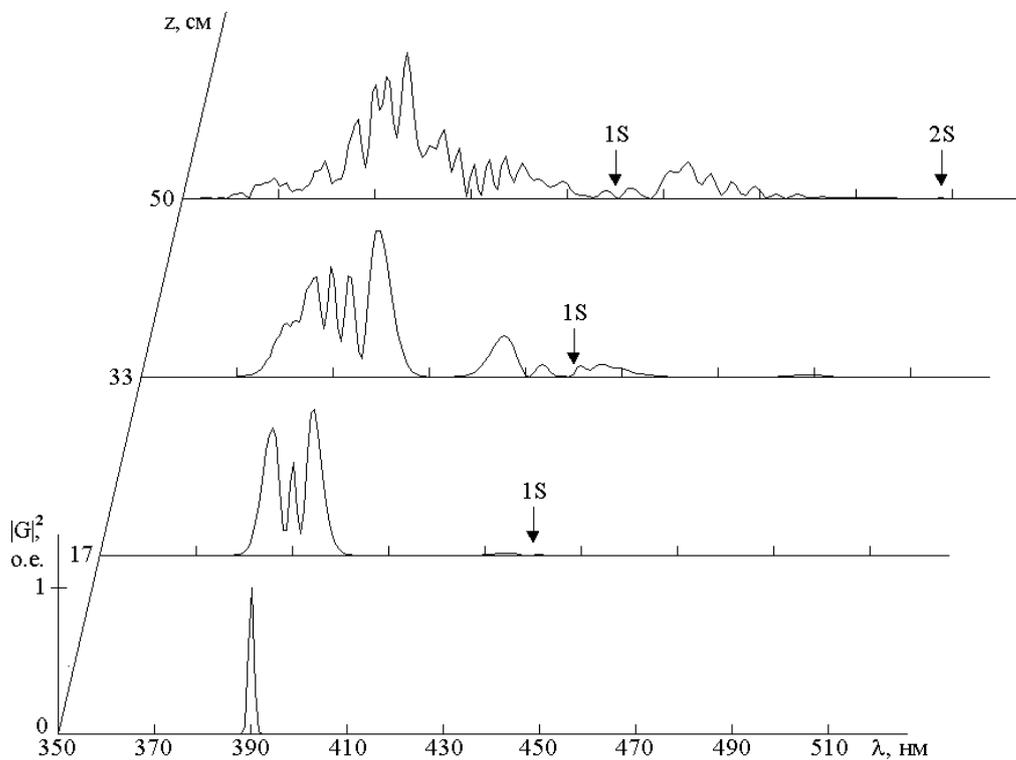


Рис. 1.9. Динамика спектра излучения импульса с начальной длительностью 150 фс, центральной длиной волны 390 нм и энергией 0.1 мДж в 50-сантиметровом отрезке капилляра с полостью сердцевинной радиуса 90 мкм, который заполнен сжатым дейтерием под давлением 45 атм

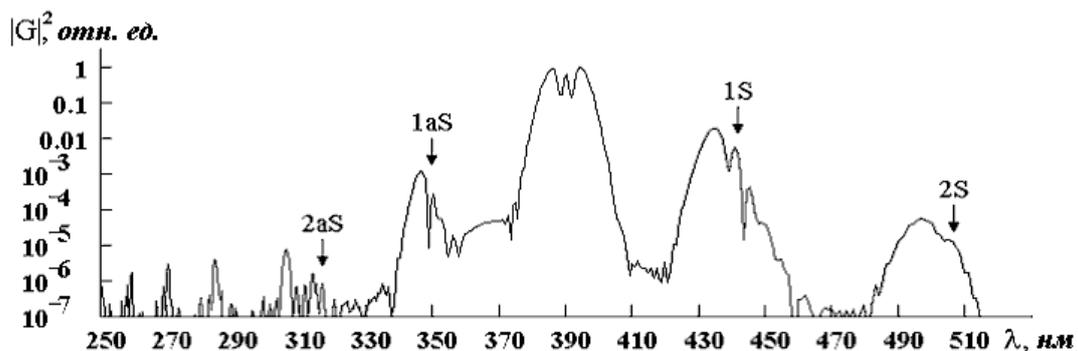


Рис. 1.10. Спектральный суперконтинуум на расстоянии 17 см в капилляре, заполненном сжатым дейтерием. Условия расчета соответствовали приведенным на рис. 1.9. Символ «S» обозначает стоксовы, а «aS» – антистоксовы компоненты спектра

Из рисунка видно, что на начальной стадии формирования спектрального суперконтинуума преобладает неоднородное уширение спектра излучения (в 5–7 раз), которое происходит из-за явления фазовой самомодуляции излучения (смотри его спектр на трети длины волновода, который детально изображен также на рис. 1.10 в полулогарифмическом масштабе). Из рис.1.9 также видно, что на частотах вблизи стоксовой частоты комбинационно-активной среды возникают неоднородно уширенные спектральные компоненты с интенсивностью 3–5% от максимальной спектральной интенсивности исходного излучения. На длине волновода 33 см общая ширина спектра излучения увеличивается в 10–12 раз. Видно, что около частоты первого стоксова компонента спектра возникают новые спектральные компоненты, которые соизмеримы по интенсивности с центральными компонентами спектра излучения. Интенсивные компоненты неоднородно уширенного спектра вблизи первого стоксова компонента также обуславливают появление излучения, смещенного по частоте на ту же величину стоксова сдвига (компоненты вблизи длины волны 490 нм). К выходу излучения из капилляра спектры излучения накачки, первого стоксового и первого антистоксового спектральных компонентов объединяются, формируя единый спектральный суперконтинуум, который простирается от 350 нм до 470 нм (10000 см^{-1}) по уровню 3% от максимальной спектральной компоненты. Отметим в этом суперконтинууме множество квазидискретных максимумов (смотри рис. 1.9, 1.10).

Важно отметить, что теоретическое описание вышеописанного сценария формирования фемтосекундного спектрального суперконтинуума при применении метода медленно изменяющейся огибающей оптического импульса потребовала бы решения более десятка связанных нелинейных уравнений для огибающих волн, несущие частоты которых пришлось бы еще отгадывать.

В заключение настоящего раздела отметим, что формирование широких, но дискретных спектров в средах с комбинационной активностью наблюдалось также при распространении более длинных нано- и пикосекундных импульсов [93, 94]. Отметим и работы [95, 96] в которых было предложено использовать электронно-колебательную нелинейность оптической среды для формирования последовательностей субфемтосекундных импульсов.

§ 1.5.5. Явление самоиндуцированного изменения поляризации оптических импульсов из малого числа колебаний

В данном разделе обсудим особенности поляризационного самовоздействия предельно коротких по числу колебаний импульсов.

Нелинейную эволюцию эллиптически поляризованных волн из малого числа колебаний будем анализировать на основе векторного, т.е. более сложного уравнения (1.2.2). Рисунок 1.11 из статьи [97] описывает изменения во временной структуре импульса с эллиптичностью на входе в среду $e = \frac{E_{0x\max}}{E_{0y\max}} = 0.5$, с центральной длиной волны равной 780 нм, а также

начальной длительностью 20 фс и интенсивностью $I = 3 \cdot 10^{13}$ Вт · см⁻², который распространяется на расстояние $z = 2$ м в капилляре, заполненном аргоном под давлением $P = 1$ атм (такая длина капилляра указана в статье, она вряд ли технически достижима, но теоретический расчет велся в статье с помощью нормированного уравнения, в котором «уменьшение» геометрической длины полого волновода может быть получено «увеличением» давления аргона).

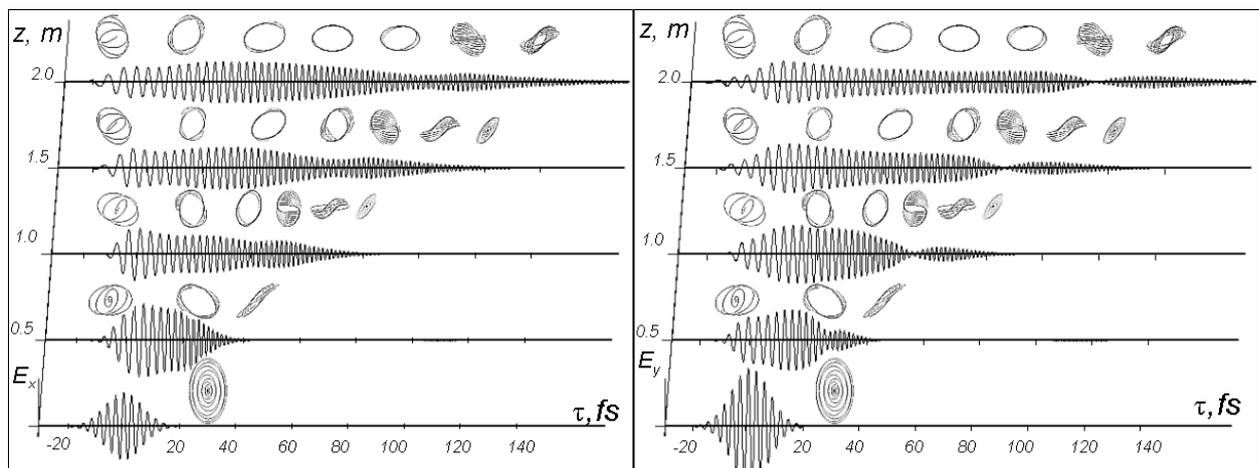


Рис. 1.11. Изменение на различных расстояниях z временной структуры декартовых компонент поля импульса входной длительности 20 фс, пиковой интенсивности $I = 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и эллиптичности $e = 0.5$, которые распространяются в капилляре, заполненном аргоном под давлением $P = 1$ атм

Из рисунка видно, что, подобно рассмотренному в разделе 1.5.2 случаю распространения интенсивного линейно поляризованного импульса, в нелинейной среде наблюдается увеличение длительности эллиптически поляризованного импульса и при нормальной групповой дисперсии среды его высокочастотные колебания отстают от низкочастотных. Вдоль оси времени изображены фазовые портреты, отвечающие колебаниям соответствующей временной части импульса. Фазовые портреты колебаний поля импульса для удобства их сопоставления приведены в разных масштабах. Видно, что каждое полное колебание поля в импульсе привносит в фазовый портрет свой квазиэллипс (используем термин «квази», поскольку с течением времени конец вектора

напряженности электрического поля волны на фазовой плоскости не описывает замкнутых кривых), который повернут на некоторый угол относительно квазиэллипса поляризации входного излучения.

Суммарная эволюция фазового портрета импульса, увеличивающего свою длительность при распространении в среде, приведены на рис. 1.12.

Из рисунка видно, что при распространении в нелинейной среде волн из малого числа колебаний происходит неоднородный по импульсу поворот эллипса поляризации: эллипсы, которым соответствуют колебания с меньшей интенсивностью, поворачиваются медленнее, и наоборот. При наложении повернутых на разные углы эллипсов, которые образованы на различных временных интервалах импульса, на фазовых портретах формируются S-образные аттракторы, где вектор электрического поля импульса находится чаще всего.

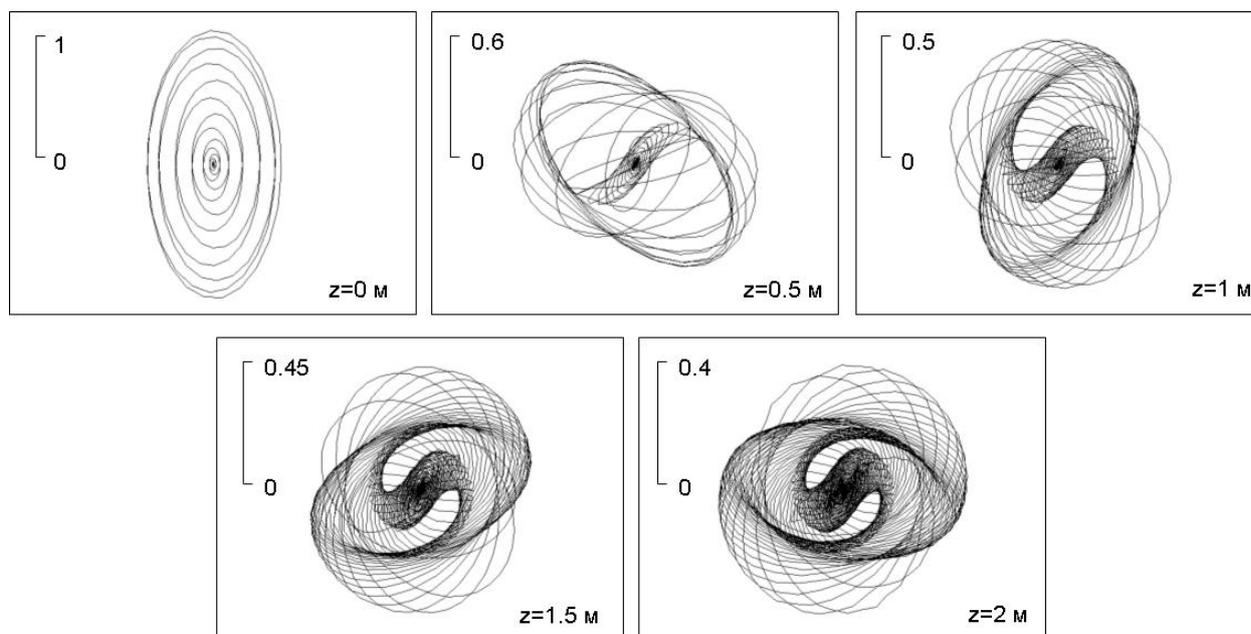


Рис. 1.12. Фазовые портреты импульса из малого числа колебаний с эллиптической поляризацией на разных расстояниях в волноводе

Рассмотренные нелинейные поляризационные эффекты обусловлены самоиндуцированной эллиптически поляризованным светом анизотропией нелинейной оптической среды. Подчеркнем, что при малой интенсивности излучения эта же среда является изотропной. Но значительное внимание исследователей в разное время было привлечено и к анализу поляризационных эффектов в исходно анизотропных нелинейных средах.

Закономерности самовоздействия и взаимодействия ортогонально поляризованных поперечно однородных плоских оптических волн из малого числа колебаний в одноосных и двуосных кристаллах изучались в работах [114–117]. В статьях [35, 98–103] было продемонстрировано, что квадратичная нелинейность среды, как и рассмотренная выше кубичная,

обуславливает возможность формирования солитонов из малого числа колебаний. В статье [104] теоретически изучено фарадеевское вращение плоскости поляризации фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний поля, а в [105, 106] – столь же короткое фотонное эхо. В статье [107] численным моделированием анализировалась возможность усиления импульса из малого числа колебаний.

Обсудив основные эффекты самовоздействия фемтосекундных оптических импульсов с малым числом колебаний на входе в нелинейную среду, рассмотрим теперь основные особенности взаимодействия таких интенсивных импульсов в оптических средах.

§ 1.6. Явление взаимодействия фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний

В предыдущем параграфе мы рассмотрели особенности явления самовоздействия волн из малого числа колебаний в средах с нелинейностью как электронной, так и электронно-колебательной природы. В настоящем параграфе проанализируем закономерности столкновений таких коротких импульсов в нелинейных средах. При этом опять сначала обратим внимание на то, что традиционные методы нелинейной оптики, которые основаны на анализе динамики огибающих квазимонохроматических волн, для импульсов с очень широкими спектрами становятся неприменимыми. Более того, при исследовании взаимодействия двух и более импульсов с разными центральными частотами метод анализа эволюции их огибающих требует найти решение не одного, а нескольких взаимосвязанных нелинейных уравнений [8]. В настоящем параграфе при изучении взаимодействия волн из малого числа колебаний и, в общем случае, с разным исходным спектральным составом нами рассмотрен подход, который, как и выше, основан на анализе уравнений эволюции непосредственно результирующего поля излучения нескольких волн. Рассмотрим его.

При изучении столкновения в нелинейной среде двух оптических импульсов из малого числа колебаний и с разными центральными частотами на входе в среду, входное распределение поля (при $z=0$) будем задавать гауссовыми функциями соответственно нашей работе [108] в виде

$$E(0,t) = E_1 \exp \left[-2 \ln(2) \cdot \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^2 \right] \sin(\omega_1 t) + E_2 \exp \left[-2 \ln(2) \cdot \left(\frac{t + \Delta\tau}{\tau_2} \right)^2 \right] \sin(\omega_2 (t + \Delta\tau)), \quad (1.6.1)$$

здесь E_1, E_2 – амплитуды колебаний электрического поля двух импульсов на входе в среду; ω_1, ω_2 – их входные центральные частоты, τ_1, τ_2 – их входные длительности; $\Delta\tau$ – исходная временная задержка между импульсами.

Перед рассмотрением взаимодействия оптических импульсов (1.6.1) в нелинейной среде, с использованием полевого уравнения (1.2.1), продемонстрируем, что (1.2.1) содержит в себе, как предельный случай, известные уравнения для медленно меняющихся огибающих сталкивающихся квазимонохроматических импульсов. Как и в § 1.6, используем подстановку в уравнение (1.2.1) вида квазимонохроматических волн

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} (\varepsilon_1(\vec{r}, t) e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + \varepsilon_2(\vec{r}, t) e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + \text{к.с.}), \quad (1.6.2)$$

где ω_1 и ω_2 – некоторые фиксированные частоты, $k_1 = \frac{n(\omega_1)\omega_1}{c}$, $k_2 = \frac{n(\omega_2)\omega_2}{c}$, $\varepsilon_1(z, t)$ и $\varepsilon_2(z, t)$ – новые функции. Для этих функций полевое уравнение (1.2.1) принимает вид

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} + \frac{1}{V_1} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} - \sum_{n=2}^{\infty} \beta_n^{(1)} \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n \varepsilon_1}{\partial t^n} + \right. \\ & \left. + \frac{g}{4} \left(i\omega_1 (|\varepsilon_1|^2 + 2|\varepsilon_2|^2) \varepsilon_1 + 2(|\varepsilon_1|^2 + |\varepsilon_2|^2) \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \left(\varepsilon_1 \frac{\partial \varepsilon_1^*}{\partial t} + \varepsilon_2 \frac{\partial \varepsilon_2^*}{\partial t} + \varepsilon_2^* \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right) \varepsilon_1 \right] \exp(i\alpha_1) + \\ & + \frac{g}{4} \left[\left(i(\omega_1 + 2\omega_2) \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_2 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + 2\varepsilon_1 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right) \varepsilon_2 \exp(i(\alpha_1 + 2\alpha_2)) + \right. \\ & \left. + \left(i(2\omega_1 - \omega_2) \varepsilon_1 \varepsilon_2^* + 2\varepsilon_2^* \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \varepsilon_1 \frac{\partial \varepsilon_2^*}{\partial t} \right) \varepsilon_1 \exp(i(2\alpha_1 - \alpha_2)) + \right. \\ & \left. + \left(i\omega_1 \varepsilon_1 + \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} \right) \varepsilon_1^2 \exp(i3\alpha_1) \right] + S(1 \leftrightarrow 2) + \text{к.с.} = 0 \end{aligned} \quad (1.6.3)$$

здесь $\alpha_1 = \omega_1 t - k_1 z$; $V_1 = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_1}^{-1}$; $\beta_n^{(1)} = \left(\frac{\partial^n k}{\partial \omega^n} \right)_{\omega_1}$; $k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}$; $S(1 \leftrightarrow 2)$

отображает сумму предыдущих слагаемых уравнения с одновременной заменой индекса «1» на «2» и наоборот индекса «2» на «1».

Анализируя с помощью уравнений для новых функций (1.6.3) результаты взаимодействия импульсов с различными частотами в нелинейной среде, следует ω_1 и ω_2 принять за несущие частоты импульсов, а функции $\varepsilon_1(z, t)$ и $\varepsilon_2(z, t)$ полагать их огибающими. Тогда, рассматривая огибающие импульсов медленно меняющимися ($\omega_1 \varepsilon_1 \gg \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t}$, $\omega_2 \varepsilon_2 \gg \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t}$), оставляя в уравнениях только первые два члена ряда в степенном

слагаемом, описывающим дисперсию, и не принимая во внимание генерацию излучения на новых частотах, из уравнения (1.6.3) получаем более простую и хорошо известную систему уравнений для огибающих взаимодействующих импульсов вида [21]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} + \frac{1}{V_1} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + i \frac{\beta_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial t^2} - \frac{\beta_3^{(1)}}{6} \frac{\partial^3 \varepsilon_1}{\partial t^3} + i \frac{g\omega_1}{4} (|\varepsilon_1|^2 + 2|\varepsilon_2|^2) \varepsilon_1 = 0; \\ \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial z} + \frac{1}{V_1} \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} + i \frac{\beta_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 \varepsilon_2}{\partial t^2} - \frac{\beta_3^{(2)}}{6} \frac{\partial^3 \varepsilon_2}{\partial t^3} + i \frac{g\omega_2}{4} (|\varepsilon_2|^2 + 2|\varepsilon_1|^2) \varepsilon_2 = 0. \end{cases} \quad (1.6.4)$$

Для импульсов, входной спектр которых широк, в том числе для волн, состоящих всего из нескольких колебания оптического поля, понятно, что приближения, используемые при переходе от (1.6.3) к (1.6.4), перестают быть применимыми. Поэтому далее при изучении взаимодействия оптических импульсов из малого числа колебаний в работе [108] и нами в этом параграфе используется уравнение (1.2.1).

Рассмотрим численным моделированием уравнения (1.2.1) особенности взаимодействия в оптическом волокне из кварцевого стекла,

для которого $N_0 = 1.4508$; $a = 2.7401 \cdot 10^{-44} \frac{\text{с}^3}{\text{см}}$; $b = 3.9437 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с}}$;

$n_2 = 2.9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$ двух импульсов титан-сапфирового лазера на его основной и удвоенной частотах, т.е. с входными центральными длинами волн $\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1 = 780$ нм и $\lambda_2 = 2\pi c / \omega_2 = 390$ нм, полагая входные длительности импульсов $\tau_1 = \tau_2 = 18$ фс и их начальную временную задержку $\Delta\tau = 40$ фс.

На рис. 1.15 приведены результаты расчета эволюции в среде поля двух импульсов с малой интенсивностью. Т.е. для которых оптическая среда является линейной. Из рисунка видно, что, как и следовало ожидать, импульсы распространяются, не взаимодействуя, и увеличивают свою длительность с расстоянием из-за дисперсии. Для высокочастотного импульса дисперсия значительнее, и он увеличивает свою длительность быстрее. Из-за различия групповых скоростей импульс с низкочастотным спектром на рассмотренном участке световода обгоняет высокочастотную волну.

При значительных интенсивностях импульсов кварцевое стекло становится нелинейным материалом. Поэтому при распространении импульсов в нелинейной среде начинает проявляться их самовоздействие, а при столкновении происходит взаимодействие импульсов. На рис. 1.16 представлены изменения поля и спектров в нелинейной среде для импульсов, имеющих на входе в среду вид (1.6.1) и с входной интенсивностью $I_1 = I_2 = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Для наглядности на этом же рисунке отображены дополнительно огибающие импульсов $A(z, t)$.

Из рисунка видно, что импульсы высокой интенсивности в оптической среде из-за явления фазовой самомодуляции спектрально уширяются и увеличивают свою длительность. Перекрываясь во времени, эти импульсы на определенном расстоянии в среде формируют единую полевую структуру со сверхшироким и профилированным спектром. Общая длительность сформировавшегося сложного по структуре полевого образования и ширина его спектра на расстоянии всего около 1 мм становится более, чем на порядок, выше длительности и ширины спектров импульсов на входе в нелинейную среду. Получившаяся полевая структура во времени представляет собой последовательность значительного числа сверхкоротких импульсов. Длительность каждого импульса последовательности составляет 20–30 фс, а частота их повторения 30–50 ТГц.

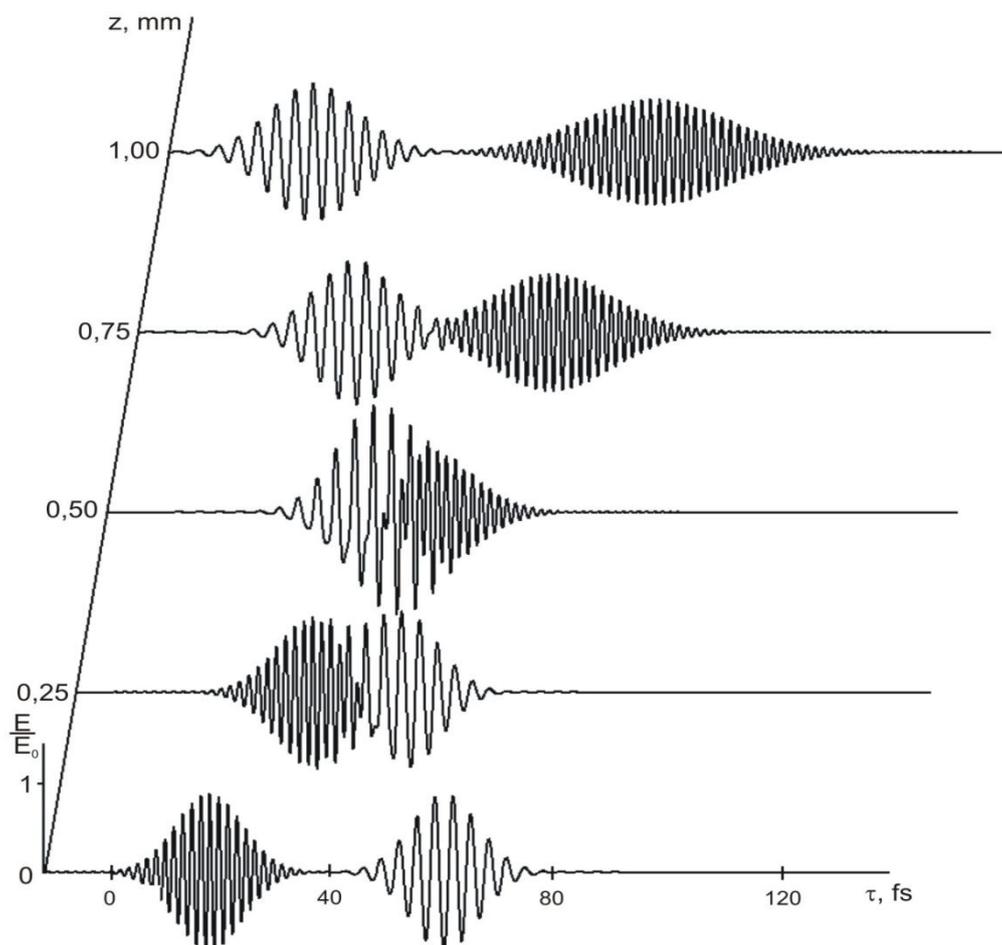


Рис. 1.15. Распространение в линейной дисперсионной среде двух световых импульсов с суммарным полем $E(z, t)$, которое нормировано на максимум входной амплитуды поля E_0

При увеличении интенсивности импульсов на входе в нелинейную среду после их взаимодействия в среде возрастает контраст формирующихся профилированных и полевой, и спектральной структур излучения, которые получаются в результате интерференции сталкивающихся импульсов. Каждый следующий импульс в образовавшейся их временной последовательности отличается от предыдущего своей центральной частотой. Кроме того, каждому пичку в профилированном и сверхшироком спектре излучения, сформировавшегося после взаимодействия импульсов, соответствует «свой» субимпульс в их временной последовательности. Такая особенность образовавшейся последовательности оптических сигналов с очень высокой тактовой частотой предполагает хорошие перспективы ее использования в системах сверхбыстрой передачи информации [109]. Кодирование информации в формирующейся последовательности субимпульсов возможно проводить удалением отвечающего выбранному субимпульсу пичка в профилированном спектре излучения.

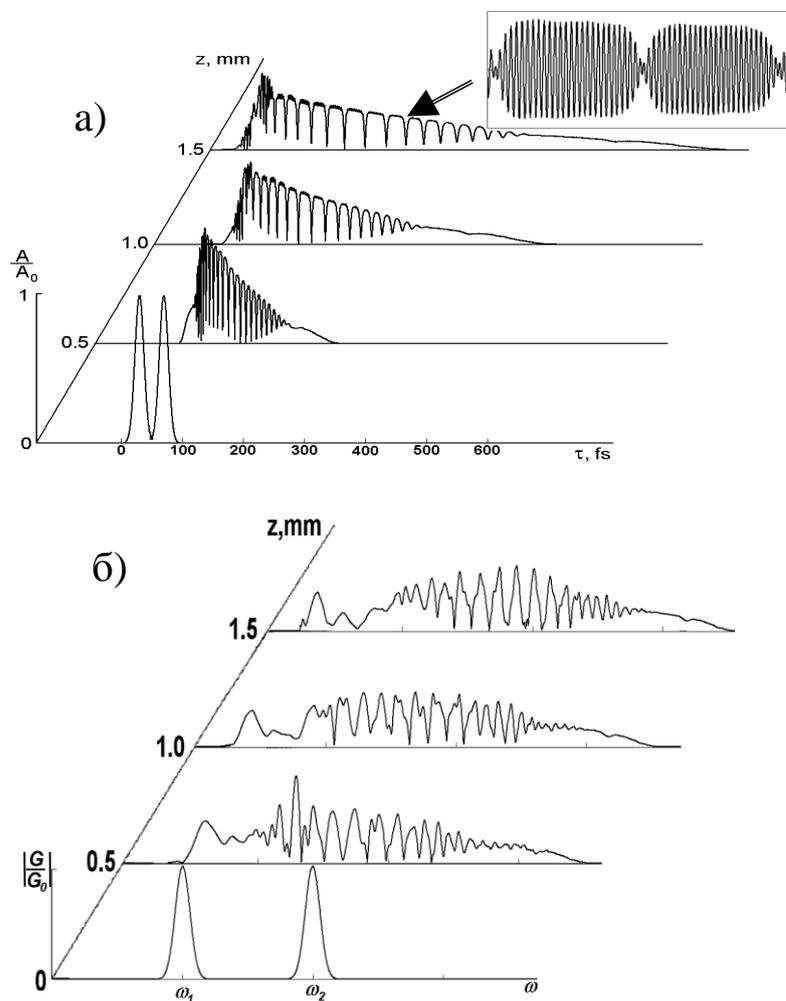


Рис. 1.16. Эволюция а) огибающей электрического поля сталкивающихся импульсов $A(z, t)$, которая нормирована на максимум входной амплитуды A_0

(во вставке отображено электрическое поле в центре сформировавшейся полевой структуры), и б) модуля спектральной плотности образовавшейся полевой структуры $|G(z,t)/G_0|$ для импульсов с интенсивностями на входе в кварцевое стекло $I_1=I_2=2 \cdot 10^{13}$ Вт/см²

На рис. 1.17а представлена временная последовательность оптических сигналов с одним удаленным импульсом (он обозначен на рисунке пунктиром) при «вырезании» соответствующей ему спектральной компоненты (рис. 1.17 б) в общем профилированном спектре излучения.

На рис. 1.18 представлен еще один, более сложный, пример кодирования битовой последовательности вида (11011001111), которое осуществлено удалением соответствующих пиков в профилированном спектре излучения, формирующемся при интерференции взаимодействующих в нелинейной среде импульсов.

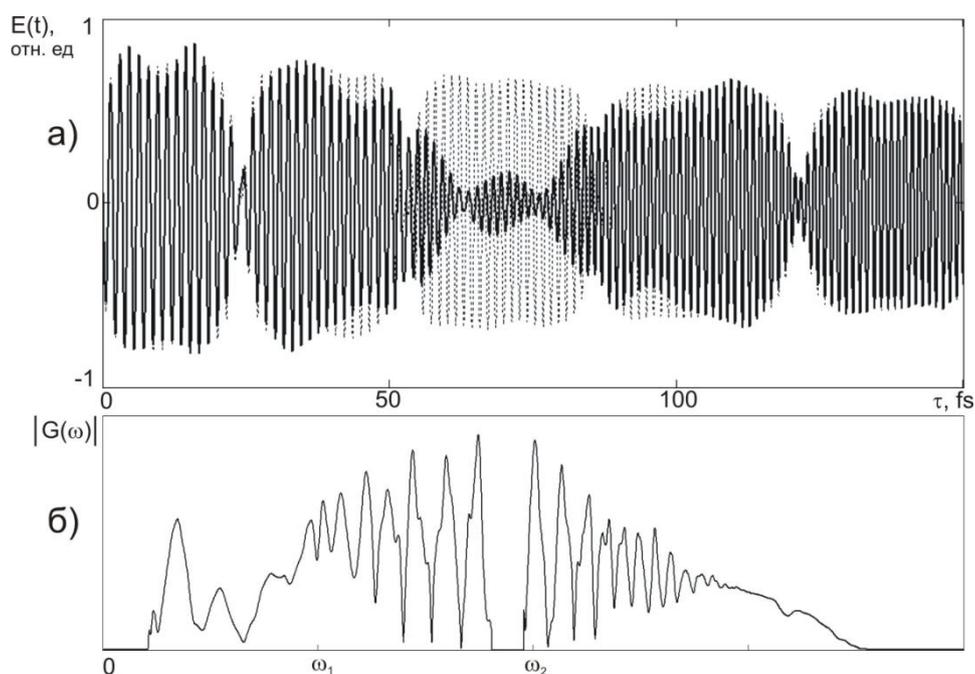


Рис. 1.17. а) Последовательность сверхкоротких сигналов с удаленным одиночным оптическим субимпульсом (обозначен пунктиром). б) Модуль профилированного спектра излучения с «вырезанным» одним спектральным пиком

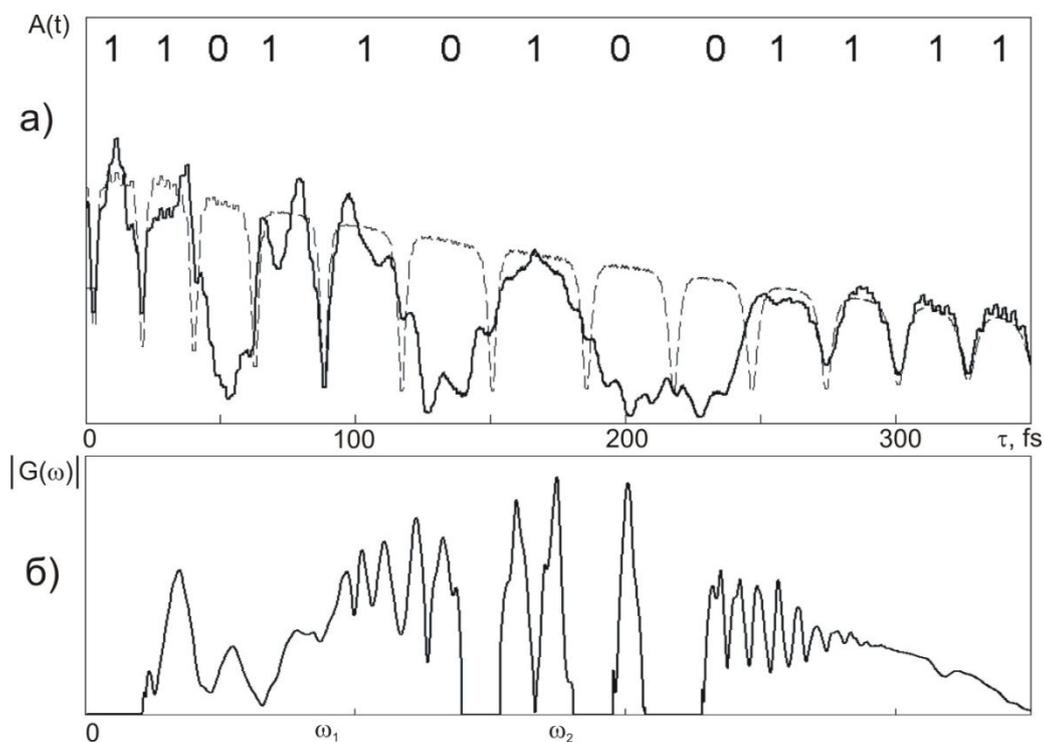


Рис. 1.18. а) Кодирование битовой последовательности сверхкоротких оптических импульсов «вырезанием» спектральных компонент в соответствующем ей профилированном спектре. б) Модуль профилированного спектра излучения, соответствующего кодированной последовательности импульсов

В заключение данного параграфа опять привлечем внимание читателя к тому, что широко распространенный в нелинейной оптике метод медленно меняющихся огибающих волн результаты, приведенные на рис. 1.16–1.18, получить возможностей бы не дал. Что подчеркивает особое значение рассматриваемых в данном пособии методов анализа эволюции непосредственно поля излучения при изучении особенностей явлений самовоздействия и взаимодействия фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний и (или) со сверхширокими спектрами.

После обсуждения основных закономерностей явлений самовоздействия и взаимодействия фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний в волноводных структурах, в которых поперечная структура оптических волн при их распространении предполагалась неизменной, перейдем к анализу закономерностей самовоздействия волн из малого числа колебаний в объемных оптических средах. В таких средах важнейшим явлением самовоздействия излучения становится его самофокусировка.

§ 1.7. Явление самофокусировки фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний

Сильные изменения в форме и размерах поперечной структуры фемтосекундных оптических волн из малого числа колебаний в процессе их самофокусировки сопровождаются (также как и при самовоздействии в волноводах) эффективным сужением спектра излучения [110–114]. Теория этого явления даже для волн из малого числа колебаний в некоторых работах формулируется на основе анализа решений уравнений, записанных для огибающей оптической волны (смотри работы [110–114] и ссылки на другие статьи в них). Однако, на наш взгляд, такой подход, основанный на анализе огибающей импульса, не позволяет рассчитывать некоторые эффекты, связанные с сильной деформацией формы этой огибающей. Например, процессы «опрокидывания» ударной волны огибающей. Тогда как рассмотренные выше уравнения, которые записаны непосредственно для поля излучения, позволяют моделировать такие эффекты.

Проведем изучение основных закономерностей самофокусировки оптических волн из малого числа колебаний на примере результатов, приведенных нами в статье [56, 57]. В этой работе численно находились решения полевого уравнения (1.3.23). Полученные результаты демонстрировали эволюцию осесимметричного поля интенсивной волны, которая на входе в нелинейную среду имела гауссов вид

$$E(z, r, t)|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{\Delta r^2}\right) \exp\left(-2\frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \cos(\omega_0 t), \quad (1.7.1)$$

с центральной длиной волны титан-сапфирового лазера $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780$ нм, входной длительностью и поперечным размером $\Delta t = 7.5$ фс и $\Delta r = 10\lambda_0$ в кварцевом стекле, характеризуемом параметрами $N_0 = 1.4508$, $a = 2.7401 \cdot 10^{-44} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}$, $b = 3.9437 \cdot 10^{17} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}$, $\tilde{n}_2 = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{кВт}$ ($\tilde{n}_2 [\text{см}^2/\text{кВт}] = (4\pi/3N_0)n_2[\text{СГСЭ}]$).

На рис. 1.19–1.21 приведены изменения в поперечной структуре электрического поля волны и ее временная эволюция с увеличением расстояния в оптической среде z при различных входных интенсивностях ($I [\text{кВт}/\text{см}^2] = (3N_0/8\pi)E_0^2[\text{СГСЭ}]$) излучения. На рис. 1.19–1.21 а–г, приведены аксонометрические изображения распределения поля E , нормированного на его входное значение E_0 , в зависимости от поперечной координаты r , которая нормирована на исходную центральную длину волны излучения λ_0 , и от времени t . Так как часть импульса, которая имеет отрицательные значения его поля, сохраняет симметрию другой его части с положительными значениями поля, то на рис. 1.19–1.21 а–г, представлена

только последняя (отрицательные значения поля волны находятся ниже плоскости $E = 0$ и на рисунках не приведены). На рис. 1.19–1.21 а–г’ представлены дополнительно плоскостные изображения пространственно-временного распределения поля волны. Из этих полутоновых рисунков трудно провести оценку абсолютных изменений в величине поля излучения (они понятны из рис. 1.19–1.21 а–г), но из них более ясны изменения фазы излучения. На рис. 1.19–1.21 а–г’ светло-серым частям рисунка отвечают максимальные положительные значения поля излучения, темно-серым – его максимальные отрицательные значения.

На рис. 1.19 представлена эволюция поля оптической волны с малым числом колебаний при ее входной интенсивности $I = 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² ($G=0.604$). Из рисунка видно, что при данной входной интенсивности заметного проявления нелинейных эффектов при распространении фемтосекундной волны не наблюдается. Импульс с такой, вообще-то большой, входной пиковой интенсивностью претерпевает только дифракционное уширение пучка и дисперсионное увеличение длительности импульса, которые сопровождаются искривлениями волнового фронта, характерными для нормальной групповой дисперсии среды. То, что при столь больших интенсивностях излучения мы не наблюдаем нелинейных эффектов, является особенностью нелинейной оптики волн из малого числа колебаний.

На рис.1.20 приведены изменения в кварцевом стекле пространственной и временной структуры оптической волны из нескольких колебаний поля, входная интенсивность которой составляла $I = 1.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Из рисунка видно, что нелинейные эффекты при такой входной интенсивности становятся уже существенными. Так, на рис. 1.20 б ясно наблюдается выделившийся из «материнской» волны импульс на утроенных частотах. Для основной части волны вначале реализуется ее пространственная самофокусировка, увеличивающая поле на оси пучка, причем в большей степени в центре импульса (рис. 1.20 б). Сдвиг фазы в образовавшемся на оси пучка филаменте значительно выше сдвига фазы на периферии пучка: на рис. 1.20 б’ на величину π , на рис.1.20 в’ более, чем на величину 2π .

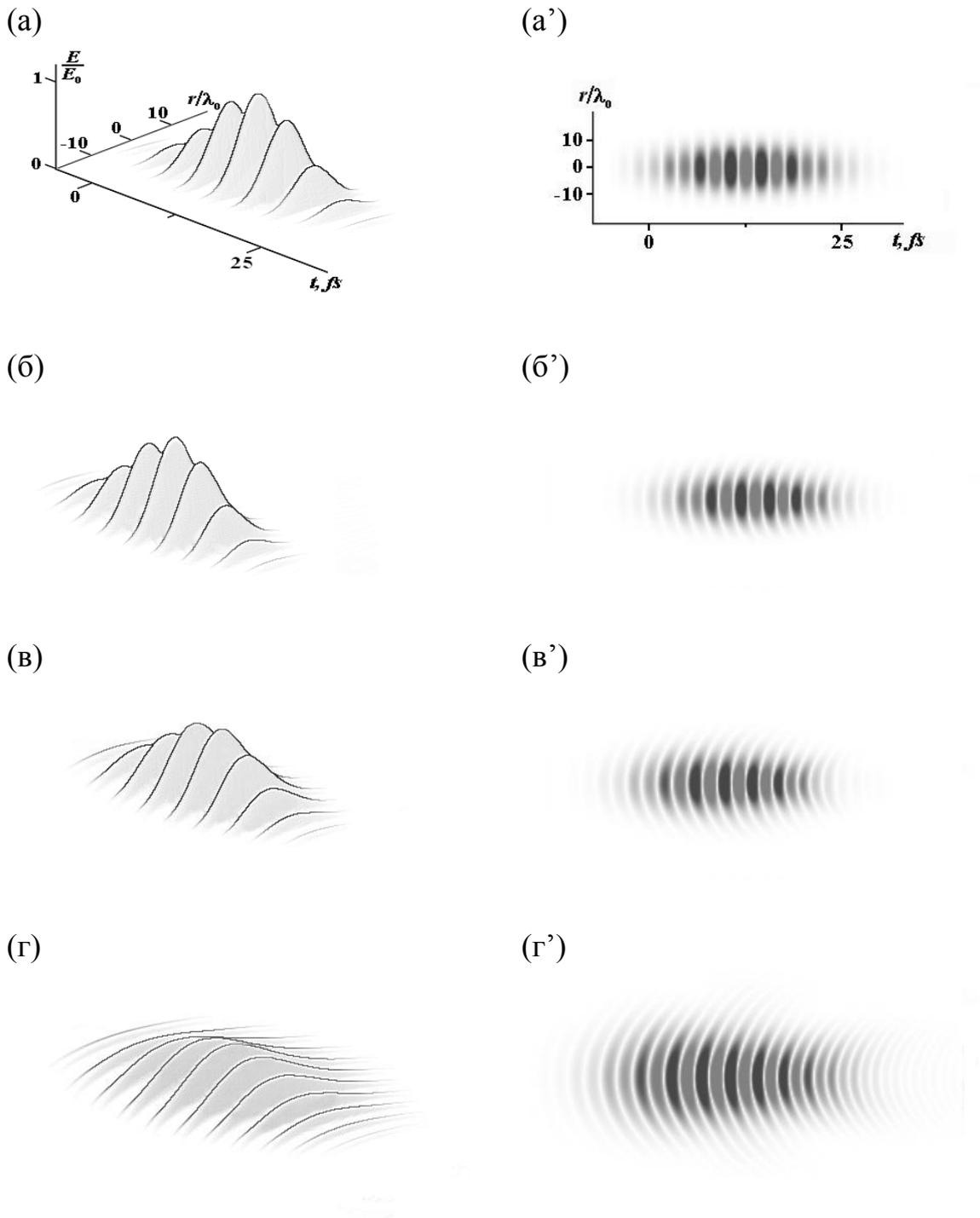


Рис. 1.19. Эволюция пространственной и временной структуры поля фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний с параметрами на входе в среду $\lambda_0 = 780 \text{ нм}$; $\Delta t = 7.5 \text{ фс}$; $\Delta r = 10\lambda_0$; $I = 5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ в плавленом кварце: а-а') $z = 0$, б-б') $z = 0.1 \text{ мм}$, в-в') $z = 0.2 \text{ мм}$, г-г') $z = 0.4 \text{ мм}$

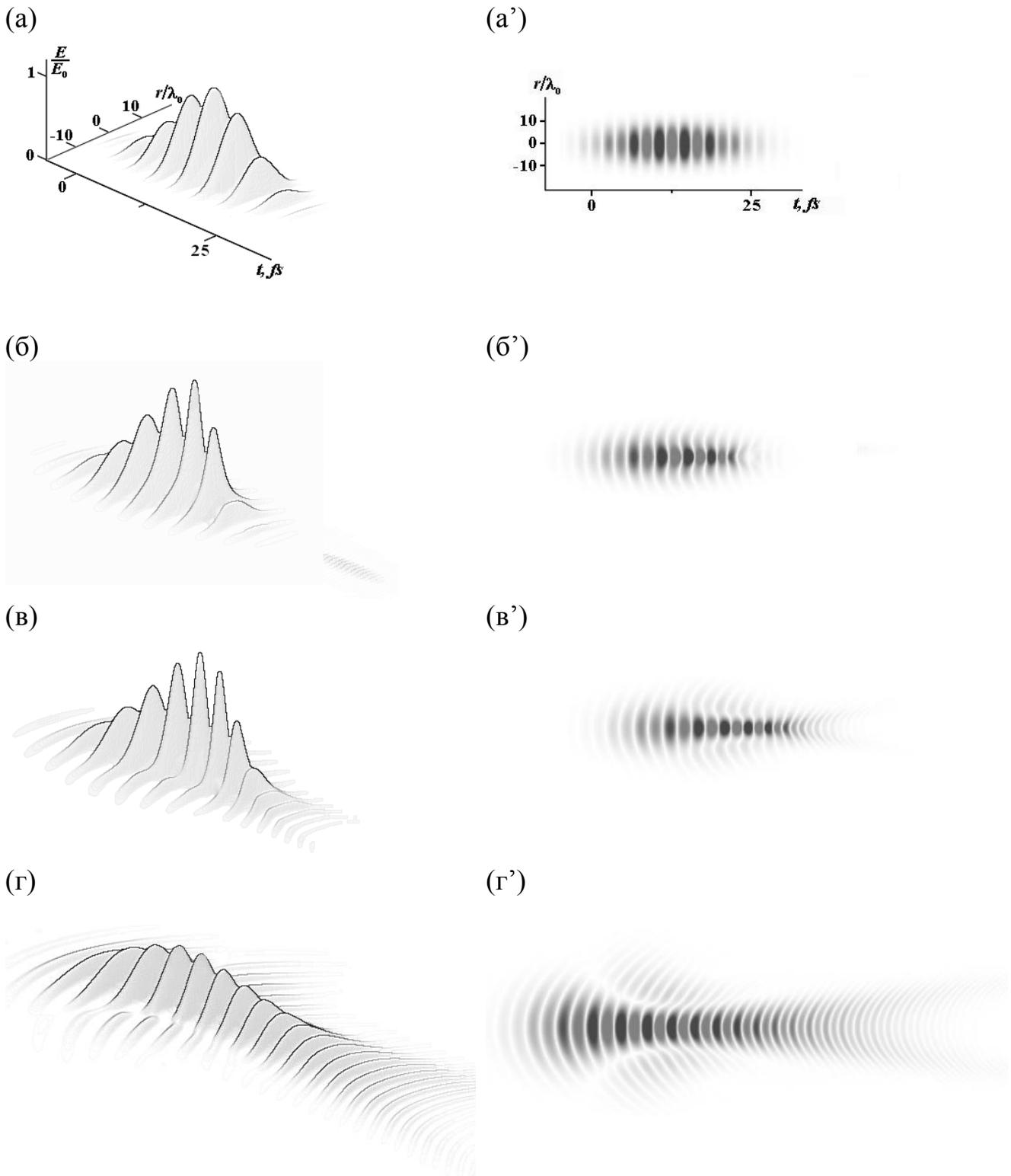


Рис. 1.20. Эволюция пространственной и временной структуры поля фемтосекундного оптического импульса из нескольких колебаний с параметрами на входе в среду $\lambda_0 = 780 \text{ нм}$; $\Delta t = 7.5 \text{ фс}$; $\Delta r = 10\lambda_0$; $I = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ в плавленом кварце: а-а') $z = 0$, б-б') $z = 0.1 \text{ мм}$, в-в') $z = 0.2 \text{ мм}$, г-г') $z = 0.4 \text{ мм}$

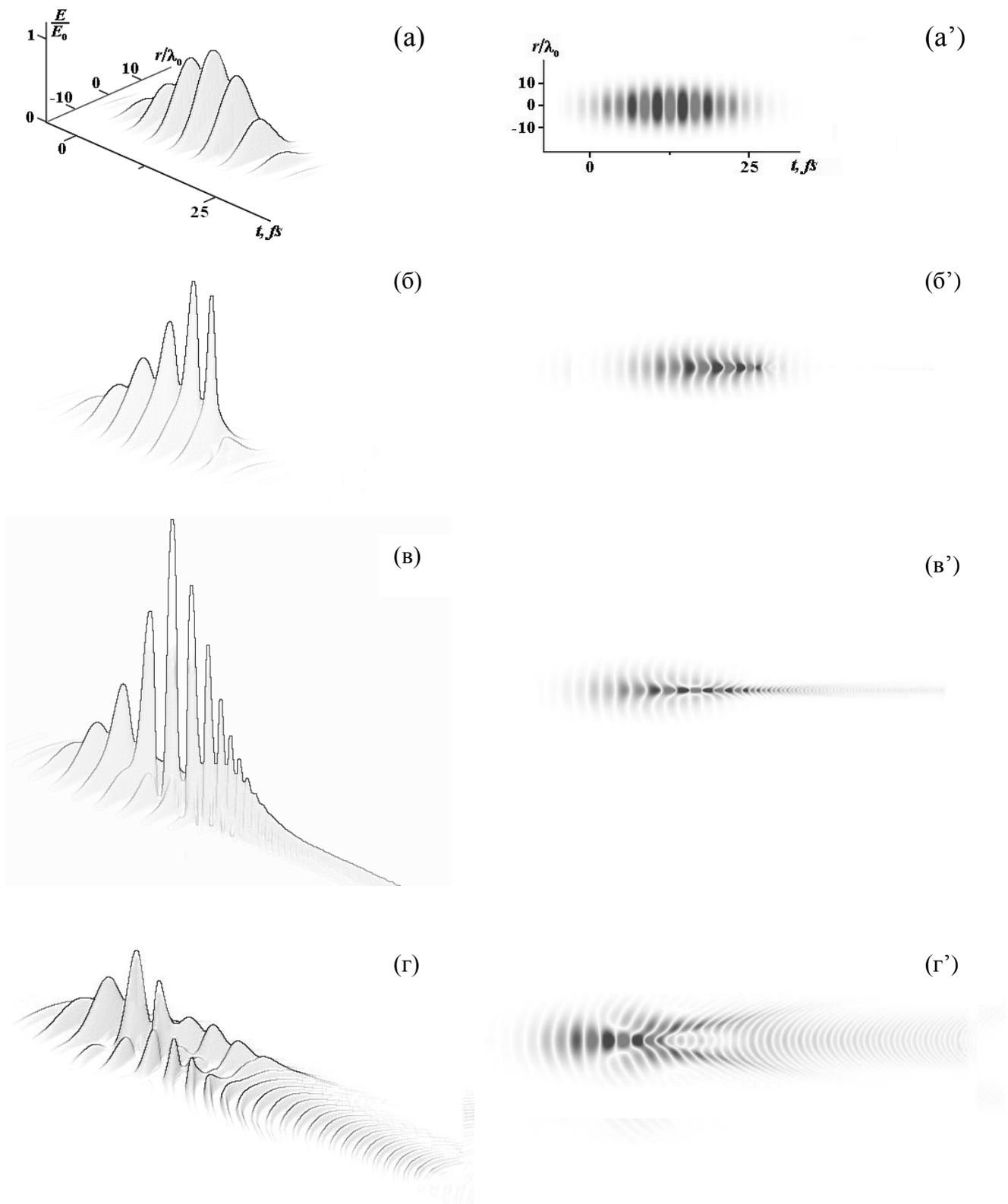


Рис. 1.21. Эволюция пространственной и временной структуры поля фемтосекундного оптического импульса из малого числа колебаний с параметрами на входе в среду $\lambda_0 = 780 \text{ нм}$; $\Delta t = 7.5 \text{ фс}$; $\Delta r = 10\lambda_0$; $I = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ в плавленном кварце: а-а') $z = 0$, б-б') $z = 0.05 \text{ мм}$, в-в') $z = 0.1 \text{ мм}$, г-г') $z = 0.2 \text{ мм}$

Увеличение амплитуды поля на оси волнового пакета ведет за счет нелинейности к дополнительному к дисперсионному увеличению его длительности (рис. 1.20 в–в'). Образуется распределение поля типа несимметричной гантели. Передняя часть существенно растянувшейся во времени оптической гантели является низкочастотной, задняя ее часть – высокочастотной. Таким образом, оптическая перемишка соединяет, по сути, уже два разных (разнесенных как в пространстве и времени, так и различающихся по частоте) оптических волновых пакета. Перемишка окружена отличающимся по частоте оптическим «облаком». В статье [115], в которой самофокусировка волны из малого числа колебаний моделировалась путем анализа решений уравнения для огибающей, такое распределение поля было названо «бабочкообразным». Этот эффект для оптических волн из малого числа колебаний является аналогом известного для фемтосекундных импульсов с большим числом колебаний эффекта деления импульса на два более коротких [23].

Далее при распространении в среде из-за дисперсионного расплывания электрическое поле волны уменьшается, снижается и ее интенсивность. Поэтому дальнейшее увеличение размеров оптической «гантели» из-за дифракции и дисперсии происходит практически в соответствии с законами линейной оптики (рис. 1.20 г–г').

На рис. 1.21 приведены изменения пространственной и временной структуры оптической волны из малого числа колебаний такой же исходной формы, что и выше, но с еще большей интенсивностью на входе в среду $I = 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Как видно из рисунка, в данном случае в процессе нелинейной эволюции волны отчетливо различаются две стадии самофокусировки – до фокальная и после фокальная. На первой стадии самофокусировки, как и в случае, рассмотренном выше, приводит к увеличению поля волны в ее приосевой части (рис. 1.21 б). Из рис. 1.21 б' видно, что область, в которую фокусируется излучение, смещается к задней части волны. Как и на рис. 1.20, на оси волнового пакета образуется филамент. Но в этом случае (рис. 1.21 в') филамент является более протяженным и узким оптическим каналом с отчетливой в его центре фокальной областью. Филамент по поперечным размерам соизмерим с центральной длиной волны излучения (рис. 1.21 в–в'), его расчетная интенсивность достигает очень высокого значения $I \approx 10^{15}$ Вт/см². Такие параметры излучения выходят за рамки приближений, которые были использованы при построении математической модели распространения излучения в оптической среде (1.3.22). Прежде всего, происходит нарушение условия параксиальности излучения (пучок не является широким) и, кроме того, при столь высоких интенсивностях нелинейный отклик среды становится значительно более сложным. Поэтому результаты

приводимые ниже и полученные в [56, 57] будем рассматривать только как качественные.

При таком качественном анализе глубокой самофокусировки отметим, что схлопывания излучения, которое предсказывается в рамках близких по сути математических моделей [115], в обсуждаемом численном эксперименте не наблюдалось. Это особо проверялось в работах [56, 57] модификацией алгоритма расчета самофокусировки. Из рис. 1.22, на котором подробнее, нежели на рис. 1.21, прописано изменение с увеличением расстояния z структуры поля в приосевой части оптического пучка (вблизи $r=0$), видно, что увеличение поля излучения при образовании узкой оптической перетяжки ведет к укрупнению заднего фронта временной огибающей импульса («огibaющую» для импульса из нескольких колебаний поля легко представить, например, соединив максимумы его поля). Затем, как видно из рисунка, происходит «обрушение» огибающей импульса с генерацией высокочастотной «пены».

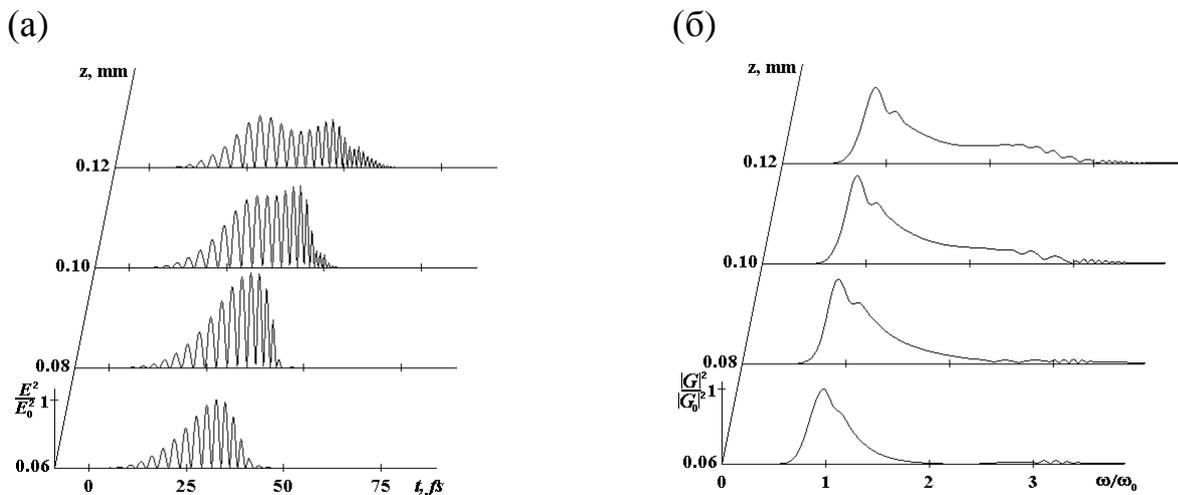


Рис. 1.22. Образование и «опрокидывание» ударной волны огибающей в приосевой части ($r=0$) оптического волнового пакета из малого числа колебаний при его самофокусировке в кварцевом стекле

Затем длительность импульса увеличивается, интенсивность его приосевой части заметно уменьшается. На второй (после образования филамента) стадии распространения оптический волновой пакет уже дифракционно и дисперсионно уширяется. В центре волнового пакета формируется пустота (рис. 1.21 в, г) – образуется оптический «пузырь», который в соответствии с законами линейной оптики увеличивается в размерах под воздействием дифракции и дисперсии. В силу нормальной групповой дисперсии кварцевого стекла в этом спектральном диапазоне высокочастотные компоненты, генерируемые в канале при опрокидывании ударной волны, по мере распространения волнового пакета отстают,

образуя задний фронт «пузыря». На переднем фронте «пузыря» оказываются низкочастотные компоненты излучения.

Заметим, что в статье [116] также использовался термин «световой пузырь». Но авторы этой работы использовали его для обозначения (1+1)-мерных видеоимпульсов.

На рис. 1.23 для обоих проанализированных выше случаев даны изменения с расстоянием в среде нормированных значений поля излучения E/E_0 (рис. 1.23 а, б) и модуля его спектральной плотности $|G|/|G_0|$ (рис. 1.23 а', б') в приосевой части ($r=0$) оптической волны.

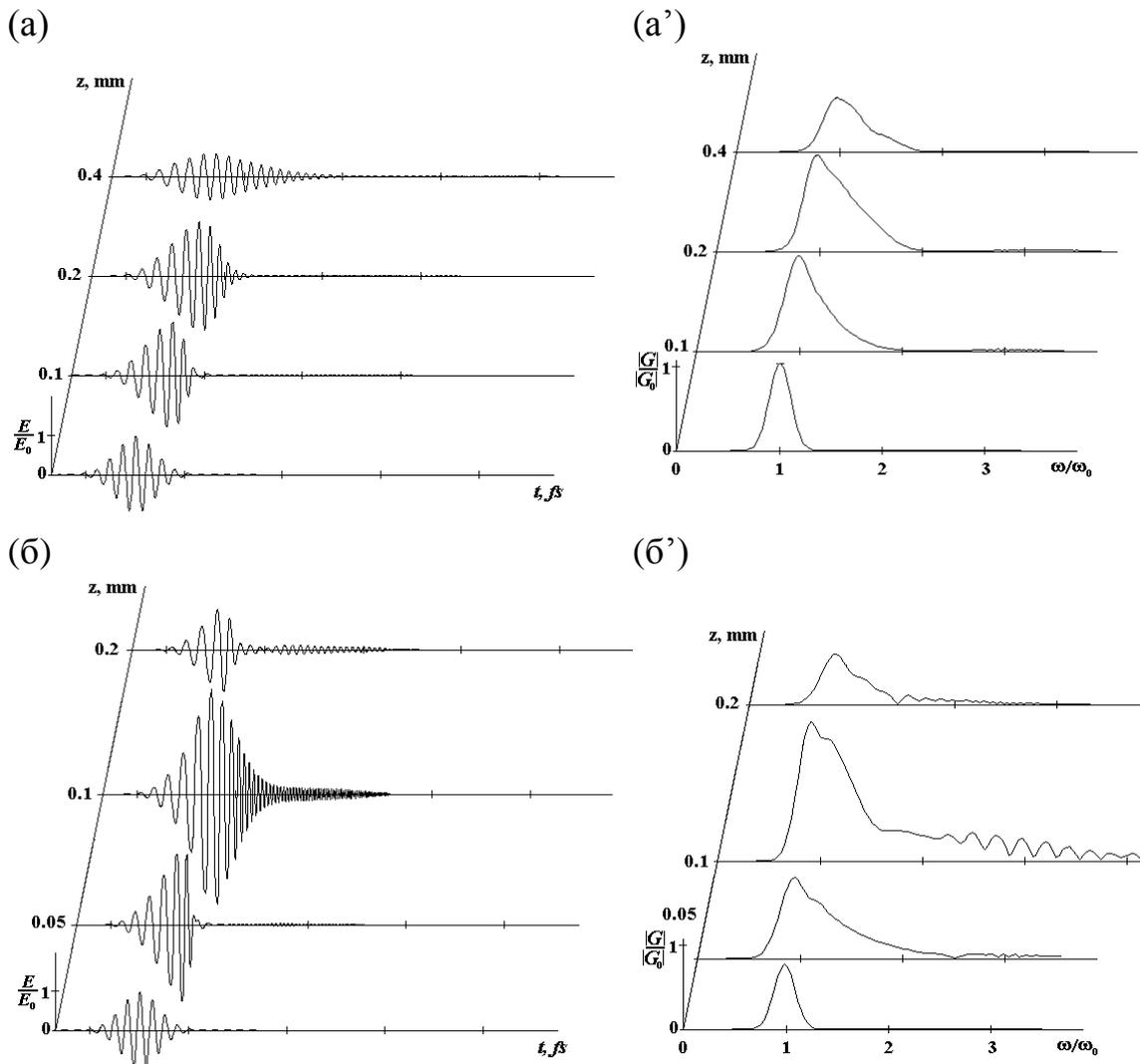


Рис. 1.23. Эволюция с расстоянием z в кварцевом стекле нормированной величины поля излучения E (а, б) и его спектра $|G|$ (а', б') в приосевой части ($r=0$) волны при ее входных интенсивностях а-а') $I = 1.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²; б-б') $I = 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²

Из рис. 1.23 а–а', видно, что у волны с входной интенсивностью $I = 1.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² происходит значительное уширение спектра в высокочастотную область. Самоиндуцированная в процессе самофокусировки излучения нелинейная временная линза обеспечила двукратное на расстоянии $z = 0.4$ мм увеличение длительности волнового пакета по сравнению с тем, что было бы из-за дисперсии в линейной среде. Из рис. 1.23 б–б' следует, что при еще большей интенсивности излучения на входе в среду усиление его поля в приосевом канале становится столь значительным, что происходит очень сильное укрупнение заднего фронта огибающей волны. Спектр излучения также испытывает сильные изменения (рис. 1.23, б'), уширяясь несимметрично как в «красную», так и в «синюю» области. Опрокидывание ударной волны огибающей, что видно из рис. 1.23 б', приводит к образованию очень мощного «синего» крыла в спектре излучения. Это явление известно хорошо по экспериментальному наблюдению самофокусировки фемтосекундных импульсов, которые состоят из большого числа колебаний поля.

Таким образом, в настоящей части учебного пособия мы рассмотрели методы вывода уравнений динамики поля фемтосекундных импульсов. Мы обсудили полезные приближения, которые позволили их получить. Эти уравнения дают возможность описывать нелинейное распространение в оптических средах излучения, спектр которого может в процессе взаимодействия с веществом становиться очень широким. Но мы и показали, что эти уравнения содержат, как предельный случай, хорошо известные в нелинейной оптике уравнения нелинейной динамики огибающих квазимонохроматических импульсов. В нескольких параграфах мы, используя решения обоснованных в пособии полевых уравнений, внимательно просмотрели особенности явлений самовоздействия и взаимодействия фемтосекундных оптических волн из малого числа колебаний. Проиллюстрированы ключевые сценарии формирования фемтосекундного спектрального суперконтинуума в волноводах, обсуждены явление самоиндуцированного изменения поляризации волн из малого числа колебаний, формирование и «обрушение» оптических ударных волн, образование оптических солитонов предельно коротких длительностей. Рассмотрено взаимодействие двух фемтосекундных оптических импульсов из малого числа колебаний, которое может приводить к организации квазидискретного фемтосекундного спектрального суперконтинуума с временной структурой в виде последовательности сверхкоротких сигналов. Показано, что такие последовательности перспективны в системах сверхбыстрой оптической передачи информации. Подробно рассмотрены особенности самофокусировки оптических волн из малого числа колебаний.

Многочисленные результаты теоретических исследований особенностей фемтосекундной нелинейной оптики, полученные также с помощью выведенных в пособии уравнений, читатель может найти также, например, в работах [117-124].

Литература к части 1

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988. — 312 с.
2. Spielman Ch., Curley P.F., Brabec Th., Krausz F. Ultrabroadband femtosecond lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1994.V. 30, № 4. P. 1100–1114.
3. Козлов С.А., Самарцев В.В. Основы фемтосекундной оптики. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 292 с.
4. Von der Linde D., Schuler H. Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser–solid interaction // *J. Opt. Soc. Am. B.*1999. V. 13, № 1.P. 216–222.
5. Alfano R.R. The supercontinuum laser source. N. Y.: Springer-Verlag, 1989.
6. Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidov V.P. Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser) // *J. Nonl. Opt. Phys. and Mater.* — 1999. — V. 8, № 1. — P. 121–146.
7. Brodeur A., Chin S.L. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media // *J. Opt. Soc. Am. B.*1999. V.16, № 4. — P. 637–650.
8. Karasawa N., Morita R., Shigekawa H., Yamashita M. Generation of intense ultrabroadband optical pulses by induced phase modulation in an argon-filled single-mode hollow waveguide // *Opt. Lett.* 2000. V. 25, № 3. — P. 183–185.
9. Karasawa N. et al. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a few-cycle and ultrabroadband optical pulses in a fused-silica fiber // *IEEE J. of Quant. Electron.* — 2001. — V. 37, № 3. — P. 398–404.
10. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A. J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm // *Opt. Lett.* — 2000. — V. 25, № 1. — P. 25–27.
11. Birks T.A., Wadsworth W. J., Russell P. St. J. Supercontinuum generation in tapered fibers // *Opt. Lett.* — 2000. — V. 25, № 19. — P. 1415–1417.
12. Желтиков А.М. Дырчатые волноводы // *УФН.* — 2000. — Т. 170, № 11. — С. 1203–1215.
13. Nishioka H., Odajima W., Ueda K., Takuma H. Ultrabroadband flat continuum generation in multichannel propagation of terrawatt Ti:sapphire laser pulses // *Opt. Lett.* — 1995. — V. 20, № 24. — P. 2505–2507.

14. Baltuska A., Wei Z., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. Optical pulse compression to 5 fs at a 1 MHz repetition rate // *Opt. Lett.* — 1997. — V. 22, № 2. — P. 102–104.
15. Nisovi M., De Silvestri S., Svelto O., Szipocs R., Ferencz K., Spielmann Ch., Sartania S., Krausz F. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs // *Opt. Lett.* — 1997. — V. 22, № 8. — P. 522–524.
16. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // *Rev. Mod. Phys.* — 2000. — V. 72, № 2. — P. 545–591.
17. Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media // *Phys. Rev. Lett.* — 1984. — V. 53, № 16. — P. 1555–1558.
18. Jaroszynski D.A., Chaix P., Piovela N. Superradiance in a short-pulse free-electron-laser oscillator // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — V. 78, № 9. — P. 1699–1702.
19. Ким А.В., Рябикин М.Ю., Сергеев А.М. От фемтосекундных к аттосекундным импульсам // *УФН.* — 1999. — Т. 169, № 1. — С. 85–103.
20. Scrinzi A., Geissler M., Brabec T. Attosecond cross correlation technique // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 86, № 3. — P. 413–415.
21. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. — М.: Мир, 1996. — 324 с.
22. Brabec Th., Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — V. 78, № 17. — P. 3282–3285.
23. Ranka J.K., Gaeta A.L. Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses // *Optics Letters.* — 1998. — V. 23, № 7. — P. 534–536.
24. Bojer G. High-power femtosecond-pulse reshaping near the zero-dispersion wavelength of an optical fiber // *Optics Letters.* — 1999. — V. 24, № 14. — P. 945–947.
25. Milosevic N., Tempea G., Brabec Th. Optical pulse compression: bulk media versus hollow waveguides // *Optics Letters.* — 2000. — V. 25, № 9. — P. 672–674.
26. Karasawa N., Nakamura Sh., Nakagawa N., Shibata M., Morita R., Shigekawa H., Yamashita M. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a few-cycle and ultrabroadband optical pulses in a fused-silica fiber // *IEEE J. of Quantum Electronics.* 2001. V.37, № 3. P.398–404.
27. Беленов Э.М., Назаркин А.В. О некоторых решениях уравнений нелинейной оптики без приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз // *Письма в ЖЭТФ.* — 1990. — Т. 51, № 5. — С. 252–255.
28. Azarenkov A.N., Altshuller G.B., Kozlov S.A. Self-action of supremely short light pulses in solids // In: *Huygens' Principle 1690–1990: Theory and Applications.* North-Holland, 1992, *Studies in Mathematical Physics.* — V. 3. — P. 429–433.
29. Ведерко А.В., Дубровская О.Б., Марченко В.Ф., Сухоруков А.П. О солитонах с малым числом периодов во времени или в пространстве // *Вестник МГУ, сер. 3: физика, астрономия.* — 1992. — Т. 33, № 3. С. 4–20.

30. Sasonov S.V. Propagation and amplification of femtosecond light pulses in condensed media // *Laser Physics*. — 1992. — V. 2, № 2. — P. 795–801.
31. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. — *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1997. — Т. 111, № 2. — С. 404–418.
32. Серкин В.Н., Шмидт Э.М., Беляева Т.Л., Марти-Панаменто Э., Салазар Х. Фемтосекундные максвелловские солитоны // *Квантовая электроника*. — 1997. — Т. 24, № 10-11. — С. 923–928. — С. 969–972.
33. Nazarkin A., Korn G. Raman self-conversion of femtosecond laser pulses and generation of single-cycle radiation // *Phys. Rev. A*. — 1998. — V. 58, № 1. — P. R61–R64.
34. Шварцбург А.Б. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах (точно решаемые модели) // *УФН*. — 1998. — Т. 168, № 1. — С. 85–103.
35. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде // *Квантовая электроника*. — 2000. — Т. 30, № 4. — С. 287–304.
36. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu. A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses // *Phys. Rev. A*. — 2002. — V. 66. — 013811.
37. Berkovskiy A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Y.A. Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media // *Phys. Rev. A*. — 2005. — V. 72. — 043821.
38. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. — М.: Наука, 1990. — 432 с.
39. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973. — 720 с.
40. Козлов С.А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей // В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. — СПб.: СПб ГУ ИТМО, 2000. — С. 12–34; Козлов С.А. Проблемы нелинейной оптики импульсов предельно коротких длительностей // *Вестник молодых ученых, сер. физ.* — 2000. — Т. 1. — С. 7–16.
41. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. — М.: Физматлит, 2006. — 792 с.
42. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Метод анализа динамики распространения фемтосекундных импульсов с континуумным спектром в прозрачной оптической среде // *Оптический журнал*. — 2000. — Т. 67, № 4. — С. 5–14.
43. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред // *Квантовая электроника*. — 1993. — Т. 20, № 8. — С. 733–757.

44. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Козлов С.А. Нерезонансный нелинейный поляризационный отклик вещества в поле предельно коротких импульсов // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71, № 2 С.334-339.
45. Козлов С.А. О классической теории дисперсии высокоинтенсивного света // Оптика и спектроскопия. — 1995. — Т. 79, № 2. — С. 290–292.
46. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. Распространение сильных полей световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах // Известия РАН, сер. физ. — 2007. — Т. 74, № 2. — С. 158–161.
47. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. Смещение спектра светового импульса из малого числа колебаний в коротковолновую область в диэлектрике с плазменной нелинейностью // Известия РАН, сер. физ. — 2007. — Т. 74, № 11. — С. 3–6; Андреев А.А., Беспалов В.Г., Городецкий А.А. и др. Генерация сверхширокополосного терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двумя радиочастотными фемтосекундными импульсами // Оптика и спектроскопия. — 2009. - Т. 107, № 4.- С. 569–576.
48. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Sazonov S.V., Oukrainski A.O., Shpolyanskiy Yu.A. Spectrum supercontinuum generation by temporal broadening in isotropic nonlinear media of femtosecond light pulses // Physics of Vibrations. — 1999. — V. 7, № 1. — P. 19–28.
49. Козлов С.А. Поляризационное самовоздействие импульсов из нескольких колебаний светового поля в диэлектрических средах // Оптика и спектроскопия. — 1998. — Т. 84, № 6. — С. 979–981.
50. Ukrainsky A.O., Kozlov S.A. Polarization effects in the interaction of extremely short light pulses with nonlinear media // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. — 2001. — № 3. — P. 180-184.
51. Маймистов А.И. Распространение ультракоротких поляризованных световых импульсов в нелинейной среде // Оптика и спектроскопия. — 1995. — Т. 78, № 3. — С. 483–487.
52. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Oukrainski A.O., Sazonov S.V., Shpolyanskiy Yu.A. Self-action of continuum spectrum femtosecond pulses. — Proc. SPIE. — 1999. — V. 3735. — P. 43–54.
53. Беленов Э.М., Крюков П.Г., Назаркин А.В., Прокопович И.П. Динамика распространения мощных фемтосекундных импульсов в комбинационно-активных средах // ЖЭТФ. — 1994. — Т. 105, № 1. — С. 28–42.
54. Беленов Э.М., Исаков В.А., Канавин А.П., Сметанин И.В. Трансформация поля мощного ультракороткого импульса в комбинационно-активной среде. — Письма в ЖЭТФ. — 1994. Т. 60, № 11. — С. 762–765.
55. Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. — М.: Физматлит, 1997. — 336 с.
56. Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Самофокусировка волновых пакетов из малого числа колебаний светового поля в

- диэлектрических средах // В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. — СПб.: СПб ГУ ИТМО, 2004. — С. 170–188.
57. Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Самофокусировка импульсов с малым числом колебаний светового поля // Оптический журнал. — 2002. — Т. 69, № 3. — С. 11–23.
58. Козлов С.А., Петрошенко П.А. Самоделение импульсов из нескольких колебаний светового поля в нелинейной среде с дисперсией // Письма в ЖЭТФ. — 2002. — Т. 76, № 4. — С. 241–245.
59. Избюров С.А., Козлов С.А. Динамика пространственного спектра световой волны при ее самофокусировке в нелинейной среде // Письма в ЖЭТФ. — 2000. — Т. 71, № 11. — С. 666–670.
60. Ames J.N., Ghosh S., Windeler R.S., Gaeta A.L., Cundiff S.T. Excess noise generation during spectral broadening in microstructured fiber. — Appl. Phys. B. — 2003. — V. 77, № 2-3. — P. 279–284.
61. Tzortzakis S., Sudrie L., Franko M., Prade B., Mysyrowics A., Couairon A., Berge L. Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica // Phys. Rev. Lett. — 2001. — V. 87, № 21. — 213902(1–4).
62. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. Нелинейно-оптическая трансформация мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе. — Квантовая электроника. — 2003. — Т. 33, № 1. — С. 69–75.
63. Chen Y., Theberge F., Kosareva O. et al. Evolution and termination of a femtosecond laser filament in air // Optics Letters. — 2007. — V. 32, № 24. — P. 3477.
64. Беленов Э.М., Назаркин А.В. Нестационарные дифракционные эффекты при распространении сгустка электромагнитного поля в вакууме // ЖЭТФ. — 1991. — Т. 53, вып. 4. — С. 188–191.
65. Shpolyanskiy Yu.A., Belov D.L., Bakhtin M.A., Kozlov S.A. Analytic study of continuum spectrum pulse dynamics in optical waveguides // Appl. Phys. B. — 2003. — V. 2–3. — P. 349–355.
66. Косевич А.М., Ковалев А.С. Введение в нелинейную физическую механику. — Киев, Наукова думка, 1989. — 304 с.
67. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Сутягин А.Н., Шполянский Ю.А. Сверхширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов и их временное сжатие до одного колебания светового поля // Оптический журнал. — 1998. — Т. 65, № 10. — С. 85–88.
68. Шполянский Ю.А. Сценарии развития фемтосекундного спектрального суперконтинуума // В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. — СПб.: СПбГУИТМО, 2000. — С. 136–153.
69. Шполянский Ю.А. Сверхширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в среде с электронной и электронно-колебательной нелинейностями // Вестник молодых ученых, сер. физ. — 2000. — Т. 1. — С. 17–27.

70. Deift P., Zhou X. A steepest descent method for oscillatory Riemann-Hilbert problem // *Bull. of the Am. Math. Soc.* — 1992. — V. 26, № 1. — P. 119–124.
71. Azarenkov A.N., Altshuler G.B., Kozlov S.A. Self-action of supremely short light pulses in solids // In book: Huygens' principle 1690–1990: theory and applications. North-Holland, 1992, Studies in mathematical physics. — V. 3. — P. 429–433.
72. Azarenkov A.N., Kozlov S.A., Kuznetsov P.V., Martsinovsky G.A. Optical videosolitons in solids // *Proceedings SPIE.* — 1993. — V. 1983. — P. 865–866.
73. Сазонов С.В., Халяпин В.А. О квазисолитонном распространении импульсов длительностью в несколько периодов оптических колебаний в изотропных диэлектриках // *Оптика и спектроскопия.* — 2003. Т. 95, № 3. — С. 452–457.
74. Карташов Д.В., Ким А.В., Скобелев С.А. Солитонные структуры волнового поля с произвольным числом колебаний в нерезонансных средах // *Письма в ЖЭТФ.* — 2003. — Т. 78, № 5. — С. 722–726.
75. Kobtsev S.M., Kukarin S.V., Fateev N.V., Smirnov S.V. Coherent, polarization and temporal properties of self-frequency shifted solitons generated in polarization-maintaining microstructured fibre // *Appl. Phys. B.* — 2005. — V. 81, № 2-3. — P. 265–269.
76. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Федоров С.В. Диссипативные предельно короткие локализованные структуры излучения // *Оптика и спектроскопия.* — 2006. — Т. 101, № 5. — С. 784–790.
77. Козлов С.А., Королев А.А. Передача сигналов оптическими солитонами длительностью в несколько периодов колебаний светового поля // *Известия вузов, серия приборостроение,* 1998, № 3. — С. 32–35.
78. Желтиков А.М. Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. — М.: Физматлит, 2006. — 296 с.
79. Shpolyanskiy Yu. A., Bepalov V.G., Kozlov S.A., Steinmeier G. The theory of spectral supercontinuum generation in microstructure fibers // *Proc. SPIE.* — 2002. — V. 4638. — P. 107–114.
80. Boyer G. Shock-wave-assisted ultrafast soliton generation // *Opt. Lett.* — 2000. — V. 25, № 9. — P. 601–603.
81. Liu X. et al. Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber // *Opt. Lett.* — 2001. — V. 26, № 6. — P. 358–360.
82. Желтиков А.М. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверх короткими лазерными импульсами // *УФН.* — 2006. — Т. 176, № 6. — С. 623–649.
83. Zheltikov A.M. Perturbative analytic treatment of adiabatically moderated soliton self-frequency shift // *Physical Rev. E.* — 2007. — V. 76. — 037603 (4 p.).
84. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. — М.: Мир, 1988. — 694 с.

85. Маймистов А.И., Елютин С.О. Распространение ультракороткого импульса света в нелинейной нерезонансной среде // Оптика и спектроскопия. — 1991. — Т. 70, № 1. — С. 101–105.
86. Беленов Э.М., Назаркин А.В., Ушаковский В.А. Динамика распространения и взаимодействия сгустков электромагнитного поля в двухуровневых средах. — ЖЭТФ. — 1991. — Т. 100, № 3(9). — С. 762–775.
87. Сазонов С.В. Насыщение когерентного усиления ультракоротких импульсов в инвертированной среде // Письма в ЖЭТФ. — 1991. — Т. 53, № 8. — С. 400–402.
88. Sasonov S.V., Trifonov E.V. Solutions for Maxwell-Bloch equations without using the approximation of a slowly varying envelope: circularly-polarized video pulses // J. Physics B. — 1994. — V. 27. — P. L7–L12.
89. Маймистов А.И. О распространении ультракоротких световых импульсов в нелинейной среде // Оптика и спектроскопия. — 1994. Т. 76, № 4. — С. 636–640.
90. Андреев А.В. Солитоны неукороченных уравнений Максвелла–Блоха // ЖЭТФ. — 1995. — Т. 108, № 3(9). — С. 796–806.
91. Kalosha V.P., Herrmann J. Formation of optical subcycle pulses and full Maxwell-Bloch solitary waves by coherent propagation effect // Phys. Rev. Lett. — 1999. — V. 83, № 3. — P. 544–547.
92. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Krylov V.N., Shpolyanskiy Yu.A. Technical Digest of CLEO\QELS'99, Baltimore, MD, USA, May 23–28, 1999, CTuF5. — P. 108.
93. Macdonald G.S., New G.H. C., Losev L.L., Lutsenko A.P. On the generation of ultra-broad bandwidth light in air at atmospheric pressure // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. — 1997. — V. 30. — P. L719–L725.
94. Coen S., Alvin Hing Lun Chau, Leonhardt R., Harvey J.D., Knight J.C., Wadsworth W. J., Russell P. St. J. Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers // J. Opt. Soc. Am. B. — 2002. — V. 19, № 4. — P. 753–764.
95. Harris S.E., Sokolov A.V. Subfemtosecond pulse generation by molecular modulation // Phys. Rev. Lett. — 1998. — V. 81, № 14. — P. 2894–2897.
96. Kalosha V.P., Herrmann J. Phase relations, quasicontinuous spectra and subfemtosecond pulses in high-order stimulated Raman scattering with shortpulse excitation // Phys. Rev. Lett. — 2000. — V. 85, № 6. - P. 1226–1229.
97. Козлов С.А., Украинский А.О. Поляризационные эффекты при взаимодействии предельно коротких импульсов с нелинейными средами. — Известия РАН, сер. физ. — 2001. — Т. 65, № 4. — С. 575–580.
98. Дубровская О.В., Сухоруков А.П. О взаимодействии оптических импульсов с малым числом периодов в средах с квадратичной нелинейностью // Известия РАН, сер. физ. 1992. Т. 56, № 12. - С. 184–188.
99. Казанцева Е.В., Маймистов А.И. Распространение предельно коротких импульсов в нерезонансной квадратично нелинейной среде в приближении

- однонаправленных волн // Квантовая электроника. — 2000. — Т. 30, № 7. — С. 623–628.
100. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. О динамике предельно коротких импульсов в двулучепреломляющих средах // Квантовая электроника. — 2000. — Т. 30, № 10. — С. 917–921.
101. Нестеров С.В., Сазонов С.В. Режимы нелинейного распространения предельно коротких импульсов в системе анизотропных туннельных переходов. — ЖЭТФ. — 2004. — Т. 126, № 9. — С. 741–757.
102. Комисарова М.В., Сухоруков А.П. Оптические солитоны в средах с квадратичной и кубической нелинейностями // Известия РАН, сер. физ. — 1992. — Т. 56, № 12. — С. 189–193.
103. Сазонов С.В., Халяпин В.А. О влиянии поперечных возмущений на распространение солитоноподобных двухкомпонентных импульсов в одноосных кристаллах // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99, № 5. С. 279.
104. Сазонов С.В. Нелинейный эффект Фарадея для ультракоротких импульсов. — ЖЭТФ. — 1995. — Т. 107, вып. 1. — С. 20–43.
105. Маньков В.Ю., Пархоменко А.Ю., Сазонов С.В. Оптическое эхо при комбинированном воздействии на среду предельно короткого и квазирезонансного импульсов // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 10. — С. 934–938.
106. Пархоменко А.Ю., Сазонов С.В. Многочастотное фотонное эхо, порождаемое предельно короткими импульсами // Письма в ЖЭТФ. — 1998. — Т. 67, вып. 11. — С. 887–891.
107. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б. Распространение фемтосекундных световых импульсов в усиливающей среде // Оптика и спектроскопия. — 1989. — Т. 67, вып. 5. — С. 1099–1104.
108. Бахтин М.А., Козлов С.А. Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах // Оптика и спектроскопия. — 2005. — Т. 98, № 3. — С. 425–430.
109. Бахтин М.А., Козлов С.А. Управление параметрами терагерцовой последовательности световых импульсов // Научно-технический вестник СПбГУИТМО. — СПб.: СПбГУИТМО, 2006. — С. 22–26.
110. Kandidov V.P., Kosareva O.V., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) -Applied Physics B. 2003.V.77, № 2-3. P. 149-166.
111. Fang X. J., Kobayashi T. Evolution of a super-broadened spectrum in a filament generated by an ultrashort intense laser pulse in fused silica. — Applied Physics B. — 2003. — V. 77, № 2-3. — P. 167–170.
112. Akozbek N., Trushin S.A., Baltushka A. et al. Extending the supercontinuum spectrum down to 200 nm with few-cycle pulses // New J. of Physics. — 2006. — V. 8, № 177. — P. 1–12.

113. Gaeta A.L. Catastrophic collapse of ultrashort pulses // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — V. 84, № 16. — P. 3582–3585.
114. Kolesic M., Katona G., Moloney J.V., Wright E.M. Theory and simulation of supercontinuum generation in transparent bulk media // *Applied Physics B.* — 2003. — V. 77, № 2-3. — P. 185–196.
115. Балакин А.А., Миронов В.А. Динамика самовоздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов // *Письма в ЖЭТФ.* — 2002. — Т. 75, № 12. — С. 741–745.
116. Kaplan A.T., Shkolnikov P.L. Electromagnetic «bubbles» and shock waves: unipolar, nonoscillating EM solitons // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — V. 75, № 12. — P. 2316–2319.
117. Каройко Y.A., Drozdov A.A., Kozlov S.A., Zhang Xi-C. Evolution of few-cycle pulses in nonlinear dispersive media: Velocity of the center of mass and root-mean-square duration. – *Physical Review A.* 2016. V. 94. N. 3. P. 033803.
118. Тсупкин А.Н., Путилин С.Е., Мельник М.В., Макаров Е.А., Беспалов В.Г., Козлов С.А. Generation of high-intensity spectral supercontinuum of more than two octaves in a water jet. – *Applied Optics.* 2016. V. 55. N. 29. P. 8390-8394.
119. Dolgaleva K., Materikina D.V., Boyd R.W., Kozlov S.A. Prediction of an extremely large nonlinear refractive index for crystals at terahertz frequencies. – *Physical Review A.* 2015. V. 92. N. 2. P. 023809.
120. Тсупкин А.Н., Комарова Ю.А., Путилин С.Е., Окисhev А.В., Козлов С.А. Direct measurement of the parameters of a femtosecond pulse train with a THz repetition rate generated by the interference of two phasemodulated femtosecond pulses. – *Applied Optics.* 2015. Vol. 54. N 8. P. 2113-2117.
121. Drozdov A.A., Kozlov S.A., Sukhorukov A.A., Kivshar Yu.S. Self-phase modulation and frequency generation with few-cycle optical pulses in nonlinear dispersive media. – *Physical Review A.* 2012. V. 86. N 5. P. 053822-10.
122. Ezerskaya A.A., Ivanov D.V., Kozlov S.A., Kivshar Yu.S. Spectral Approach in the Analysis of Pulsed Terahertz Radiation // *J Infrared Milli. Terahz. Waves.* 2012. V. 33. N 9. P. 926–942.
123. Kozlov S.A. and Samartsev V.V. *Fundamentals of femtosecond optics.* – Woodhead Publishing Limited. 2013. – 272 p.
124. Козлов С.А., Самарцев В.В. *Основы фемтосекундной оптики.* – Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2009, 294 с.

Часть 2. Экспериментальные методы фемтосекундной оптики

§2.1 Вводные сведения

§2.1.1. Введение. Временные интервалы, доступные человеку

С течением времени науке покоряются все более короткие временные интервалы. Общеизвестно, что в международной системе единиц СИ за единицу измерения времени взята секунда. Термин «секунда» (лат. «secunda») имеет корни у латинского выражения «pars minuta secunda», что можно перевести как «вторая маленькая часть часа». В 1000 г. персидский учёный Аль-Бируни определил секунду как $1/86\,400 = 1/(24 \times 60 \times 60)$ часть суток. Сохранилась информация, что 1560 гг. предпринимались первые не очень удачные попытки создания часов с секундной стрелкой. В 1644 г. математик Марен Мерсенн предложил маятник длиной 0,994 м, период колебаний которого составлял 2 секунды.

Рисунок 2.1 демонстрирует уменьшение минимальных, полученных на практике и измеренных в эксперименте длительностей импульсов за последние столетия.

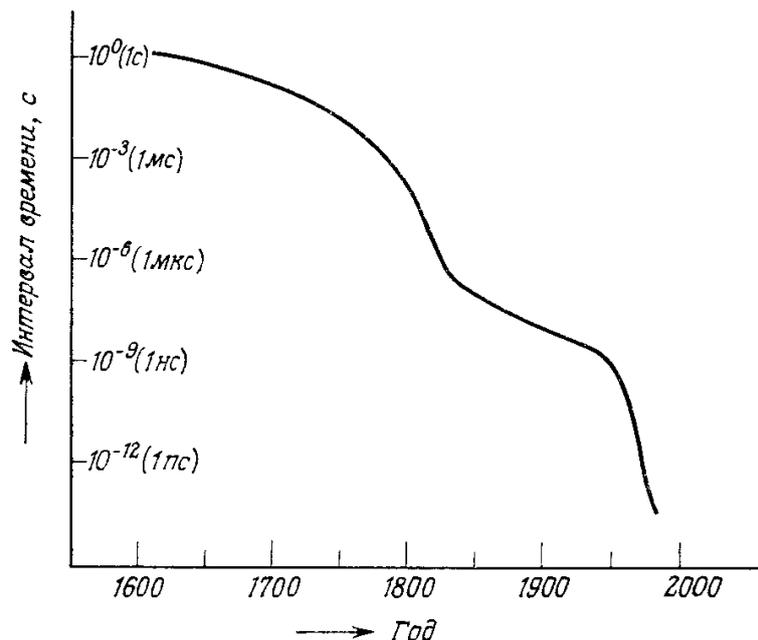


Рис. 2.1. Хронология покорения временных интервалов человеком в масштабе последних столетий. [1],

Изобретая и осваивая новые техники генерации и измерения коротких импульсов, человек получил возможность изучать процессы, протекающие в во все более малых пространственных, и все менее продолжительных временных масштабах. Эти действия сыграли

чрезвычайно важную роль в появлении того множества открытий, которое сделало наш мир таким, каким мы можем наблюдать его сейчас. В 20 веке электроника, а затем и оптика позволили получать достоверную информацию о процессах, протекающих в нано, пико, а затем и фемтосекундных интервалах. Большой прорыв в этой области обеспечило изобретение лазерных источников излучения.

Со школьной скамьи мы знаем, что за 1 секунду свет проходит 300 тысяч километров. Следовательно, за 1 миллисекунду свет пройдёт 300 тысяч метров, за микросекунду – 300 метров, а за наносекунду – всего лишь 30 сантиметров. Важно понимать, что продвижение вглубь временных явлений сопровождается уменьшением также и пространственных масштабов. Действительно, бóльшие тела обладают бóльшей инерцией, и за более короткие промежутки времени не успевают переместиться. Мысленно перейдя в наносекундный интервал, мы заметим, что движение макроскопических тел замирает, а на микромасштабе становится различимо движение микрочастиц.

За 1 пикосекунду свет проходит 300 микрометров. Это расстояние соответствует длине электромагнитной волны, осциллирующей с частотой 1 ТГц. В пикосекундном масштабе движутся атомы и молекулы. Начиная с этого интервала электроника, предоставлявшая большое разнообразие средств измерения в случае исследования процессов микро и миллисекундной длительности, становится практически бессильной, так как время задержки распространения сигнала на логический элемент интегральных схем пока не способно выйти далеко за пикосекундный барьер. Так, например, граничная частота работы графенового транзистора 427 ТГц [2], следовательно, один такт занимает 2,34 пс. Поэтому, на помощь в задаче исследования пикосекундных процессов приходит оптическая техника называемая «накачка-зондирование». Характерными данному диапазону являются времена колебаний узлов кристаллической решетки – фононов. Возбуждая такие колебания, и детектируя отклик среды на них можно изучать кинетику фазовых переходов и многое другое.

За 1 фемтосекунду свет проходит 300 нанометров. Как известно, длины волн излучения оптического диапазона находятся в пределах 400-700 нм, таким образом, период колебания электромагнитного поля в световой волне 1,3-2,3 фемтосекунды. В этом диапазоне атомы уже неподвижны, и появляется возможность отслеживать скорость хаотического движения электронов.

§ 2.1.2. Особенности фемтосекундного излучения

Основными особенностями фемтосекундных лазерных импульсов являются:

- (i) сверхкороткая длительность, позволяющая достичь высокого временного разрешения в исследованиях;
- (ii) высокая пиковая интенсивность, которая приводит к возникновению различных оптических нелинейных эффектов;
- (iii) высокая частота повторения, что делает востребованным их использование в оптических телекоммуникациях и в задачах хронометрирования;
- (iv) Присущий им широкий спектральный состав, который находит большое применение в измерительных техниках, таких как оптическая когерентная томография и дистанционное зондирование

Все эти особенности делают фемтосекундное излучение чрезвычайно привлекательным инструментом, используемым в самых разнообразных областях, таких как химия или биология, а также в таких разделах техники, как телекоммуникации, материаловедение, неразрушающий контроль и др. Следует также отметить ту важную роль, которая отводится фемтотехнологиям при решении таких задач, как осуществление инерциального термоядерного синтеза, создание оптических стандартов частоты, генерации рентгеновского и гамма излучений, лазерное охлаждение атомов.

§ 2.1.3. Хронология развития импульсных лазерных систем

1960. $\Delta t = 1$ мс. Первый лазер на рубине Меймана [3].

1962. $\Delta t = 20$ нс. Модуляция добротности рубинового лазера. Ячейка Керра [4].

1964. $\Delta t = 2,5$ нс. Активная синхронизация мод He-Ne лазера акустооптическим модулятором [5].

1966. $\Delta t = 40$ пс. Активная синхронизация мод Nd:YAG акустооптическим модулятором [6].

1968. $\Delta t = 5$ пс. Пассивная синхронизация мод насыщающимся поглотителем лазера на красителе R6G с ламповой накачкой [7].

1972. $\Delta t = 1,5$ пс. Накачка аргоновым лазером лазера на красителе R6G с насыщающимся поглотителем [8,9].

1974. $\Delta t = 300$ фс. Струйный лазер на красителе R6G [10].

1981. $\Delta t = 65$ фс. Струйный лазер на красителе R6G с кольцевым резонатором и сталкивающимися импульсами в струе поглотителя [11].

1983. $\Delta t = 16$ фс. Внешний волоконно-решетчатый компрессор [12].

1987. $\Delta t = 6$ фс. Внешний волоконно-решеточно-призмный компрессор [13].

1997. $\Delta t = 4,9$ фс. Внешний волоконно-решеточно-призмный компрессор с использованием чирпированных зеркал. Нелинейная компрессия импульса титан-сапфирового лазера [14].

2003. $\Delta t = 3,4$ фс. Нелинейная компрессия импульса от титан-сапфирового усилителя в полном капилляре с аргоном и последующая компенсация chirpa в шейпер с ЖК-модулятором [15].

2012. $\Delta t = 67$ ас. Генерация аттосекундных импульсов за счет нелинейно-оптические взаимодействия предельно-коротких импульсов со стабилизированной фазой.[16].

Впервые лазерная генерация была получена Мейманом в 1960 году [3]. Им был создан лазер на рубине ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$). Длительность импульса определялась временем разряда лампы, используемой для накачки, и составляла около 1мс. Хелвардом [17] в 1961 году был предложен метод модуляции добротности. Суть предложенного метода в следующем - в резонатор лазера вводится модулятор, который вносит потери и снижает добротность резонатора ниже порога генерации. Вначале модулятор закрыт. При накачке энергия запасенная в активной среде не расходуется на излучение вследствие чего достигается высокая инверсная населенность активной среды. Затем модулятор открывается, восстанавливается добротность оптического резонатора и вся накопленная активной средой энергия излучается в виде короткого импульса. Этот метод был экспериментально реализован в 1962 году. В резонатор рубинового лазера поместили в качестве модулятора добротности ячейку Керра и получили длительность импульса 20 нс [4].

Активная синхронизация мод была впервые реализована в 1964 году. В резонатор гелий-неонового лазера был установлен акустооптический модулятор потерь и была получена длительность импульса 2.5 нс [5]. В 1966 году была получена длительность импульса 40 пс при установки акустооптического модулятора в резонатор лазера на алюмоиттриевом гранате [6].

Пассивная синхронизация мод была впервые осуществлена в 1968 году. В резонатор лазера на красителе (родамин 6G), вблизи глухого зеркала резонатора, была помещена кювета с насыщающим поглотителем (краситель DODCI). Накачка активной среды осуществлялась импульсной лампой. Был получен цуг коротких импульсов [18]. В 1969 авторам [7] удалось измерить длительность импульсов генерируемых описанным выше лазером методом двухфотонной люминесценции. Она равнялась 5 пс. Лазеры на красителе с ламповой накачкой работали в квазинепрерывном режиме и генерировали цуг импульсов длительность которого определялась временем разряда конденсатора через лампу накачки. Дальнейший прогресс в генерации коротких импульсов лазерными источниками вплоть до появления титан-сапфирового лазера в 1990 году был связан с использованием лазеров на красителе, а точнее на радомине 6G, имевшего рекордную по ширине полосу усиления (570-650 нм).

В 1972 для накачки лазера на красителе с насыщающим поглотителем был впервые использован аргоновый лазер. Это позволило получить стабильную непрерывную последовательность сверхкоротких импульсов с длительностью 1,5 пс [8,9]. В 1974 годы авторы [10] разработали первый струйный лазер на красителе. Струя красителя находилась в каустике резонатора, состоящего из двух сферических и двух плоских зеркал. Накачка струи осуществлялась аргоновым лазером, насыщающий поглотитель прокачивался через кювету расположенную вплотную к глухому зеркалу резонатора. При толщине кюветы с насыщающим поглотителем 0.2 мм была получена длительность импульса 300 фс.

Длительность оптического импульса менее 100 фс была впервые получена в 1981 году, при использовании струйного лазера на красителе с кольцевым резонатором и сталкивающимися импульсами в струе насыщающегося поглотителя. Полученная длительность импульса составила 65 фс [11].

Дальнейшее уменьшение длительности оптических импульсов связано с использованием нелинейной компрессии импульсов. Импульс распространялся по волокну, и за счет нелинейных явлений происходило значительное уширение его спектра. Длина волокна подбиралась таким образом, чтобы уширенный импульс на выходе имел чирп, который затем компенсировался оптическим компрессором. В 1982 году в работе [19] была получена трехкратная компрессия с помощью волоконно-решетчатого компрессора и получена длительность импульса 30 фс. Через два года с помощью этого метода импульс длительностью 70 фс был сжат до 16 фс [12]. В 1985 году импульс длительностью 40 фс был компрессирован до 8 фс [20], а в 1987 году компрессор из дифракционных решёток был дополнен призменным компрессором что позволило компенсировать более высокие порядки дисперсии и сжать импульс длительностью 40 фс до 6 фс [13]. В 1997 году была получена длительность импульса 4,9 фс. Оптический импульс генерируемый титан-сапфировым лазером длительностью 13 фс и энергией 45 нДж распространялся в одномодовом волокне, сохраняющее поляризацию длиной 3-4 мм. Для компрессии использовались компрессор на дифракционных решётках и призменный компрессор. Длительность контролировалась сканирующим автокоррелятором [14].

В 2003 была получена длительность импульса 3,8 фс [22]. Она была получена при двух каскадной нелинейной компрессии излучение от титан-сапфирового усилителя с длительностью 25 фс и энергией 0,5 мДж в полном капилляре заполненном аргоном. Компенсация дисперсии в первом каскаде осуществлялась чирпированными зеркалами, а во втором каскаде оптическим шепером с пространственным модулятором света [21]. Измерение амплитудно-фазовых характеристик импульса производилось с помощью метода SPIDER.

В тот же году был получен импульс длительностью 3,4 фс авторами [15], использовавшими сходный метод. Излучение от титан-сапфирового усилителя с энергией импульса 94 мкДж фокусировалось в капилляр, заполненный аргоном. Ширина спектра на выходе волокна превышала одну октаву (495–1090 нм). Компрессия осуществлялась шейпером, в спектральной плоскости которого расположен пространственный жидкокристаллический модулятор света. Длительность и фаза импульса измерялись с помощью метода SPIDER.

В описанной работе получены фемтосекундные импульсы длительностью 3,4 фс [15]. Один период поля для титан-сапфирового лазера составляет 2,7 фс. Тем самым фактически достигнут предел по уменьшению длительности импульса для данного спектрального диапазона. Дальнейший прогресс в сокращении длительности связан с освоением более коротковолнового диапазона.

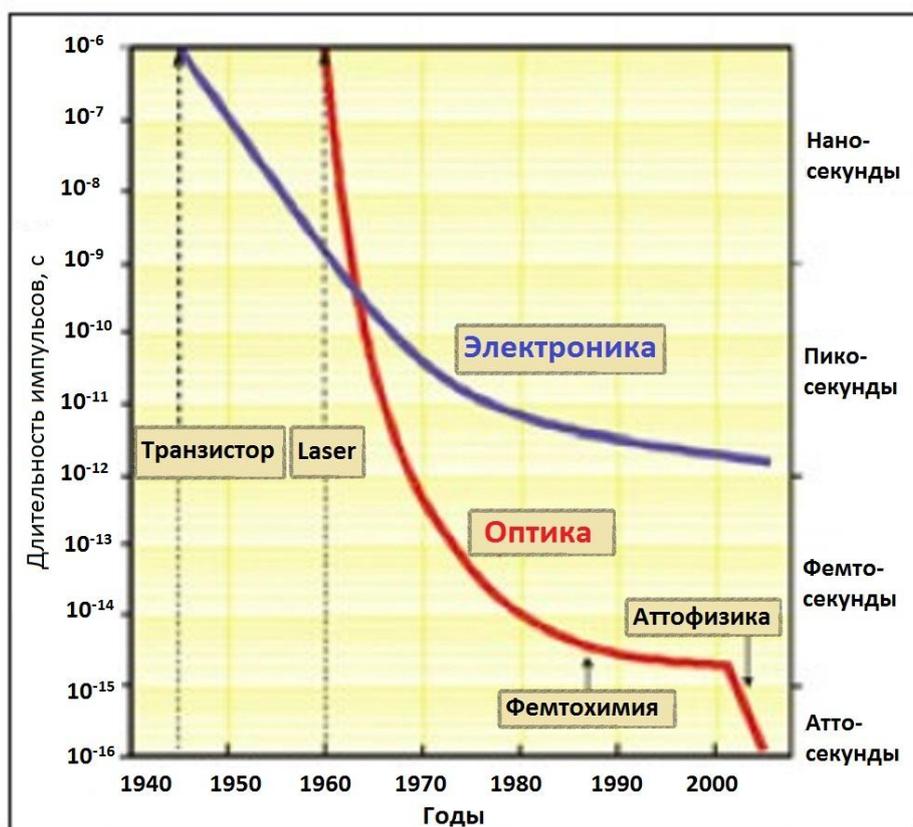


Рис 2.2. Прогресс в генерации коротких импульсов лазерными источниками.

Самый короткий импульс, длительностью 67 ас, был получен в 2012 году авторами [16], за счет нелинейно-оптических взаимодействия предельно-коротких импульсов со стабилизированной фазой

§ 2.2. Синхронизация мод и компенсация дисперсии резонатора

§ 2.2.1. Синхронизация мод

Синхронизация продольных мод резонатора является методом генерации сверхкоротких лазерных импульсов. При непрерывной синхронизации мод длительность импульса много меньше времени двойного обхода резонатора, а частота повторения импульсов (от нескольких десятков мегагерц до нескольких сотен гигагерц) определяется временем двойного обхода резонатора.

Под модами резонатора понимают колебания, частота которых совпадает с собственной частотой резонатора. В основном, лазеры, генерирующие сверхкороткие импульсы, излучают одну поперечную моду резонатора. В этом случае, если пренебречь дисперсией резонатора, продольные моды резонатора описываются следующим выражением:

$$\omega_m = \frac{\pi c m}{L}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad \delta\omega = \frac{\pi c}{L}, \quad (2.2.1)$$

где c – скорость света, L – длина резонатора, $\delta\omega$ – межмодовый интервал. Количество возбуждаемых продольных мод резонатора M зависит от ширины спектральной полосы усиления лазера $\Delta\omega$ и от длины резонатора,

$$M = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega} \quad (2.2.2)$$

Напряженность поля лазерного излучения в фиксированной точке пространства можно представить как интерференцию M продольных мод [23]:

$$E(t) = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}} \frac{1}{2} E_m \exp(i[(\omega_0 + m\delta\omega)t + \varphi_m]), \quad (2.2.3)$$

где ω_0 – центральная частота спектральной полосы усиления лазера, E_m – амплитуда m моды, φ_m – фаза m моды.

Для простоты предположим, что M мод обладают одинаковыми амплитудами равными E_0 .

Рассмотрим два варианта – фазы мод случайны и фазы мод сфазированы.

1. Пусть фаза каждой моды случайно распределена от π до $-\pi$. Как видно из рис. 2.3а., для этого случая лазерное излучение характеризуется шумовым распределением интенсивности во времени.

2. Фазы соседних мод сфазированы и удовлетворяют условию синхронизма:

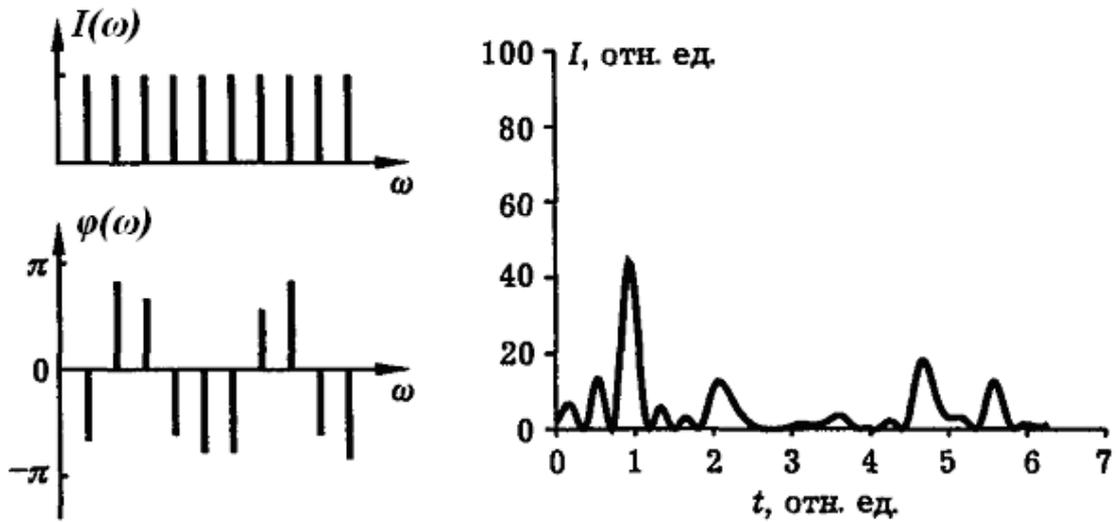
$$\varphi_m - \varphi_{m-1} = \alpha, \quad (2.2.4)$$

где α – константа. Тогда:

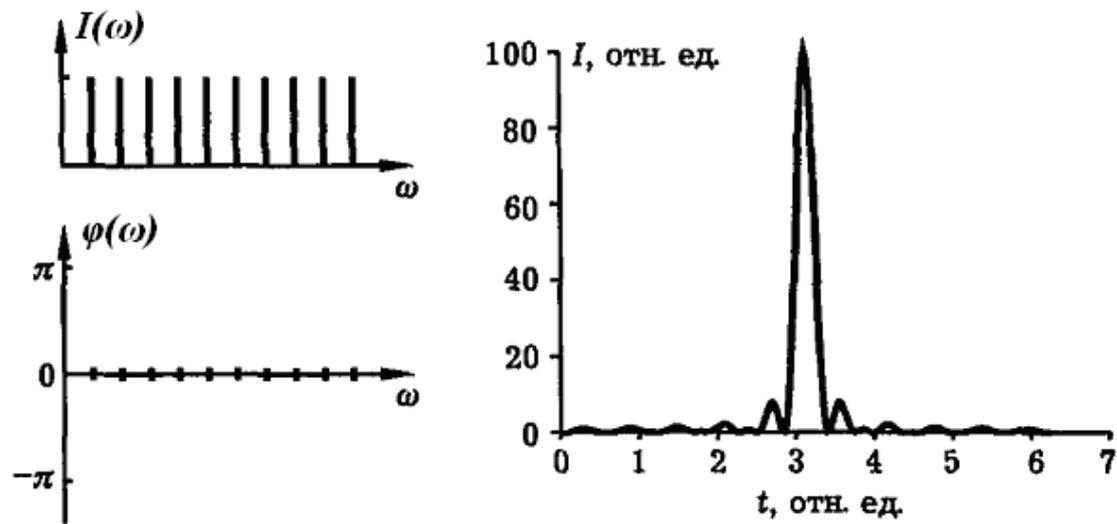
$$\varphi_m = m\alpha + \varphi_0, \quad (2.2.5)$$

а суммирование (2.1.3) может быть выполнено аналитически.

$$E(t) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{M(\delta\omega t + \alpha)}{2}\right]}{\sin\left[\frac{\delta\omega t + \alpha}{2}\right]} \exp(i(\omega_0 t + \varphi_0)) \quad (2.2.6)$$



а)



б)

Рис.2.3. Импульс с несинхронизированными (а) и синхронизированными (б) модами в спектральном и временном представлении. [23]

Как видно из выражения (2.6), синхронизованные моды резонатора интерферируют во времени и формируют короткий импульс. Зависимость интенсивности от времени для синхронизованных мод изображена на рис. 2.3.б. Максимумы интенсивности (2.1.6) образуются, когда:

$$\delta\omega t_p + \alpha = 2\pi k, \quad (2.2.7)$$

где k – целое число. Временной интервал между двумя соседними максимумами

$$T_R = \frac{2\pi}{\delta\omega} = \frac{2L}{c} \quad (2.2.8)$$

равен времени двойного обхода резонатора, а длительность импульса

$$\tau = \frac{2\pi}{M\delta\omega} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (2.2.9)$$

и обратно пропорциональна ширине спектра.

Для синхронизации мод в резонатор лазера устанавливается модулятор внутрирезонаторных потерь. Модулятор (модулятор потерь внутри резонатора) используется для сбора лазерного излучения в короткие импульсы около минимума потерь модулятора с периодом, равным двойному обходу резонатора. При синхронизации мод потери, вносимые модулятором в резонатор, обычно не превышают десятков процентов, в отличие от режима модуляции добротности, где они выше. Различаются активная и пассивная синхронизация мод. При активной синхронизации мод внешний сигнал, синусоидальной формы с периодом равным двойному обходу резонатора, прикладывается к оптическому модулятору потерь, использующему акустооптический или электрооптический эффект. Величина потерь, вносимых модулятором, устанавливается таким образом, что усиление лазерного излучения в насыщении возможно лишь в районе минимума потерь модулятора, и, тем самым, усиливаются импульсы, которые значительно короче времени двойного обхода резонатора.

При пассивной синхронизации мод в качестве модулятора потерь используются насыщающий поглотитель или его аналоги. Такой поглотитель вносит селективные потери во внутрирезонаторное излучение. Они довольно велики для низких интенсивностей, но гораздо меньше для короткого высокоинтенсивного импульса. Тем самым, короткий импульс с высокой интенсивностью испытывает малые модуляционные потери. В пике импульса, поглотитель насыщается сильнее, чем в крыльях с низкой интенсивностью. Это приводит к модуляции потерь с быстрым первоначальным поглощением потерь (то есть к сокращению потерь и к просветлению поглотителя), определяющимся длительностью импульса и обычно относительно медленным восстановлением, зависящим от времени релаксации насыщающего поглотителя. Импульс излучения,

циркулирующий по резонатору, насыщает усиление лазера до уровня, достаточного лишь для компенсаций потери самого импульса, в то время как остальное низкоинтенсивное излучение поглощается в большей степени, чем усиливается, и исчезает после нескольких сотен обходов резонатора. Как начинается пассивная синхронизация мод? В теории из-за обычных шумовых флуктуаций. Один из шумовых выбросов достаточно силен, чтобы значительно ослабить потери в насыщающем поглотителе, и поэтому он за обход резонатора усиливается больше, чем слабый. Это приводит к тому, что сильнейший шумовой выброс продолжает просветлять насыщающий поглотитель и продолжает свой рост до достижения устойчивой стадии, при которой формируется стабильная последовательность импульсов.

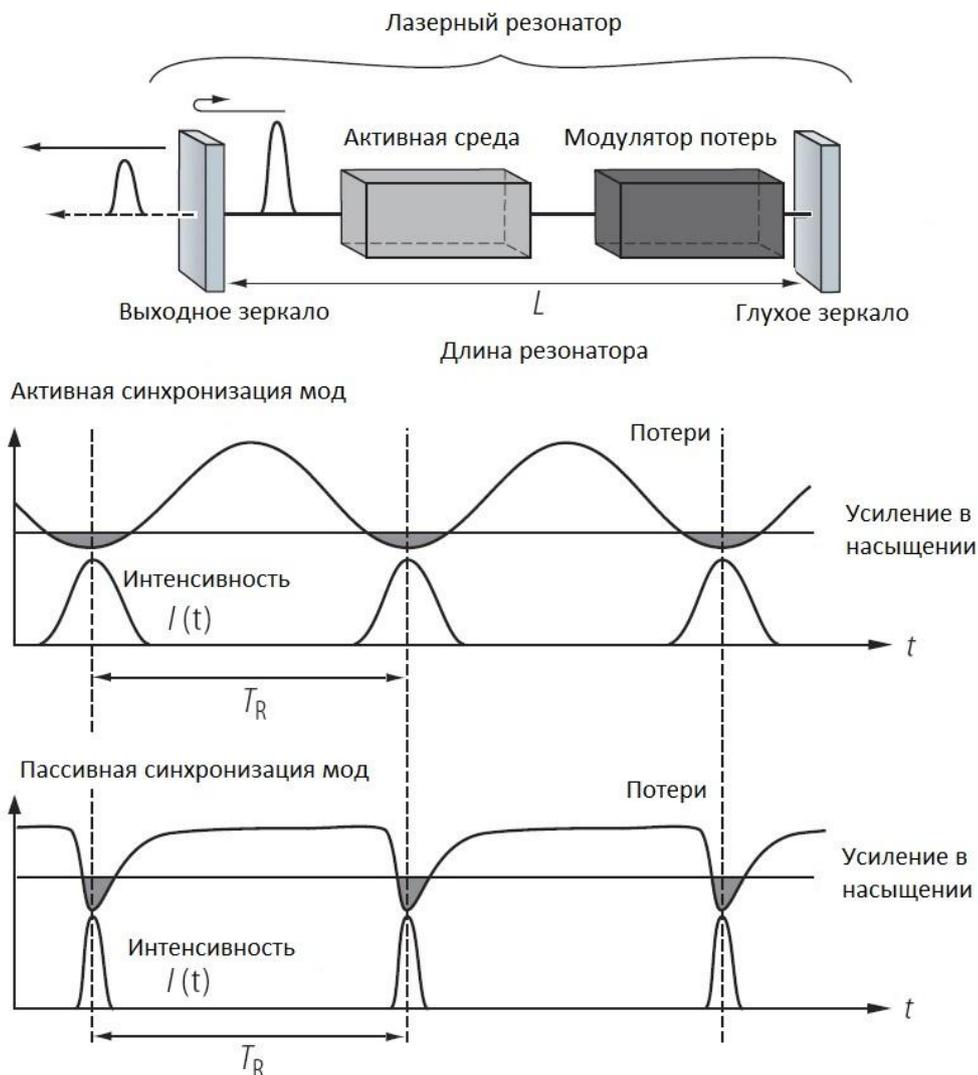


Рис. 2.4. Схема резонатора лазера с синхронизацией мод. Зависимость потерь вносимых модулятором потерь от времени для активной и пассивной синхронизации мод. [24]

Как правило длительность импульса при пассивной синхронизации мод короче чем при активной. Это объясняется тем, что время релаксации

насыщающего поглотителя может быть очень коротким, что приводит к быстрой модуляции потерь. Длительность импульса с синхронизированными модами гораздо короче времени двойного обхода резонатора, и поэтому может быть произведена идеально быстрая модуляция потерь, обратно пропорциональная огибающей импульса. Модулятор, управляемый внешним электронным сигналом значительно медленнее насыщающего поглотителя из-за синусоидальной модуляции потерь. Во временном представлении (рис. 2.5.) это означает, что лазер с синхронизацией мод производит эквидистантную последовательность импульсов с периодом повторения, определяемым временем двойного обхода импульсом резонатора T_R и длительностью импульса τ .

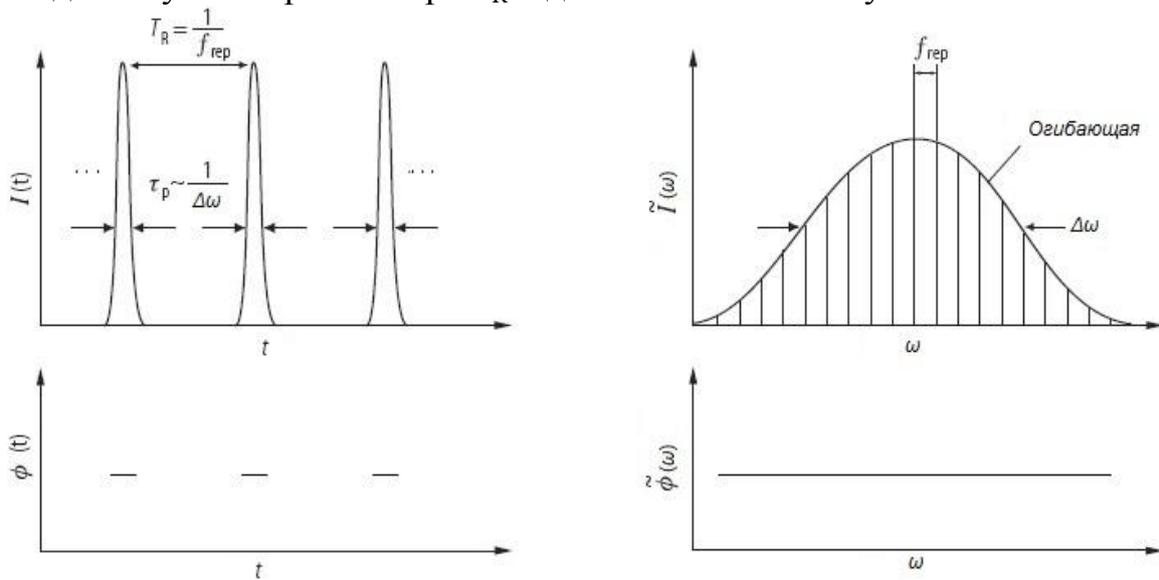


Рис. 2.5. Зависимость от времени и от частоты интенсивности и фазы импульса с синхронизованными модами. [24].

В спектральном представлении (рис 2.5.) результатом этого является синхронизированная по фазе гребенка частот с постоянным межмодовым расстоянием, которое равно частоте повторения импульса $\delta\omega = 2\pi/T_R$. Спектральная ширина огибающей гребенки частот обратно пропорциональна длительности импульса. Результирующая частотная гребенка с эквидистантными сфазированными продольными модами и линейной фазой формирует спектрально ограниченный импульс во временной области.

§ 2.2.2. Компенсация дисперсии резонатора

В природе все прозрачные вещества обладают нормальной (положительной) дисперсией. Дисперсия резонатора, вносимая активной средой и другими компонентами, приводит появлению чирпа импульса, увеличению его длительности и не позволяет получить спектрально ограниченные импульсы. Для получения спектрально ограниченного импульса дисперсия резонатора должны быть близка к нулю, для этого компенсатор дисперсии должен обладать отрицательной дисперсией. На рис. 2.6 изображен призмный компенсатор дисперсии, вносящий в резонатор лазера регулируемую отрицательную дисперсию.

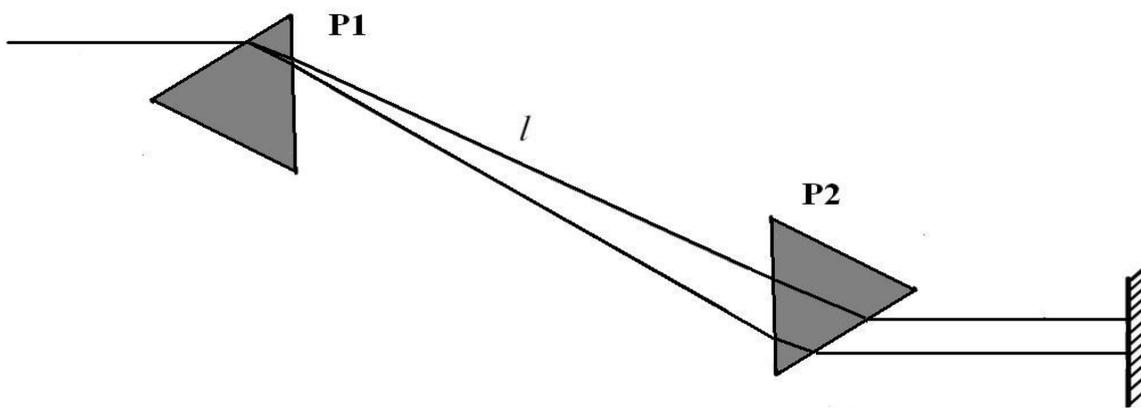


Рис. 2.6. Призмный компенсатор дисперсии.

Компенсатор дисперсии состоит из двух шестидесятиградусных призм, установленных под углом наименьшего отклонения, находящимися на некотором расстоянии друг от друга и глухого зеркала резонатора. Распространение света такого устройства равносильно прохождению среды с отрицательной дисперсией. Величина дисперсии, как видно из формулы (2.2.10), зависит от расстояния между призмами l , от свойств материала, из которого изготовлены призмы, а также от пути L через материал призмы [25]:

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \frac{(2\pi)^2}{\omega^3} (Ln'' - 4ln'), \quad (2.2.10)$$

где Φ – фаза, n', n'' – производная показателя преломления материала призмы первого и второго порядка. Передвижение одной из призм вдоль биссектрисы угла преломления позволяет плавно регулировать дисперсию компенсатора.

В последнее время широкое распространение для компенсации дисперсии резонатора получили чирпированные зеркала [26]. Они представляют из себя диэлектрические зеркала с большим числом слоев.

Спектральные компоненты формирующие импульс отражаются от определенных слоев, что позволяет создавать отрицательную дисперсию. На рис. 2.7 представлена зависимость групповой задержки от длины волны вносимая чирпированным зеркалом.

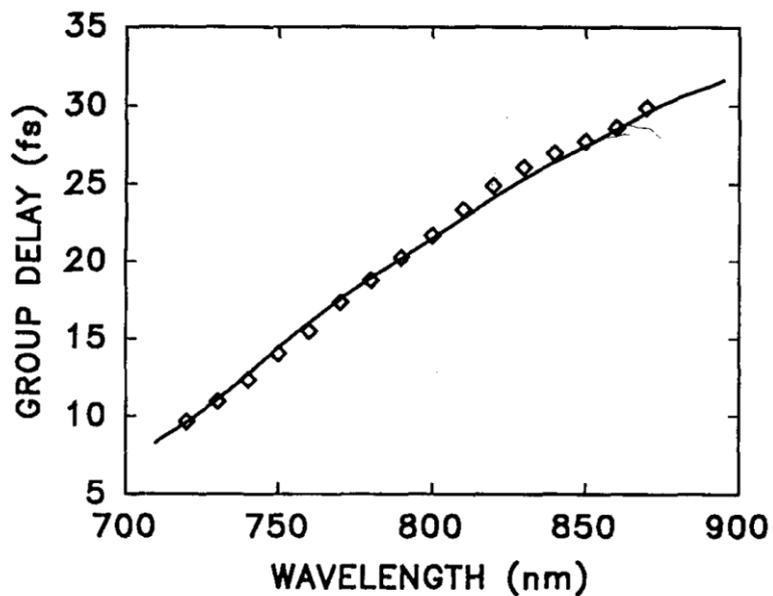


Рис. 2.7. Групповая задержка, вносимая чирпированным зеркалом, от длины волны [26].

§ 2.3. Фемтосекундные лазеры

§ 2.3.1. Лазер на красителе со сталкивающимися импульсами

Лазеры на красителях - это лазеры, где активной средой является раствор органического красителя. Они генерируют в ближнем ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. В настоящее время лазеры на красителях используются для создания лазеров с перестраиваемой длиной волны. До появления титан-сапфировых лазеров они использовались для генерации сверхкоротких импульсов света.

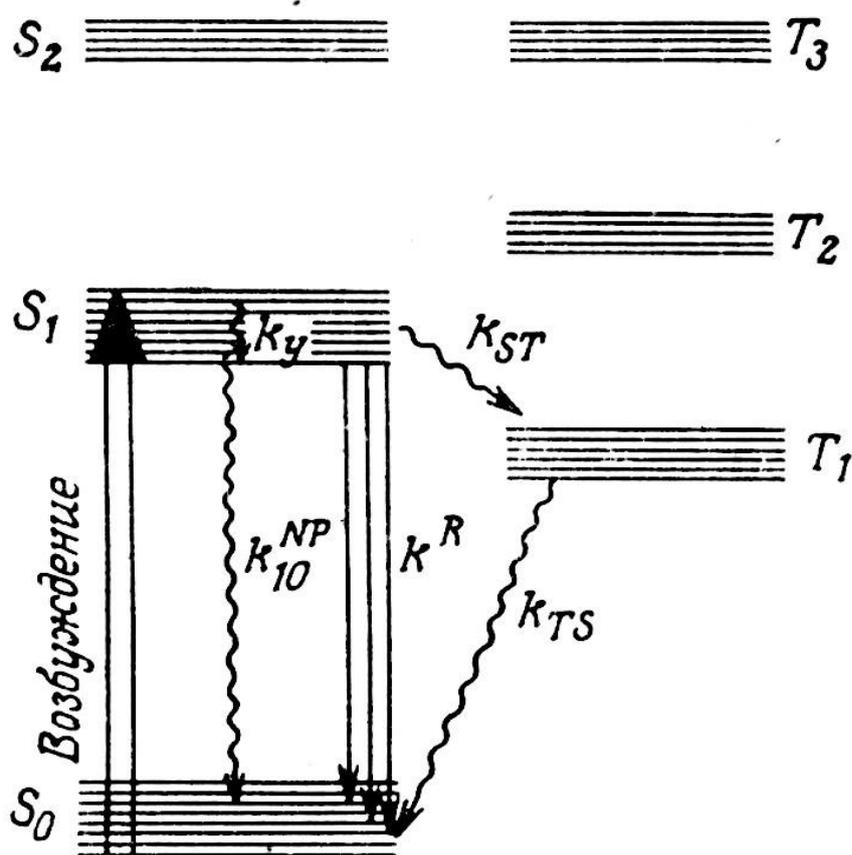


Рис. 2.8. Схема энергетических уровней молекулы красителя.

Лазер на красителе является четырёхуровневым. В генерации участвуют колебательно уширенные синглетные уровни. Время жизни синглетного уровня значительно меньше времени жизни триплетного уровня и заселение триплетного уровня приводит к снижению инверсной заселенности. Для преодоления этой проблемы приходится очень быстро заменять краситель в объеме возбуждения. Для этого вначале использовалась прокачка раствора красителя через кювету а затем стала

использоваться генерация в струе красителя. Используя специальные сопла и вязкий растворитель, удалось создать ламинарный поток раствора красителя высокой оптической однородности с толщиной до 10 мкм.

Время жизни люминесцентного красителя в возбужденном состоянии несколько нс, что требует высокой мощности накачки для поддержания инверсной заселенности.

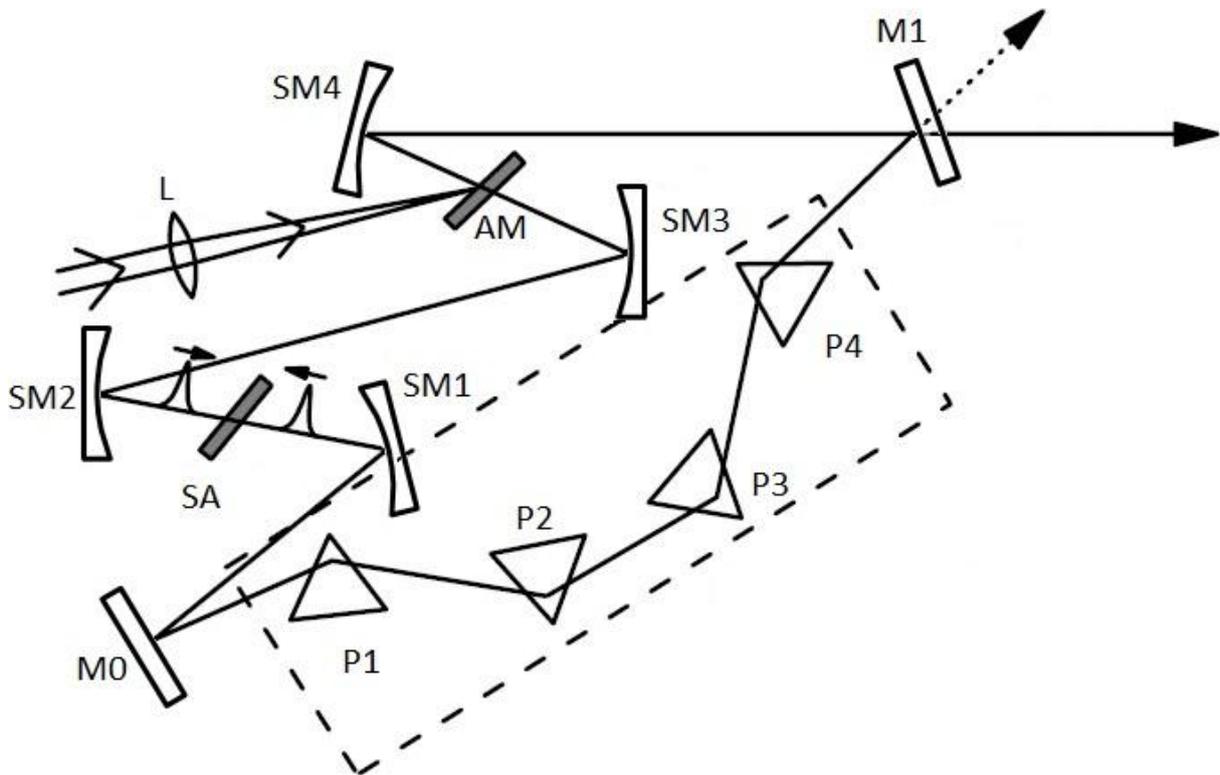


Рис. 2.9. Оптическая схема струйного лазера на красителе со сталкивающимися импульсами.

Длительность оптического импульса менее 100 фс впервые была получена в 1981 году [11] при использовании струйного лазера на родамине 6G с кольцевым резонатором и сталкивающимися импульсами в струе насыщающегося поглотителя DODCI (рис. 2.9.). В течение нескольких лет после предложенная ими схема струйного лазера со сталкивающимися импульсами (colliding pulse mode locking-CPM laser) оставалась наиболее распространенной для генерации фемтосекундных импульсов. Резонатор лазера состоял из четырех сферических зеркал (SM1-SM4), плоского зеркала M0 и выходного зеркала M1. Вблизи каустики зеркал SM1-SM2 находилась активная среда (AM) - струя раствора красителя родамина 6G, ориентированная под углом Брюстера относительно моды резонатора. Излучение накачки фокусировалось в активную среду с помощью линзы L для создания инверсной заселенности в малом объеме.

Вблизи каустики зеркал SM3-SM4 находился насыщающий поглотитель (SA) – струя раствора красителя DODCI. Для создания как можно более узкого поглотителя применялось сопло, создававшее струю с толщиной в рабочей зоне 10 мк, поскольку длительность импульса зависит от длины поглотителя L следующим образом:

$$\Delta\tau \sim Ln/c, \quad (2.3.1)$$

Где n - показатель преломления поглотителя, а c – скорость света.

Описанный лазер генерировал импульсы длительностью 65 фс.

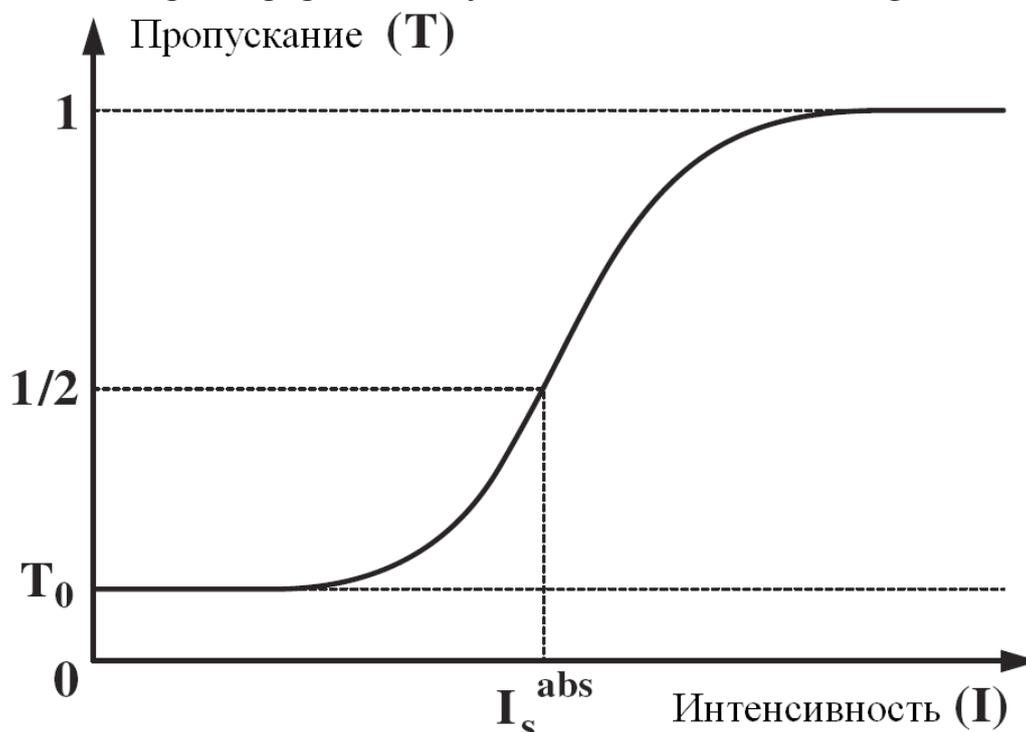


Рис. 2.10. Пропускание насыщающего поглотителя в зависимости от энергии импульса.

По мере уменьшения длительности импульса до десятков фемтосекунд всё важнее становятся вопросы совместного проявления фазовой самомодуляции и дисперсии групповой скорости в резонаторе. Использование призмённого компенсатора дисперсии, состоящего из четырех призм (P1-P4), позволило авторам [27] получить импульсы с длительностью 27 фс. При линейной геометрии резонатора с компенсацией дисперсии и без применения режима сталкивающихся импульсов была получена длительность импульса 33 фс.

При накачке 5 Вт средняя мощность лазера на красителе со сталкивающимися импульсами составляет несколько десятков милливатт, а энергия одиночного импульса – сотни пикоджоулей.

§ 2.3.2. Титан-сапфировый лазер

Фемтосекундные лазеры на кристаллах титан-сапфира генерируют в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне имея одну из самых широких спектральных полос усиления (600-1100 нм). Также кристаллы титан сапфира имеют высокий порог насыщения, что делает возможным получать высокие энергии в усилительных системах. Коммерчески доступны титан-сапфировые лазеры фирмы с длительностью до 7 фс.

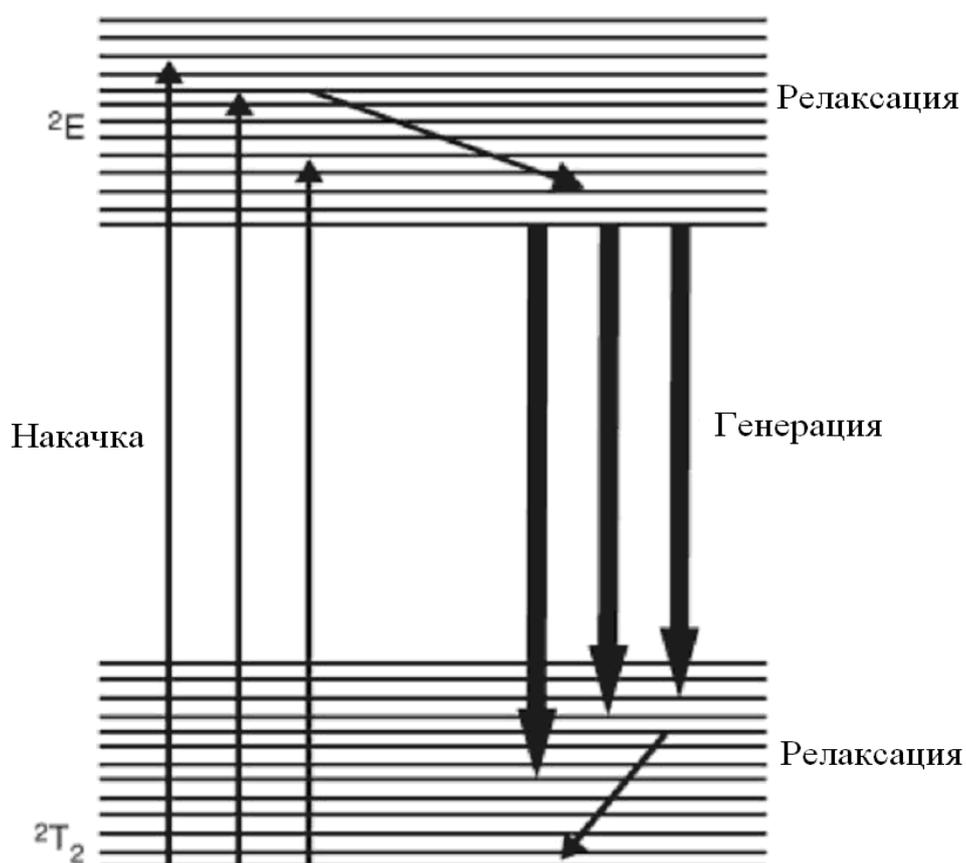


Рис. 2.11. Схема энергетических уровней кристалла титан-сапфира

Поглощение в кристаллах титан-сапфира характеризуется широкой полосой в сине-зеленой области спектра (400- 600 нм), являющейся суперпозицией двух полос с максимумами при 490 нм и при 550 нм. Максимум люминесценции 780 нм.

В основу работы лазера положен метод пассивной синхронизации мод наведенной керровской линзой (Kerr lens mode-locking - KLM), который объединяет эффект самофокусировки и апертурный эффект для получения фемтосекундных лазерных импульсов. Кристалл титан-сапфира является кубично нелинейной средой, в которой показатель преломления n зависит от интенсивности света.

$$n=n_0+n_2I(t) \quad (2.3.2)$$

где - $I(t)$ интенсивность импульса.

При распространении излучения, с достаточно высокой интенсивностью, в кристалле вследствие самофокусировки образуется динамическая керровская линза, время релаксации которой составляет несколько фемтосекунд (рис. 2.12.).

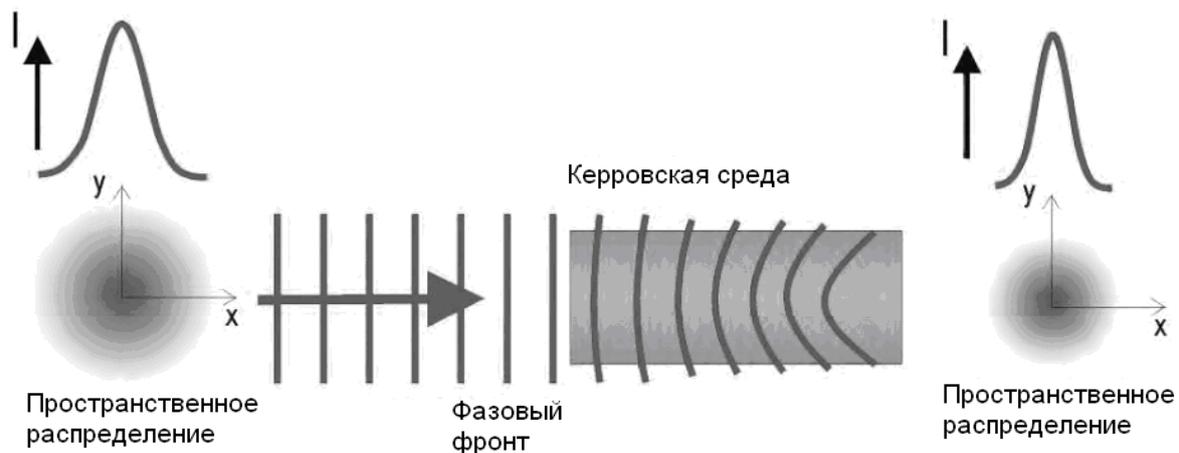


Рис. 2.12. Формирование керровской линзы в Керровской среде.

На рисунке 2.13 представлена оптическая схема фемтосекундного лазера на кристалле титан-сапфира. Резонатор лазера образован системой зеркал SM1-SM2, M0-M1. Излучение накачки фокусируется на кристалл титан-сапфира с помощью линзы L. Кристалл расположен в каустике моды резонатора, образованной сферическими зеркалами SM1-SM2

Для получения высокой плотности мощности, необходимой для создания инверсной заселенности в малом объеме, излучение накачки отражается от зеркала и при помощи короткофокусной линзы L через сферическое дихроичное зеркало SM2 фокусируется в кристалл титан-сапфира. Расстояние между зеркалами SM1 и SM2 выставляется с учетом динамической керровской линзы для получения максимальной добротности резонатора в фемтосекундном режиме. Тем самым наведение керровской линзы увеличивает добротность резонатора. При внесении нестабильности в резонатор (например, при резком перемещении призмы P2 вдоль ее оси) генерация начинается сразу на большом количестве мод, с характерным для многомодового излучения хаотическим распределением во времени. По мере роста интенсивности начинает действовать эффект самофокусировки, наиболее сильные флуктуации наводят большую керровскую линзу и усиливаются сильнее слабых. Это приводит к сильной

дискриминации импульсов по интенсивности. В результате в резонаторе формируется стабильная последовательность импульсов.

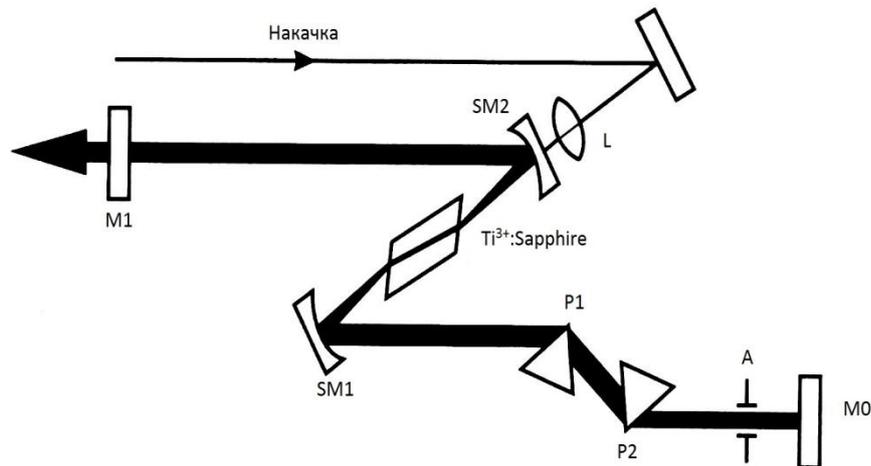


Рис 2.13. Оптическая схема титан-сапфирового лазера

Для компенсации дисперсии групповой скорости, вносимой фазовой самомодуляцией импульса в кристалле титан-сапфира, и дисперсией вещества кристалла, внутри резонатора лазера установлен компенсатор дисперсии, состоящий из двух призм из плавленого кварца P1-P2. Щель A перед глухим зеркалом резонатора M0 предназначена для перестройки генерации по длинам волн.

Впервые фемтосекундная генерация импульсов от титан-сапфирового лазера была получена в 1991 году в работе [28]. Длительность импульса на выходе лазера составляла 60 фс, а после внешнего призмного компрессора 45 фс. Через три года были получены импульсы с длительностью 8,5 фс [29]. В работе [30] для уширения спектра за счет фазовой самомодуляции резонатор лазера был дополнен плоскопараллельной пластиной из стекла BK7, установленной под углом Брюстера и находившейся в фокусах сферических зеркал. Длительность импульса составила 5 фс, менее двух периодов колебания волны, спектр (600-1200 нм).

Также использовались кольцевые резонаторы, состоящие из кристалла титан-сапфира, находившегося в фокусе двух сферических зеркал и двух чирпированных зеркал для того, чтобы уравнивать дисперсию. В работе [31] была получена длительность 7,5 фс, а в работе [32] 6 фс, при частоте повторения 2 ГГц.

Для осуществления непрерывной фемтосекундной генерации лазер накачки должен обладать высокой стабильностью мощности от времени, поскольку величина керровской линзы определяется интенсивностью внутрирезонаторного излучения. Фемтосекундная генерация на кристаллах титан-сапфира может быть получена при лазерной накачке в непрерывном

режиме с помощью газового аргонового лазера или второй гармоники твердотельных лазеров Nd:YAG и Nd:YLF с диодной накачкой. В последние годы появились работы, сообщающие о прямой диодной накачке фемтосекундного титан-сапфирового лазера [33, 34]

При накачке 5 Вт средняя мощность титан-сапфирового лазера несколько сотен милливатт, а энергия одиночного импульса—несколько наноджоулей.

§ 2.3.3. Волоконный лазер. Кольцевой волоконный лазер

Первая генерация фемтосекундных импульсов с использованием волоконного лазера была осуществлена в 1990 году [35]. Минимальная длительность лазеров на волокне с нелинейной компрессией составляет 10 фс [36]. В настоящее время большое количество коммерческих фирм во всём мире выпускает волоконные лазеры с длительностью импульсов от 100 фс до 1 пс. Наибольшее распространение получили эрбиевые (1.55 мкм) и иттербиевые (1.05 мкм) волоконные фемтосекундные лазеры.

На рисунке 2.14. представлены схемы, которые используются в волоконных фемтосекундных лазерах. Лазер, построенный по схеме 2.18а, использует линейный резонатор Фабри-Перо, а по схеме 2.18б – кольцевой резонатор. Лазеры, использующие кольцевой резонатор, позволяют генерировать фемтосекундные импульсы без использования насыщающего поглотителя, значительно упрощая конструкцию лазера.

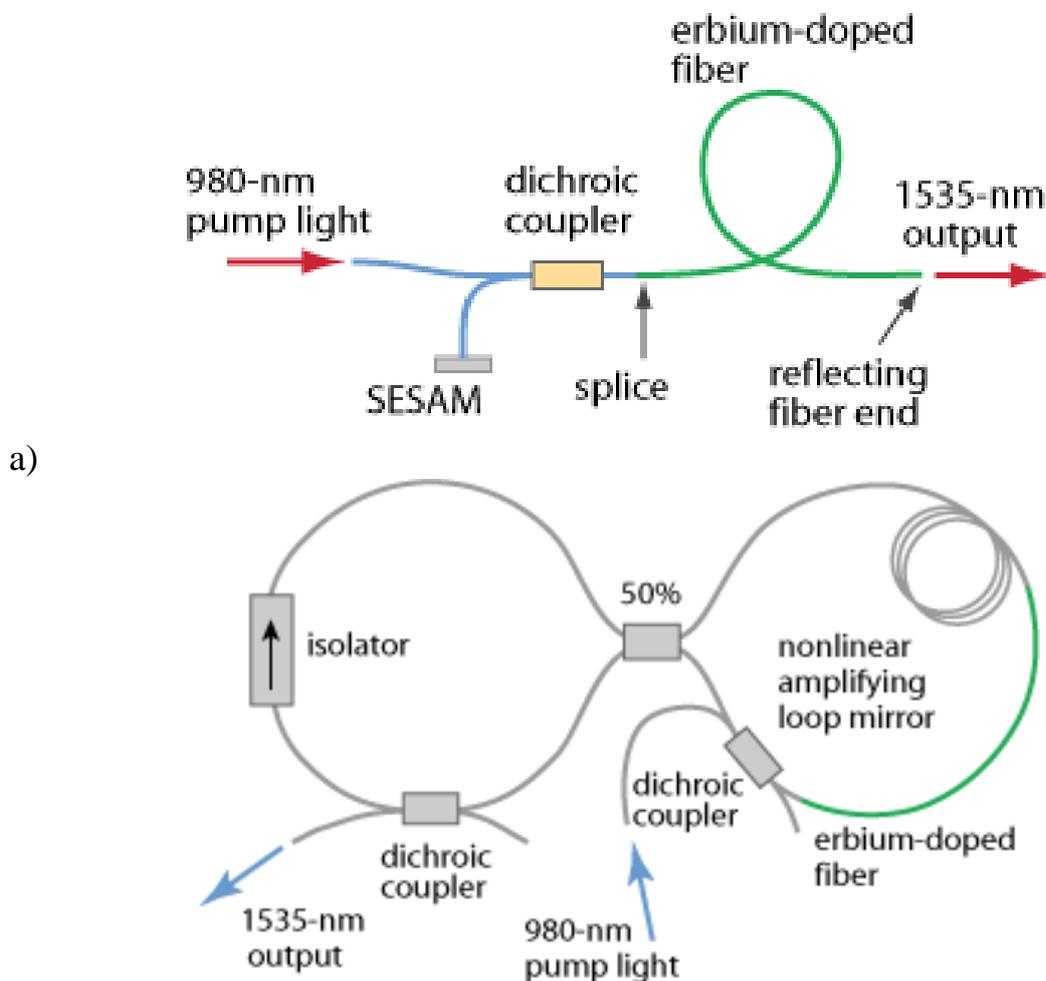


Рис.2.14. Схема волоконного лазера с синхронизацией мод.
а) Лазер с линейным резонатором и с насыщающим поглотителем.
б) Кольцевой лазер с пассивной синхронизацией мод.

Лазеры на основе эрбия работают по 3-х уровневой системе (см. 2.15.).

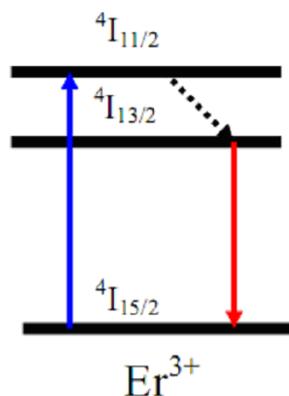


Рис. 2.15. Схема энергетических уровней эрбиево-волоконных лазеров.

В основу работы кольцевого фемтосекундного волоконного лазера положено нелинейное вращение плоскости поляризации в волокне. Вращение поляризации в волокне зависит от интенсивности импульса распространяющегося по волокну рис. 2.16. Волокно вместе с поляризатором служит модулятором потерь обеспечивающим пассивную синхронизацию мод в волокне.

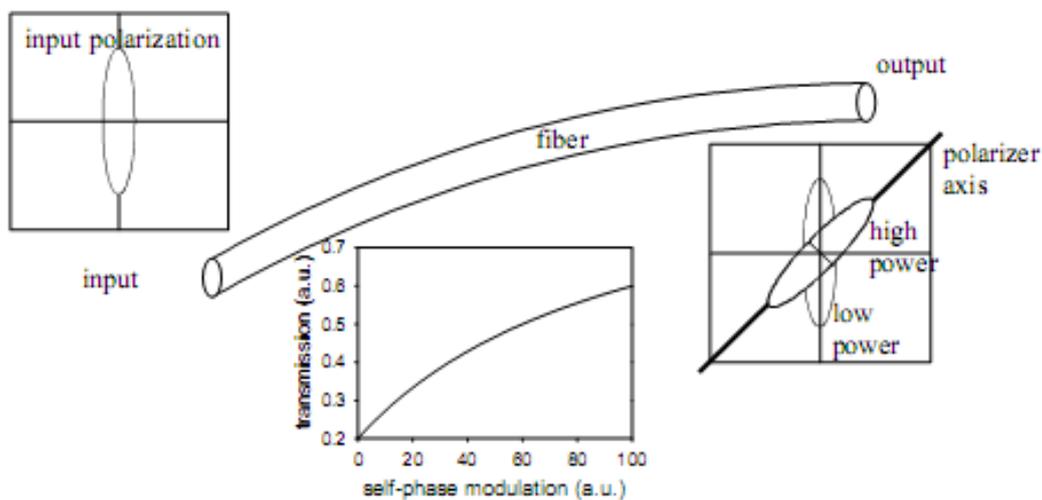


Рис. 2.16. Вращения эллиптической поляризации в оптическом волокне.

§ 2.3.4. Yb:KYW лазер

Фемтосекундные лазеры на кристаллах Yb:KYW генерируют в ближнем инфракрасном диапазоне.

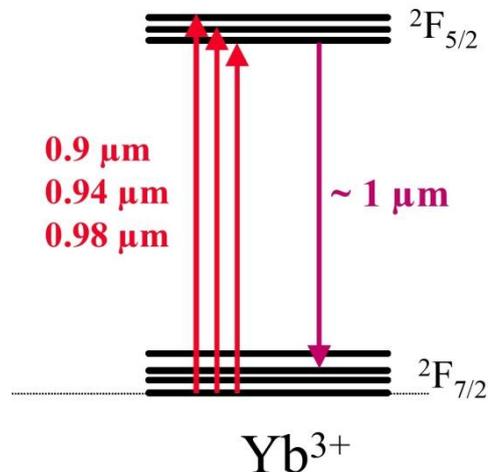


Рис. 2.17. Схема энергетических уровней кристалла Yb:KYW.

Поглощение Yb:KYW характеризуется тремя полосами на длинах волн 900, 940 и 980 нм. Генерация на переходах иона Yb³⁺ может быть получена при лазерной накачке в непрерывном режиме с помощью полупроводниковых инжекционных InGaAs-лазеров на длинах волн вблизи 980 или 940 нм. Малый стоксов сдвиг между длинами волн поглощения и излучения уменьшает тепловыделение при условии высокого энергосъема, благодаря малому квантовому дефекту. Ширина линии люминесценции 20 нм, максимум люминесценции 1023 нм. Время жизни возбужденного состояния составляет 0,3 мс.

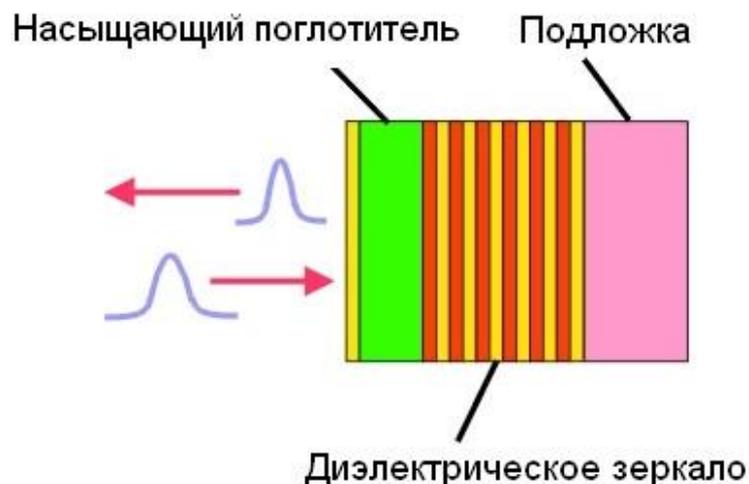


Рис. 2.18. SESAM - Зеркало с насыщающим полупроводниковым поглотителем.

В основу работы лазера положен метод пассивной синхронизации мод с использованием зеркала, являющегося полупроводниковым насыщающим поглотителем (SESAM - semiconductor saturable absorber mirror) [37].

На рисунке 2.19. изображена оптическая схема фемтосекундного лазера на кристалле Yb:KYW. Чтобы сделать резонатор более компактным, использовались дополнительные диэлектрические зеркала. Для достижения плотности мощности, необходимой для создания инверсной заселенности в малом объеме, излучение накачки коллимировалось ахроматическим дублетом CL и через дихроичное зеркало SM1 фокусировалось в объем лазерного кристалла другим ахроматическим дублетом FL. Полуволновая пластинка WP использовалась для согласования поляризации падающего излучения накачки с осью максимального поглощения кристалла. Сферические зеркала SM1-SM2 формируют моду резонатора с малой каустикой активной среды. Резонатор лазера образован системой зеркал SM1-SM3, M0-M4, SESAM.

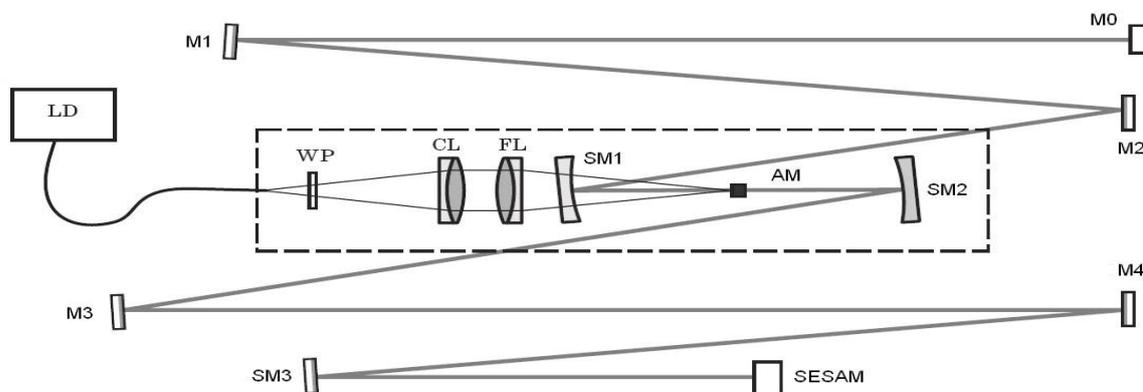


Рис 2.19. Оптическая схема Yb:KYW лазера [39].

Для компенсации дисперсии групповой скорости, вносимой элементами резонатора, использовался компенсатор дисперсии, состоящий из двух чирпированных зеркал M3, M4. Излучение генерации фокусировалось сферическим зеркалом SM3 на зеркало, содержащее насыщающийся полупроводниковый поглотитель SESAM. Радиус кривизны этого зеркала подбирался таким образом, чтобы обеспечить на SESAM интенсивность излучения, превышающую интенсивность насыщения поглотителя.

Минимальная длительность импульса 71 фс для Yb:KYW лазера была получена в работе [40] при синхронизации мод наведенной керровской линзой. Длительность 21 фс была получена авторами [41] при компенсации чирпа с помощью призмного компрессора с предыдущей

внешней компрессией в волокне. Энергия одиночного импульса может достигать единиц микроджоулей у Yb:KYW лазеров работающих в режиме синхронизации мод и разгрузки резонатора (cavity dumping) [42]. При накачке 7 Вт средняя мощность Yb:KYW лазера около 1 Вт, а энергия одиночного импульса несколько десятков наноджоулей.

§ 2.4. Усиление фемтосекундных импульсов

§ 2.4.1. Принципы усиления чирпированных импульсов

Предложенный в работе [43] в 1985 году метод усиления чирпированных импульсов света позволил достигнуть большого прогресса в увеличении пиковой мощности лазерных систем (рис. 2.20.).

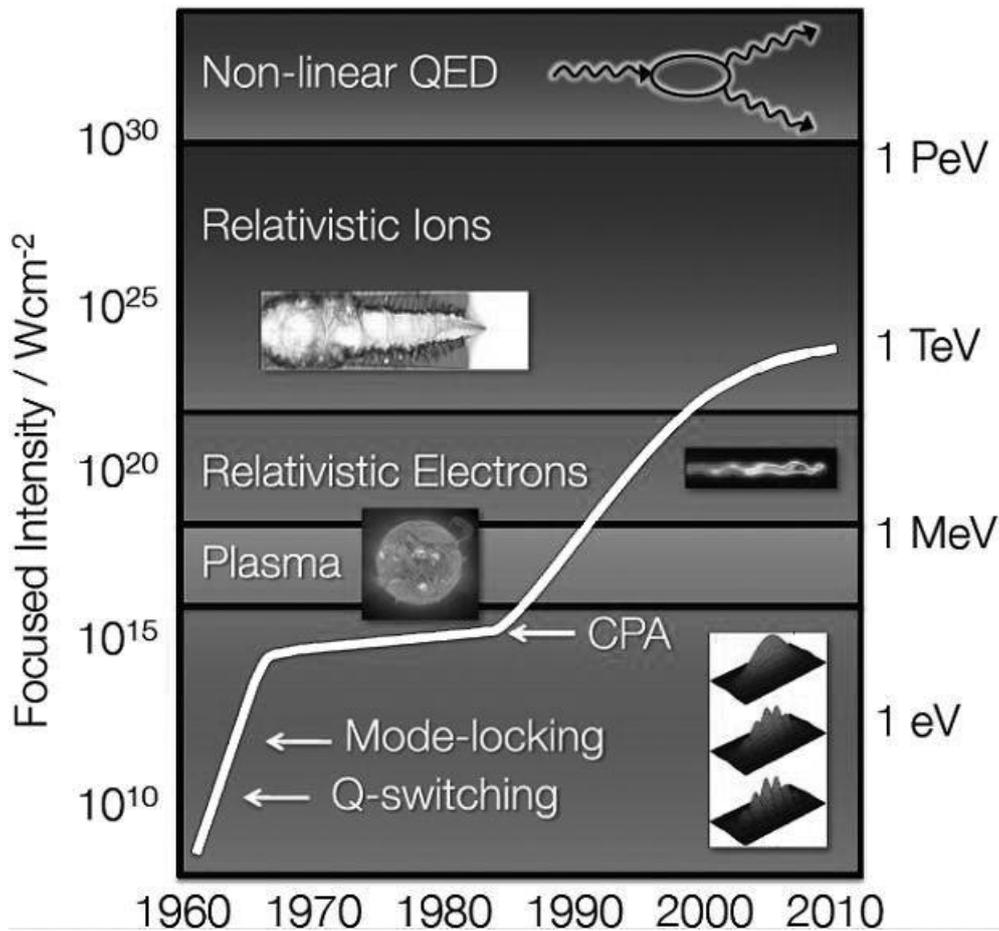


Рис. 2.20. Прогресс в генерации интенсивности сфокусированного лазерного излучения.

Одной из наиболее важных задач лазерной физики с момента изобретения лазера являлось увеличение его пиковой мощности. Она решалась, в том числе, развитием методов укорочения длительности импульса. Методы модуляции добротности и синхронизации мод позволили увеличить пиковую мощность до МВт и ГВт, что дало возможность открыть эффекты нелинейной оптики. Интенсивность лазерного поля стала сопоставимой с внутриатомными электрическими полями, отклик среды на приложение лазерного поля стал зависеть

нелинейно от интенсивности. Что и замедлило прогресс в увеличении пиковой мощности до создания метода усиления чирпованных импульсов (рис. 2.20).

Нелинейный отклик среды может быть описан с помощью уравнения:

$$n=n_0+n_2I, \quad (2.4.1)$$

здесь n_0 - показатель преломления при низкой интенсивности, а n_2 нелинейный показатель преломления [$\text{см}^2/\text{Вт}$].

Твердотельные лазеры наиболее эффективно усиливают фемтосекундные импульсы, но величина n_2 в твердотельных средах достаточно велика и вызывает катастрофическую самофокусировку, приводящую к разрушению среды при интенсивностях порядка нескольких $\text{ГВт}/\text{см}^2$. Для эффективного извлечения энергии, запасенной в активной среде лазера, необходимо, чтобы было достигнуто насыщение усиления. Обычно порог насыщения для твердотельных сред лежит между 1 и 10 $\text{Дж}/\text{см}^2$, поэтому только импульсы длительностью в сотни пикосекунд и длиннее могут быть усилены без повреждения оптических элементов лазера. Ограничение интенсивности самофокусировкой приводило к ограничению мощности твердотельных лазеров и делало их дорогими и громоздкими (ограничение по самофокусировке преодолевалось путем увеличения диаметра пучка) вплоть до появления метода усиления чирпованных импульсов.

Суть метода усиления чирпованных импульсов в том, что импульс, подлежащий усилению, проходит через оптическое устройство с большой дисперсией групповой скорости (стретчер), в которой он растягивается во времени, а его длительность существенно увеличивается — до 10^5 раз (до единиц нс). При этом во столько же раз снижается его пиковая мощность. Такой растянутый во времени импульс может усиливаться без повреждения оптических элементов усилителя. После усиления импульс пропускается через другое оптическое устройство, имеющую ту же дисперсию групповой скорости, но противоположного знака (компрессор). В результате фазовая модуляция компенсируется, и усиленный импульс приобретает длительность, близкую к первоначальной.

На рисунке 2.21 представлена принципиальная схема усиления чирпованных импульсов.

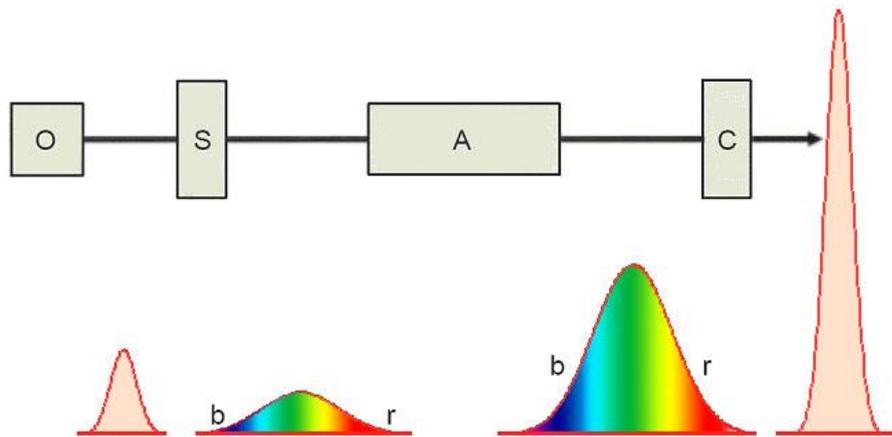


Рис. 2.21. Диаграмма, отражающая принцип усиления чирпированных импульсов. Импульс из генератора (O) растягивается во времени в стретчере (S) так, что красные (r) компоненты опережают синие (b). Пиковая интенсивность уменьшается пропорционально растяжению импульса. Растянутый импульс затем усиливается в усилителе (A) и сжимается в компрессоре (C) до длительности близкой к первоначальной.

Лучшими средами для мощных лазерных систем с усилением чирпированного импульса являются кристаллы титан-сапфир [44] и стекло легированное ионами неодима [45] или их гибриды [46].

В настоящее время наиболее мощная лазерная система на титан-сапфире [44] генерирует импульсы длительностью 19.4 фс, энергия импульса 83 Дж, а пиковая мощность 4.2 ПВт. Аналогичная ей гибридная мощная лазерная система на титан-сапфире и стекле, легированном неодимом [46], генерирует импульсы длительностью 440 фс, энергия импульса 660 Дж, а пиковая мощность 1,5 ПВт.

Для растяжения усиливаемых импульсов во времени используется стретчер. Он обладает положительной дисперсией групповой скорости и представляет собой пару дифракционных решеток, между которыми расположена телескопическая система с увеличением -1 (см. рисунок 2.22). Дисперсия групповой скорости стретчера из дифракционных решёток описывается выражением [25]:

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \frac{8\omega^2 c(f - l_g)}{\pi d^2} \cos^3 \beta \quad (2.3.2)$$

где l_g – расстояние между дифракционной решёткой и линзой телескопа, d – период дифракционной решётки, β – угол дифракции. Впервые стретчер был предложен в работе [47]

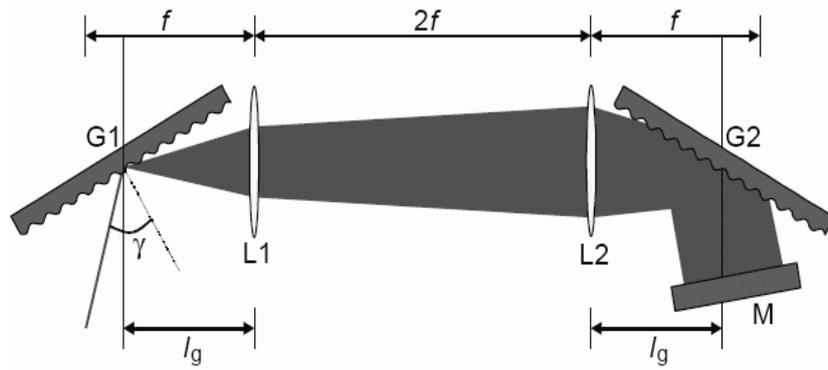


Рис 2.22. Схема классического стретчера, вид сверху.

Для компенсации пространственного чирпа в стретчерах используется четырехкратное отражение от дифракционных решеток. Чтобы избежать дисперсии вносимой линзами при усилении фемтосекундных импульсов используют чисто отражательные стретчеры, где линзы заменяются сферическими зеркалами. Пример такого стретчера, собранного на одной дифракционной решетке, приведен на рис. 2.23.

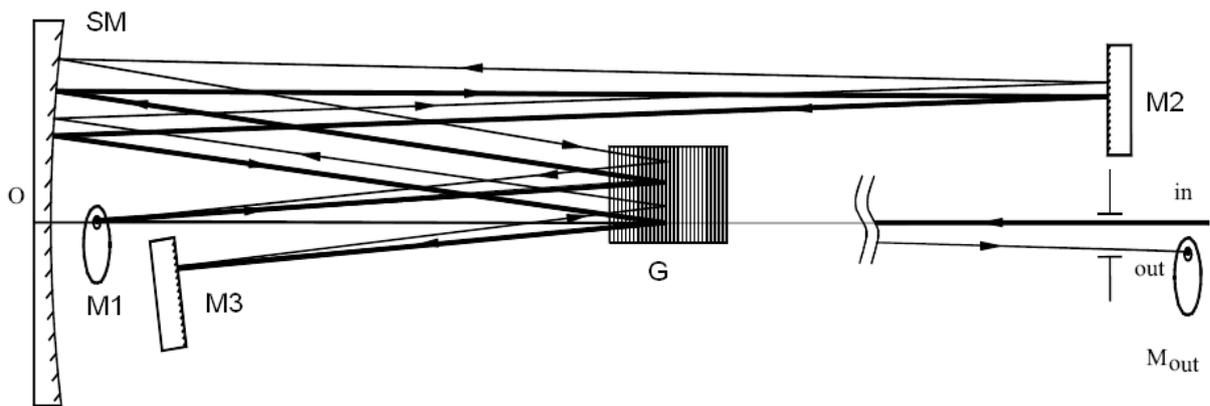


Рис 2.23. Схема отражательного стретчера, вид сбоку.

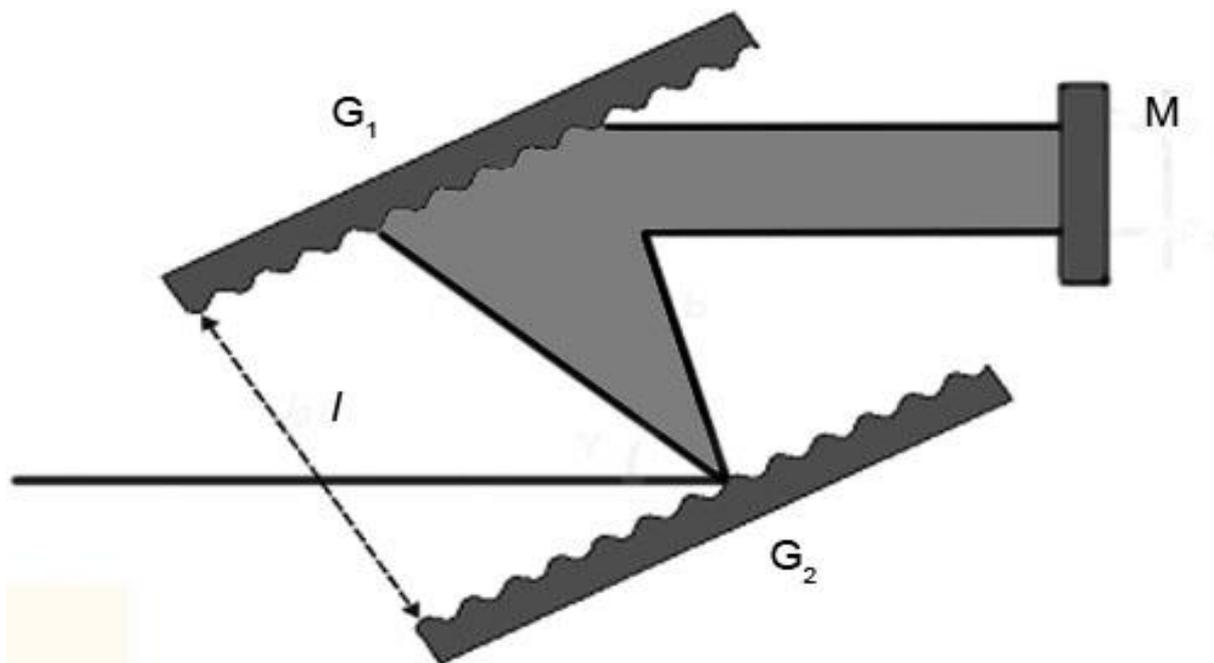


Рис 2.24. Схема компрессора

Для сжатия импульсов во времени используется компрессор [48], состоящий из пары дифракционных решёток и зеркала, обладающий отрицательной дисперсией групповой скорости. Он компенсирует дисперсию усиленного импульса. Для компенсации пространственного чирпа, образовавшегося после прохождения решетчатой пары, так же, как и в стретчере, осуществляется второй проход через компрессор при отражении от зеркала. Дисперсия групповой скорости стретчера описывается выражением [25]:

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = -\frac{4\omega^2 cl}{\pi d^2} \cos^3 \beta \quad (2.3.3)$$

где l – расстояние между дифракционными решетками, d – период дифракционной решётки, β – угол дифракции

Компенсацию дисперсии более высокого порядка можно осуществлять также с помощью оптического шейпера, который представляет собой двойной монохроматор с вычитанием дисперсии без коллимирующей оптики [21]. Оптическая схема шейпера представлена в соответствии на рисунке 2.25.

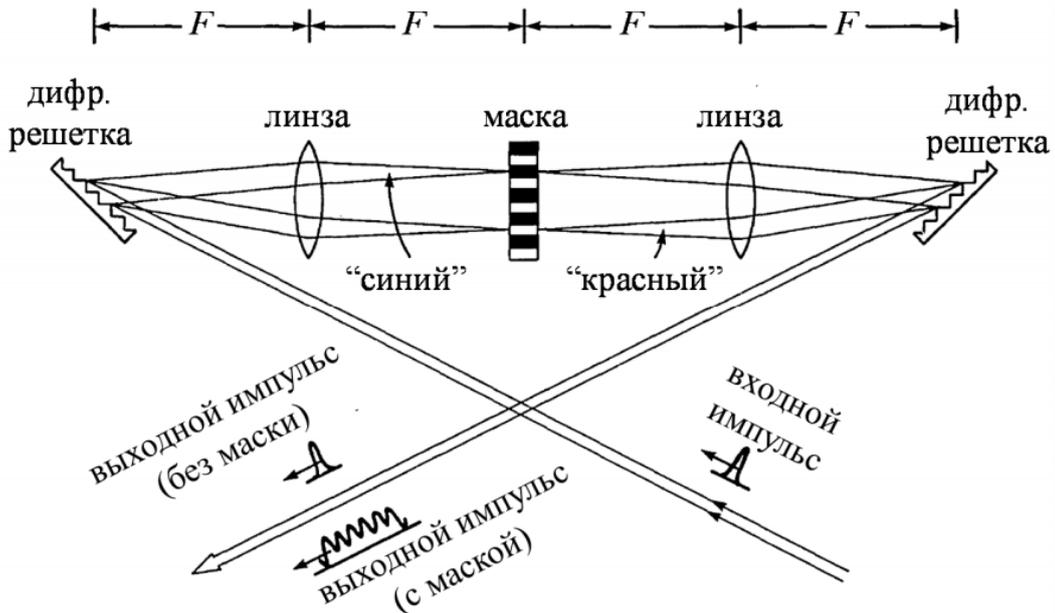


Рис. 2.25. Принципиальная схема шейпера [21].

Входной импульс, падающий на дифракционную решетку, испытывают угловое спектральное разложение. В фокальной плоскости линзы (спектральной плоскости шейпера) формируется спектр импульса. Помещение амплитудных и фазовых масок в спектральную плоскость шейпера позволяет осуществлять спектральную фильтрацию. Вторая линза преобразовывает отфильтрованный спектр в плоскости второй дифракционной решетки в угловое спектральное разложение, а вторая дифракционная решетка осуществляет спектральное сложение компонент импульса (вычитание дисперсии). Для реализации динамического управления длительностью амплитудные и фазовые маски можно заменить на жидкокристаллический пространственно-временной модулятор света (ЖК ПВМС)

§ 2.4.2. Электрооптическая ячейка Погкельса и изолятор Фарадея

Ячейки Погкельса используются для понижения частоты повторения фемтосекундных импульсов света при их усилении. Работа ячейки Погкельса основана на линейном электрооптическом эффекте (эффекте Погкельса) – вращении плоскости поляризации в электрическом поле (рис.2.26). Вертикально линейно-поляризованное излучение проходит через поляризатор и через двулучепреломляющий кристалл. Если к кристаллу не приложено продольное электрическое поле, то для любой поляризации излучения показатель преломления в этом направлении одинаковый. В этом случае поляризация излучения на выходе кристалла остаётся без изменения и вертикальную поляризацию второй поляризатор (анализатор) не пропускает. Но если к кристаллу приложить соответствующее напряжение, то из-за эффекта наведённого двулучепреломления, на выходе из кристалла поляризация повернётся на 90° , и излучение пройдёт через второй поляризатор.

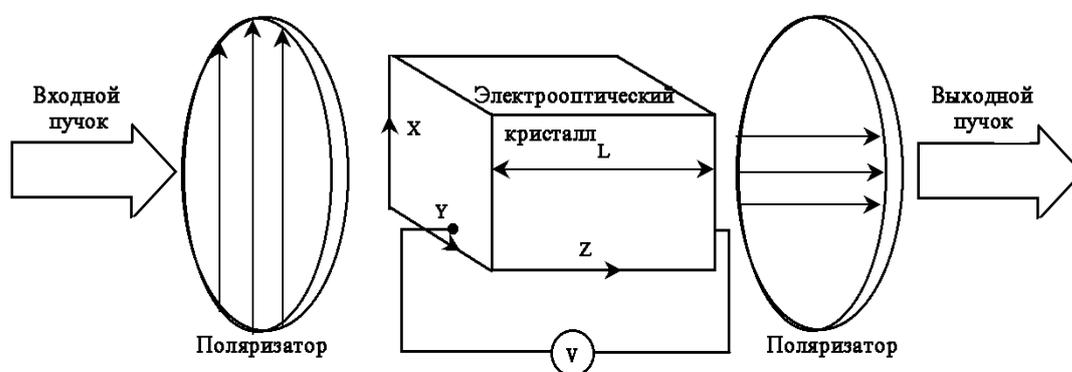


Рис. 2.26. Схема работы ячейки Погкельса

Изолятор Фарадея – оптическое устройство, позволяющее линейно поляризованному излучению распространяться лишь в одном направлении. Изолятор Фарадея состоит из поляризатора, вращателя поляризации Фарадея, фазовой пластинки ($\lambda/2$) и выходного поляризатора. Вращатель поляризации Фарадея представляет собой оптически магнито-восприимчивый материал, помещённый в постоянное магнитное поле, направление которого совпадает с направлением распространения света. Поворот поляризации во вращателе Фарадея пропорционален длине магнито-восприимчивого материала и напряженности магнитного поля. Чтобы система работала как изолятор, необходимо обеспечить поворот линейной поляризации при прохождении через вращатель на 45° . Фазовая полуволновая пластинка поворачивает угол поляризации еще на 45° в том

же направлении, и поляризация становится ортогональной входной. При распространении света в обратном направлении состояние поляризации не изменяется, так как фазовая пластинка и вращатель Фарадея вращают поляризацию в разные стороны.

§ 2.4.3. Регенеративный усилитель

Регенеративный усилитель предназначен для значительного усиления фемтосекундных импульсов (коэффициент усиления до 10^7). Регенеративное усиление является самым эффективным методом для передачи энергии импульсу от усилителя. На рис. 2.27. представлена схема регенеративного усилителя. Фемтосекундные импульсы от задающего генератора растягиваются во времени в стретчере и пройдя изолятор Фарадея, попадают на поляризатор P1, проходят ячейку Поккельса PC1 и отражаются от зеркала M1. Если на ячейку Поккельса не подано напряжение, излучение не изменит состояние поляризации и, отразившись от зеркала M1 и от поляризатора P1, не попадет в усилитель. Если на ячейку Поккельса подать соответствующее напряжение, то состояние поляризации импульса изменится на ортогональное и импульс окажется заперт в резонаторе регенеративного усилителя. Для того, чтобы из последовательности фемтосекундных импульсов, генерируемых лазером, в резонаторе усилителя оказался бы только один импульс, управляющий ячейкой Поккельса, высоковольтный импульс должен быть короче, чем частота следования фемтосекундных импульсов (как правило 10 нс). Резонатор усилителя содержит два плоских M1, M2 зеркала и два сферических SM1, SM2. Излучение лазера накачки отражается от зеркала Mr и фокусируется в активную среду с помощью линзы L. Для накачки используются лазеры с модуляцией добротности. Инжектированный импульс усиливается в резонаторе до достижения им насыщения (обычно 20-30 проходов (рис. 2.28), после чего на ячейку Поккельса PC2 подается соответствующее напряжение – импульс, пройдя ячейку Поккельса, отразившись от зеркала M2 и снова пройдя ячейку Поккельса PC2, меняет состояние поляризации на ортогональное и отразившись от поляризатора P2 выходит из регенеративного усилителя и поступает в следующий усилитель или в компрессор

Для синхронизации импульса лазера накачки, ячеек Поккельса и фемтосекундной последовательности импульсов, генерируемой задающим генератором, применяются специальные электронные схемы синхронизации и управления ячейками Поккельса.

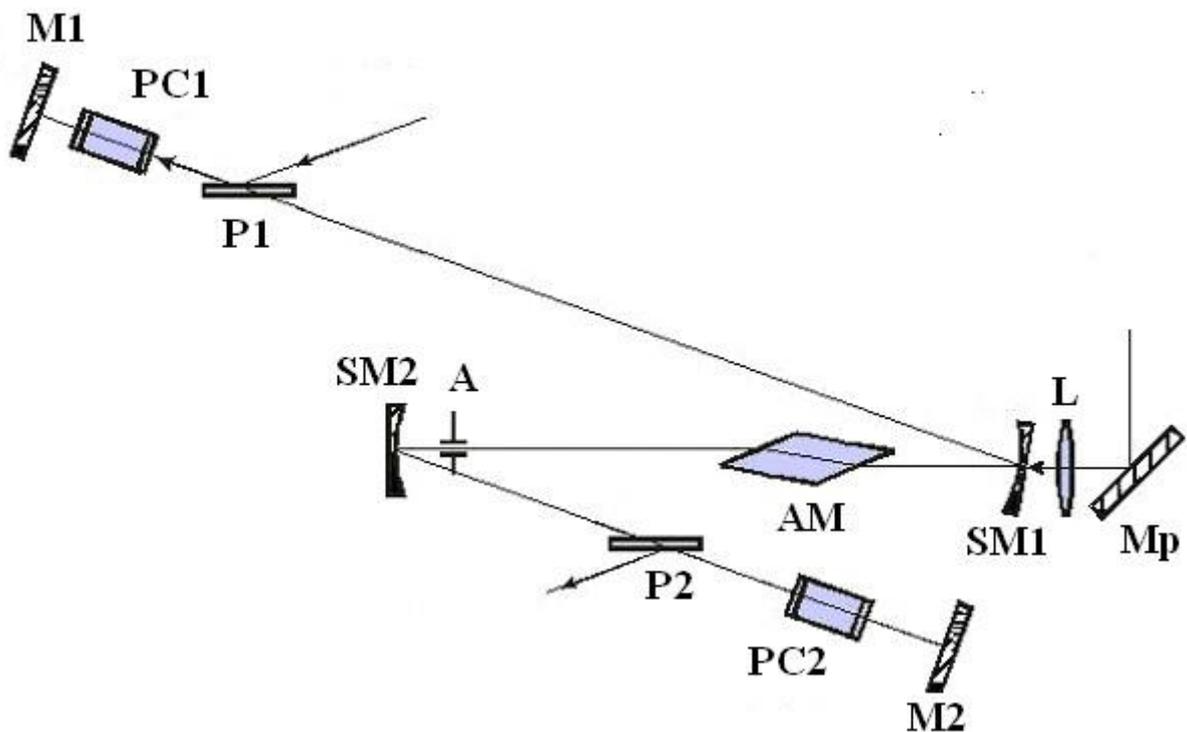


Рис. 2.27. Схема регенеративного усилителя.

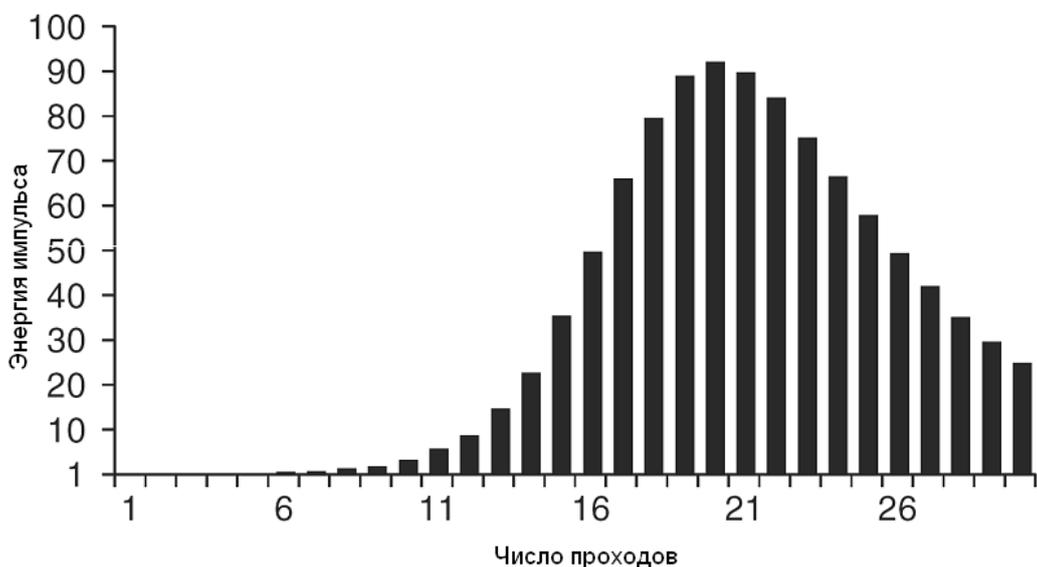


Рис. 2.28. Зависимость энергия импульса от числа проходов через регенеративный усилитель.

§ 2.4.4. Многопроходный усилитель

Многопроходные усилители также могут быть применены для значительного усиления фемтосекундных импульсов. В-основном, используется от 8 до 10 проходов через активную среду для первого каскада усиления и от 4 до 6 проходов для второго каскада. Оптическая схема многопроходового усилителя представлена на рис. 2.29. Фемтосекундные импульсы от задающего генератора (лазера) проходят

стретчер (где происходит их растяжение во времени), изолятор Фарадея и ячейку Погкельса, которая уменьшает частоту следования усиливаемых импульсов. Импульсы, прошедшие ячейку Погкельса, попадают через зеркало M0 на вход многопроходного усилителя. Многопроходовой усилитель состоит из двух сферических зеркал M1, M2 и активной среды, расположенной вблизи фокуса обоих зеркал. Сферическое зеркало M1 имеет отверстие в центре для вывода усиленного излучения. Излучение накачки фокусируется на активную среду с помощью линзы L.

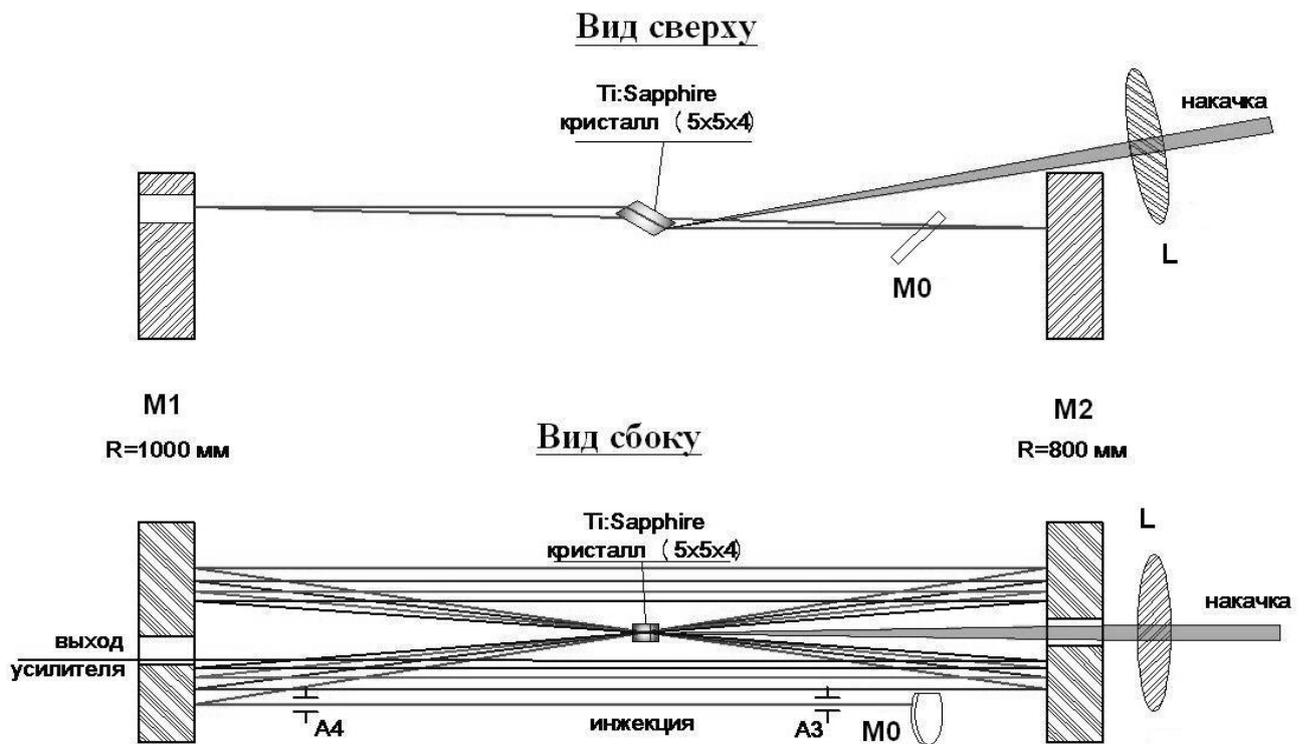


Рис 2.29. Схема многопроходового усилителя.

§ 2.5. Измерение параметров фемтосекундных импульсов

§ 2.5.1. Автокорреляционные методы

Оптические методы измерения длительности светового импульса основывается на том, что временное измерение переносится в пространственное. На практике, автокорреляционные функции [52-53] могут быть получены с использованием многофотонных процессов, таких например как двухфотонное поглощение или генерация второй гармоники.

Оптический автокоррелятор для лазеров, излучающих импульсы с высокой частотой следования.

Для случая коллинеарной генерации второй гармоники можно представить измеряемую интенсивность как:

$$I_2(\tau) = \int \left| \{E(t)\exp[i\omega t + \Phi(t)] + E(t-\tau)\exp[i\omega(t-\tau) + \Phi(t-\tau)]\}^2 \right|^2 dt \quad (2.5.1.)$$

тогда

$$I_2(\tau) = \int \left[2E^4 + 4E^2(t)E^2(t-\tau) + 4E(t)E(t-\tau)[E^2(t) + E^2(t-\tau)] \cos[\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau)] + 2E^2(t)E^2(t-\tau) \cos[2(\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau))] \right] dt \quad (2.5.2.)$$

Для автокорреляционной функции (см. формулу 2.5.2.) сигнал при $\tau=0$

$$I_2(\tau=0) = 2^4 \int E^4(t) dt \quad (2.5.3.)$$

$$\text{а при } \tau \rightarrow \infty = 2 \int E^4(t) dt \quad (2.5.4.)$$

т.е. в этом случае контраст равен $16/2 = 8$ (рис 2.34. а.)

В настоящее время для определения автокорреляционной функции (для лазеров, работающих на высокой частоте повторения импульсов), как правило, используется схема сканируемого автокоррелятора на основе коллинеарной генерации второй гармоники, представленная на рисунке 2.30б. Исследуемое излучение лазера попадает на светоделитель, отражающее часть излучения на сканируемую линию задержки и пропускающий часть излучения на уголкового отражатель. Далее излучения обоих плеч распространяясь коллинеарно фокусируются линзой в нелинейный кристалл (например, KDP). В случае коллинеарной ГВГ эти пучки распространяются по одному и тому же направлению в кристалле и каждый из них генерирует вторую гармонику (ГВГ) в момент прихода своих импульсов. Но, кроме того, если сканируемая линия задержки

настроена так, что по обоим каналам импульсы приходят в одно и то же время на нелинейный кристалл, то оба импульса порождают общую коллинеарную вторую гармонику. Пример соответствующего регистрируемого сигнала представлен на рисунке 2.34.(а). Этот метод получил большее распространение, так как при правильной настройке коррелятора соотношение между сигналом при нулевой задержке автокорреляционной функции и при длительности много большей длительности импульса должно быть 8 к 1 (см. 2.5.3. и 2.5.4)

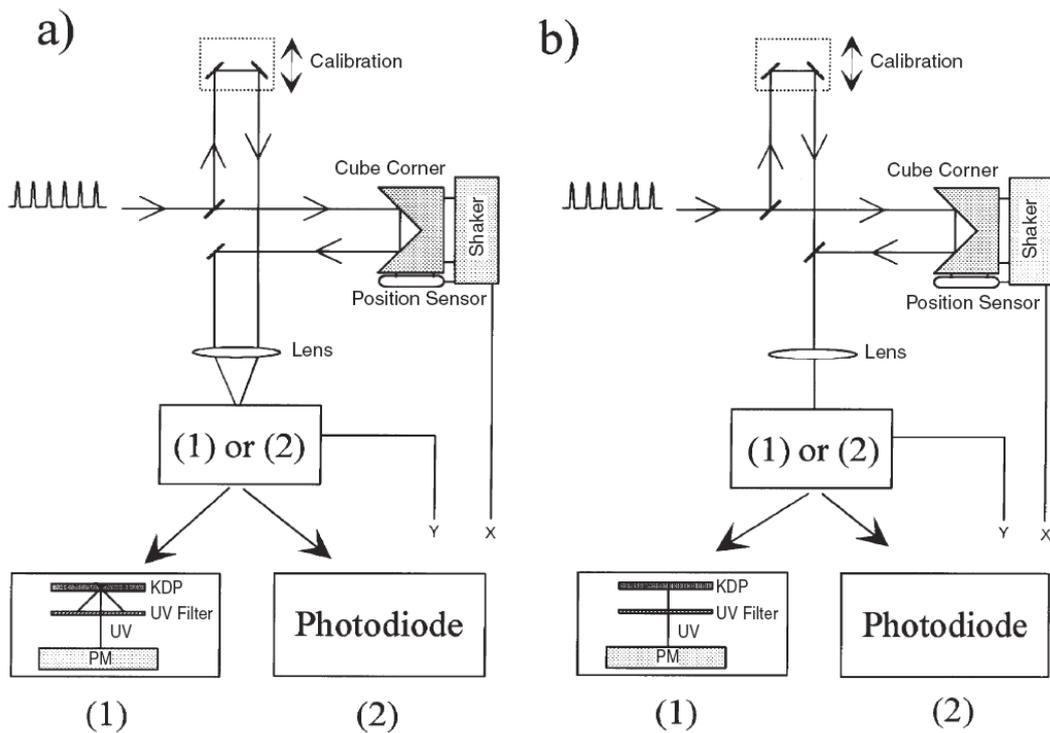


Рис. 2.30. Оптическая схема измерения автокорреляционной функции сканируемым автокоррелятором. а) неколлинеарная ГВГ, в) коллинеарная ГВГ.

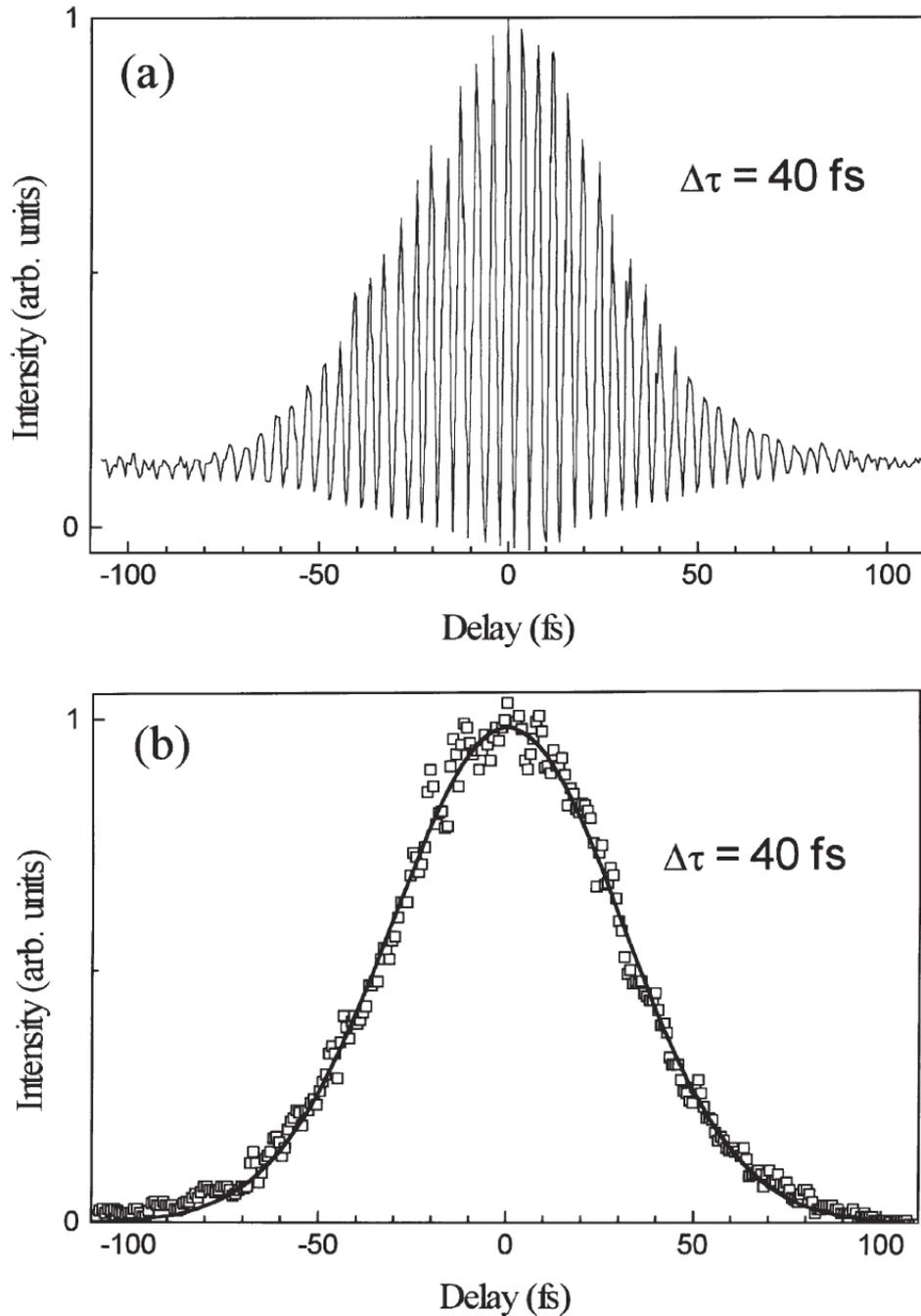


Рис.2.31. Автокорреляционная функция, полученная при использовании оптической схемы, представленной на рис. 2.30. b,a

Оптический автокоррелятор для лазеров, излучающих импульсы с низкой частотой следования.

Для измерения импульсов с низкой частотой следования используется оптическая схема, представленная на рисунке 2.32.

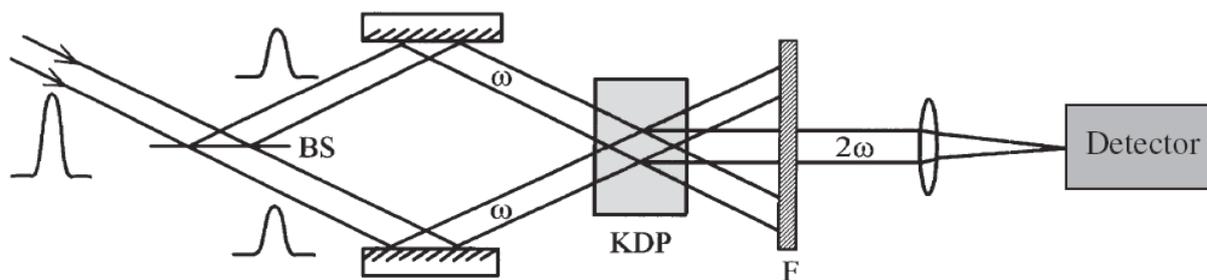


Рис. 2.32. Оптическая схема измерения одиночных импульсов.

Входной импульс делится светоделителем (BS) на две части, которые падают на нелинейный кристалл под небольшим углом (рис. 2.36.). Излучение неколлинеарной второй гармоники фокусируется на детектор. Естественно, что неколлинеарная ГВГ генерируется только тогда, когда оба импульса пересекаются в пространстве и во времени [56].

§ 2.5.2. Методы измерения амплитудно-фазовых характеристик импульса

Измерение автокорреляционной функции и спектра не дает представления о временной форме фемтосекундного импульса, а позволяют только определить его длительность. Для того чтобы определить временную форму импульса, надо измерить его амплитуду и фазу. Для этого существует несколько методов. Наиболее известными являются FROG (Frequency Resolved Optical Gating), и переводится с английского на русский как оптическое стробирование с разрешением по частоте, и SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction), - спектральная фазовая интерферометрия для непосредственного восстановления электрического поля.

Существует много разновидностей FROG, мы рассмотрим получившей наибольшее распространение версию - на основе неколлинеарной генерации второй гармоники [57-58].

Принципиальная схема FROG с использованием неколлинеарной генерации второй гармоники приведена на рисунке 2.33. Светоделитель BS разделяет луч на два пучка, которые фокусируются на нелинейный кристалл под небольшим углом. Неколлинеарная генерация второй гармоники возникает только тогда, когда оба импульса пересекаются в пространстве и во времени в нелинейном кристалле. Полученное излучение неколлинеарной второй гармоники фокусируется на щель спектрометра. Разложение импульса в спектр выполняется спектрометром в плоскости, ортогональной плоскости рисунка. На ПЗС матрице в спектральной плоскости спектрометра мы получаем двумерное

изображение исследуемого импульса, разложенного по длине волны и по времени (рис. 2.34.).

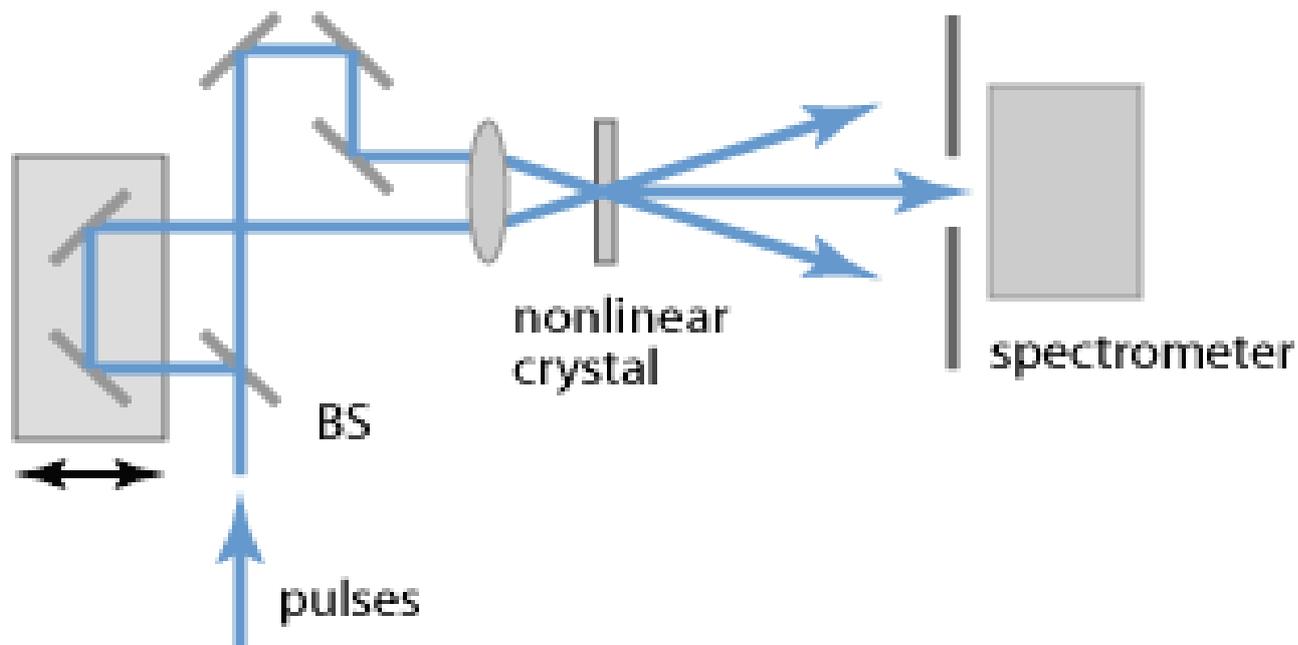


Рис. 2.33. Схема FROG на основе неколлинеарной генерации второй гармоники.

Автокорреляционный сигнал на щели можно записать как:

$$E_{sig}(t, \tau) = E(t) E(t - \tau) \quad (2.5.5)$$

Спектральное разложение приводит к Фурье-преобразованию поля автокорреляционного сигнала. Таким образом, изображение FROG описывается интегралом:

$$I_{sig}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t - \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.5.6)$$

FROG изображение не содержит фазы. Для определения фазы используется итерационный алгоритм FROG подробно описанный в [57-58].

На рис 2.34.б показана реконструкция FROG изображения, проведенная с помощью FROG алгоритма. В нижнем ряду слева приведена восстановленная с помощью алгоритма временная форма импульса, и зависимость фазы от времени, справа спектр импульса и зависимость фазы от длины волны для исследованного импульса.

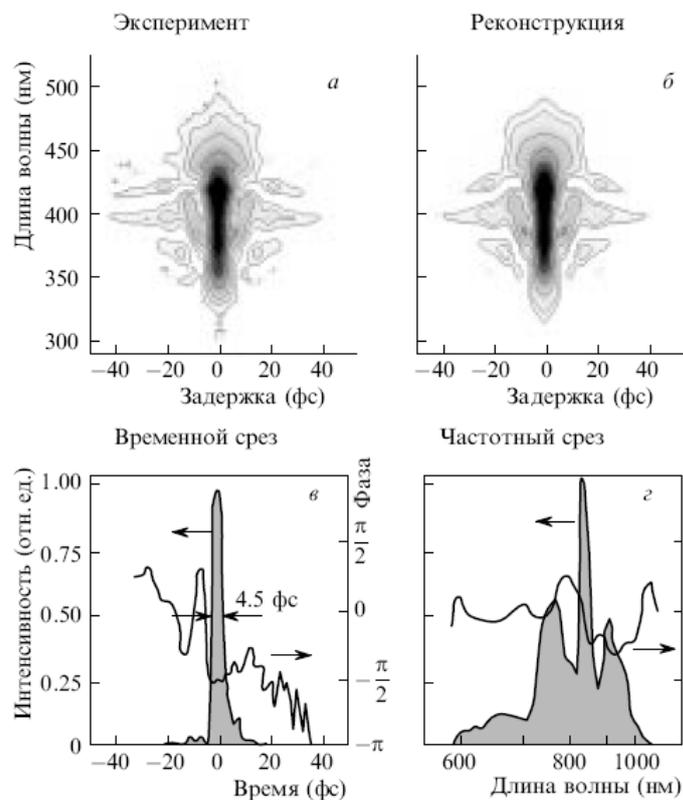


Рис 2.34. Пример регистрации 4.5-фс импульса с использованием метода FROG на основе неколлинеарной генерации второй гармоники [59].

Метод SPIDER (Spectral Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction) основан на спектральной интерферометрии фемтосекундных импульсов света [62-64]. На рис 2.41. изображена оптическая схема SPIDER. Исследуемый импульс делится на две части. Одна часть проходит дисперсионную задержку и формирует растянутый во времени линейно chirпированный импульс. Вторая часть импульса проходит через двухлучевой интерферометр, формирующий два импульса разделенных во времени.

Длинный chirпованный импульс и два сверхкоротких импульса, разделенные во времени, взаимодействуют в нелинейном кристалле, в результате чего генерируется неколлинеарная вторая гармоника, состоящая также из двух импульсов, разделенных во времени. Каждый из этих импульсов появляется в результате взаимодействия с разными частями (во времени) chirпованного импульса, которые имеют разный спектральный состав. Следовательно, генерируемые импульсы будут иметь спектральный сдвиг.

В спектральной плоскости спектроанализатора спектры этих двух импульсов интерферируют, а результат их интерференции выглядит следующим образом:

$$S(\omega) \propto \left| E(\omega + \delta\omega) + E(\omega)e^{i\omega\tau} \right|^2$$

$$= I(\omega + \delta\omega) + I(\omega) + 2\sqrt{I(\omega + \delta\omega)I(\omega)} \cos(\varphi_1(\omega + \delta\omega) - \varphi_1(\omega) + \omega\tau),$$

(2.5.7),

а фаза результирующей модуляции будет выглядеть:

$$\varphi(\omega) = \varphi_1(\omega + \delta\omega) - \varphi_1(\omega) + \omega\tau \approx \frac{\partial \varphi_1}{\partial \omega} \delta\omega + \omega\tau$$

(2.5.8)

где ω – частота, $\delta\omega$ – частотный сдвиг между двумя импульсами, τ – временная задержка между двумя импульсами.

Как видно из формулы (2.5.8) модуляция суммарного оптического спектра пропорциональна первой производной от спектральной фазы. Зная первую производную, легко найти частотную зависимость спектральной фазы с точностью до константы. И таким образом получить полную характеристику импульса.

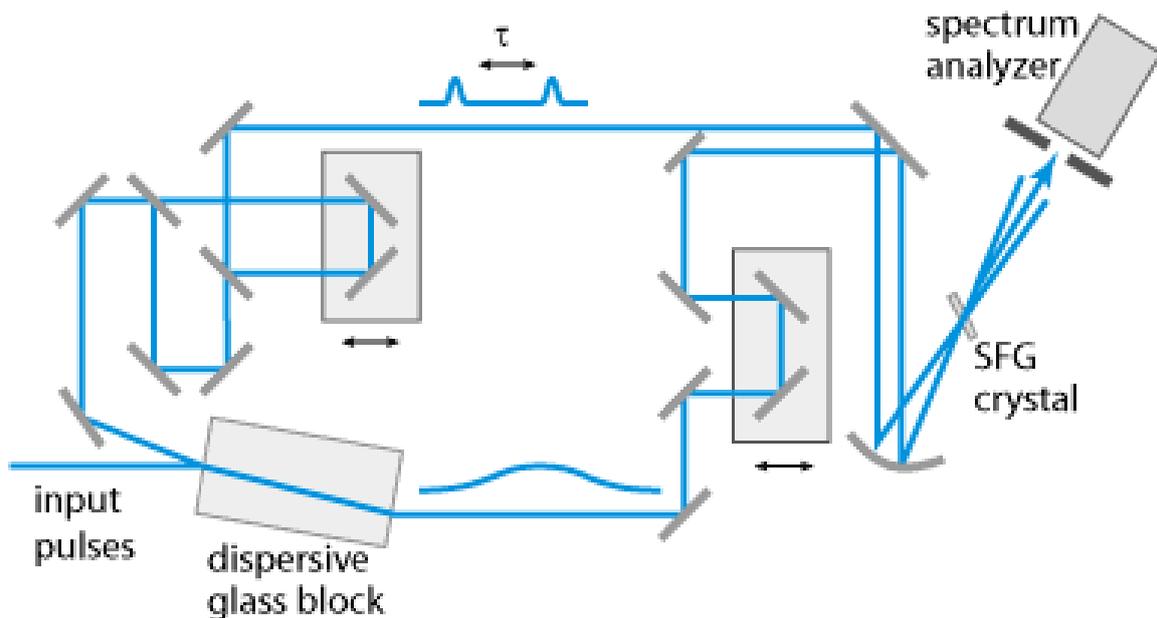


Рис.2.35. Оптическая схема SPIDER

§ 2.5.3. Методы измерения пространственного распределения фазового запаздывания импульсного излучения

Для разного рода практических применений, требуется измерение пространственного распределения комплексной амплитуды импульсного

волнового фронта. Для этого используются методы голографии с разрешением во времени. Цифровая голография со сверхвысоким пространственным и временным разрешением является перспективным методом неразрушающего контроля и неинвазивной диагностики, с помощью которого может быть реализовано наблюдение за процессами микропроизводства, для изготовления отверстий, дифракционных решеток, волноводов с помощью фемтосекундного лазерного излучения. Может исследоваться пространственно-временная динамика генерации свободных носителей в фотополупроводниках, структурные изменения как в аминокислотах ДНК, так и непосредственно в живых клетках.

По мере освоения технологий создания импульсных источников лазерного излучения короткой и сверхкороткой длительности открывались все более широкие возможности для исследования быстропротекающих процессов. Так, в конце девяностых годов прошлого века, и в первых годах настоящего столетия, для голографических исследований были доступны временные интервалы, длительностью в пределах миллисекунд [65, 66] и наносекунд [67, 68]. Практически сразу после этого, в 2002 году, удалось достигнуть пикосекундного разрешения [69], а двумя годами позже появилась и первая работа по цифровой голографии с фемтосекундным разрешением [70]. Это была голографическая система на основе осевой конфигурации Габора на пропускание, с разрешением во времени 150 фс, и пространственным разрешением 4 мкм. Недостатками осевой конфигурации Габора, как известно, являются наложение мнимого изображения, а также необходимость выполнения условия на величину объекта, согласно которому при регистрации голограммы вокруг него должно проходить и регистрироваться достаточное количество невозмущенного волнового фронта. Это ограничивало класс исследуемых объектов, поэтому в 2008 году впервые была реализована внеосевая конфигурация [71], которая позволяла избежать данных ограничений. В данной работе удалось достичь временного разрешения, превышающего 50 фс, которое было ограничено длительностью пробного импульса. Однако, достижение такого высокого временного разрешения во внеосевой голографии приводит к новым проблемам: область интерференции, где импульсы могут пересекаться в пространстве, уменьшается линейно вместе с их длительностью (так называемый «эффект сноса» [72]). Это ограничивает пространственное разрешение и уменьшает поле зрения. Возможность варьировать угол между опорной и предметной волнами при записи внеосевых голограмм позволяет регистрировать интерференционную картину либо по всей области детектора, но с низким пространственным разрешением, обусловленным широкими интерференционными полосами, либо сузить ширину полос и записать голограмму с высоким пространственным разрешением, но лишь в сильно ограниченной области. Несколько подходов было предложено, чтобы

обойти стороной данную проблему. Один из них связан с использованием наклонных волновых фронтов, обладающих угловым чирпом, в качестве которых используются лучи из ненулевых порядков дифракционной решетки [73]. Другой подход применим для периодически повторяющихся процессов, и связан с синтезированием полнопольной голограммы с помощью технологии склейки наборов интерференционных полос, полученных при сканировании оптической линией задержки в опорном плече [74]. Следует отметить, что в первом предложенном решении следует контролировать групповые дисперсионные задержки в объектном и опорном плечах, в противном случае относительное положение спектральных компонент в этих плечах будет различным, что уменьшит контраст голограммы и ухудшит временное разрешение. Альтернативным второму решению вариантом является более простая в использовании технология обработки отдельно восстановленных фрагментов объектного волнового фронта [76].

Для полноты обзора, необходимо также упомянуть предложенную в 2012 году технику фемтосекундной голографии фазового сдвига [77]. В работе было достигнуто временное разрешение порядка 100 фс, при этом, для обеспечения единовременной регистрации голограмм с различным фазовым сдвигом была разработана специальная камера, использующая массив микрополяризаторов, сопряженный с массивом матричных фотоприемников. Необходимость использования высокотехнологичной специализированной камеры в настоящее время существенно затрудняет широкое распространение данного метода, а также уменьшает пространственное разрешение.

Субволновое пространственное разрешение в фазовой микроскопии с разрешением во времени было продемонстрировано в работе [78]. За основу своей системы авторы использовали коммерческий фазово-контрастный пропускающий микроскоп, сопряженный с ПЗС-приемником, оснащенным электронным множителем. Временное разрешение достигалось за счет согласования возбуждающего и пробного импульсов фемтосекундной длительности в линии оптической задержки. При этом, следует принимать во внимание, что оптическая система микроскопа вносит дисперсионные и хроматические искажения зондирующего импульсного волнового фронта. Дисперсионное расплывание корректировали с помощью пространственно-временного модулятора света (ПМВС) за счет управления формой импульса, основанной на контролируемой дефазировке его спектральных компонент в Фурье плоскости. Однако, даже в этом случае, временное разрешение оставалось в пределах 300-700 фс, в зависимости от формы используемого конденсора, при том, что изначально в систему подавались импульсы длительностью 150 фемтосекунд.

Перспективными также являются и методы дифракционной томографии с высоким временным разрешением [79,80]. Более сложные в технической реализации, они позволяют визуализировать изменения, происходящие с объектом в объеме или в движении. Временное разрешение здесь, правда, пока не выходит за рамки пикосекундной временной шкалы.

Литература к части 2

1. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. – М.: Мир, 1986
2. Cheng, R.; Bai, J.; Liao, L.; Zhou, H.; Chen, Y.; Liu, L.; Lin, Y.-C.; Jiang, S.; Huang, Y.; Duan, X. Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 2012, 109, 11588– 11592
3. Maiman T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby, Nature, 1960, 187, N 4376, p. 493-494.
5. F. J. McClung, R. W. Hellwarth, “Giant optical pulsations from ruby”, J. Appl. Phys. 1962, V. 33, p. 838-841.
5. Harris S. E., Targ H., FM oscillation of the He-Ne laser, Appl. Phys. Lett., 1964, V. 5, p. 202-204.
6. M. DiDomenico, Jr., E. Ceusic, H. M. Marcos, R. C. Smith, Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAlG: Nd laser, Appl. Phys. Lett., 1966, V. 8, p. 180-183.
7. Bradley D. J., O’Neill F., Passive mode-locking of flashlamp pumped rhodamine dye-lasers, Opto-Electronics, 1969, V. 1, p. 69.
8. Ippen E.P., Shank C. V., Dienes D., Passive mode locking of the cw dye laser, Appl. Phys. Lett., 1972, V. 21, p. 348-350
9. O’Neill F., Picosecond pulses from a passively modelocked CW dye laser, Opt. Commun., 1972, V. 6, p.360-363.
10. Shank, C.V., Ippen, E.P., Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser Appl. Phys. Lett., 1974, V. 24, p. 373-375.
11. Fork R. L., Greene B. I., Shank, C.V. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking, Appl. Phys. Lett., 1981, V. 38, p. 671-672.
12. Fujimoto J. G., Weiner A. M., Ippen E. P., Generation and measurement of optical pulses as short as 16 fs, Appl. Phys. Lett., 1984, V. 44, p. 832-834.
13. Fork R. L., Brito Cruz C. H., Becker P. C., Shank C. V., Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation Opt. Lett., 1987, V. 12, p. 483-485
14. Baltuška Andrius, Wei Zhiyi, Pshenichnikov Maxim S., Wiersma Douwe A., Optical pulse compression to 5 fs at a 1-MHz repetition rate, Opt. Lett., 1997, V. 22, p. 102

15. Keisaku Yamane, Zhigang Zhang, Kazuhiko Oka, Ryuji Morita, and Mikio Yamashita, Akira Suguro, Optical pulse compression to 3.4fs in the monocycle region by feedback phase compensation, *Opt. Lett.*, 2003, V. 28, p. 2258-2260
16. Zhao, K., Zhang, Q., Chini, M., Wu, Y., Wang, X., & Chang, Z. (2012). Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch. *Opt. Lett.*, 2013, V. 37(18), p. 3891-3893.
17. "Control of Fluorescent Pulsations," R.W. Hellwarth in *Advances in Quantum Electronics*, pp.334-341, Edited by Jay R. Singer (Columbia University Press, New York, 1961)..
18. Schmidt W., Schäfer F. P., Self-mode-locking of dye lasers with saturable absorbers *Phys. Lett.*, 1968, V. 26A, p. 558-559.
19. Shank G. V., Fork R. L., Yen R., Stolen R. H., Compression of femtosecond optical pulses, *Appl. Phys. Lett.*, 1982, V. 40, p. 761-763.
20. Knox W. H., Fork R. L., Downer M. C., Stolen R. H., Shank C. V., Valdmanis J. A., Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate *Appl. Phys. Lett.*, 1985, V. 46, p. 1120-1121.
21. Weiner A.M., Leaird D.E., Patel J.S., Wullert J.R. Programable femtosecond pulse shaping by use of multielement liquid-crystal phase modulator // *Opt. Lett.*- 1990.- Vol 15, N 6.- p. 326-328.
22. Schenkel B., Biegert J., Keller U., Vozzi C., Nisoli M., Sansone G., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O., Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum, *Opt. Lett.*, 2003, V. 28, p. 1987-1989
23. Ахманов С.А., Никитин С.Ю., *Физическая оптика*. – М.: МГУ, 1998.
24. Keller, U. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature*, 2003, V. 424(6950), p. 831
25. Крюков П.Г., *Лазеры ультракоротких импульсов, Квантовая электроника*. 2001, Т. 31, С.95-119
26. Szipöcs, R., Ferencz, K., Spielmann, C., & Krausz, F. (1994). Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers. *Optics letters*, 19(3), 201-203.
27. A. Valdmanis J. A., Fork R. L., Gordon J. P., Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain *Opt. Lett.*, 1985, V. 10, p. 131-133.
28. Spence D. E., Kean P. N., Sibbett W., 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser *Opt. Lett.*, 1991, V. 16, p. 42-44.
29. Zhou J., Taft G., Huang C., Murnane M. M., Kapteyn H. C., Christov I. P., Pulse evolution in a broad-bandwidth Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.*, 1994, V. 19, p. 1149-1151.
30. Ell R., Morgner U., Kärtner F. X., Fujimoto J. G., Ippen E. P., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T., Lederer M. J., Boiko A., Luther-Davies B., Generation

of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.*, 2001, V. 26, p. 373-375.

31. Xu L., Spielmann C., Krausz F., Szepcs R., Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation, *Opt. Lett.*, 1996, V. 21, p. 1259-1261.

32. Nogueira G. T., Xu B., Coello Y., Dantus M., Cruz F. C., Broadband 2.12 GHz Ti:sapphire laser compressed to 5.9 femtoseconds using MIIPS, *Opt. Exp.*, 2008, V. 16, p. 10033.

33 Roth, P. W., Maclean, A. J., Burns, D., & Kemp, A. J. (2009). Directly diode-laser-pumped Ti: sapphire laser. *Optics letters*, 34(21), 3334-3336.

34. Gürel, K., Wittwer, V. J., Hoffmann, M., Saraceno, C. J., Hakobyan, S., Resan, B., ... & Südmeyer, T. (2015). Green-diode-pumped femtosecond Ti: Sapphire laser with up to 450 mW average power. *Optics express*, 23(23), 30043-30048.

35. Fermann M. E., Hofer M., Haberl F., Craig-Ryan, S. P., Femtosecond fiber laser, *Electron. Lett.*, 1990, 26: 1737 – 1738.

36. Sell A., Krauss G., Scheu R., Huber R., Leitenstorfer A., 8-fs pulses from a compact Er: fiber system: quantitative modeling and experimental implementation, *Opt. Exp.*, 2009, V. 17, p. 10

37. Nelson L. E., Jones D. J., Tamura K., Haus H. A., Ippen E. P., Ultrashort-pulse fiber ring lasers, *Appl. Phys. B*, 1997, V. 65, p. 277.

38. Keller U., Miller D. A. B., Boyd G. D., Chiu T. H., Ferguson J. F., Asom M. T., Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber, *Opt. Lett.*, 1992, V. 17, p. 505-507.

39. Kim G. H., Kang U., Heo D., Yashin V. E., Kulik A. V., Sall'E. G., Chizhov S. A., A compact femtosecond generator based on an Yb:KYW crystal with direct laser-diode pumping, *J. Opt. Technol.* 2010, V. 77, p. 225-229.

40. Liu H., Nees J., Mourou G., Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser, *Opt. Lett.*, 2001, V. 26, p. 1723-1725

41. Killi A., Steinmann A., Dörring J., Morgner U., Lederer M. J., Kopf D., Fallnich C., High-peak-power pulses from a cavity-dumped Yb:KY(WO₄)₂ oscillator, *Opt. Lett.*, 2005, V. 30, p. 1891-1893.

42. Guido Palmer G., Siegel M., Steinmann A., Morgner U., Microjoule pulses from a passively mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ oscillator with cavity dumping, *Opt. Lett.*, 2007, V. 32, p. 1893-1895.

43. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // *Opt. Comm.* 1985. V. 56. P. 219–221.

44. Sung, J. H., Lee, H. W., Yoo, J. Y., Yoon, J. W., Lee, C. W., Yang, J. M., Son Y. J., Jang Y. H., Lee S. K., Nam, C. H. 4.2 PW, 20 fs Ti: sapphire laser at 0.1 Hz. *Opt. Lett.*, 2017, V. 42(11), p. 2058-2061.

45. Yamakawa, K., Shiraga, H., Kato, Y. & Barty, C. P. J. Prepulse-free 30-TW, 1-ps Nd:glass laser. *Opt. Lett.*, 1991, V. 16, p. 1593-1595

46. Perry M. D., Pennington D., Stuart B. C., Tietbohl G., Britten J. A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H. T., Vergino M., Yanovsky V., Petawatt laser pulses, *Opt. Lett.*, 1999, V. 24, p. 160-162
47. Martinez O. E., Gordon J. P., Fork R. L., Negative group-velocity dispersion using refraction, *J. Opt. Soc. Am. A*, 1984, V. 1, p. 1003-1006.
48. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings. // *IEEE J. Quantum. Electron.*- 1969.- Vol. 5.- N .- p. 454-458
49. Miura T., Ito S., High-energy and high-power Yb:KGW femtosecond regenerative amplifier, *Proc. of SPIE*, 2009, V. 7203, p. 72030U1-72030U8
50. Backus S., Peatross J., Huang C. P., Murnane M. M., Kapteyn H. C., Ti:sapphire amplifier producing millijoule-level, 21-fs pulses at 1 kHz, *Opt. Lett.*, 1995, V. 20, p. 2000-2002.
51. Backus S., Durfee III C. G., Mourou G., Kapteyn H. C., Murnane M. M., 0.2-TW laser system at 1 kHz, *Opt. Lett.*, 1997, V. 22., p. 1256-1258.
52. Fontaine, W. Rudolph: Ultrafast diagnostics, *Rev. Phys. Appl.*, 1987, v. 22, p. 1605-1611.
53. J.-C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort Laser Pulse Phenomenon: Fundamentals, Techniques and Applications on a Femtosecond Time Scale, Academic Press, Boston (1996)
54. J.K. Ranka, A.L. Gaeta, A. Baltuska, M.S. Pshenichnikov, D.A. Wiersma, Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode *Opt. Lett.*, 1997, V. 22, p. 1344-1346.
55. D.T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. Sleat, W. Sibbett: Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.*, 1997, V. 22, p. 233-235.
56. A. Brun A., Georges P., Le Saux G., Salin F., Single-shot characterisation of ultrasort light pulses., *J Phys D*, 1991, V. 24, p. 1225–1233
57. Kane D., Trebino R., Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating, *Opt. Lett.*, 1993, V. 10, p. 823-825.
58. Kane D., Trebino R., Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, V. 29, p. 571-579
59. Baltuska A., Pshenichnikov M. S., Weirsma, D. A., Second-harmonic generation frequency-resolved optical gating in the single-cycle regime, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1999, V. 35, p. 459-478.
60. Trebino, R., *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. 2002, Boston: Kluwer Academic Publishers.
61. O'Shea P., Akturk S., Kimmel M., Trebino R., Practical issues in ultra-short-pulse measurements with 'GRENOUILLE', *Appl. Phys.B*, 2004, V.79, p.683–691.
62. Wong V., Walmsley I. A., Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers, *Opt. Lett.*, 1994, V. 19, p. 227-229.

63. Walmsley I. A., Wong V., Characterization of the electric field of ultrashort optical pulses, *J. Opt. Soc. Am. B*, V. 13, p. 2453-2463
64. Iaconis C., Walmsley I. A., Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses, *Opt. Lett.*, 1998, V 23, p. 792-794
65. Schedin S. et al. Simultaneous three-dimensional dynamic deformation measurements with pulsed digital holography. // *Appl. Opt.* 1999. Vol. 38, № 34. P. 7056–7062.
66. Schedin S. et al. Highly Sensitive Pulsed Digital Holography for Built-in Defect Analysis with a Laser Excitation.//*Appl. Opt.* 2001.Vol.40, № 1. P.100-103.
67. Liu Z., Steckman G.J., Psaltis D. Holographic recording of fast phenomena // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 80, № 5. P. 731.
68. Liu Z. et al. Holographic recording of fast events on a CCD camera. // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27, № 1. P. 22–24.
69. Rokitski R., Sun P.-C., Fainman Y. Study of spatial–temporal characteristics of optical fiber based on ultrashort-pulse interferometry // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 15. P. 1125.
70. Centurion M. et al. Holographic recording of laser-induced plasma // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, № 7. P. 772.
71. Balciunas T. et al. Time-resolved off-axis digital holography for characterization of ultrafast phenomena in water // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 1. P. 58.
72. Leith E.N., Lyon P. a., Chen H. Imaging problems with femtosecond-pulse holography // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1991. Vol. 8, № 7. P. 1014.
73. Balčūnas T. et al. Tilted-pulse time-resolved off-axis digital holography // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 18. P. 2715.
74. Zhu L. et al. Synthesis aperture femtosecond-pulsed digital holography // *Opt. Eng.* 2013. Vol. 52, № 9. P. 091703.
75. Šiaulyš N., Gallais L., Melninkaitis A. Direct holographic imaging of ultrafast laser damage process in thin films // *Opt. Lett.* 2014.Vol. 39, № 7. P. 2164.
76. Petrov, N. V., Putilin, S. E., & Chipegin, A. A. (2017). Time-resolved image plane off-axis digital holography. *Applied Physics Letters*, 110(16), 161107.
77. Kakue T. et al. Single-shot femtosecond-pulsed phase-shifting digital holography // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, № 18. P. 20286.
78. Mermillod-Blondin A. et al. Time-resolved imaging of laser-induced refractive index changes in transparent media // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. Vol. 82, № 3.
79. Matlis N.H., Axley A., Leemans W.P. Single-shot ultrafast tomographic imaging by spectral multiplexing // *Nat. Commun.* 2012. Vol. 3. P. 1111.
80. Li Z. et al. Single-shot tomographic movies of evolving light-velocity objects. // *Nat. Commun.* Nature Publishing Group, 2014. Vol. 5. P. 3085. _

Часть 3. Фемтотехнологии

*Все выше и выше и выше, стремим мы полет наших птиц...
Наш острый взгляд пронзает каждый атом,
Наш каждый нерв решимостью одет...*

Марш авиаторов. Муз. Ю.Хайта, сл. П.Германа

§ 3.1. Рынок фемтосекундных лазеров

Фемтосекундные технологии - это современные лазерные технологии с использованием сверхкоротких световых импульсов, которые в настоящее время используются в промышленном производстве, телекоммуникациях, экологии, медицине, биологии, химии, метрологии и других отраслях. На рис.3.1 приведены данные по мировому рынку различных типов фемтосекундных лазеров на 2015 г. и прогноз до 2021 г.

\$ млн.

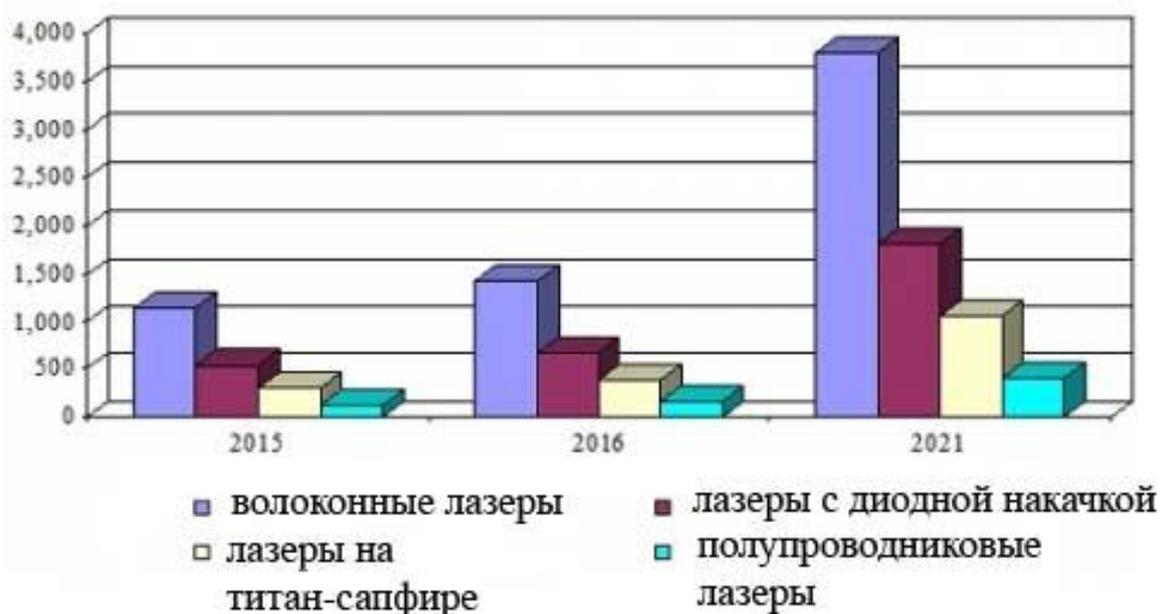


Рис.3.1. Мировой рынок различных типов фемтосекундных лазеров 2015-2021 г.г.[1]

Мировой рынок лазеров сверхкоротких импульсов в 2015 г. достиг \$2,1 млрд. Ожидается увеличение этого рынка с \$ 2,7 млрд в 2016 г. до почти \$ 7,1 млрд в 2021 г. при среднегодовых темпах роста 21,7%. Рынок

волоконных лазеров, наиболее развитый в настоящее время, как ожидается, вырастет с \$ 1,4 млрд. в 2016 г. до почти \$ 3,8 млрд. в 2021 г. [1]. Быстрое развитие рынка волоконных фемтосекундных лазеров обусловлено их большой востребованностью в офтальмологии, обработке материалов, метрологии, астрономии, спектроскопии, квантовой оптике, генерации ТГц излучения. С другой стороны, волоконные лазеры обеспечивают широкий диапазон параметров - различные длины волн, длительности импульса, средней мощности, частоты следования импульсов (см. табл. 1 [2]).

	Длина волны	Длительность импульса	Средняя мощность	Энергия в импульсе	Частота повторения
YFOA	1030...1053 нм	<200 фс...300 пс	100 мВт...15 Вт	1.5...250 нДж	60+/-5 МГц
ANTAUS	1030/1040/1050 нм	<250 фс	>20 Вт	>20 мкДж	до 5 МГц
PErL	1560/790 нм	50 фс...5 пс	110 мВт	1.2 нДж	30...100 МГц
EFO	1560±10 нм	50 фс...5 пс	10 мВт...5 Вт	0.15...70 нДж	25...80 МГц
EFOA-SH	780/1560 нм	80...120 фс	200/440 мВт	3/6.8 нДж	65 МГц
EFOA-UB	1100-2000 нм	-	>150 мВт	3 нДж	50...70 МГц
EFOA-SH-UB	780/1560/1100-2000 нм	<150 фс	50/150/130 мВт	0.7...2.1 нДж	70 МГц
EFO-COMB	520-2200 нм	-	до 250 мВт	3.85 нДж	Frep = 100 МГц

Табл. 1. Характеристики фемтосекундных волоконных лазеров ООО "АВЕСТА-ПРОЕКТ" [2]

Прим. YFOA, ANTAUS - иттербиевые лазеры; PErL - сверхкомпактный волоконный лазер, работающий в C-band диапазоне (1530-1565 нм); EFO - лазеры на эрбиевых волокнах; EFOA-SH - лазер со второй гармоникой; EFOA-UB - генератор суперконтинуума; EFO-COMB - оптический синтезатор частоты.

Для офтальмологии используются целые медицинские комплексы, оснащенные волоконными лазерами; коммерчески доступные типы включают IntraLase (Abbott Medical Optics Inc., Санта-Ана, Калифорния, США), Femtec (20/10 Perfect Vision AG, Гейдельберг, Германия) Femto LDV (Ziemer Глазные Системы, Порт, Швейцария), VisuMax (Carl Zeiss Meditec AG, Йена, Германия), WaveLight FS200 (Alcon Laboratories, Inc., Форт-Уэрт, Техас, США), LenSx (Alcon Laboratories, Inc.), Victus (Bausch & Lomb Incorporated, Бриджуотер, Нью-Джерси, США), и Catalys (Abbott Medical Optics Inc., Санта-Ана, Калифорния) (см. табл. 2) [3].

Parameter	Femto LDV	WaveLight FS 200	FemTec 20/10	IntraLase iFS 150	Zeiss VisuMax	Victus	Catalys	LenSx
Wavelength (nm)	1,045	1,045	1,053	1,053	1,043	1,040±25	1,030	1,030±5
Centration	Mechanical	Computer	Mechanical	Computer	Mechanical	Computer	Computer	Computer
Visualization of surgery	Virtual	Visual and virtual	Visual	Visual and virtual	Visual	OCT	OCT	OCT
Mobile	Yes	No	No	No	No	No	No	No
Applanation surface	Planar	Modified Planar	Curved	Planar	Curved	Curved	Curved	Curved

Abbreviation: OCT, optical coherence tomography.

Табл. 2. Параметры офтальмологических комплексов, оснащенных фемтосекундными лазерами [3]

В последнее время значительный прогресс достигнут в области компактных волоконных иттербиевых фемтосекундных лазерных систем с усилителями чирпированных импульсов, продемонстрировавшие мДж уровень энергии одиночного импульса и кВт уровень средней мощности [3], что значительно расширяет их область применения. Например, фемтосекундный лазерный комплекс PEARL с задающим волоконным фемтосекундным лазером построен в ИПФ РАН (Нижний Новгород). Пиковая мощность генерируемых им импульсов достигает 0,56 ПВт. В настоящее время строится лазерный комплекс PEARL-10 с мощностью более 5 ПВт. Разработана концепция экзаваттного лазерного комплекса — проект XCELS, включенный в число шести российских проектов класса мегасайенс для реализации на территории страны в предстоящее десятилетие [4].

Второе место рынка занимают твердотельные лазеры с диодной накачкой, характерные примеры - фемтосекундные Yb:KYW или Yb:KGW лазеры. Кристаллы KYW или KGW, легированные иттербием, непосредственно накачиваются диодным лазером, что устраняет необходимость использования промежуточного накачивающего лазера, используемого в традиционных лазерах на сапфире с титаном, и позволяет существенно увеличить общий КПД фемтосекундной лазерной системы, уменьшить ее габариты и стоимость [5].

Согласно прогнозам [1], рынок титан-сапфировых лазеров вырастет с \$ 388 млн. в 2016 г. до почти \$ 1,1 млрд. в 2021 г., но по объему будут занимать третье место. В настоящее время титан-сапфировые лазеры могут генерировать импульсы с длительностью один-два оптических цикла колебаний светового поля по уровню половинной интенсивности (FWHM) (один оптический цикл на длине волны 800 нм составляет всего 2,7 фс) [5]. Такая длительность была получена в задающем генераторе с использованием SESAM насыщающегося поглотителя и зеркал с двойным чирпом для компенсации широкополосной дисперсии [6]. Как задающие генераторы фемтосекундные титан-сапфировые лазеры используются в тера и петаваттных лазерных системах, таких как J-KAREN, SILEX-I, Vulcan, HERCULES, GEKKO-XII, ELI Beamlines и др. [7]. В последние годы значительно возросло количество таких лазерных систем, что связано с тем что такие лазерные системы стали коммерчески доступными и это позволяет малым исследовательским группам использовать их для более конкретных областей исследований. Например, установка J-KAREN (JAEA-Kansai Advanced Relativistic Engineering), созданная в APRC (Advanced Photon Research Center), JAEA (Японское агентство по атомной энергии), Киото, Япония, была первой в мире петаваттной титан-сапфировой лазерной системой (20 Дж, 33 фс, 0,85 ПВт)(рис. 3.2).



Рис.3.2. Титан-сапфировый петаваттный лазер класса J-KAREN, Япония.

В дальнейшем, в J-KAREN титан-сапфировые усилители были заменены на оптические параметрические усилители чирпированных импульсов, для получения более высокого контраста выходного импульса - до 10^{-10} [8]. Лазерная система работает с мощностью выходного импульса на уровне 80 ТВт с частотой повторения 10 Гц и на уровне петаватта - один раз в 30 минут из-за тепловых искажений в конечном усилителе.

На четвертом месте рынка находятся фемтосекундные полупроводниковые (диодные) лазеры [9] - по прогнозу [1] рынок вырастет с \$ 0,2 млрд. в 2016 г. до почти \$ 0,5 млрд. в 2021 г. Данные лазеры весьма перспективны для телекоммуникаций в системах временного уплотнения, поскольку обеспечивают частоту следования импульсов 1 ТГц [10] и выше [11], которую невозможно получить с использованием электронных компонентов (см. рис.3.3 [12]).

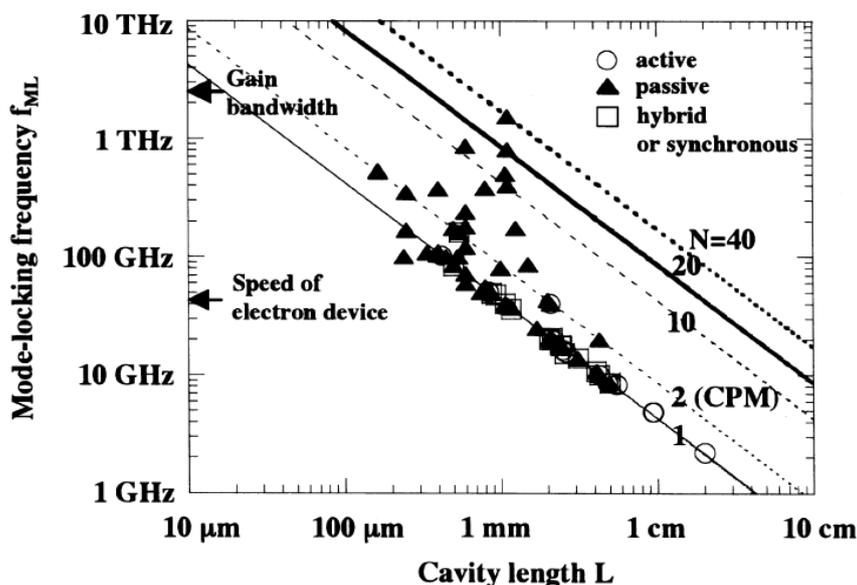


Рис. 3.3. Частота синхронизации мод в современных полупроводниковых лазерах.

В последнее время большой прогресс наблюдается в фемтосекундных полупроводниковых лазерах на квантовых точках (КТ) (рис.3.4) [13].

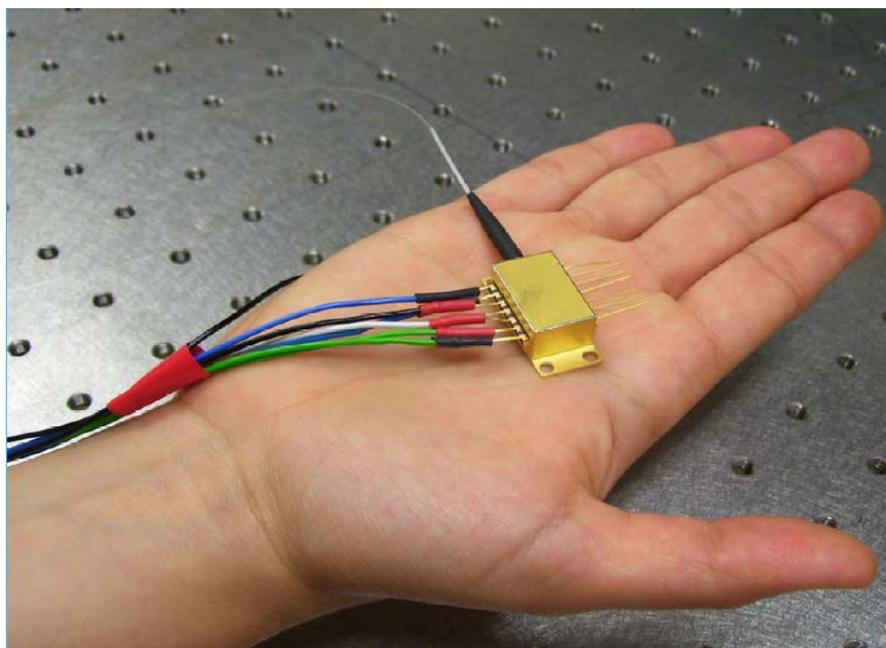
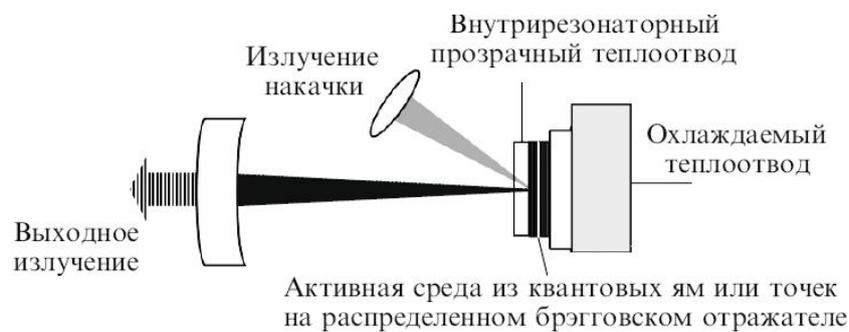


Рис. 3.4. Фемтосекундный полупроводниковый лазер на квантовых точках [13].

Самосборные (self-assembled) КТ в качестве активных носителей для фемтосекундного полупроводникового дискового лазера (вертикально излучающий лазер с внешним резонатором, где используются отражательные активные среды на основе полупроводников с оптической накачкой, помещённые в резонатор, который состоит из объёмных элементов, (рис.3.5) [14]) обеспечивают большую ширину полосы усиления, высокую динамику усиления и высокую температурную стабильность. Уже получены рекордные предельно короткие импульсы (для диодных лазеров, 216 фс, 1035 нм) в таком лазере с использованием полупроводникового зеркала с насыщающимся поглотителем (SESAM) со средней выходной мощностью 269 мВт при частоте повторения импульсов 2,77 ГГц и пиковой мощности 396 Вт. При более низкой частоте повторения 1,67 ГГц получены 193 фс импульсы с 112 мВт средней выходной мощности [15]. Эти результаты свидетельствуют о широких перспективах использования диодных лазеров различной конструкции в фемтотехнологиях.



a

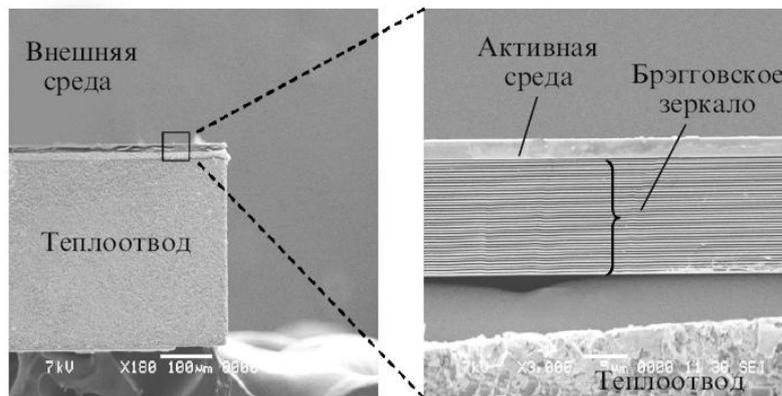


Рис.3.5. Схема дискового лазера с линейным резонатором с единственным выходным сферическим зеркалом (а) и фотографии активного элемента, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа (б) [14].

§ 3.2. Фемтотехнологии промышленной обработки материалов

Быстрое развитие рынка фемтосекундных лазерных систем произвело революцию в промышленной обработке материалов благодаря уникальным характеристикам - сверхкороткой длительности импульса (до нескольких циклов колебаний светового поля, вплоть до одного цикла) и чрезвычайно высокой пиковой интенсивности [16]. Сверхкороткая длительность импульса подавляет образование зоны термического воздействия и обеспечивает очень высокую точность обработки, тогда как высокая пиковая интенсивность обуславливает нелинейные взаимодействия (многофотонное поглощение и туннельная ионизация в прозрачных материалах) и обеспечивает большое разнообразие материалов, которые могут быть обработаны. Жесткая фокусировка фемтосекундных лазерных импульсов в объем прозрачных материалов делает возможным трехмерную (3D) микро- и нанообработку благодаря эффективному ограничению нелинейных взаимодействий в малом фокальном объеме [17]. Фемтосекундная лазерная 3D микро- и

нанообработка представляет собой прорыв с потенциальными достижениями для широкого спектра применений: от оптоэлектроники, фотоники и микроэлектромеханических систем (MEMS) до химических, биологических и медицинских систем. Таким образом, лазерное излучение фемтосекундной длительности позволяет обрабатывать как непрозрачные, так и прозрачные материалы, такие как металлы, керамика, мягкие материалы (например, полимеры и биобъекты) и даже хрупкие материалы (например, стекла), что в настоящее время широко используются для таких применений, как высококачественная высокоточная поверхностная микро- и нанообработка, скрайбирование, резка, сверление, структурирование поверхности и текстурирование, наноабляция, а также микро и наноструктурирование [18]. При больших интенсивностях фемтосекундных импульсов, взаимодействующих с веществом, возможны практически все нелинейные эффекты, приводящие в том числе и к генерации рентгеновского излучения [19].

В фемтосекундных технологиях, для лазерных систем, в зависимости от их применения требуются очень различные параметры излучения. Очевидно, что, например, для глазной хирургии требуется гораздо меньшая плотность энергии, чем для сверления твердой стали. Общая особенность фемтосекундного воздействия на все материалы (органические и неорганические) - это подавление образования тепловой зоны вокруг облученной области вследствие того, что взаимодействие света с веществом в основном связано с переносом световой энергии на электронную подсистему [20]. Высокая мгновенная пиковая мощность (в диапазоне до ГВт/см²) также вызывает одновременное поглощение нескольких фотонов, что энергетически эквивалентно поглощению видимого или УФ-фотона, что ведет к холодной абляции, а не к плавлению и испарению материала. Большое число столкновений необходимо для переноса поглощенной световой энергии от нагретых электронов к тяжелым частицам (атомам, ионам), из которых построен материал. Этот процесс передачи энергии занимает много времени, обычно более 10 пс, и поэтому материал остается холодным за время действия ультракоротких импульсов с длительностью до приблизительно 10 пс. Это обеспечивает сверхвысокую точность и минимизирует тепловую нагрузку. Это и является отличительной особенностью фемтосекундных технологий.

§ 3.1.1. Особенности взаимодействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности с веществом

Лазерное взаимодействие импульсов фемтосекундной длительности с веществом часто называется нетепловым процессом, что отличает их от взаимодействия с наносекундными и более длительными импульсами, и

именно из-за этого фемтосекундные лазеры обеспечивают высокую производительность при обработке материалов для достижения высокой и качественной микро- и нанообработки. Это было объяснено сверхбыстрой электрон-фононной релаксацией энергии в материале [20], т.е. требуется от нескольких сотен фс до нескольких пс, чтобы распределение электронов по энергии достигло теплового равновесия после фемтосекундного лазерного облучения. В эксперименте [21], фемтосекундные лазерные импульсы фокусировались на пленки Au, Ni и Mo различной толщины для изучения процессов сверхбыстрой электрон-фононной релаксации энергии. Начало плавления, определенное как порог повреждения, было обнаружено путем измерения изменений рассеяния, отражения и пропускания падающего света. Эксперименты проводились в режиме многократных импульсов, однако, с учетом побочных эффектов (нагрев среды) были вычислены пороговые характеристики для одиночного фемтосекундного импульса. Поскольку плавление (разрушение) требует определенной плотности энергии, было обнаружено, что порог лазерного пробоя зависит от толщины пленки, и в меньшей степени от параметров электрон-фононной релаксации энергии в материале. Зависимость пороговой энергии пробоя от длительности фемтосекундного импульса и толщины пленки была описана двухтемпературной моделью [22], доказывая, что лазерное повреждение в металлах является чисто термическим процессом даже для фемтосекундных импульсов. Влияние электрон-фононной связи отражается в разнице диффузии электронов благородных и переходных металлов. В силу минимального эффекта самовоздействия фемтосекундных лазерных импульсов (в основном только на электронную динамику и связанную с ней оптику фотовозбуждённого материала), принципиальным моментом фемтосекундного воздействия является сложная мультимасштабная, но полностью предопределённая пространственно-временная последовательность элементарных релаксационных процессов (рис.3.5 [23]). Исследования различных составных процессов фемтосекундного лазерного взаимодействия проходили по нескольким направлениям — относительно простыми времяразрешёнными оптическими (рефлектометрическими, трансмиссионными) методами с фемтосекундным временным разрешением [24], а также масс-спектрометрии [25]. В результате было обнаружено, что высокая пиковая мощность (благодаря малой длительности) при невысокой энергии ультракоротких лазерных импульсов позволяет осуществлять мгновенную электромагнитно-силовую подстройку оптических характеристик материалов на временах возбуждения электронной подсистемы в масштабе ультракороткого лазерного импульса, например, превращать диэлектрик в проводник [26].

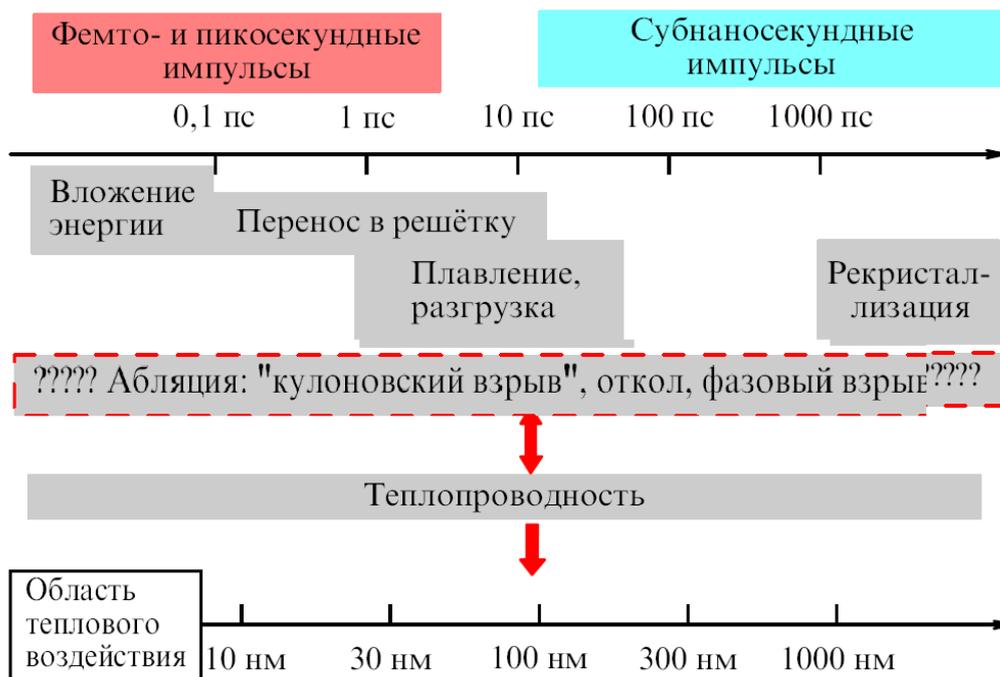


Рис. 3.5. Временная диаграмма последовательности физических процессов, представляющих фемтосекундное взаимодействие с веществом, приводящее к плавлению и абляции. Приведено соответствующее пространственное разрешение для разных предполагаемых абляционных механизмов, определяемое размерами "области теплового воздействия" на момент начала абляционного выноса вещества [23].

Однако, время передачи энергии от электронной подсистемы к фононной подсистеме, которое вызывает термализацию горячих электронов, имеет порядок $1...100$ пс, в зависимости от электрон-фононной связи данного материала, и как правило, это время намного больше времени, когда электроны достигают теплового равновесия [21]. Таким образом, фемтосекундные лазерные импульсы могут эффективно вызывать нагрев электронов и генерировать высокотемпературный электронный газ, который далек от равновесия с фононной подсистемой. Следовательно, только очень малая часть энергии лазерного импульса преобразуется в тепло, так что может быть реализована нетепловая обработка, что приводит к высокоточному высокому качеству микро- и нанообработки. Тем не менее, лазерное облучение материала импульсами фемтосекундной длительности по-прежнему вызывает тепло. Однако, одной из наиболее важных особенностей фемтосекундного лазерного воздействия является то, что образование зоны теплового воздействия подавляется вследствие того, что длительность импульса составляет от нескольких десятков до нескольких сотен фс. Таким образом, высокоточная, высококачественная микро- и нанообработка может быть реализована даже для материалов с высокой теплопроводностью, таких как металлы. Когда длительность импульса фс лазера меньше времени электрон-фононного взаимодействия

в данном материале (порядка 1...100 пс, в зависимости от электрон-фононной связи материала), тепловая диффузия вблизи области облучения лазера может быть реализована через внутри- или межзонное (зачастую нелинейное) фотовозбуждение электронов и связанные с ним процессы, управляющие поглощением и отражением поверхности фотовозбуждённого материала, благодаря мгновенному изменению его оптических характеристик (вплоть до насыщения поглощения) преимущественно через заполнение зон — нагревание, термализация и эмиссия (в меньшей степени теплопроводность) электронов. На данном этапе в полупроводниках и диэлектриках имеют место также оже-рекомбинация, безынерционные экранирование носителями ионного остова и электронная перенормировка зонного спектра. Именно объёмная плотность вложенной на данном этапе энергии задаёт последовательность релаксационных процессов, включая абляцию. Далее происходит постепенный перенос на пикосекундных временах вложенной энергии из электронной подсистемы фотовозбуждённого поверхностного слоя материала в его ионную (решёточную) подсистему (электрон-фононная релаксация) — процесс давно известный, но, как недавно выяснилось, зависящий от предшествующей электронной динамики, в частности от мгновенной электронной температуры или электронно-индуцированного разупорядочения поверхности.

Для большинства металлов время электрон-фононной связи $\sim 1...30$ пс [27], которое обычно меньше длительности импульса фемтосекундного лазера. В этом режиме длина термодиффузии l_d , когда материал нагревается до температуры плавления T_{im} при фемтосекундном лазерном облучении, можно записать [28]:

$$l_d = \left[\frac{128}{\pi} \right]^{1/8} \left[\frac{DC_i}{T_{im}\Lambda^2 C'_e} \right]^{1/4}, \quad (1)$$

где D - теплопроводность, C_i - теплоемкость решетки, $C'_e = C_e / T_e$ (где C_e - электронная теплоемкость, T_e - электронная температура), Λ - константа электрон-фононной связи [28]. Из уравнения (1) l_d не зависит от длительности импульса в режиме нагрева фемтосекундными импульсами. Например, когда медь нагревается до температуры плавления $T_{im} = 1356$ К фемтосекундным лазером, l_d равно 329 нм. С другой стороны, когда длительность импульса лазера τ много больше времени электрон-фононной связи, l_d можно грубо оценить с помощью формулы [28]:

$$l_d = \sqrt{k\tau} \quad (2)$$

где k - коэффициент температуропроводности. Для меди $l_d = 1,5$ мкм для $\tau = 10$ нс, исходя из этого можно сделать вывод, что при воздействии импульсов фемтосекундной длительности длина термодиффузии существенно уменьшается, что приводит к минимизированию теплового воздействия в освещаемой области. На рис. 3.6 (а) и 3.6 (б) показаны изображения отверстий, полученные с помощью метода сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), просверленных в стальной фольге толщиной 100 мкм, путем лазерной абляции с использованием лазерных импульсов с длительностью 200 фс и 3,3 нс соответственно [29].

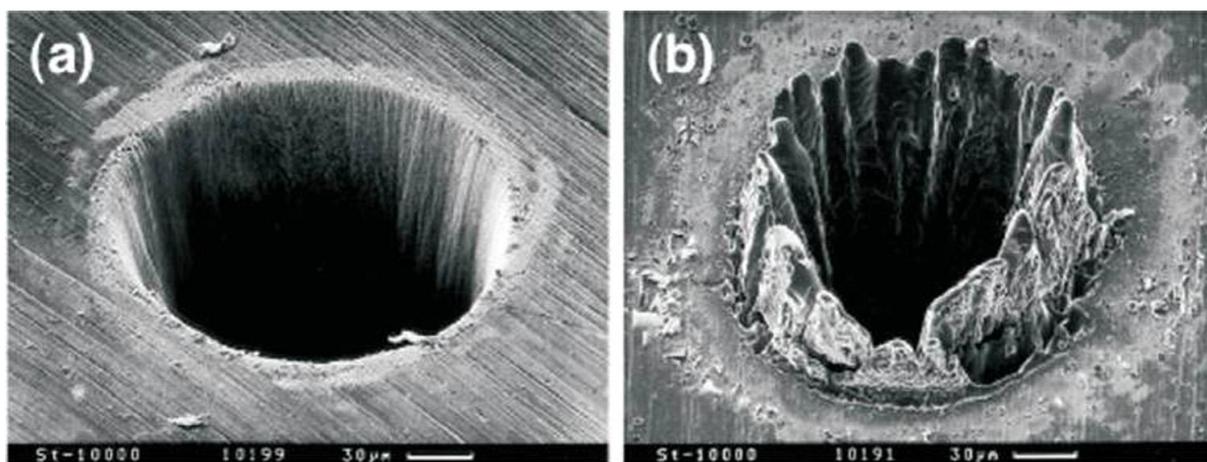


Рис.3.6. СЭМ-микрофотографии отверстий, просверленных в стальных фольгах толщиной 100 мкм, путем абляции с использованием лазерных импульсов со следующими параметрами: (а) длительность импульса: 200 фс, энергия импульса: 120 мДж, плотность: 0,5 Дж / см², длина волны: 780 нм; и (б) длительность импульса: 3,3 нс, энергия импульса: 1 мДж, плотность: 4,2 Дж / см², длина волны: 780 нм. Масштаб 30 мкм.

Фемтосекундная лазерная абляция создает отверстие с острым краем, крутыми стенками, также видно небольшое влияние тепловых эффектов. Напротив, наносекундная лазерная абляция вызывает сильное набухание вокруг абляционного отверстия из-за плавления. Несмотря на то, что фемтосекундный лазер может свести к минимуму образование зоны теплового воздействия в обработанных областях, облучение с частотой повторения выше, чем несколько сотен килогерц (в зависимости от характеристик материала, таких как коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость) вызывает накопление тепла, что приводит к формированию значительной области нагрева, который может быть намного больше, чем размер лазерного пятна [30]. Следовательно, фемтосекундное лазерное облучение при более высоких частотах повторения иногда приводит к ухудшению качества абляции; однако

эффект накопления тепла, может быть полезен для сращивания стеклопластика.

§ 3.1.2. Нелинейное поглощение прозрачными материалами

Фемтосекундное лазерное облучение, падающее на такие материалы, как диэлектрики и широкозонные кристаллы, прозрачные в диапазоне длины волны облучающего лазера, может вызвать индуцирование электронов (ионизацию) нелинейными процессами, такими как многофотонное поглощение (ионизация) и/или туннельной ионизации из-за чрезвычайно высокой пиковой интенсивности лазера [16, 31]. В любом из этих нелинейных процессов в зоне проводимости в конечном итоге генерируются свободные электроны. На рис.3.7 показано одно- и многофотонное поглощение на основе процесса электронного возбуждения в зазоре материалов, таких как полупроводники и стекло [32].

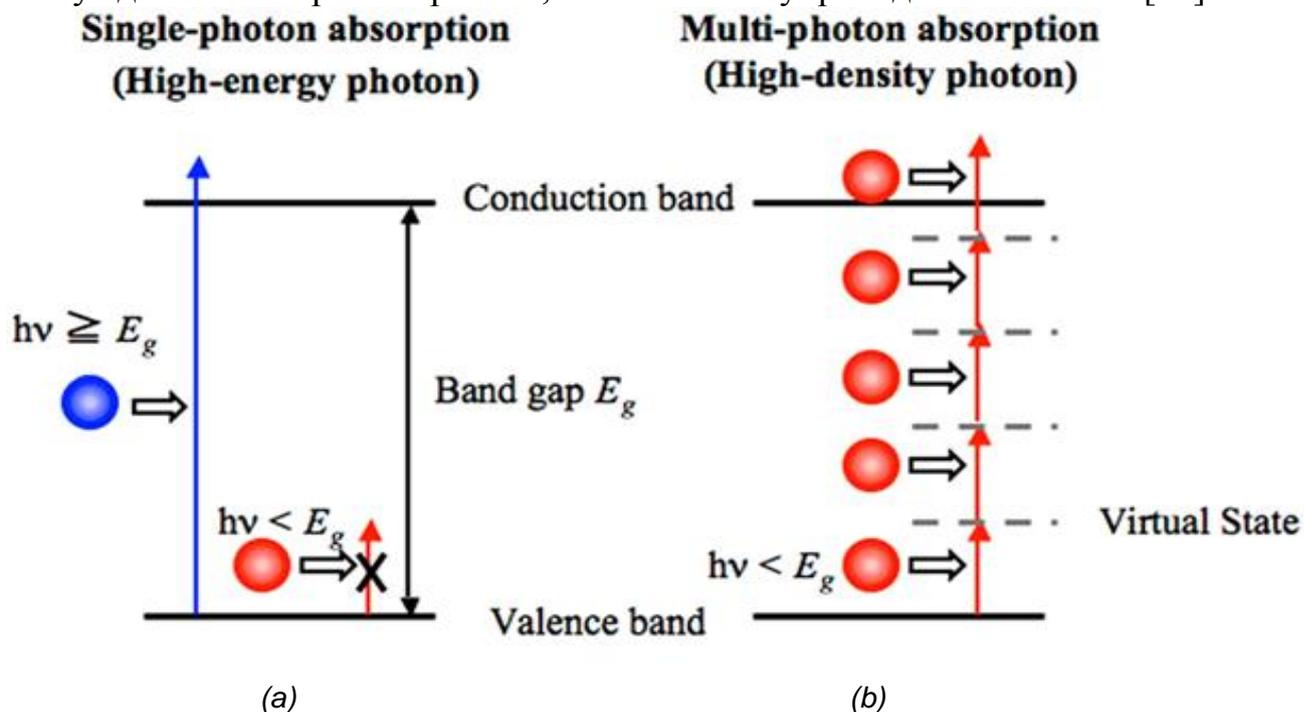


Рис. 3.7. Процессы возбуждения электронов в полупроводниках и диэлектриках с запрещенными зонами. (а)- одиночное и (б) - многофотонное поглощение [32].

Типичным процессом поглощения является однофотонное поглощение (рис.3.7 (а)). Когда на материале падает свет с энергией фотона, большей значения ширины запрещенной зоны, он поглощается и электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, в валентной зоне образуется вакансия - также носитель заряда. Напротив, свет с энергией фотонов меньшей значения ширины запрещенной зоны, не может

возбуждать электроны, поэтому поглощение не возникает в стационарном состоянии. Однако, когда при высокой плотности фотонов одновременно падающих на материал, электрон может возбуждаться несколькими фотонами через виртуальные состояния, даже если энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны (рис.3.7(б)). Это явление называют многофотонным поглощением. Такая высокая плотность фотонов может быть легко получена с использованием фемтосекундных лазеров из-за сверхкороткой длительности импульса - например, лазерный импульс энергией 1 нДж и длительностью 100 фс соответствует мощности 10^4 Вт. При высокой интенсивности лазера электронное возбуждение может быть вызвано другим нелинейным процессом поглощения, называемым туннельной ионизацией, а не многофотонным поглощением. При туннельной ионизации потенциальная энергия в молекулах сначала значительно искажается интенсивным электрическим полем излучения фемтосекундного лазера, при этом эффективная ширина барьера уменьшается и электроны могут туннелировать через барьер. В результате электрон может легко выйти из молекулы для генерации свободных электронов, как показано на рис.3.8. Можно определить вероятность таких нелинейных процессов поглощения (многофотонное поглощение, так и туннельную ионизацию) при фемтосекундном лазерном взаимодействии на прозрачными материалы исходя из параметра Келдыша γ [33].

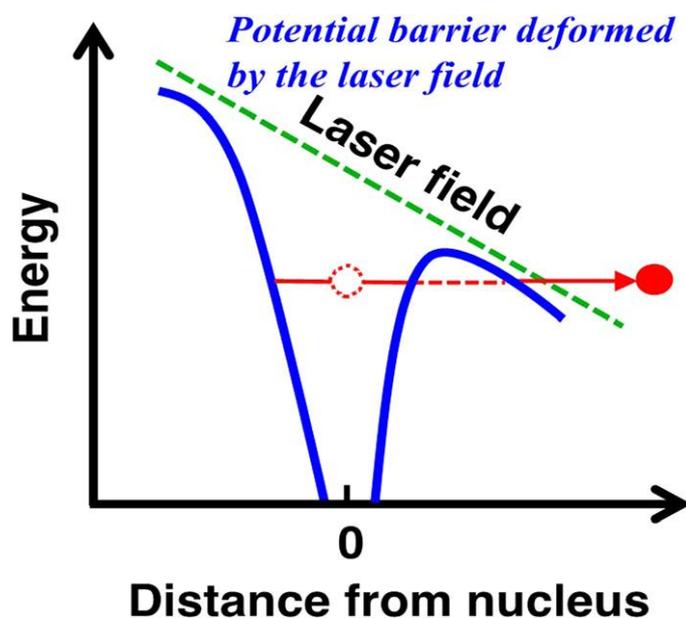
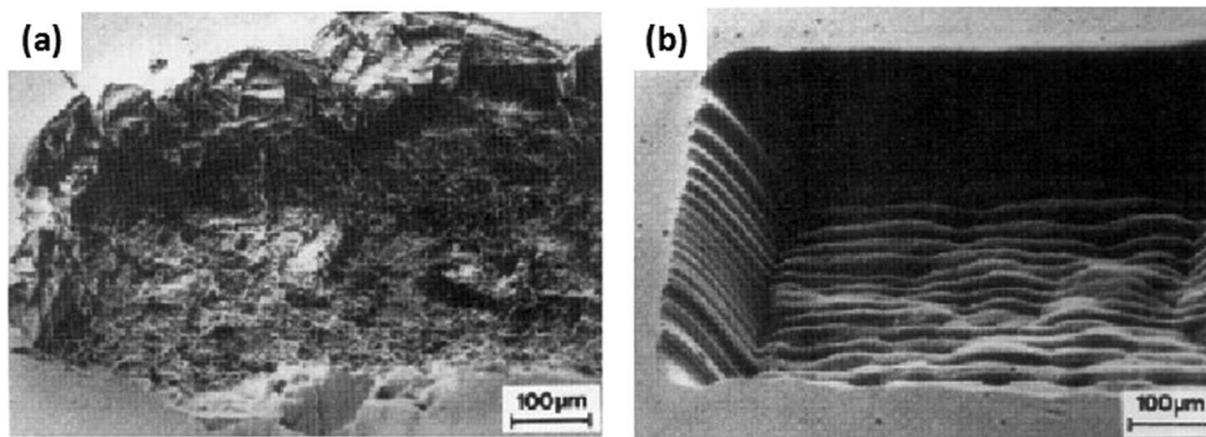


Рис.3.8. Туннельная ионизация в электрическом поле фемтосекундного импульса [32].

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I}}, \quad (3)$$

где ω - частота лазера, I - интенсивность излучения лазера, m_e - эффективная масса электрона, e - заряд электрона, c - скорость света, n - показатель преломления, ε_0 - диэлектрическая проницаемость свободного пространства, E_g - ширина запрещенной зоны. Когда γ намного больше (меньше), чем 1, преобладает многофотонное поглощение (туннельная ионизация). Для $\gamma \sim 1$, поглощение и образование свободных носителей (фотоионизация) индуцируется комбинацией обоих процессов.

Таким образом, фемтосекундные лазеры могут индуцировать сильное поглощение (электронное возбуждение) даже в прозрачных материалах, тем самым позволяя осуществлять высокоточную микро- и нанообработку прозрачных материалов, включая стекло. На рис.3.9 показаны СЭМ микрофотографии монокристаллического хлорида натрия (NaCl), абляции осуществлена излучением лазерами с длительностью (а) 16 нс и (б) 300 фс на длине волны 248 нм, на которой NaCl является прозрачным [34].



Nanosecond laser (16ns)

Femtosecond laser (300fs)

Рис.3.9. Микрофотографии СЭМ монокристаллического хлорида натрия (NaCl), абляционные (а) 16 нс и (б) 300 фс-лазерами на длине волны 248 нм.

Фемтосекундный лазер создает чисто абляционный кратер с хорошим качеством кромок и без признаков теплового повреждения. Напротив, наносекундный лазер не обеспечивает чистую абляцию. Многофотонное поглощение также может быть достигнуто с помощью наносекундного лазера. Однако сечение поглощения, вызванное наносекундным лазером, очень мало из-за относительно низкой интенсивности пика. Таким образом, высокое сечение поглощения, достигнутое с помощью излучения фемтосекундного лазера, имеет важное значение для достижения чистой

абляции. Еще более важным фактором, который может ухудшить качество абляции из-за тепловых эффектов, является гораздо более длительная длительность импульса, чем время электрон-фононной связи, как описано в разд. 3.1.1.

В заключении приведем примеры микрообъектов созданных при помощи излучения фемтосекундного лазера (рис. 3.10) [35]. Немецкая компания Micreon GmbH, которая использует фемтосекундные лазеры для изготовления сверхточных компонентов, продемонстрировала свою технику в 2006 г., создав крошечного верблюда, который входит в игольное ушко и очки для мухи.

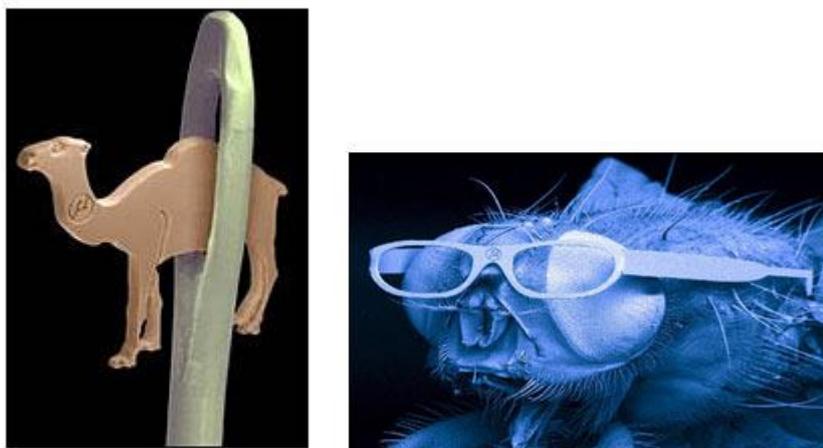


Рис. 3.10. Рекламные изделия фирмы Micreon GmbH [35].

Литература к части 3

- [1] Ultrafast Lasers: Technologies and Global Markets. Report overview. (www.bccresearch.com/market-research/photronics/ultrafast-lasers-technologies-markets-report-pho017b.html)
- [2] <http://avesta.ru/products/lasers/femtosekundnie-volokonnie-laseri/>
- [3] Lourdes Patricia Ramirez, Marc Hanna, GéraudBouwman, Hicham El Hamzaoui, Mohamed Bouzaoui, Damien Labat, Karen Delplace, Julien Pouysegur, Florent Guichard, Philippe Rigaud, Vincent Kermène, Agnès Desfarges-Berthelemot, Alain Barthélémy, Florian Prévost, Laurent Lombard, Yoann Zaouter, Frédéric Druon, and Patrick Georges, "Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier," *Opt. Express* 23, 5406-5416 (2015)
- [4] http://www.iapras.ru/science/las_phys/las_phys1.html
- [5] <http://www.tekhnoscan.ru/russian/Femto-Star.htm>

- [6] U. Keller. Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight. *Appl. Phys. B* (2010) 100: 15. <https://doi.org/10.1007/s00340-010-4045-3>
- [7] C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, D. Neely. Petawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering*, 3, E3. (2015). doi:10.1017/hpl.2014.52
- [8] H. Kiriya, M. Michiaki, Y. Nakai, T. Shimomura, H. Sasao, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Tanoue, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagisaka, I. Daito, D. Wakai, F. Sasao, M. Suzuki, H. Kotakai, K. Kondo, A. Sugiyama, S. Bulanov, P. R. Bolton, H. Daido, S. Kawanishi, J. L. Collier, C. Hernandez-Gomez, C. J. Hooker, K. Ertel, T. Kimura, and T. Tajima, *Appl. Opt.* 49, 11 (2010).
- [9] Vasil'ev, P. *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications* Ch. 4, 95–150 (Artech House, Boston, 1995).
- [10] S. Arahira, Y. Matsui, Y. Ogawa. “Mode-locking at very high repetition rates more than terahertz in passively mode-locked distributed-Bragg-reflector laser diodes”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 32 (7), 1211 (1996)
- [11] Lianping Hou, Mohsin Haji, John H. Marsh “Mode locking at terahertz frequencies using a distributed Bragg reflector laser with a sampled grating”, *Opt. Lett.* 38 (7), 1113 (2013)
- [12] *Femtosecond Technology: From Basic Research to Application Technology* (eds Kamiya, T., Saito, F., Wada, O. & Yajima, H.) Part III, 59–174 (Springer, Berlin, 1999).
- [13] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and W. Sibbett, “Mode-locked quantum-dot lasers,” *Nat. Photonics* 1(7), 395–401 (2007).
- [14] A. Giesen, J. Speiser. Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 13. 598 (2007).
- [15] C. G. E. Alfieri, D. Waldburger, M. Golling, U. Keller "High-power sub-300-femtosecond optically pumped quantum dot semiconductor disk lasers" *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 30, No. 6, pp. 525-528, 2018 doi: [10.1109/LPT.2018.2801024](https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2801024)
- [16] N. Bloembergen. A Brief History of Light Breakdown. *J. Nonlinear Optic. Phys. Mat.*, **06**, 377 (1997).
- [17] K. Sugioka, B. Gu, and A. Holmes, in *Laser Direct-write Processing*, edited by Craig B. Arnold and Alberto Pigu_e (*Mater. Res. Soc. Bulletin*, 2007), Vol. 32, p. 47.
- [18] S. Nolte: Micromachining, in M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha (Eds.): *Ultrafast Lasers: Technology and Applications* (Decker, New York 2002)
- [19] P. Gibbon, E. Förster: Short-pulse laser-plasma interactions, *Plasma Phys. Control. Fusion* 38, 769–793 (1996)
- [20] W. S. Fann, R. Storz, H. W. K. Tom, and J. Bokor. Electron thermalization in gold. *Phys. Rev. B* 46, 13592 – Published 15 November 1992

- [21] S. S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. G€udde, and E. Matthias. The role of electron–phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. *Appl. Phys. A* 69, S99 (1999).
- [22] С. И. Анисимов, В. А. Бендерский, Д. Фаркаш "Нелинейный фотоэлектрический эффект в металлах под действием лазерного излучения" УФН 122 185–222 (1977)
- [23] А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, А. А. Самохин "Абляция поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов" УФН 187 159–172 (2017)
- [24] D. H. Reitze, H. Ahn, M.C. Downer. Optical properties of liquid carbon measured by femtosecond spectroscopy *Phys. Rev. B* 45 2677 (1992)
- [25] M. Ye, C. P. Grigoropoulos. Time-of-flight and emission spectroscopy study of femtosecond laser ablation of titanium. *J. Appl. Phys.* 89 5183 (2001)
- [26] T. Apostolova, Andrey A. Ionin, Sergej Ivanovich Kudryashov, Leonid V. Seleznev, Dmitriy V. Sinitsyn. Self-limited ionization in bandgap renormalized GaAs at high femtosecond laser intensities. *Opt. Eng.* 51 121808 (2012)
- [27] S. I. Anisimov, B. Rethfeld. Theory of ultrashort laser pulse interaction with a metal. *Proc. SPIE* 3093, 192 (1997).
- [28] P. B. Corkum, F. Brunel, N. K. Sherman, and T. Srinivasan-Rao. Thermal Response of Metals to Ultrashort-Pulse Laser Excitation. *Phys. Rev. Lett.* 61, 2886 (1988).
- [29] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben et al. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. A* 63, 109 (1996).
- [30] S. M. Eaton, H. Zhang, M. L. Ng, J. Li et al. Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides. *Opt. Express* 16, 9443 (2008).
- [31] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore et al. Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses. *Phys. Rev. Lett.* 74, 2248 (1995).
- [32] K. Sugioka and Y. Cheng, *Femtosecond Laser 3D Micromachining for Microfluidic and Optofluidic Applications*, Springer Briefs in Applied Science and Technology (Springer, London, 2014).
- [33] Л. В. Келдыш. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны. *ЖЭТФ* 47 1945 (1964); Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* 20 1307 (1965)
- [34] S. K€uper and M. Stuke, *Microelectron. Eng.* 9, 475 (1989).
- [35] https://www.photonics.com/a25154/Micreon_Fits_Camel_Through_Needles_Eye

Часть 4. Применение фемтосекундных лазеров в биологии и медицине

ВВЕДЕНИЕ

Фемтосекундные технологии, использующие ультракороткие импульсы света могут применяться в различных областях, например, для промышленного производства, информационных и коммуникационных технологий, для экологии и в науках о жизни (медицина, биология, химия) [1,2].

Биологическая ткань имеет относительно низкий коэффициент поглощения, особенно в средней инфракрасной области, в которой работают большинство фемтосекундных лазеров (рис. 4.1) [3]. Таким образом, в материале с малым поглощением и рассеянием оптический пробой может происходить не только на поверхности ткани, но и внутри нее. Здесь происходят различные явления, такие как оптическое разрушение поверхности, кавитация и развитие пузырьков на свободной поверхности, многофотонное поглощение, создание и распространение плазмы, генерация и движение очень высокого давления воздуха.

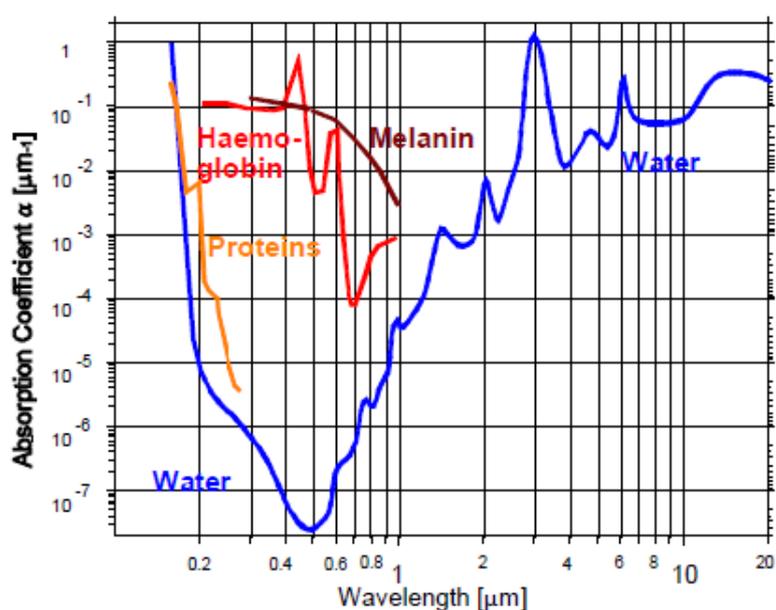


Рис. 4.1. Коэффициент поглощения различных хромофоров биологической ткани (данные из [3])

В воде эффект воздействия фемтосекундного излучения может быть вызван локальным повышением температуры. Если грубо оценить объем всех филаментов около $3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$ (10 филаментов с длиной 1 мм и диаметром 3 мкм), и принять, что 50% энергии лазерного импульса преобразуется в тепло, то увеличение температуры будет на 38К. Это

приведет к изменению показателя преломления 0,005. На шкале времени в несколько микросекунд может наблюдаться кавитация (рис. 4.2). Из-за распределения интенсивности фокусированного лазерного луча будет формироваться пузырек в цилиндрической форме. Из-за поверхностного натяжения пузырь схлопывается быстрее при меньших радиусах кривизны, что превращает пузырек в сферу. Через 3 мкс пузырек снова схлопывается во втором цикле. Теперь его форма похожа на маленький диск, перпендикулярный первоначальному удлинению цилиндра. После 7,5 мкс пузырек окончательно схлопывается до размера приблизительно 6 мкм в диаметре и начинает подниматься на поверхность.

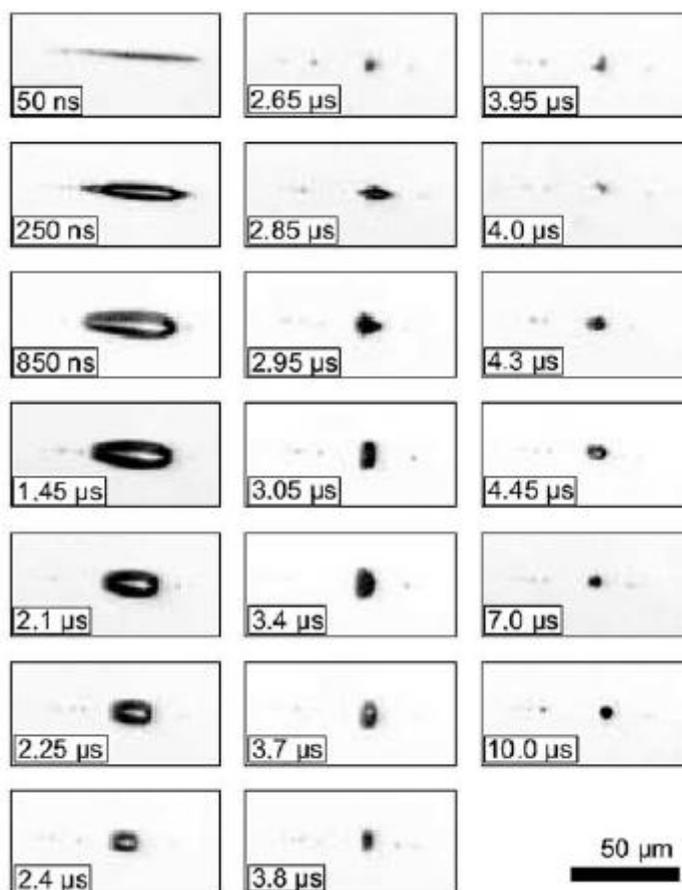


Рис. 4.2. Последовательность лазерных кавитационных пузырьков с размерами от 50 нс до 10 мкс после оптического пробоя при энергии импульса 5 мкДж и длительности импульса 175 фс.

§ 4.1. Применение в стоматологии

Лазерное излучение фемтосекундной длительности можно использовать для удаления пораженных кариесом эмали и дентина, а также керамического пломбировочного материала [4, 5]. На рисунке 4.3а-с представлена фотография полости тетрагональной формы, образованной в

ткани дентина здорового зуба человека. Эти полости были получены с помощью воздействия лазерного излучения титан-сапфирового лазера (усиление чирпированных импульсов) [6]. Генерируемое излучение имело следующие параметры: длина волны излучения 780 нм, длительность импульса 700 фс, энергия импульса 100 мкДж и частота повторения импульсов 5 кГц, скорость сканирования по поверхности дентина составляла 200 мм/с. SEM- на рисунке 4.3а-с показывает результат,

Образованная полость имела размер 2 мм × 2 мм и глубину около 1,4 мм. Шероховатость дна полости составляла порядка от 5 мкм до 10 мкм, что позволяет осуществлять адгезию большинства пломбировочных материалов без специального травления (рис. 3.3b). Порог полости острый, без сколов, стенка полости крутая и ровная, на дне полости дентинные каналы закрыты (рис. 3.3с). Таким образом, были созданы идеальные условия для заполнения полости пломбировочным материалом.

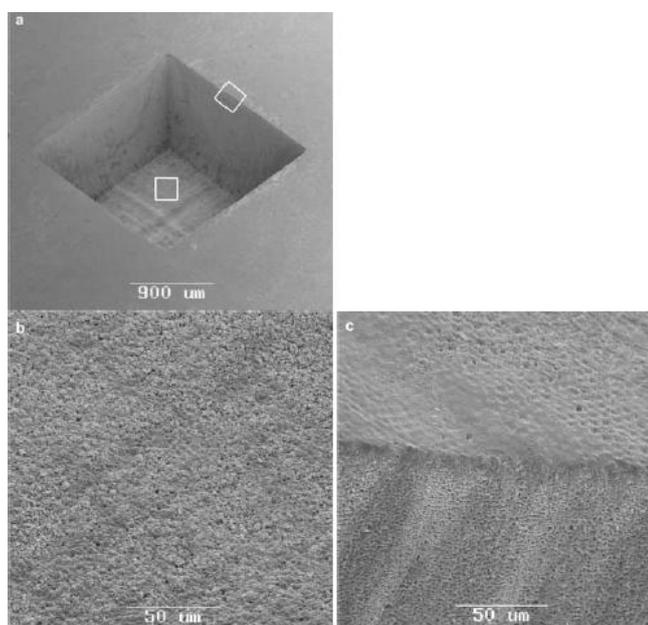


Рис. 4.3. SEM фотографии полости в здоровой ткани дентина, обработанной лазерными импульсами фемтосекундной длительности (а), ее нижней стенки (б) и боковой стенки (с)

Вторая полость была создана в здоровой ткани дентина с небольшой областью кариеса, (рис. 4.4а, расположение кариеса указано стрелкой). Показано, что ткань, пораженная кариесом, удаляется более эффективно, чем здоровая ткань. Опять же, стена полости крутая, ровная и чистая, все кариозные вещества полностью удалены из этой области (рис. 4.4b).

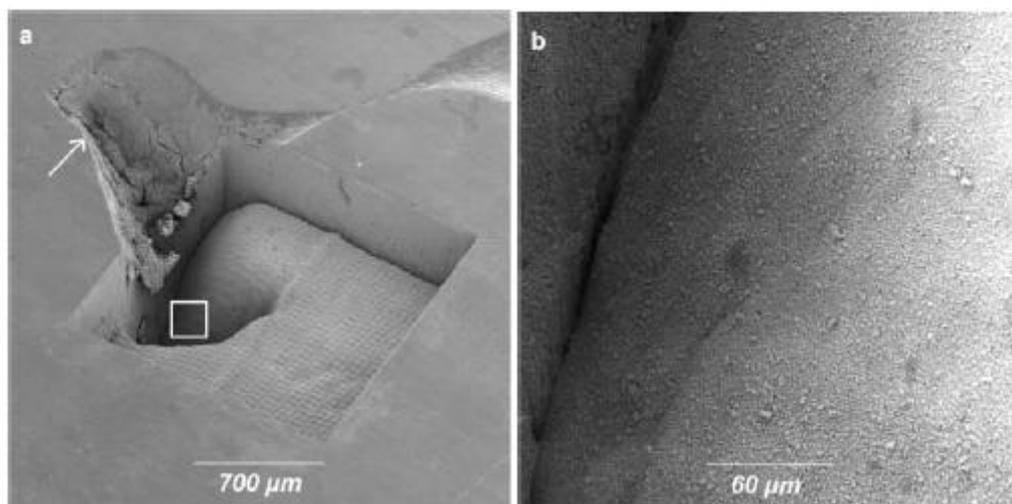


Рис. 4.4. SEM-фотография а) полости с кариозным поражением (обозначена белая стрелка); б) увеличенная фотография стенки полости (а)

Третья полость была создана в кариозной ткани эмали (рис 4.5а). Здесь также достигается хорошее качество боковых и нижних стенок полости (рисунок 4.5б). Результаты обработки твердых тканей зуба человека лазерными импульсами фемтосекундной длительности значительно превосходят результаты обработки излучением других лазеров. Это в первую очередь связано с тем, что фемтосекундное лазерное взаимодействие с биологическими тканями представляет собой прямую многофотонную ионизацию связанных и свободных электронов, что приводит к плазменной абляции [6] материала. Фокусировка фемтосекундных лазерных импульсов в пятно микрометрового размера приводит к высокой интенсивности воздействия. Таким образом, «оптический пробой» (или «порог абляции») будет достигаться при плотности энергии в диапазоне микроджоулей и не будет зависеть от размера пучка и частоты повторения импульсов [4].

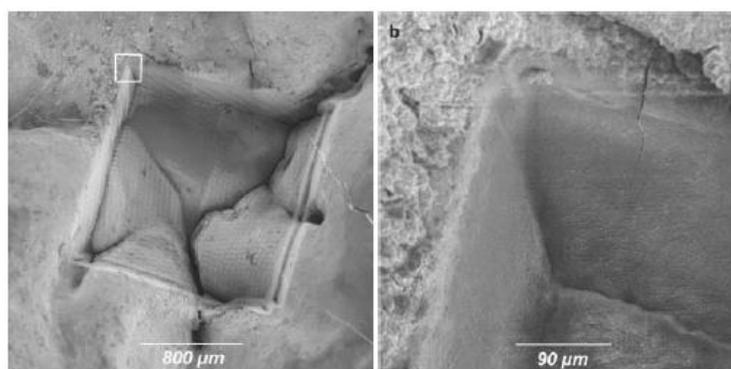


Рис. 4.5. (а) SEM-фотография полости в кариозной ткани эмали, (б) увеличенное изображение (а) показывает свободную от кариеса поверхность в углу полости

Ультрабыстрое воздействие лазерного излучения фемтосекундной длительности на твердые ткани зуба в совокупности с минимальным инвазивным воздействием объясняет значительное снижение механических и термических эффектов. Поэтому ожидается, что объем удаленной ткани, пораженной кариесом, будет значительно уменьшен, и лечение может быть безболезненным для пациента. Показано, что фемтосекундная лазерная абляция значительно превосходит обработку твердых тканей зуба лазерным излучением с длительностью импульсов более 1 пс и традиционным лечением с помощью механической обработки.

§ 4.2. Применение в офтальмологии

Фемтосекундная фотодеструкция открывает новые пути в рефракционной хирургии благодаря точному механизму взаимодействия излучения с биологической тканью. Качество обработки тканей глаза излучением фемтосекундной длительности позволяет использовать его при коррекции зрения, а также в кератопластике при пересадке тканей. В этом разделе учебного пособия демонстрируется потенциал применения ультракоротких лазерных импульсов в области рефракционной хирургии, кератопластики и лечения пресбиопии («старческом зрении»).

Одним из способов преодоления проблем создания сверхточного среза на роговице (микрокератома) является использование ультракоротких лазерных импульсов. Принцип этой процедуры проиллюстрирован на рис. 4.6. На первом этапе лазерное излучение направляется на строму роговицы в зоне ламеллярных разрезов, лазерный пучок сканируется вдоль концентрических кругов по спиральному рисунку. На второй стадии лазерное излучение фемтосекундной длительности формирует стромальную линтикулу роговицы (т.е. роговичную оптическую линзу) необходимой формы, в зависимости от степени дефекта зрения, при котором нарушается рефракция. На третьей стадии открывается передняя крышка роговицы, и подготовленная линтикула может быть извлечена [7, 8, 9]. Для того чтобы вырезать линзу на поверхности глаза, нужно примерно около миллиона микроразрывов, то есть около миллиона точек фокусировки, в которых создаются пузырьки плазмы. Для ровного разреза нужно от 10 тысяч до 100 тысяч точек фокусировки на квадратный миллиметр. Для того чтобы вырезать изнутри роговицы «линзу» диаметром 7 миллиметров (самый частый случай), нужно около 4,3 миллионов лазерных импульсов. Первичный эффект — создание плазменного «шарика», вторичный — расширение плазмы и относительно безопасное разделение тканей без существенных повреждений. В результате воздействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности образуется плазменный пузырек, поэтому

толщина разреза может быть небольшой. В 2008 году был выполнен расчёт оптимального воздействия — это частота от 500 КГц при минимальной энергии на отдельный импульс.

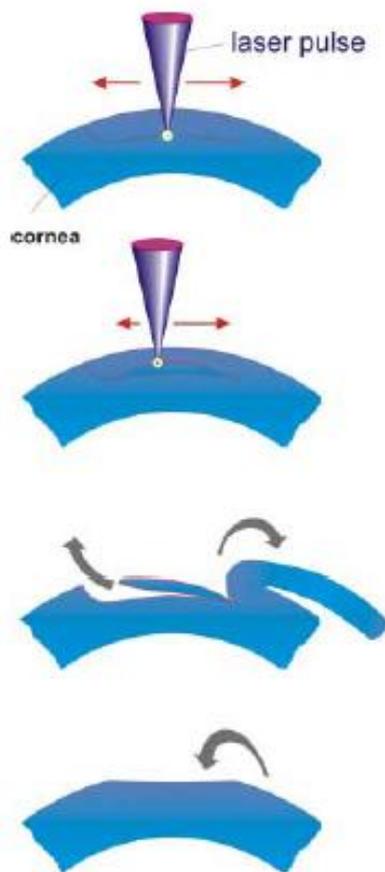


Рис. 4.6. Принцип фемтосекундного лазерного кератомилеза

§ 4.3. Применение в нейрохирургии

Благодаря высокой точности фемтосекундной лазерной абляции она может применяться в нейрохирургии. Резекция ткани головного мозга может представлять интерес для лечения нарушений движения. Фундаментальные исследования абляции ткани мозга крупного рогатого скота показали, что воздействие фемтосекундных лазерных импульсов не оказывает тепловых или структурных побочных эффектов [10, 11].

Было показано, что абляция головного мозга с помощью излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера с длительностью импульсов 140 фс в два раза более эффективна, чем абляция излучением Nd:YLF-лазера с длительностью импульсов 30 пс с одинаковой энергией импульса. При этом порог абляции при воздействии фемтосекундных лазерных источников короче, чем для пикосекундных или наносекундных источников [12]. Так, порог абляции тканей головного мозга крупного рогатого скота составлял $1,5 \text{ Дж/см}^2$ при длительности импульсов 100 фс и

20 Дж/см² при длительности импульсов 35 пс. Поэтому с помощью использования фемтосекундных лазеров для удаления ткани головного мозга можно использовать более низкие энергии импульса. Уменьшение энергии импульса приводит к меньшим размерам кавитационных пузырьков, а также к возникновению лазерно-индуцированной ударной волны. В отличие от прозрачной роговицы глаза мозговая ткань в значительной степени поглощает инфракрасное лазерное излучение, и абляция происходит на поверхности ткани.

§ 4.4. Клеточная фотодеструкция

Лазерная микроманипуляция («лазерный пинцет») может использоваться для различных задач на клеточном уровне. Например, разрезать или менять отдельные органеллы, цитоскелетные нити, хромосомы, жгутики, митохондрии. Кроме того, можно осуществлять оптопорацию клеточной мембраны с помощью лазерного излучения, чтобы индуцировать слияние клеток или обеспечить перенос чужеродной ДНК в клетку.

Для зондирования биологических образцов обычно используется излучение ближнего инфракрасного диапазона в «диагностическом окне прозрачности». Если лазерное излучение ультракороткой длительности (от 100 фс до 200 фс) с длиной волны в ближнем инфракрасном диапазоне сфокусировать с помощью объектива микроскопа с числовой апертурой 0,9 и выше, то можно получать изображения микрообъектов, анализировать их функциональное состояние. При этом нет необходимости использовать флуорофоры. Энергия импульсов фемтосекундных лазеров, применяемых в нелинейной оптической микроскопии, находится в диапазоне от 0,5 до 4,0 нДж.

Для достижения высокого разрешения лазерное излучение ультракороткой длительности фокусируется таким образом, чтобы индуцировать возбуждение с помощью одновременного поглощения фотонов. Таким образом, для генерации многофотонных процессов только в области фокусировки интенсивность падающего излучения достаточно высокие. Возможность различить отдельные объекты максимально близко расположенные друг к другу вдоль оси пучка в многофотонном микроскопе в несколько раз выше, чем у обычного сканирующего лазерного микроскопа [13, 2].

Клеточная хирургия, то есть проведение под микроскопом операций на клетках с помощью микроманипулятора, была впервые выполнена Кенигом, с помощью увеличения энергии импульса лазерного источника до наноджоулей. Изображение, полученное с помощью атомной силовой микроскопии (рис. 4.7), демонстрирует, что возможно проводить

обработку одиночных хромосом, с разрешением около 100 нм. На изображении хорошо видно несколько разрезов хромосомы, с размером среза 110 нм. В нижней части показаны несколько хромосом с диаметром отверстий в диапазоне 100 нм.

Минимальный объем абляционного материала составлял приблизительно $0,008 \text{ мкм}^3$ при времени экспозиции 1,3 мс, т.е. примерно 10.000 лазерных импульсов. Эрик Мазур продемонстрировал применение ультракоротких лазерных импульсов для диссекции отдельных митохондрий в живых клетках (рис. 4.8). Фотография была сделана на флуоресцентном микроскопе. Эпителиальная клетка остается живой после обработки лазером.

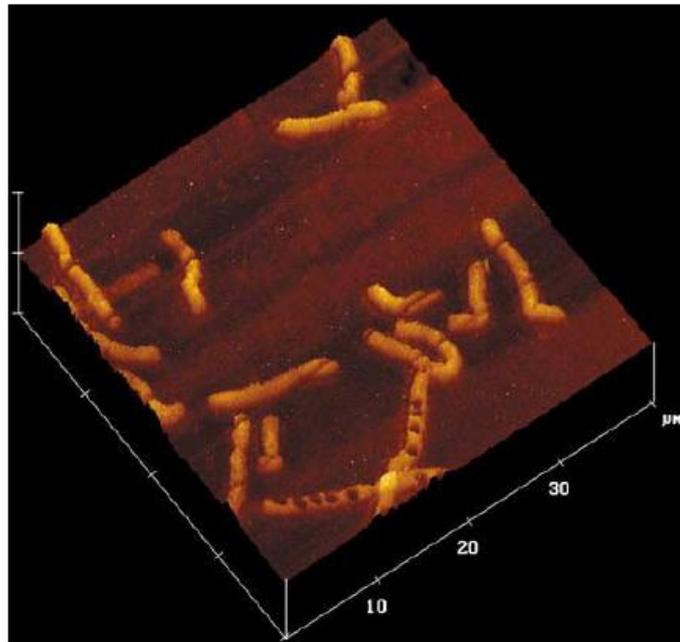


Рис. 4.7. Человеческие хромосомы, обработанные лазерными импульсами длительностью 100 фс, длина волны лазера 800 нм. Линейные разрезы имеют минимальный диаметр 110 нм, отверстия имеют диаметры в диапазоне несколько сотен нанометров

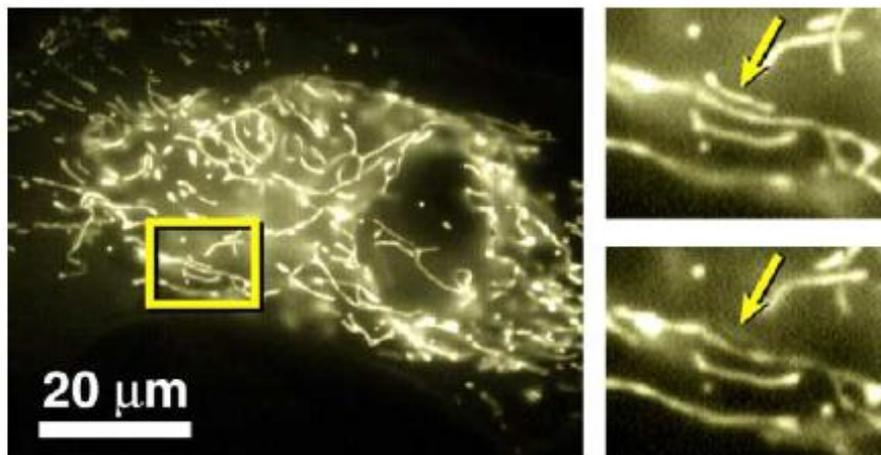


Рис. 4.8. Разрез в капиллярной эндотелиальной клетке. Энергия лазера составляла 2 мДж, длительность импульса 100 фс, длина волны 800 нм. В квадрате обозначен разрез митохондрии

Литература к части 4

- [1] Dausinger F., Lichtner F., Lubatschowski H. Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications. © Springer-Verlag Berlin Heidelberg, P. 321, 2004.
- [2] Shi, L. and Alfano, R.R. eds. Deep imaging in tissue and biomedical materials: using linear and nonlinear optical methods. © CRC Press. 2017.
- [3] Dausinger F., Lichtner F., Lubatschowski H. (Eds.): Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications, Topics Appl. Phys. **96**, 91–105, 2004.
- [4] Vogel A., Venugopalan V.: Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues, Chem. Rev. 103, 577–644, 170, 2003.
- [5] de Menezes, Rebeca Ferraz, Catherine Malinda Harvey, Marleny Elizabeth Márquez de Martínez Gerbi, Zachary J. Smith, Dan Smith, Juan C. Ivaldi, Alton Phillips, James W. Chan, and Sebastian Wachsmann-Hogiu. "Fs-laser ablation of teeth is temperature limited and provides information about the ablated components." Journal of Biophotonics, V. 10(10), pp.1292-1304, 2017.
- [6] Kim B. M., Feit M.D., Rubenchik A.M., Joslin E. J., Celliers P.M., Eichler J., Silva L.B. D.: Influence of pulse duration on ultrashort laser pulse ablation of biological tissues, J. Biomed. Opt. 6, 332–338, 171, 2001.
- [7] Lubatschowski H., Maatz G., Heisterkamp A., Hetzel U., Drommer W., Welling H., Ertmer W.: Application of ultrashort laser pulses for intrastromal refractive surgery, Graefes Arch. Clin. Exp. Ophthalmol. 238, 2000.
- [8] Heisterkamp A., Thanongsak M., Kermani O., Drommer W., Welling H., Ertmer W., Lubatschowski H.: Intrastromal refractive surgery with ultrashort laser pulses – in vivo study on rabbit eyes, Graefes Arch. Clin. Exp. Ophthalmol. 241, 511–517, 2003.

- [9] Wang, Y., Du, J., Yang, M., Xu, Y., Guan, H. and Wu, J. Distinct macular thickness changes after femtosecond laser–assisted cataract surgery of age-related cataract and myopia with cataract, *Scientific reports*, 8(1), p.3279, 2018.
- [10] Santos, S.I., Mathew, M. and Loza-Alvarez, P. Real time imaging of femtosecond laser induced nano-neurosurgery dynamics in *C. elegans*, *Optics express*, 18(1), pp.364-377, 2010.
- [11] Losel F.H., Fischer J. P., G€otz M.H., Horvath C., Juhasz T., Noack F., Suhm N., Bille J. F.: Non-thermal ablation of neural tissue with femtosecond pulses, *Appl. Phys. Lett.* 66, 121–128, 1998.
- [12] Losel F.H., Niemz M.H., Bille J. F., Juhasz T.: Laser-induced optical breakdown on hard and soft tissues and its dependence on the pulse duration: Experiment and model, *IEEE J. Quantum Elect.* 32, 1996.
- [13] Konig K.: Laser tweezers and multiphoton microscopes in life sciences, *Histochem. Cell. Biol.* 114, 79–92. 2000.

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

Образовательные программы

Факультет фотоники и оптоинформатики открывает дорогу в Университет ИТМО абитуриентам, которые увлечены миром голографии и лазеров, оптических компьютеров и квантового шифрования, нанообъектов и живых клеток, физики и биомедицины.

Фемтотехнологии фотоники и оптоинформатики (бакалавриат)

Цель программы — подготовка специалистов мирового уровня в области разработки и эксплуатации быстродействующих систем и устройств фотоники на основе фемтотехнологий.

Студенты, обучающиеся по этой программе, приобретают фундаментальные знания в области оптики и квантовой физики, в том числе физики взаимодействия интенсивного излучения сверхкороткой длительности с веществом в различных его состояниях. В период обучения студенты участвуют в реализации реальных проектов лабораторий Международного института фотоники и оптоинформатики и приобретают уникальный опыт применения на практике полученных фундаментальных знаний.

Биофотоника (магистратура)

Цель программы — подготовка специалистов мирового уровня в области разработки и эксплуатации быстродействующих систем и устройств фотоники, а также лазерно-оптических методов диагностики в медицине, биологии и системах безопасности на основе фемтотехнологий.

Студенты, обучающиеся по этой программе, приобретают фундаментальные знания в области оптической и квантовой физики, в том числе физики взаимодействия интенсивного излучения сверхкороткой длительности с веществом в различных его состояниях, биофотоники, оптической диагностики биомедицинских объектов.

Беспалов Виктор Георгиевич, Козлов Сергей Аркадьевич,
Петров Николай Владимирович, Путилин Сергей Эдуардович,
Смолянская Ольга Алексеевна

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49