МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

В. Г. Беспалов, С. А. Козлов, В. Н. Крылов, С. Э. Путилин

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург 2010 УДК 535+519.7; 681.3.01

Беспалов В.Г., С. А. Козлов, Крылов В.Н., Путилин С.Э.

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

- СПб: СПбГУ ИТМО, 2010 – 234 c.

В учебном пособии рассмотрены физические основы фемтосекундной оптики, экспериментальные методы фемтосекундной оптики и фемтотехнологии. Предназначено для бакалавров и магистров, обучающихся по направлению «фотоника и оптоинформатика», а также для студентов других оптических и информационных специальностей.

Рекомендовано к печати ученым советом факультете фотоники и оптоинформатики в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200600 − «Фотоника и оптоинформатика», материалы рукописи «Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии» авторов Беспалова В.Г., С. А. Козлова, Крылова В.Н., Путилина С.Э. решением № 4 от «14» декабря 2010 г.

В 2009 Университет победителем году стал многоэтапного конкурса, В результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена «Национальный категория исследовательский университет». образования и науки Российской Министерством Федерации была Программа развития государственного образовательного утверждена учреждения профессионального образования высшего «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2010

© Беспалов В.Г., С. А. Козлов, Крылов В.Н., Путилин С.Э., 2010

Оглавление:

Часть 1. Теоретические методы фемтосекундной оптики	5
§ І.1. Принципы построения уравнений динамики поля фемтосекундн световых импульсов	
§ І.2. Нелинейные уравнения динамики поля плоских волн	10
§ І.З. Нелинейные уравнения динамики поля параксиальных волн	
§ І.5. Линейные уравнения эволюции спектров непараксиальных волн	20
§ І.7. Уравнения эволюции спектров фемтосекундных световых импульсов как обобщение уравнений динамики их полей	32
§ I.8. Самовоздействие фемтосекундных световых импульсов в волноводах	34
I.8.1. Дисперсионное расплывание фемтосекундных световых импульсов	35
импульсов	
1.8.3. Формирование предельно коротких оптических солитонов I.8.4. Вынужденное комбинационное рассеяние фемтосекундных	42
световых импульсов	46 ıx 49
§ І.9. Взаимодействие фемтосекундных световых импульсов в волноводах	53
§ 1.10. Самофокусировка фемтосекундных световых импульсов в объемных средах	59
1.Литература	74
Часть 2. Экспериментальные методы фемтосекундной оптики	84
Введение	
§2.1. Синхронизация мод и компенсация дисперсии резонатора	92
§2.2. Фемтосекундные лазеры	
§2.2.1. Лазер на красителе со сталкивающимися импульсами	99
§2.2.2. Титан-сапфировый лазер	
§2.2.3. Волоконный лазер. Кольцевой волоконный лазер §2.2.3. Yb:KYW лазер	
§2.3. Усиление фемтосекундных импульсов	
§2.3.1. Принципы усиления чирпированных импульсов	
§2.3.2. Электрооптическая ячейка Поккельса и изолятор Фарадея.	. 118
§2.3.3. Регенеративный усилитель	. <i>120</i>

§2.3.4. Многопроходный усилитель	124
§2.4. Измерение длительности и амплитудно-фазовых фемтосекуно импульсов	
§2.4.1. Автокорреляционные методы	
§2.4.2. Методы измерения амплитудно-фазовых характеристик	
импульса	136
Дополнение 1. Методы измерения энергетических параметров сверхкоротких импульсов	142
Дополнение 2. Фемтосекундная лазерная установка на кристаллах титан-сапфира Центра фемтосекундной оптики и фемтотехнолог	
СПбГУ ИТМО	153
2. Литература	163
Часть 3. Фемтотехнологии	167
§3.1. Терагерцовая оптика и технологии	167
§3.2. Генерация импульсного терагерцового излучения с помощью оптического пробоя воздуха	175
§3.3. Детектирование импульсного терагерцового излучения с помо фотопроводящих антенн	
§3.4. Терагерцовая спектроскопия с разрешением во времени	188
§3.5. Формирование изображений терагерцовым излучением	193
§3.6. Влияние оптических терагерцовых излучений на биологические объекты, воду и органические молекулы, содержащие воду	
§3.7. Применения фемтосекундных лазеров в медицине и биологии	
Дополнение 1. Применения ТГц –спектроскопии с разрешением во времени	222
3. Литература	228
КАФЕЛРА ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ	232

Часть 1. Теоретические методы фемтосекундной оптики

После революционного события в оптике - создания лазеров совершенствование источников световых сигналов шло естественным путем освоения все новых и новых временных диапазонов. За четыре «лазерных» десятилетия путь сокращения временных масштабов был пройден от режиме свободной микросекундных получаемых генерации казавшегося еще фантастичным длительностей ДО недавно фемтосекундного (1 фс = 10^{-15} c) [1, 2], а к началу нового века – даже аттосекундного диапазона (1 ас = 10^{-18} с) [3].

Распространение фемтосекундного излучения в оптических средах разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность импульса) оказалось возможным при гораздо больших интенсивностях, чем для более длинных импульсов [4]. Это привело к возможности свободно наблюдать нелинейные явления, которые в поле больших длительностей наблюдаются редко. Например, достаточно необычное даже для пикосекундного диапазона явление сверхуширения временного спектра излучения, когда ширина спектра становится соизмеримой с его центральной частотой [5], фемтосекундных импульсов наблюдается практически во всех прозрачных средах [6, 7]. Это явление, по-видимому, можно считать фундаментальным нелинейной фемтосекундной оптике. Оно сопровождает самовоздействие импульсов волноводах [8–12], так В самофокусировку в объемных средах [6, 7, 13]. Явление сверхуширения временного спектра называют также генерацией спектрального суперконтинуума.

Сфазировав фемтосекундный спектральный суперконтинуум, можно получать импульсы, состоящие лишь из нескольких колебаний светового поля [14-16]. Их обычно называют предельно короткими. При этом под предельно малым подразумевают число колебаний в импульсе, но не сам его временной размер. Таким образом, к предельно коротким относят и получаемые другими методами субпикосекундные импульсы из малого числа колебаний электромагнитного поля со спектром в дальней ИК области [17, 18], и импульсы УФ спектра с длительностями аттосекундного диапазона [3, 16, 19, 20]. Отметим, что для видимого и ближнего ИК диапазонов спектра около десятка и менее полных колебаний поля волны содержится в импульсах длительностью 30-20 фс и менее, которые получают уже во многих научных центрах, в том числе и лабораториях авторов этой книги.

Привычный и эффективный в нелинейной оптике метод медленно меняющихся огибающих квазимонохроматических импульсов перестает быть плодотворным при описании динамики импульсов со

сверхуширенными спектрами, в том числе предельно коротких длительностей [1, 21]. Поэтому в последние годы много внимания было уделено как модификации этого метода [16, 21–26], так и разработке новых теоретических подходов. Среди последних наибольшее развитие получил полевой подход [27–37], в рамках которого анализируется динамика непосредственно поля импульса, а не его огибающей. Рассмотрим основные положения и результаты такого подхода при развитии теории взаимодействия фемтосекундного излучения с веществом.

§ І.1. Принципы построения уравнений динамики поля фемтосекундных световых импульсов

В этом параграфе мы продемонстрируем основные принципы построения полевых уравнений для случая поперечно однородных плоских волн. Такую идеализацию можно считать в первом приближении оправданной, например, при анализе распространения фемтосекундного излучения в волноведущих структурах, в которых возможно пренебречь наличием составляющей поля, докритических при излучения самофокусировки В ЭТИХ структурах [12]. предположении уравнения Максвелла для практически важного случая (которым мы в этой части книги и ограничимся) немагнитных диэлектрических сред приводятся к виду [39]

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}, \tag{I.1.1}$$

где \vec{E} — электрическое поле световой волны, $\vec{P}_{\!\scriptscriptstyle L}$ — линейный по полю поляризационный отклик среды, $\vec{P}_{\!\scriptscriptstyle N\!\! L}$ — нелинейная часть поляризационного отклика, z — пространственная координата, вдоль которой распространяется излучение, t — время, c — скорость света в вакууме.

Важнейшим требованием к математической модели распространения в оптической среде фемтосекундного излучения, спектр которого, как было указано выше, в процессе его самовоздействия может стать очень широким, является правильное описание в значительном спектральном линейной, так И нелинейной диапазоне дисперсии как поляризационного отклика. Обсудим вначале, как модифицировать уравнение (I.1.1) для описания 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 о в диапазоне их прозрачности с практически сколь угодной точностью может быть описана соотношением вида [41]

$$n^{2}(\omega) = N_{0}^{2} + 2cN_{0}a\omega^{2} + 2cN_{0}a_{1}\omega^{4} + \dots - 2cN_{0}b\omega^{-2} - 2cN_{0}b_{1}\omega^{-4} \dots, (I.1.2)$$

где N_0 , a, a_1 , ..., b, b_1 , ...— эмпирические константы дисперсии среды. Дисперсионное соотношение (I.1.2) порождает волновое уравнение вида

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} + \frac{2N_0}{c} a_1 \frac{\partial^6 \vec{E}}{\partial t^6} - \dots
+ \frac{2N_0}{c} b \vec{E} - \frac{2N_0}{c} b_1 \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} \vec{E} dt'' + \dots$$
(I.1.3)

Это утверждение проверяется путем нахождения частного решения уравнения (I.1.3) для монохроматической волны вида

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \vec{\mathbf{E}}_{\omega} e^{i(kz - \omega t)} + \kappa.c., \qquad (I.1.4)$$

где $\vec{\mathbf{E}}_{\omega}$ – амплитуда спектральной компоненты излучения, $k(\omega)$ – волновое число. Легко убедиться, что (I.1.4) является решением уравнения (I.1.3), если показатель преломления $n(\omega) = \frac{c}{\omega} k(\omega)$ зависит от частоты в соответствии с соотношением (I.1.2).

Уравнение (I.1.3) описывает распространение импульсов вдоль оси z как в прямом, так и в обратном направлениях. Если нас интересует эволюция напряженности электрического поля световых импульсов, распространяющихся только в одном (например, в положительном) направлении оси z, то целесообразно перейти к новым переменным

z' = z , $\tau = t - \frac{N_0}{c}z$, в которых уравнение (I.1.3) приводится к виду

$$\frac{\partial^{2}\vec{E}}{\partial z'^{2}} - \frac{2N_{0}}{c} \frac{\partial^{2}\vec{E}}{\partial z'\partial\tau} = -\frac{2N_{0}}{c} a \frac{\partial^{4}\vec{E}}{\partial\tau^{4}} + \frac{2N_{0}}{c} a_{1} \frac{\partial^{6}\vec{E}}{\partial\tau^{6}} - \dots
+ \frac{2N_{0}}{c} b \vec{E} - \frac{2N_{0}}{c} b_{1} \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} \vec{E} d\tau'' + \dots$$
(I.1.5)

Используя часто применяемое в теории волн, например, акустических, приближение медленно меняющегося временного профиля поля импульса [38] (т.е. считая изменения профиля поля импульса на длине, соизмеримой с центральной длиной волны, малыми), пренебрежем в (I.1.5) слагаемым $\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z'^2}$. После этого, проинтегрировав (I.1.5) по времени τ , получаем

волновое уравнение вида

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z'} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial \tau^3} + a_1 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial \tau^5} - \dots + b \int_{-\infty}^{\tau} \vec{E} d\tau' - b_1 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} d\tau'' \int_{-\infty}^{\tau''} \vec{E} d\tau''' + \dots = 0 . (I.1.6)$$

Укороченному (с первой по z' производной) волновому уравнению (I.1.6) отвечает дисперсионное соотношение

$$n(\omega) = N_0 + ca\omega^2 + ca_1\omega^4 + \dots - cb\omega^{-2} - cb_1\omega^{-4} - \dots$$
 (I.1.7)

Таким образом, приближение медленно меняющегося профиля в нашей задаче заключается в замене в дисперсионном соотношении (І.1.2) величины $n^2 - N_0^2$ на $2N_0(n - N_0)$. Поскольку формула (I.1.7) также с хорошей точностью описывает дисперсию показателя преломления оптических материалов в диапазоне их прозрачности [41], то плодотворное в акустике приближение медленно меняющегося профиля волны вполне оправдано и в оптике прозрачных сред. Подчеркнем, что с помощью уравнения (І.1.6) можно описывать дисперсионную динамику поля не только плоской поперечно однородной волны, но и неоднородной моды в волноводе [42]. Это важно, поскольку, например, в капилляре волноводная общую может качественно менять дисперсию волновода. Так, если он заполнен инертным газом с нормальной групповой дисперсией, то волноводный вклад позволяет реализовать в такой структуре и аномальную групповую дисперсию [36, 42].

Сопоставляя уравнения (I.1.1) и (I.1.3), несложно убедиться в том, что обобщением уравнения (I.1.3) на случай нелинейной среды является уравнение вида

$$\frac{\partial^{2}\vec{E}}{\partial z^{2}} - \frac{N_{0}^{2}}{c^{2}} \frac{\partial^{2}\vec{E}}{\partial t^{2}} = -\frac{2N_{0}}{c} a \frac{\partial^{4}\vec{E}}{\partial t^{4}} + \frac{2N_{0}}{c} a_{1} \frac{\partial^{6}\vec{E}}{\partial t^{6}} - \dots +
+ \frac{2N_{0}}{c} b \vec{E} - \frac{2N_{0}}{c} b_{1} \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{t'} \vec{E} dt'' + \dots + \frac{4\pi}{c^{2}} \frac{\partial^{2}\vec{P}_{NL}}{\partial t^{2}}.$$
(I.1.8)

Если нелинейность поляризационного отклика не приводит к появлению излучения в обратном направлении, то, применив приближение медленно меняющегося профиля (по физической сути означающее приближение однонаправленного распространения) к уравнению (I.1.8), получаем укороченное нелинейное волновое уравнение вида

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z'} - a \frac{\partial^{3} \vec{E}}{\partial \tau^{3}} + a_{1} \frac{\partial^{5} \vec{E}}{\partial \tau^{5}} - \dots + b \int_{-\infty}^{\tau} \vec{E} d\tau' - b_{1} \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} d\tau'' \int_{-\infty}^{\tau''} \vec{E} d\tau''' + \dots
+ \frac{2\pi}{cN_{0}} \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial \tau} = 0.$$
(I.1.9)

Анализируя решения системы из волнового уравнения материальных уравнений для нелинейного поляризационного отклика $ec{P}_{NL}$, фемтосекундных онжом выявлять особенности распространения зависимости энергетических, импульсов В OT ИХ начальных поляризационных, временных и спектральных параметров.

При изучении распространения излучения с широким спектром важнейшим требованием к описанию нелинейной части поляризационного отклика является, как и в вышеприведенном описании линейной части

отклика, правильный учет в ней дисперсии. В работах [43, 44] на основе формализма матрицы плотности были выведены материальные уравнения удовлетворяющие изотропных диэлектрических сред, требованию. При рассмотрении нелинейности отклика среды учитывались ее важнейшие в поле фемтосекундных импульсов механизмы электронно-колебательный. электронный малоинерционных механизмов был описан в приближении энергетической трехуровневости структурной единицы вещества. Было доказано, что такое приближение – минимально необходимое для адекватного описания коэффициента дисперсии нелинейного показателя преломления диэлектрической среды в диапазоне ее прозрачности. Была дана наглядная интерпретация полученных материальных уравнений в виде классической теории дисперсии высокоинтенсивного света [45]. Суть ее заключается в том, что в классической теории дисперсии зависимость коэффициента нелинейного показателя преломления оптической среды от частоты световой волны имеет тот же вид, что и в квантовой теории, если в модели Лоренца структурную единицу вещества рассматривать не как один, а как, по крайней мере, два параметрически связанных нелинейных осциллятора. Таким образом, было показано, что нелинейный поляризационный отклик диэлектрической среды P_{NL} можно описывать системой материальных уравнений

$$\begin{cases}
\frac{\partial^{2} \vec{P}_{NL}}{\partial t^{2}} + \frac{2}{T_{e1}} \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial t} + \omega_{e1}^{2} \vec{P}_{NL} = (R_{e} + R_{v}) \vec{E}; \\
\frac{\partial^{2} R_{e}}{\partial t^{2}} + \frac{2}{T_{e2}} \frac{\partial R_{e}}{\partial t} + \omega_{e2}^{2} R_{e} = \gamma_{e} E^{2}; \\
\frac{\partial^{2} R_{v}}{\partial t^{2}} + \frac{2}{T_{v}} \frac{\partial R_{v}}{\partial t} + \omega_{v}^{2} R_{v} = \gamma_{v} E^{2},
\end{cases} (I.1.10)$$

где R_e и R_v осуществляют нелинейную параметрическую связь между электрическим полем импульса и поляризацией среды, при этом динамический параметр R_e ответственен за нелинейность электронной природы, а R_v — электронно-колебательной природы; феноменологические параметры среды T_{e1} , ω_{e1} , T_{e2} , ω_{e2} , γ_e и T_v , ω_v , γ_v характеризуют дисперсию нелинейного поляризационного отклика электронной и электронно-колебательной природы, соответственно.

Таким образом, теоретическая задача об описании распространения фемтосекундного импульса с частотным спектром, попадающим в область прозрачности изотропной диэлектрической среды, сводится к исследованию решений волнового уравнения (I.1.9), дополненного

материальным уравнением (I.1.10). Модель (I.1.9)–(I.1.10) описывает фазовую самомодуляцию, кросс-модуляцию, вынужденное комбинационное рассеяние, генерацию гармоник и другие нелинейные явления, которые для излучения с широким спектром практически не разделить.

В заключение настоящего параграфа заметим, что поле фемтосекундного импульса в экспериментах может быть настолько сильным, что даже в конденсированных средах существенное влияние на эволюцию импульса будет оказывать возникающая плазменная нелинейность [68, 78]. Систему (I.1.10) в этом случае следует дополнить уравнениями изменения населенностей и учесть возможность квазисвободного движения оптического электрона в возбужденных состояниях [46, 47].

§ І.2. Нелинейные уравнения динамики поля плоских волн

Во многих практических ситуациях математическая модель динамики поля фемтосекундного импульса в оптической среде (I.1.9)–(I.1.10) может быть существенно упрощена. Так, при анализе линейного распространения поля излучения с помощью уравнения (І.1.9) в нем часто можно ограничиться только первыми двумя и четвертым слагаемыми. Например, распространенного в лазерной технике кварцевого стекла соотношение (І.1.7), при сохранении в нем только первых двух и четвертого слагаемых, описывает дисперсию линейного показателя преломления стекла с точностью до третьего знака (после запятой) в диапазоне от 460 до 1800 нм [48], т.е. значительную (с высокочастотной стороны ограниченную двухфотонным электронным резонансом) часть области нормальной групповой дисперсии этого материала, а также всю прозрачную в ближнем ИК часть области аномальной групповой дисперсии. Из-за нерезонансного электронной нелинейности стекла в этом спектральном характера первом приближении можно пренебречь диапазоне В коэффициента нелинейного показателя преломления среды [44], а также не учитывать влияние электронно-колебательного механизма нелинейности из-за «замерзания» последнего в поле сверхкороткого импульса [31, 32, 44]. Следовательно, рассматривая распространение линейно излучения, спектр которого попадает область поляризованного прозрачности широкозонной диэлектрической среды, модель (1.1.9)— (І.1.10) с учетом вышеизложенных соображений обычно можно упростить до вида [31]

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0, \qquad (I.2.1)$$

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

В нелинейной оптике сверхкоротких импульсов с широким спектром, в том числе содержащих лишь несколько колебаний электрического поля, уравнение (I.2.1), по-видимому, играет ту же роль, что и кубическое уравнение Шредингера [1, 21] в нелинейной оптике сверхкоротких квазимонохроматических импульсов. Оно является основным, описывая все важнейшие физические факторы, которые в первом приближении определяют динамику поля в диэлектрической среде – линейную дисперсию и безынерционную нелинейность.

С учетом специфики конкретных сред и отличия поляризационных, спектральных и других параметров световых импульсов на входе в среду уравнение Шредингера в многочисленных работах по исследованию самовоздействия сверхкоротких импульсов различным образом модифицировалось [1, 21]. Обсудим принципы аналогичной модификации и для нелинейного полевого уравнения (I.2.1).

В случае отличия поляризации излучения от линейной уравнение (I.2.1) принимает вид [49, 50]

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} - a \frac{\partial^{3} \vec{E}}{\partial \tau^{3}} + b \int_{-\infty}^{\tau} \vec{E} d\tau' + g(\vec{E}, \vec{E}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial \tau} + h \vec{E} \times \left(\vec{E} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial \tau} \right) = 0, \quad (I.2.2)$$

где h (как и g) характеризует безынерционную нелинейность поляризационного оклика среды. В [35, 51] аналогичное векторное уравнение для поля выведено в приближении двухуровневой среды, поэтому в нем b=0, g<0.

При необходимости учета влияния на нелинейную эволюцию поля излучения электронно-колебательной нелинейности модель (I.1.9)–(I.1.10) в следующем приближении можно редуцировать к виду [39, 40, 52]

$$\begin{cases}
\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^{3} E}{\partial \tau^{3}} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g E^{2} \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} (R_{\nu} E) = 0; \\
\frac{\partial^{2} R_{\nu}}{\partial t^{2}} + \frac{2}{T_{\nu}} \frac{\partial R_{\nu}}{\partial t} + \omega_{\nu}^{2} R_{\nu} = \gamma_{\nu} E^{2}.
\end{cases} (I.2.3)$$

В отличие от (I.2.1), уравнения (I.2.3), кроме линейной дисперсии и безынерционной нелинейной рефракции, позволяют описывать также вынужденное комбинационное рассеяние и связанное с ним двухфотонное поглощение. В [53, 54] для анализа самовоздействия фемтосекундного излучения в комбинационно-активных средах были предложены уравнения, в которых дополнительно рассматривалось изменение населенности колебательного состояния, однако при этом не учитывалась линейная дисперсия среды.

При наличии в спектре фемтосекундного импульса высокочастотного крыла, которое хотя бы частью попадает в область двухфотонного

электронного резонанса, уравнение (I.2.1), как видно из (I.1.9)–(1.1.10), может быть модифицировано и записано в виде [39, 40, 42]

$$\begin{cases}
\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^{3} E}{\partial \tau^{3}} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g' E^{2} \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} (R_{e} E) = 0; \\
\frac{\partial^{2} R_{e}}{\partial t^{2}} + \frac{2}{T_{e2}} \frac{\partial R_{e}}{\partial t} + \omega_{e2}^{2} R_{e} = \gamma_{e} E^{2},
\end{cases} (I.2.4)$$

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

Несложно учесть в (I.2.1) линейное поглощение вещества, записав уравнение в виде [39, 40, 42]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \Gamma_0 E - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} - \Gamma_1 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - \Gamma_2 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} E d\tau'' = 0. \quad (I.2.5)$$

Здесь предполагается комплексность показателя преломления $n' = n + i\kappa$, а дисперсия коэффициента поглощения описывается соотношением

$$\kappa(\omega) = c \left(\frac{\Gamma_0}{\omega} + \Gamma_1 \omega + \frac{\Gamma_2}{\omega^3} \right).$$

Обсудив принципы построения уравнений динамики поля излучения с широким спектром в различных средах для идеализированного случая плоских поперечно однородных волн, обратимся теперь к обоснованию полевых уравнений для поперечно слабонеоднородных (параксиальных) волновых пакетов.

§ І.З. Нелинейные уравнения динамики поля параксиальных волн

Уравнение динамики электрического поля светового излучения произвольной пространственной конфигурации в диэлектрической немагнитной среде (для которой рассматривали выше и уравнения движения поперечно однородных волновых пакетов) можно записать в виде [39]

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0, \qquad (I.3.1)$$

где \vec{E} — напряженность электрического поля излучения; \vec{D} — электрическая индукция; t — время; c — скорость света в вакууме. Для плоской волны, уравнение (I.3.1), разумеется, упрощается до подробно рассмотренного ранее уравнения (I.1.1).

Отметим, что из уравнения (I.3.1) для ограниченных во времени световых полей автоматически следует уравнение Максвелла

$$\nabla \vec{D} = 0. \tag{I.3.2}$$

Будем, как и ранее, рассматривать нерезонансное взаимодействие света с диэлектрической средой, когда спектр излучения попадает в ее диапазон прозрачности. В этом случае отклик среды, которую мы будем полагать однородной и изотропной, на силовое воздействие со стороны светового поля удобно представить в виде [55]

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{D}_{in} + \vec{D}_{nl}, \qquad (I.3.3)$$

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 (I.3.3) может быть взято, например, равным значению диэлектрической проницаемости вещества на центральной частоте входного излучения.

С учетом (І.3.3) уравнение (І.3.2) принимает вид

$$\nabla \vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla (\vec{D}_{in} + \vec{D}_{nl}). \tag{I.3.4}$$

Используя векторное соотношение $\nabla \times \nabla \times = \nabla(\nabla \cdot) - \Delta$ и учитывая (I.3.4), уравнение (I.3.1) можно записать в виде [37, 56]

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{in}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{nl}}{\partial t^2} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla (\nabla \vec{D}_{in}) + \frac{1}{\varepsilon} \nabla (\nabla \vec{D}_{nl}) = 0.$$
 (I.3.5)

В представлении (І.З.З) между его слагаемыми справедливо соотношение

$$\varepsilon \vec{E} >> \vec{D}_{in}, \vec{D}_{nl}, \tag{I.3.6}$$

которое обусловливает саму возможность и удобство такого представления при нерезонансном взаимодействии света с веществом. С учетом (I.3.6) основной волновой характер динамики поля описывается в (I.3.5) первыми двумя слагаемыми. Остальные слагаемые позволяют учесть дисперсию и самовоздействие света и, в общем случае, могут оказаться близкими по порядку величинами.

В данном параграфе мы ограничимся анализом эволюции широких пучков с отсутствием поперечных неоднородностей, соизмеримых по размерам с центральной длиной волны излучения, и соответственно с малой продольной составляющей поля. В этом случае простые оценки показывают, что последние два слагаемых в (I.3.5) значительно меньше третьего и четвертого слагаемых и, тем более, меньше первых двух. Так, например, в произвольной точке среды, в которой при распространении светового импульса осуществляются колебания электрической индукции, справедлива оценка

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{in,nl}}{\partial t^2} \sim \frac{\vec{D}_{in,nl}^m}{\left(c T_m / 4\right)^2},\tag{I.3.7}$$

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

$$\nabla(\nabla \vec{D}_{in,nl})_{j} \sim \frac{\partial^{2}(\vec{D}_{in,nl})_{i}}{\partial j \partial i}, \frac{\partial^{2}(\vec{D}_{in,nl})_{z}}{\partial j \partial z}, \qquad (I.3.8)$$

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

$$\frac{\partial^{2}(\vec{D}_{in,nl})_{i}}{\partial j \partial i}, \frac{\partial^{2}(\vec{D}_{in,nl})_{z}}{\partial j \partial z} \ll \frac{(\vec{D}_{in,nl})_{i}}{(\lambda_{c}/4)^{2}}, \tag{I.3.9}$$

где $\lambda_c = cT_m$, уравнение (I.3.5) можно упростить до вида

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{in}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}_{nl}}{\partial t^2} = 0.$$
 (I.3.10)

Отметим, что для перехода от (I.3.5) к (I.3.10) требование значительной по сравнению с центральной длиной волны λ_c ширины светового пучка является достаточным, но не необходимым. Последние два слагаемых в (I.3.5) обращаются тождественно в ноль для двумерных ТЕ-линейно поляризованных волн. Самофокусировка таких двумерных импульсов из малого числа колебаний с большими поперечными размерами изучалась в [57], с поперечными размерами, соизмеримыми с λ_c , рассматривалась в [58], а для непараксиальных монохроматических пучков — в [59].

Зависимости линейной части диэлектрической проницаемости ε_l и линейного показателя преломления n_l оптической среды от частоты излучения ω будем в соответствии с (I.1.2) полагать имеющими полиномиальный вид

$$\varepsilon_{l}(\omega) = n_{L}^{2}(\omega) = N_{0}^{2} + 2cN_{0}a\omega^{2} - 2cN_{0}\frac{b}{\omega^{2}},$$
 (I.3.11)

который, как отмечалось в § I.1, следует из формул Зелмейера в предположении, что все компоненты в спектре излучения много меньше частот колебаний электронной подсистемы диэлектрика и существенно больше частот колебаний атомов его решетки. В (I.3.11) N_0 , a и b – эмпирические константы, позволяющие адекватно описать нерезонансную дисперсию в значительной части диапазона прозрачности среды, а также учесть при необходимости волноводную дисперсию [36, 42].

В прозрачных изотропных средах нерезонансный нелинейный отклик электронной природы в поле фемтосекундного импульса со спектром, лежащим в диапазоне прозрачности среды, в первом приближении может быть записан в простейшем виде [33, 40]

$$\vec{D}_{nl} = \varepsilon_{nl} (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E} . \tag{I.3.12}$$

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

$$n_2 = \frac{3\varepsilon_{nl}}{4N_0} \,. \tag{I.3.13}$$

Электронно-колебательной нелинейностью среды в поле сверхкороткого импульса из-за ее инерционности в этом параграфе ниже будем пренебрегать [23, 24]. О малости коррекции результатов расчета, например, сверхуширения спектра фемтосекундного импульса в кварцевых волокнах при учете этой нелинейности см. в [60]. Однако при необходимости эту нелинейность в полевом уравнении учесть несложно, используя уравнения (І.2.3). Более подробный анализ влияния электронноколебательной нелинейности среды характер самовоздействия на фемтосекундных импульсов из малого числа колебаний будет дан в § І.8. Не будем в данном параграфе рассматривать и плазменную нелинейность [16]. Но отметим, что для высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов инерционная плазменная нелинейность может качественно изменить характер распространения задней части импульса [61], обусловить возникновение длительно существующих филаментов [62], а также явиться причиной оптического пробоя [63].

Описывающее параксиальную нелинейную пространственно-временную динамику поля излучения уравнение (I.3.10) с линейной частью электрической индукции, соответствующей дисперсионному соотношению (I.3.11), и нелинейной частью индукции (I.3.12) принимает вид

$$\Delta \vec{E} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} - \frac{2N_0}{c} b \vec{E} - \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}}{\partial t^2} = 0.$$
 (I.3.14)

В том, что уравнение динамики поля (I.3.14) учитывает линейную дисперсию среды в виде (I.3.11), легко убедиться, определив решение линеаризованного уравнения (I.3.14) в виде монохроматической волны

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\vec{e}\mathbf{\varepsilon}_{\omega} \exp(i(kz - \omega t)) + c.c.$$
 (I.3.15)

где ${\bf E}_{\omega}$ – амплитуда линейно поляризованной вдоль орта \vec{e} спектральной компоненты излучения, $k(\omega)$ – волновое число. Соотношение (I.3.15) является решением (I.3.14), если дисперсия линейного показателя преломления $n_l(\omega)=\frac{c}{\omega}k(\omega)$ имеет вид (I.3.11).

Используя приближения однонаправленного распространения излучения и медленно меняющегося профиля поля светового импульса (см. § I.1), уравнение (I.3.14) можно редуцировать к виду

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t \vec{E} dt' + g \left[(\vec{E} \cdot \vec{E}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{2}{3} \vec{E} \times (\vec{E} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \right] =
= \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t \vec{E} dt',$$
(I.3.16)

где $g = \frac{3\varepsilon_{nl}}{2cN_0}$, z — направление распространения излучения, Δ_{\perp} —

поперечный лапласиан. Подстановкой (I.3.15) в (I.3.16) несложно показать, что укороченному (с первой производной по z) волновому уравнению (I.3.16) отвечает дисперсия и нелинейность показателя преломления вида

$$n(\omega) = N_0 + \Delta n_l(\omega) + \Delta n_{nl}(\omega), \qquad (I.3.17)$$

где

$$\Delta n_l(\omega) = ca\omega^2 - c\frac{b}{\omega^2},\tag{I.3.18}$$

$$\Delta n_{nl}(\omega) = \frac{1}{2} n_2 \left| \mathbf{\mathcal{E}}_{\omega} \right|^2. \tag{I.3.19}$$

Заметим, что с помощью соотношения (I.3.17) исходное нерезонансное приближение (I.3.6) представляется в виде ясной оценки

$$N_0 \gg \Delta n_l(\omega), \Delta n_{nl}(\omega),$$
 (I.3.20)

которая в экспериментах по самофокусировке фемтосекундных импульсов в прозрачных средах может выполняться вплоть до интенсивностей порядка $10^{14}\,\mathrm{Bt/cm^2}$. Например, при интенсивности излучения титансапфирового лазера $I=5\cdot10^{14}\,\mathrm{Bt/cm^2}$ в кварцевом стекле $\Delta n_{nl}=0.1N_0$.

Приближение медленно меняющегося профиля с точки зрения изменения учета дисперсии в (I.3.16) по отношению к (I.3.14) свелось к приближению

$$n(\omega) = \sqrt{N_0^2 + 2N_0\Delta n_I(\omega)} \approx N_0 + \Delta n_I(\omega), \qquad (I.3.21)$$

справедливость которого в рассматриваемой задаче тривиально следует из (1.3.20).

Уравнение (I.3.16) описывает динамику поля с произвольной поляризацией. Для плоской поперечно однородной волны векторное уравнение (I.3.16) принимает вид приведенного в § I.2 уравнения (I.2.2). Для линейно поляризованного излучения из (I.3.1) вытекает скалярное уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^{t} E dt' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{t} E dt'.$$
 (I.3.22)

Уравнение (I.3.22), при a = b = g = 0 описывающее дифракцию поля излучения в вакууме, было получено в [64]. Для оптической среды с дисперсией и нелинейностью уравнение (I.3.22) впервые было предложено в [31], где оно было получено редукцией системы из волнового уравнения и осцилляторных уравнений для поляризации электронной и

колебательной природы. В [31] не обсуждались пределы его применимости. Векторное уравнение (I.3.16) впервые обосновывалось в [49] (см. также [50]).

Для целей численного моделирования и получения экспресс-оценок характера распространения излучения уравнение (I.3.22) удобно нормировать, перейдя в сопровождающую импульс систему отсчета

времени
$$\tau = t - \frac{c}{N_0}z$$
 и вводя новые переменные $\tilde{E} = \frac{E}{E_0}$, $\tilde{z} = a\omega_0^3 z$, $\tilde{y} = \frac{y}{\Delta r}$,

 $\widetilde{x} = \frac{x}{\Delta r}$, $\widetilde{t} = \omega_0 t$, где E_0 — максимальное значение напряженности поля входного импульса, ω_0 — его центральная частота, а Δr — поперечный размер. В этих переменных уравнение (I.3.22) принимает вид [37, 56]

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + B \int_{-\infty}^{\tau} E dt' + G E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = D \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{t} E dt'.$$
 (I.3.23)

В (I.3.23) знак «~» опущен;
$$B = 3 \left(\frac{\omega_{cr}}{\omega_0} \right)^4$$
, $\omega_{cr} = \left(\frac{b}{3a} \right)^{-4}$ — частота излучении,

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 смысл нелинейной добавки к показателю преломления среды, индуцированной в поле монохроматической волны с амплитудой E_0 , $\Delta n_l = ac\omega_0^2$ – дисперсионная добавка; $D = \frac{c}{2N_0\omega_0^2\Delta r^2\Delta n_l}$.

Соотношения между коэффициентами B, G, D, которые зависят от характеристик среды и входных параметров излучения, определяют доминирование на начальном этапе распространения импульса нормальной или аномальной групповой дисперсии, самовоздействия или дифракции.

§ І.4. Уравнения динамики поля фемтосекундных световых импульсов как обобщение уравнений динамики их огибающих

Покажем, что уравнение (I.3.22) включает как частный случай известные уравнения для огибающих квазимонохроматических импульсов [1, 21], в том числе модифицированные на случай малого числа осцилляций под огибающей [16, 22]. Для этого используем в (I.3.22) подстановку вида

$$E(\vec{r},t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}(\vec{r},t) \exp(i(k_0 z - \omega_0 t)) + c.c.,$$
 (I.4.1)

Здесь ω_0 – произвольная фиксированная частота, $k_0 = \omega_0 c / N_0$, $\mathbf{E}(\vec{r},t)$ – новая переменная. Для этой переменной уравнение (I.3.22) переписывается в виде

$$\begin{split} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial t^3} - \sum_{n=4}^{\infty} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n \mathcal{E}}{\partial t^n} - \\ -i \gamma_1 \left| \mathcal{E} \right|^2 \mathcal{E} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial t} \left(\left| \mathcal{E} \right|^2 \mathcal{E} \right) - (i \gamma_1 \mathcal{E}^3 + \gamma_2 \mathcal{E}^2 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}) \exp \left(2i (k_0 z - \omega_0 t) \right) = \\ = \frac{i}{2k_0} \Delta_\perp \left[\frac{\omega_0}{i} \int\limits_{-\infty}^t \mathcal{E} (\vec{r}, t') \exp \left(i \omega_0 (t - t') \right) dt' \right], \end{split}$$
 (I.4.2)
$$\text{где } V = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}^{-1}, \; \beta_n = \left(\frac{\partial^n k(\omega)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega_0}, \; k = \frac{N_0}{c} \omega + a \omega^3 - \frac{b}{\omega}, \; \gamma_1 = \frac{g \omega_0}{4} \; \text{м} \; \gamma_2 = \frac{g}{4}. \end{split}$$

Рассматривая на основе уравнения (I.4.2) эволюцию квазимонохроматического импульса в нелинейной среде, естественно принять ω_0 равной несущей частоте, а переменную $\mathcal{E}(\vec{r},t)$ тогда можно ассоциировать с огибающей импульса. Ограничиваясь в (I.4.2) при учете дисперсии третьим и четвертым членами уравнения, пренебрегая в его левой части последним слагаемым, описывающим генерацию гармоник, и учитывая в разложении дифракционного слагаемого [37, 56]

$$\frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \left[\frac{\omega_0}{i} \int_{-\infty}^{t} \mathbf{E}(\vec{r}, t') \exp(i\omega_0(t - t')) dt' \right] =$$

$$= \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \left[\mathbf{E}(\vec{r}, t) - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial \mathbf{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \left(\frac{i}{\omega_0} \right)^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \dots \right], \quad (I.4.3)$$

которое получается интегрированием по частям, только первый член, из (I.4.2) получаем хорошо известное нелинейное уравнение эволюции огибающей светового импульса вида [1, 21]

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \mathbf{E}}{\partial t^3} - i \gamma_1 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial t} (|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}) = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \mathbf{E}. \quad (I.4.4)$$

Для адекватного описания зависимости $k(\omega)$ в спектральном диапазоне излучения в случае импульсов с малым числом осцилляций под огибающей и соответственно с широким временным спектром возможно увеличение количества удерживаемых в (I.4.2) дисперсионных слагаемых, а также целесообразно сохранение в нем исходного интегрального слагаемого, описывающего дифракцию. Отметим, что в [22] это слагаемое записано в виде эквивалентного обратного оператора:

$$\frac{\omega_0}{i} \int_{-\infty}^{t} \mathbf{E}(r, z, t') \exp\left(i\omega_0(t - t')\right) dt' = \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right]^{-1} \mathbf{E}(r, z, t). \tag{I.4.5}$$

В справедливости представления (I.4.5) несложно убедиться, применив к его правой и левой частям прямой оператор $\left[1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right]$.

При использовании метода огибающих в уравнении (І.4.2) пренебрегают последним членом в его левой части, так как суть метода состоит в уходе от рассмотрения динамики «быстрых» осцилляций электрического поля. полную эквивалентность Поэтому, несмотря на линеаризованных уравнений (І.3.22) и (І.4.2), в нелинейных задачах последнее, в отличие от первого, не учитывает генерацию кратных частот (для них следует писать дополнительные уравнения) и их взаимодействие с исходным излучением. Кроме того, для импульсов из малого числа колебаний теряется главное преимущество метода огибающих – возможность уйти от анализа каждого многочисленных колебаний под этой огибающей, длительность импульса становится сравнимой с временным масштабом всего одного колебания. Потеря физического содержания понятия огибающей для импульсов предельно коротких длительностей проявляется и в значительном усложнении (І.4.2) по сравнению как с (І.4.4), так и с обобщающим его полевым уравнением (І.3.22).

Таким образом, в предельном случае квазимонохроматических импульсов уравнение (I.3.22) переходит в кубическое нелинейное уравнение Шредингера для огибающей сигнала, модифицированное с учетом высоких порядков теории дисперсии. Т.е. (I.3.22) удовлетворяет принципу соответствия и содержит в себе как частный случай основное уравнение нелинейной оптики сверхкоротких импульсов. В отношении векторного уравнения (I.2.2) и уравнения (I.2.3), учитывающего инерционную электронно-колебательную нелинейность, принцип соответствия обоснован в [49] и [65].

Как видно из предыдущего рассмотрения, уравнения эволюции поля получают в приближении световой волны обычно его медленно меняющегося профиля. В пренебрежении нелинейностью вещества и дифракцией излучения они не обладают существенными преимуществами перед уравнениями эволюции огибающих, которые получают в близком по физической сути приближении медленно меняющейся огибающей. Но, конечно, важно, что полевые уравнения точнее учитывают дифракцию однонаправленного излучения, а также проще и адекватней описывают нелинейные генерации кросс-модуляции процессы И компонент сверхуширяющегося спектра фемтосекундного излучения.

В следующем параграфе мы обсудим еще один – спектральный – подход к описанию распространения излучения, спектр которого, как временной, так и пространственный, может быть широк. В нем будет показано, что при выводе уравнений эволюции спектров излучения не требуются приближения ни медленно меняющейся огибающей, ни

медленно меняющегося профиля. Более того, спектральный подход позволяет легко установить условия применимости этих приближений. Но самое главное, что спектральные уравнения, в отличие от полевых, позволяют достаточно просто описывать непараксиальную дифракцию излучения. Это важнейшее преимущество спектрального подхода в описании динамики излучения с широкими спектрами может быть продемонстрировано уже в линейной оптике. Рассмотрим линейные спектральные уравнения.

§ І.5. Линейные уравнения эволюции спектров непараксиальных волн

Проанализируем вначале частный случай распространения излучения с бесконечно **УЗКИМ** временным, НО В общем случае монохроматического пространственным спектром, т.е. дифракцию излучения. Оптическую среду будем предполагать диэлектрической, немагнитной, однородной и изотропной. Тогда базовые уравнения классической оптики – уравнения Максвелла – можно записать в виде [38]:

$$\begin{cases}
\nabla \times \vec{E} = -i\frac{\omega}{c}\vec{H} \\
\nabla \times \vec{H} = i\frac{\omega}{c}\varepsilon\vec{E},
\end{cases} (I.5.1a)$$
(I.5.1b)

$$\nabla \times \vec{H} = i \frac{\omega}{c} \varepsilon \vec{E}, \tag{I.5.16}$$

где \vec{E} и \vec{H} – амплитуды напряженности полных электрического $\vec{E}' = \frac{1}{2}\vec{E}e^{i\omega t} + \text{к.c.}$ и магнитного $\vec{H}' = \frac{1}{2}\vec{H}e^{i\omega t} + \text{к.c.}$ полей, ω – частота

излучения, ε – диэлектрическая проницаемость среды на этой частоте, c – вакууме. Еще два уравнения Максвелла, скорость света демонстрирующие соленоидальность векторов \vec{E} и \vec{H} (т.е. то, что их дивергенция равна нулю), уже содержатся в (І.5.1а), и их не выписываем. На практике ограничиваются анализом эволюции электрического поля световой волны. Тогда, применив операцию $\nabla \times$ к левой и правой части уравнения (I.5.1a), выразив $\nabla \times \vec{H}$ из (I.5.1б) и учтя соленоидальность электрического поля, для \vec{E} несложно получить уравнение Гельмгольца [38]:

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \tag{I.5.2}$$

где волновое число $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon}$. Поскольку уравнение (I.5.2) – линейное и k – скалярная величина, то далее обычно независимо рассматривают эволюцию каждой из декартовых компонент поля, решая скалярное уравнение Гельмгольца со своими граничными условиями для каждой из компонент.

Полагая, что для скалярных компонент поля выполняется $E \to 0$ и $\frac{\partial E}{\partial x}, \frac{\partial E}{\partial y} \to 0$ при $x,y \to \pm \infty$, т.е. считая ось z выделенным направлением, вдоль которого распространяется излучение, для пространственного спектра

 $g(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy, \qquad (I.5.3)$

где k_x , k_y — пространственные частоты, из уравнения Гельмгольца несложно получить уравнение [66]

$$\frac{d^2g}{dz^2} + (k^2 - k_x^2 - k_y^2)g = 0. (I.5.4)$$

Решение обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка с постоянными коэффициентами (I.5.4) можно записать в виде

$$g(k_x, k_y, z) = c_1(k_x, k_y)e^{-i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \cdot z} + c_2(k_x, k_y)e^{+i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \cdot z}, \quad (I.5.5)$$

где постоянные интегрирования c_1 и c_2 определяются из граничных условий.

Первое слагаемое в (I.5.5) описывает дифракцию прямой волны, второе — обратной. Из (I.5.5) очевидно, что дифракция только прямой волны ($c_2 = 0$) описывается укороченным (с производной по z более низкого порядка, чем в (I.5.4)) уравнением

$$\frac{dg}{dz} + i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \cdot g = 0. {(I.5.6)}$$

Если на входе в среду (при z=0) световой пучок широкий и не имеет мелкой поперечной структуры, т.е. пространственный спектр световой волны узкий и для всех ее спектральных компонент выполняется

$$\{k_x^2, k_y^2\} << k^2$$
 (I.5.7)

то (І.5.6) можно переписать в виде [67]

$$\left[\frac{dg}{dz} + i \left[k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} - \frac{(k_x^2 + k_y^2)^2}{8k^3} - \dots \right] g = 0.$$
 (I.5.8)

По известным уравнениям непараксиальной дифракции (I.5.6) и параксиальной дифракции (I.5.8) однонаправленного излучения (световых пучков), а также их решению (I.5.5) (где c_2 =0), используя преобразование Фурье

$$E(x,y,z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(k_x,k_y,z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \qquad (I.5.9)$$

можно получить полевые аналоги этих уравнений.

Уравнение параксиальной динамики поля, как следует из (I.5.8) и с учетом (I.5.9), может быть записано в виде [67]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + ikE + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} - \frac{i}{8k^3} \frac{\partial^4 E}{\partial x^4} - \frac{i}{4k^3} \frac{\partial^4 E}{\partial x^2 \partial y^2} - \frac{i}{8k^3} \frac{\partial^4 E}{\partial y^4} + \dots = 0.$$
(I.5.10)

При использовании подстановки

$$E = \mathbf{E}e^{-ikz} \tag{I.5.11}$$

и пренебрежении производными по поперечным координатам выше второго порядка из (I.5.10) следует параболическое уравнение

$$-2ik\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial y^2} = 0,$$
 (I.5.12)

которое хорошо известно в линейной оптике и описывает дифракцию Френеля. Укороченное уравнение (I.5.12) несложно получить непосредственно из уравнения Гельмгольца, сделав подстановку (I.5.11) и полагая амплитуду поля (точнее, ее производную) медленно изменяющейся на расстояниях порядка длины волны $\lambda = \frac{2\pi}{l_r}$ [29]:

$$k \left| \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \right| >> \left| \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} \right|. \tag{I.5.13}$$

Понятно, что приближение медленно меняющейся амплитуды (I.5.13) в линейной оптике эквивалентно параксиальному приближению (I.5.7).

Полевой аналог уравнения (I.5.6) непараксиальной дифракции однонаправленного излучения имеет вид [68]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x', y', z) S(x - x', y - y') dx' dy' = 0, \qquad (I.5.14)$$

где [69]
$$S(x,y) = \frac{i\sqrt{2\pi^3k}}{\sqrt{(x^2+y^2)^3}} H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(k\sqrt{x^2+y^2}), H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(x)$$
 – функция Ханкеля.

Уравнение (I.5.14) было получено на несколько десятков лет позже уравнения (I.5.12) и практически не встречается в учебной и научной литературе. Зато, наверное, в любом учебнике высшей школы по оптике можно найти полевой аналог соотношения (I.5.5) для однонаправленного излучения (при $c_2 = 0$), который имеет вид

$$E(x,y,z) = -i\frac{kz}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x',y',0) \frac{e^{ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}}}{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}}\right) dx' dy',$$
(I.5.15)

здесь x, y — координаты в плоскости z = 0. Соотношение (I.5.15) при $k\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ >>1 есть не что иное, как математическое выражение эвристического принципа Гюйгенса—Френеля, с которого и началась теория дифракции [41].

Таким образом, простому алгебраическому соотношению (1.5.5) и дифференциальным уравнениям (1.5.6)получаемым для спектров, в полевом подходе соответствует весьма интеграл (I.5.15), a также интегро-дифференциальное уравнение (І.5.14) и уравнение в частных производных (І.5.10). Учитывая, что процедура быстрого преобразования Фурье – одна из наиболее совершенных в программировании [70], ясно, что численно моделировать, да и качественно анализировать дифракционные явления часто удобней в рамках спектрального подхода. Особенно это относится к излучению с широким пространственным спектром (ср. вид уравнений (I.5.6) и (I.5.14) или их решений (I.5.5) и (I.5.15)).

Несмотря на привычность вышеприведенных рассуждений, обратим внимание читателя на то, что не все решения уравнения Гельмгольца (І.5.2) являются решениями исходных уравнений Максвелла (І.5.1). Так, уравнение (1.5.2) допускает решения в виде световых пучков с широким пространственным спектром, поляризация которых линейная. Например, для спектра x-компоненты поля оно может иметь вид (I.5.5), а для спектров *z*-компонент быть нулевым. Однако поле характеризуется ненулевой дивергенцией, что противоречит уравнениям (І.5.1). Поэтому, найдя решения скалярного уравнения Гельмгольца, например, для поперечных компонент поля E_x и E_y , для определения продольной компоненты E_{τ} полезно использовать условие соленоидальности поля

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_y}{\partial y},\tag{I.5.16}$$

которое для пространственного спектра (І.5.3) принимает вид [67]

$$\frac{\partial g_z}{\partial z} = -ik_x g_x - ik_y g_y. \tag{I.5.17}$$

С учетом (І.5.6) для однонаправленной волны из (І.5.17) следует

$$g_z = \frac{k_x}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} g_x + \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} g_y.$$
 (I.5.18)

Из (I.5.18) понятно, что приведенное замечание особенно важно для световых волн с широким пространственным спектром. Следовательно, результаты большого числа работ (см., например, [71, 72] и обзоры в них), в которых непараксиальная дифракция света изучается на основе анализа уравнений Гельмгольца (для монохроматических волн) или волнового уравнения (для импульсов), являются только «полуфабрикатами» решений

уравнений Максвелла. Их можно конструировать, как предложено выше, а также по другим методикам. Например, автором [72] такие решения предложено строить в виде ротора от вектора, формируемого скалярными декартовыми проекциями поля, которые определяются как решения волнового уравнения (или уравнения Гельмгольца для монохроматических волн).

Проанализируем другой частный случай. Рассмотрим излучения с бесконечно узким пространственным, но широким временным дисперсию плоской поперечно спектром, т.е. однородной волны. Оптическую среду будем по-прежнему предполагать диэлектрической, немагнитной, однородной и изотропной. Тогда уравнения Максвелла несложно редуцировать к волновому уравнению вида [38]

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0, \qquad (I.5.19)$$

где z — направление, вдоль которого распространяется плоская волна; электрическая индукция $ar{D}$ в среде без пространственной дисперсии имеет вид

$$\vec{D} = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t - t') \vec{E}(t') dt', \qquad (I.5.20)$$

а $\varepsilon(t)$ характеризует инерционность отклика среды.

Дополнительно отметим, что в рассматриваемом случае уравнениям Максвелла удовлетворяют те решения (1.5.19), которые имеют вид поперечной волны.

Для временного спектра каждой из поперечных (в декартовой системе координат x и y) компонент поля

$$G(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t, z)e^{-i\omega t}dt, \qquad (I.5.21)$$

где ω – частота, из волнового уравнения (I.5.19) несложно получить уравнение вида

$$\frac{d^2G}{dz^2} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} G = 0.$$
 (I.5.22)

В (I.5.22) $n(\omega)$ – показатель преломления среды для монохроматического излучения частоты ω , причем $n^2(\omega) = \varepsilon(\omega)$, где $\varepsilon(\omega) = \int_0^\infty \varepsilon(t)e^{-i\omega t}dt$.

Решение дифференциального уравнения (I.5.22) имеет вид
$$G(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{z}) = D_1(\boldsymbol{\omega}) e^{-i\frac{\boldsymbol{\omega} \boldsymbol{n}(\boldsymbol{\omega})}{c} \boldsymbol{z}} + D_2(\boldsymbol{\omega}) e^{+i\frac{\boldsymbol{\omega} \boldsymbol{n}(\boldsymbol{\omega})}{c} \boldsymbol{z}}, \qquad (I.5.23)$$

где постоянные интегрирования D_1 и D_2 определяются из граничных условий. Первое слагаемое в (1.5.23) описывает дисперсию волны, распространяющейся в положительном направлении оси z, второе дисперсию обратной волны.

Из (I.5.23) понятно, что эволюция спектра однонаправленного излучения (например, при $D_2=0$) описывается укороченным уравнением вида

$$\frac{dG}{dz} + i\frac{\omega n(\omega)}{c}G = 0. \tag{I.5.24}$$

Уравнение (I.5.24) позволяет анализировать распространение света в средах со сколь угодно сложной дисперсией, например, описываемой формулой Зелмейера [41].

При анализе одного из наиболее важных на практике случаев распространения излучения, спектр которого находится в диапазоне прозрачности среды, зависимость ее показателя преломления может быть хорошо аппроксимирована рядом [41]

$$n(\omega) = N_0 + ca_1\omega^2 + ca_2\omega^4 + \dots - cb_1\omega^{-2} - cb_2\omega^{-4} - \dots,$$
 (I.5.25)

где N_0 , a_1 , a_2 , ..., b_1 , b_2 , ... – эмпирические дисперсионные параметры среды. Аппроксимация (I.5.25) обусловлена нерезонансным характером взаимодействия света с веществом, и поэтому ей присуще также условие слабой дисперсии

$$|n(\omega) - N_0| << N_0.$$
 (I.5.26)

Полевой аналог обыкновенного дифференциального уравнения для спектра (I.5.24) имеет вид интегро-дифференциального уравнения

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}(t - t') E(t') dt' = 0,, \qquad (I.5.27)$$

где $\tilde{n}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} n(\omega) e^{i\omega t} d\omega$ характеризует инерционность отклика среды.

С учетом разложения зависимости показателя преломления от частоты в ряд (I.5.25) уравнение (I.5.27) может быть представлено в виде (см. § I.1)

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 E}{\partial t^5} - \dots
+ b_1 \int_{-\infty}^t E dt' - b_2 \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} dt''' \int_{-\infty}^{t'} E dt'''' + \dots = 0,$$
I.5.28)

где $E(t,z)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}G(\omega,z)e^{i\omega t}d\omega$. При получении (I.5.28) полагали, что $E\to 0$ при $t\to -\infty$

Используя подстановку $E(t,z) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(t,z) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + \kappa.c.$, где $k_0 = \frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c}$, $n(\omega)$ описывается формулой (I.5.25), ω_0 — произвольная частота из диапазона, где выполняется аппроксимация (I.5.25) (т.е. справедливо (I.5.28)), для комплексной амплитуды \mathcal{E} можно получить

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial t^3} - \dots = 0.$$
(I.5.29)
$$\beta_n = \left(\frac{d^n k}{d\omega^n}\right)_{\omega = \omega_0}, \quad n = 1, 2, 3; \quad k(\omega) = \frac{\omega n(\omega)}{c}.$$

Для интерпретации \mathcal{E} как комплексной огибающей светового импульса ω_0 удобно брать равной центральной частоте спектра входного излучения. Чтобы уравнение (I.5.29) содержало мало слагаемых, т.е. было более простым для анализа, при аппроксимации зависимости $k(\omega)$ целесообразно использовать не разложение (I.5.25), а ряд только с положительными степенями ω . Но при этом можно показать [73], что такой ряд при одинаковом числе оставляемых слагаемых аппроксимирует дисперсию среды несколько хуже ряда (I.5.25).

Уравнения (I.5.28) и (I.5.29) можно получить непосредственно из (І.5.19), используя приближения медленно меняющихся профиля поля импульса E и его огибающей ε (см. § I.1 и § I.4). Медленность их изменения на малых расстояниях (порядка нескольких длин волн) в средах со слабой дисперсией физически очевидна. Подчеркнем, что требование слабой дисперсии достаточно на интервале, где спектральная плотность излучения не равна нулю, т.е. в линейных широкозонных диэлектриках, вопреки расхожему мнению (см., например [1, 21]), методы медленно меняющихся профиля и огибающей могут быть применимы и для описания распространения импульсов с широкими спектрами. Условием этого является то, что спектральный континуум лежит в диапазоне, где выполнятся (1.5.26)зависимости $n(\omega)$ или $k(\omega)$ хорошо аппроксимируются степенными рядами с малым числом удерживаемых Именно генерация спектрального слагаемых. поэтому даже суперконтинуума часто, особенно при сохранении большого числа слагаемых в разложении $k(\omega)$, хорошо описывается в приближении медленно меняющейся огибающей [12, 74], которое, на первый взгляд, пригодно только для квазимонохроматического излучения.

В заключение настоящего параграфа приведем обобщение укороченных уравнений эволюции пространственного (I.5.6), (I.5.18) и временного (I.5.24) спектров на случай волновых пакетов, у которых может быть широким и пространственный и временной спектры.

$$\begin{cases}
\frac{dg_{x}}{dz} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{c^{2}k_{x}^{2}}{\omega^{2}n^{2}(\omega)} - \frac{c^{2}k_{y}^{2}}{\omega^{2}n^{2}(\omega)}} \cdot g_{x} = 0; \\
\frac{dg_{y}}{dz} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{c^{2}k_{x}^{2}}{\omega^{2}n^{2}(\omega)} - \frac{c^{2}k_{y}^{2}}{\omega^{2}n^{2}(\omega)}} \cdot g_{y} = 0; \\
\frac{dg_{z}}{dz} + ik_{x}g_{x} + ik_{y}g_{y}.
\end{cases} (I.5.30)$$

В (I.5.30)
$$g_i(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(t, x, y, z) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy$$
 — пространственно-

временные спектры декартовых компонент поля E_i , i=x,y,z.

Таким образом, спектральное укороченное уравнение вида обыкновенного дифференциального уравнения (I.5.24) имеет простые (не интегро-дифференциальные, типа (I.5.27)) полевые аналоги (I.5.28) и (I.5.29) в том случае, если в спектральном диапазоне излучения дисперсия среды хорошо аппроксимируется малым числом членов степенных рядов. Понятно, что выполнение такого условия наиболее проблематично для излучения со сверхшироким спектром, уравнение динамики которого и является основным предметом анализа данной части книги.

§ І.б. Нелинейные уравнения эволюции спектров непараксиальных волн

При обобщении спектрального подхода на нелинейные среды демонстрации принципов построения укороченных уравнений динамики пространственно-временного спектров фемтосекундных импульсов в этих ограничимся скалярной задачей анализа самовоздействия двумерного пучка ТЕ-поляризованного излучения. При этом, как и ранее, будем полагать ось z выделенным направлением, вдоль которого распространяется излучение, ось x – поперечной координатой, ось y – направлением линейно поляризованного электрического поля излучения. Диэлектрическую среду, в которой распространяется сверхкороткий импульс, по-прежнему будем полагать однородной и изотропной с произвольной зависимостью от частоты о линейного показателя преломления $n(\omega)$. Нелинейную часть электрической индукции среды будем рассматривать в простейшем виде $D_{nl} = \varepsilon_{nl} E^3$, где $\varepsilon_{nl} = 4\pi\chi$ – нелинейная проницаемость, χ – нелинейная восприимчивость среды. Такое представление нелинейного отклика диэлектрика, как отмечалось и ранее, в поле сверхкороткого импульса вполне оправдано в первом приближении при его нерезонансном характере и электронной природе. Практическая безынерционность нерезонансной нелинейности диэлектриков в поле сверхкоротких лазерных импульсов подтверждается слабой дисперсией их коэффициентов нелинейного показателя преломления в значительной части диапазонов прозрачности этих материалов [43].

В указанных предположениях уравнение распространения света в диэлектриках (I.3.1) для временного спектра излучения

$$G(z,x,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(z,x,t) \exp(-i\omega t) dt$$
 может быть переписано в виде [58]

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} G + \frac{\chi \omega^2}{\pi c^2} \int_{-\pi}^{\infty} \int_{-\pi}^{\infty} G(\omega - \alpha) G(\alpha - \beta) G(\beta) d\alpha d\beta = 0.$$
 (I.6.1)

В свою очередь, уравнение (I.6.1) для пространственного спектра $g(z,k_{x},\omega)=\int\limits_{+\infty}^{+\infty}G(z,x,\omega)\exp(ik_{x}x)dx$ можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} - k_x^2\right) g + \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3 c^2} \int \int_{+\infty}^{-\infty} \int g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) \cdot$$
(I.6.2)

 $g(m_x, \alpha - \beta)g(n_x, \beta)dm_xdn_xd\alpha d\beta = 0.$

При переходе от (I.6.1) к (I.6.2) использовано соотношение $\frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i(-k_x+l_x+m_x+n_x)x} dx = \delta(-k_x+l_x+m_x+n_x) \, .$

Уравнения (I.6.1)—(I.6.2) описывают распространение световых волн как в положительном, так и в отрицательном направлениях оси z, а также их взаимодействие за счет нелинейности среды. Получим уравнение однонаправленного распространения излучения.

Линеаризованное уравнение (І.б.2) имеет решение

$$g(z, k_{x}, \omega) = C_{1}(k_{x}, \omega)e^{-i\frac{\omega n(\omega)}{c}\sqrt{1 - \frac{k_{x}^{2}c^{2}}{\omega^{2}n^{2}(\omega)}} \cdot z} + C_{2}(k_{x}, \omega)e^{-i\frac{\omega n(\omega)}{c}\sqrt{1 - \frac{k_{x}^{2}c^{2}}{\omega^{2}n^{2}(\omega)}} \cdot z},$$
(I.6.3)

где C_1 , C_2 — константы интегрирования. Первое слагаемое описывает дифракцию прямой волны, второе — обратной. Из (I.6.3) очевидно, что непараксиальная дифракция прямой волны ($C_2=0$) описывается укороченным линейным уравнением

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g = 0.$$
 (I.6.4)

Обобщим уравнение (І.6.4) на режим нелинейного распространения излучения. Будем искать нелинейное укороченное уравнение в виде [58]

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + \chi N(g) = 0, \qquad (I.6.5)$$

где N(g) – неизвестный нелинейный оператор.

Переход от линеаризованного уравнения (I.6.2) к укороченному уравнению (I.6.4), как подробно обсуждалось в предыдущем параграфе, физически означает переход к анализу дифракции однонаправленной волны. Ясно, что решение укороченного уравнения (I.6.4) является и частным решением линеаризованного полного уравнения (I.6.2). Для определения вида оператора N(g) в (I.6.5) также потребуем, чтобы решения укороченного уравнения (I.6.5) являлись и решением полного уравнения (I.6.2). В соответствии с методикой, предложенной в [59], продифференцировав (I.6.5) по z и выразив $\frac{\partial g}{\partial z}$ через g из этого же уравнения, получаем:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + \chi N(g) \right) =
= \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} - k_x^2 \right) g - i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot \chi N(g) +
+ \chi \frac{\partial}{\partial z} N(g) = 0.$$
(I.6.6)

Сопоставив (I.6.6) с (I.6.2), для оператора N(g) получаем соотношение

$$-i\frac{\omega n(\omega)}{c}\sqrt{1-\frac{k_x^2c^2}{\omega^2n^2(\omega)}}\cdot N(g) + \frac{\partial}{\partial z}N(g) =$$

$$=\frac{\omega^2}{4\pi^3c^2}\int\int\int_{+\infty}^{-\infty}\int g(k_x-m_x-n_x,\omega-\alpha)\cdot$$
(I.6.7)

 $g(m_x, \alpha - \beta)g(n_x, \beta)dm_xdn_xd\alpha d\beta.$

Будем искать N(g) в форме

$$N(g) = \iiint_{+\infty}^{-\infty} \Phi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) \cdot g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) g(m_x, \alpha - \beta) \cdot (1.6.8)$$

 $\cdot g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta$,

где $\Phi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta)$ — неизвестная функция. Тогда, используя тот факт, что с точностью до малых более высокого порядка выполняется

$$\frac{\partial}{\partial z} g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) \approx -i \frac{(\omega - \alpha)n(\omega - \alpha)}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2 c^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2 (\omega - \alpha)}} \cdot g,$$

$$\frac{\partial}{\partial z} g(m_x, \alpha - \beta) \approx -i \frac{(\alpha - \beta)n(\alpha - \beta)}{c} \sqrt{1 - \frac{m_x^2 c^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2 (\alpha - \beta)}} \cdot g,$$

$$\frac{\partial}{\partial z} g(n_x, \beta) \approx -i \frac{\beta n(\beta)}{c} \sqrt{1 - \frac{n_x^2 c^2}{\beta^2 n^2 (\beta)}} \cdot g,$$
(I.6.9)

из соотношения (I.6.7) с учетом (I.6.8) можно получить $\Phi = i \cdot \frac{\omega^2}{4\pi^3 c} \cdot \varphi$, где

$$\varphi(k_{x}, \omega, m_{x}, n_{x}, \alpha, \beta) =
= \left(\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_{x}^{2} c^{2}}{\omega^{2} n^{2}(\omega)}} + (\omega - \alpha) n(\omega - \alpha) \sqrt{1 - \frac{(k_{x} - m_{x} - n_{x})^{2} c^{2}}{(\omega - \alpha)^{2} n^{2}(\omega - \alpha)}} +
+ (\alpha - \beta) n(\alpha - \beta) \sqrt{1 - \frac{m_{x}^{2} c^{2}}{(\alpha - \beta)^{2} n^{2}(\alpha - \beta)}} + \beta n(\beta) \sqrt{1 - \frac{n_{x}^{2} c^{2}}{\beta^{2} n^{2}(\beta)}}\right)^{-1}.$$
(I.6.10)

Таким образом, нелинейное укороченное уравнение, описывающее непараксиальную динамику пространственного спектра однонаправленного излучения, принимает вид [58]

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + i \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3 c} \int \int_{+\infty}^{-\infty} \int \varphi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) \cdot g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) g(m_x, \alpha - \beta) \cdot g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta = 0,$$
 где φ описывается соотношением (I.6.10).

Уравнение (I.6.11) после процедуры (I.6.6) с учетом (I.6.7)–(I.6.10) сводится к полному уравнению (I.6.2) с точностью до слагаемых пятого порядка по g (из-за приближения (I.6.9)). Она достаточна, поскольку с этой точностью из (I.3.1) получены и исходные полные спектральные уравнения (I.6.1), (I.6.2).

Выведенное уравнение (I.6.11) позволяет анализировать нелинейную эволюцию светового излучения, спектр которого — как временной, так и пространственный — может становиться очень широким. Правильное описание явления сверхуширения временного спектра возможно из-за учета в (I.6.11) произвольной дисперсии линейного показателя преломления среды и из-за отсутствия существенной дисперсии нерезонансной нелинейности электронной природы в значительной части диапазона прозрачности диэлектриков [43]. Описание с помощью (I.6.11) уширения пространственного спектра излучения (например, из-за самофокусировки) возможно до его

ширины, сопоставимой с волновым числом. Если в пространственном спектре появляются частоты k_x , большие волнового числа, то в (I.6.11) второе слагаемое становится действительным. Этим компонентам пространственного спектра соответствуют экспоненциально изменяющиеся вдоль z поля, аналогичные полям, возникающим при полном внутреннем отражении. При распространении излучения с таким сверхуширенным пространственным спектром следует дополнительно анализировать возможность генерации обратной волны [75].

Отметим, уравнение непараксиальной динамики спектра импульса (І.6.11) несложно обобщить на случай сред с инерционной нелинейностью отклика среды. Например, в [76] нелинейное слагаемое в учитывает спектральном уравнении не только нерезонансную, но и рамановскую нелинейность. Развитие спектрального подхода в нелинейной оптике, которое представлено в данном параграфе только для щелевой дифракции, на общий трехмерный случай должно строиться на нелинейном обобщении уравнении (І.5.30) [77]. Важная роль продольной компоненты поля в непараксиальной самофокусировке например, [78] (в указанной излучения обсуждалась, В рассматривалась динамика поля только монохроматического излучения).

В заключение данного параграфа обратим внимание на еще одно важное преимущество нелинейных спектральных уравнений перед полевыми. Для нелинейного спектрального уравнения легко строить итерационные решения, поскольку обычно простой вид имеет решение линеаризированного уравнения, которое естественно выбирать начальным итерационным решением. Покажем это, получив приближенное решение уравнения (I.6.11).

Используя подстановку

$$g(z, k_x, \omega) = U(z, k_x, \omega) \exp\left(-i\frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot z\right), \quad (I.6.12)$$

которая при $U = \mathrm{const}$ представляет собой решение линеаризованного уравнения (I.6.11), и применяя метод последовательных приближений Пикара [79], в первой итерации для комплексной амплитуды спектра (I.6.12) несложно получить формулу [80]

$$U(z, k_x, \omega) = U_0(k_x, \omega) + \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \int f(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) \cdot$$
(I.6.13)

$$\cdot U_0(k_x-m_x-n_x,\omega-\alpha)\cdot U_0(m_x,\alpha-\beta)U_0(n_x,\beta)\cdot dm_x dn_x d\alpha d\beta,$$
в которой

$$f(k_{x}, \omega, m_{x}, n_{x}, \alpha, \beta) = \left\{ \exp \left[-i \frac{z}{c} \left(\varphi^{-1} - 2\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_{x}^{2} c^{2}}{\omega^{2} n^{2}(\omega)}} \right) \right] - 1 \right\}.$$

$$\left. \varphi \left[\varphi^{-1} - 2\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_{x}^{2} c^{2}}{\omega^{2} n^{2}(\omega)}} \right]^{-1},$$
(I.6.14)

 $U_0(k_x, \omega)$ — пространственно-временной спектр излучения на входе в нелинейную среду (при z=0).

Как видно из (I.6.14), при
$$\varphi^{-1} - 2\omega n(\omega)\sqrt{1 - \frac{k_x^2c^2}{\omega^2n^2(\omega)}} = 0$$
 выполняется

 $f = -i\frac{z}{c\phi}$. При $\phi \to 0$, как следует из исходного уравнения (I.6.11), $f \to 0$.

При
$$\omega \to 0$$
 справедливо $\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \to -ik_x c$.

§ І.7. Уравнения эволюции спектров фемтосекундных световых импульсов как обобщение уравнений динамики их полей

Описывающее непараксиальную динамику импульсов со сверхширокими временными спектрами нелинейное уравнение (I.6.11) удовлетворяет принципу соответствия, т.е. включает в себя как частный случай известные спектральные и рассмотренные выше полевые уравнения [67].

Полагая излучение монохроматическим частоты ω_0 , следовательно, предполагая

$$g(k_x, \omega) = \pi g(k_x) \delta(\omega - \omega_0) + \pi g^*(k_x) \delta(\omega + \omega_0), \qquad (I.7.1)$$

можно показать, что в пренебрежении генерацией гармоник уравнение (I.6.11) принимает вид уравнения непараксиальной самофокусировки монохроматической волны, выведенного в [59]:

$$\frac{\partial g}{\partial z} + ik\sqrt{1 - \frac{k_x^2}{k^2}} \cdot g + i \cdot \frac{3k^2\chi}{4\pi n^2(\omega_0)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g^*(\alpha - k_x)g(\alpha - \beta)g(\beta)d\alpha d\beta}{\sqrt{1 - \frac{k_x^2}{k^2}} - \left(\sqrt{1 - \frac{(k_x - \alpha)^2}{k^2}}\right)^* + \sqrt{1 - \frac{(\alpha - \beta)^2}{k^2}} + \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{k^2}}} = 0.$$
 (I.7.2)

Несложно показать, что в пределе плоской волны, распространяющейся вдоль оси z, для которой

$$g(k_x, \omega) = 2\pi G(\omega)\delta(k_x),$$
 (I.7.3)

уравнение (I.6.11) переходит в уравнение

$$\frac{\partial G}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} G + i \frac{\omega n(\omega)}{c} G + i \frac{\chi \omega^{2}}{\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\omega - \alpha)G(\alpha - \beta)G(\beta)d\alpha d\beta}{\omega n(\omega) + (\omega - \alpha)n(\omega - \alpha) + (\alpha - \beta)n(\alpha - \beta) + \beta n(\beta)} = 0,$$
(I.7.4)

которое описывает генерацию спектрального суперконтинуума в волноведущих структурах с сильной дисперсией и впервые было приведено в [36]. В этой же работе [36] продемонстрирован переход от уравнения (I.7.4) в пределе слабой дисперсии к его известному нелинейному полевому аналогу [31], который можно получить также в приближении медленно меняющегося профиля.

Для параксиального излучения и слабой дисперсии уравнение (I.6.11) сводится к уравнению [67]

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega N_0}{c} g + i \frac{\omega \left[n(\omega) - N_0 \right]}{c} g - i \frac{k_x^2 c}{2\omega N_0} g + i \frac{\chi \omega}{8\pi^3 c N_0} \cdot \left(1.7.5 \right) \\ \cdot \iiint \int_{-\infty}^{\infty} \int g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) g(m_x, \alpha - \beta) g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta = 0,$$

полевым эквивалентом которого является уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial z^3} - \frac{c}{2N_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{t} E dt' + \frac{2\pi \chi}{cN_0} \cdot E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (I.7.6)$$

представляющее собой двумерное уравнение (I.3.22). В дисперсионном представлении линейного показателя преломления (I.5.25), записывая (I.7.6), для простоты мы ограничились лишь первым зависящим от частоты слагаемым.

Таким образом, в этом и предыдущих двух параграфах показано, что при анализе динамики излучения с широкими пространственными и временными спектрами спектральный подход может плодотворным, чем полевой. Сопоставлением уравнений эволюции поля излучения в виде интегро-дифференциальных уравнений и уравнений в производных с их спектральными аналогами частных виде обыкновенных дифференциальных уравнений ЭТОТ тезис проиллюстрирован сначала для линейной оптики. Затем показано, что преимущества линейных спектральных уравнений перед полевыми приводят к более богатым возможностям спектрального подхода и в нелинейной оптике. Продемонстрирован метод обобщения укороченных спектральных уравнений линейной оптики на случай нелинейного распространения сверхкоротких импульсов co сверхширокими пространственными, и временными спектрами. Показано, что получаемое спектральное уравнение в соответствующих предельных переходах принимает вид других известных уравнений, в том числе непараксиальной самофокусировки излучения монохроматического генерации И спектрального суперконтинуума в волноводах. Показано, что его полевой является относительно простым ЛИШЬ ДЛЯ параксиального излучения и слабой дисперсии среды. Впрочем, справедливо будет отметить, что последнее выполняется в огромном числе практических ситуаций. Но и в этом случае спектральный подход полезен хотя бы методически, помогая ясней очерчивать пределы применимости тех или иных приближений полевого подхода.

Рассмотренные выше в настоящей главе полевые и спектральные подходы позволили за последнее десятилетие теоретически прояснить многие явления нелинейной оптики фемтосекундных импульсов. Начнем их обсуждение с закономерностей нелинейной динамики поля фемтосекундного излучения в оптических волноводах, для которых обычно используют приближение плоской волны, не меняющей поперечную структуру (см. § 1.1).

§ І.8. Самовоздействие фемтосекундных световых импульсов в волноводах

Блестящие обзоры многих достижений оптики фемтосекундных импульсов, в том числе в оптических волноводах, даны в изданных ранее монографиях наших коллег [1, 12]. Не считая целесообразным повторять их анализ, мы в следующих параграфах настоящей главы сакцентируем внимание на проблемах оптики фемтосекундных импульсов из небольшого числа колебаний светового поля. Для излучения, например, широко распространенного титан-сапфирового лазера около десятка и менее полных колебаний поля электромагнитной волны содержатся в импульсах с длительностями 30-20 фс и менее. Для таких импульсов нелинейная оптика приобрела существенно отличительные черты, связанные, в первую очередь, с неразрушением оптических сред (по крайней мере, за длительность таких предельно коротких импульсов) даже при весьма Возможности интенсивностях излучения. **у**величения высоких интенсивности световой волны в среде без оптического пробоя вещества приводят к качественному изменению как облика известных нелинейных оптических явлений, так и самой природы взаимодействия света с веществом. Так, фазовая само- и кросс-модуляция излучения при высоких интенсивностях переходит явление генерации спектрального суперконтинуума, развитие которого сильных световых определяется недостижимой для длинных импульсов в твердотельных плазменной нелинейностью диэлектриках без оптического пробоя вещества. Именно для построения теории нелинейной оптики импульсов с малым числом колебаний, которые имеют очень широкий спектр

излучения, и были разработаны новые полевые и спектральные подходы, рассмотренные в настоящей главе выше.

Начнем обсуждение основных закономерностей распространения фемтосекундных импульсов из небольшого числа колебаний светового поля со случая малоинтенсивного излучения.

I.8.1. Дисперсионное расплывание фемтосекундных световых импульсов

В слабых полях нелинейным слагаемым в волновом уравнении (I.2.1) можно пренебречь, и оно принимает вид

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' = 0.$$
 (I.8.1)

На рис. I.1–I.3 [39, 81] приведены решения линейного уравнения (I.8.1), демонстрирующие дисперсионное расплывание импульса вида

$$E(0,\tau) = E_0 e^{-\frac{\ln 2}{2} \left(\frac{2\tau}{\tau_p}\right)^2} \cos(\omega_0 \tau)$$
 (I.8.2)

где E_0 характеризует максимальное значение поля импульса на входе в среду, τ_p — его длительность по энергетической полуширине, а ω_0 при числе полных осцилляций, большем единицы, совпадает с центральной частотой импульса [22]. Предполагалось $\tau_p = 2T$, где $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$, т.е. импульс на входе в среду состоял из двух полных осцилляций поля.

На рис. І.1 представлено дисперсионное уширение импульса, спектр которого большей частью лежит в диапазоне нормальной групповой дисперсии. Предполагалось, что $\omega_0=1.63\,\omega_{\kappa p}$, где $\omega_{\kappa p}=\sqrt[4]{\frac{b}{3a}}$ — частота, отвечающая нулевой групповой дисперсии (при которой в дисперсионном соотношении (І.1.7) выполняется $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}=0$). Указанное соотношение,

например, для кварцевого стекла соответствует $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 0.78$ мкм при

значении $\lambda_{\mathbf{kp}} = \frac{2\pi\mathbf{c}}{\omega_{\mathbf{kp}}} = 1.27$ мкм [21]. Для удобства восприятия динамика

поля излучения на рисунке иллюстрирована для конкретного вещества — кварцевого стекла. Из рис. І.1 видно, что импульс со спектром в области нормальной групповой дисперсии уширяется в среде так, что в начале импульса нули поля располагаются реже, чем в исходном импульсе, а в его конце — чаще, т.е. «период» в начале импульса становится больше, а в

конце – меньше. Уширение осуществляется за счет генерации в среде новых световых колебаний.

На рис. I.2 приведена динамика поля фемтосекундного импульса с малым числом колебаний (I.8.2) с $\omega_0 = 0.85 \, \omega_{\kappa p}$, чему в кварцевом стекле (при $\omega_{\kappa p} = 1.27$ мкм) соответствует $\lambda_0 = 1.5$ мкм. Из рисунка видно, что уширение импульса со спектром в области аномальной групповой дисперсии реализуется обратным по сравнению с приведенным на рис. I.1 образом: «период» в начале импульса уменьшается, в конце — увеличивается.

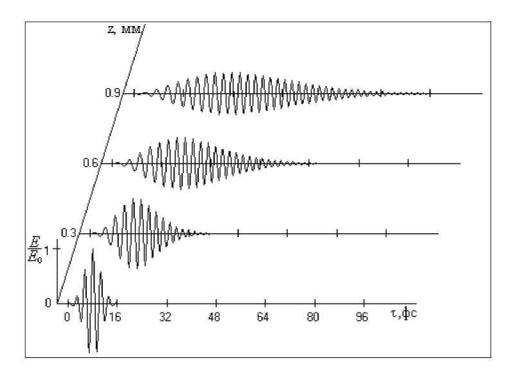


Рис. І.1 Расплывание в кварцевом стекле фемтосекундного импульса с малым числом колебаний со спектром в области нормальной групповой дисперсии волокна

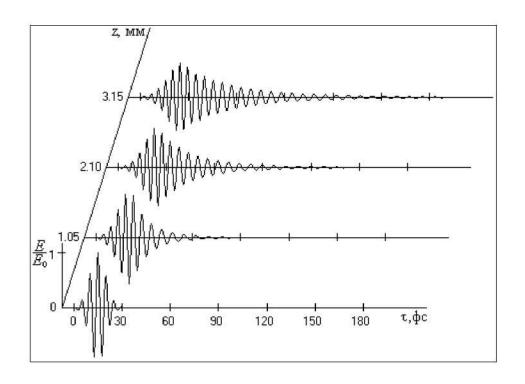


Рис. І.2. Расплывание в кварцевом стекле фемтосекундного импульса из малого числа колебаний со спектром в области аномальной групповой дисперсии волокна

На рис. I.3 приведена эволюция в линейной дисперсионной среде импульса, центральная часть которого соответствует нулевой групповой дисперсии $\omega_0 = \omega_{\kappa p}$. Из рисунка видно, что в этом случае динамика поля импульса с малым числом колебаний (I.8.2) существенно отличается от приведенных на рис. I.1 и рис. I.2. Во-первых, дисперсионное уширение импульса происходит значительно медленнее (что естественно ожидать для импульса со спектром в окрестности нулевой дисперсии); во-вторых, от слабо уширяющегося импульса отделяются субимпульсы, содержащие всего лишь одно полное колебание светового поля. Эти субимпульсы отстают от порождающего их импульса и различаются каждый от последующего скачком фазы.

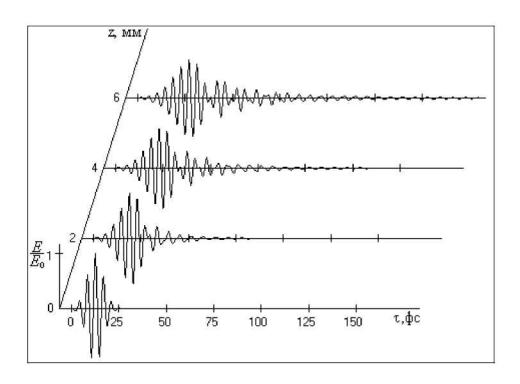


Рис. І.З. Расплывание в кварцевом стекле фемтосекундного импульса из малого числа колебаний со спектром в области нулевой групповой дисперсии волокна

В сильных полях самовоздействие импульсов с малым числом колебаний в оптической среде, как и для случая «длинных» импульсов [1, 12], качественно различается в зависимости от того, лежит ли основная часть его спектра в области аномальной или нормальной групповой дисперсии.

1.8.2. Сверхуширение временного спектра фемтосекундных световых импульсов

Если спектр излучения на входе в нелинейную среду находится в области нормальной групповой дисперсии, то третьим слагаемым в уравнении (I.2.1) обычно можно пренебречь, и оно принимает вид модифицированного уравнения Кортевега – де Вриза:

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0.$$
 (I.8.3)

Поскольку a и g в (I.8.3) положительны, то решений в виде уединенных волн это уравнение не имеет [82]. Оно описывает временное дисперсионное расплывание светового импульса, которое усиливается нелинейной рефракцией.

На рис. І.4 приведены результаты работы [83] по численному моделированию изменений временной и спектральной структуры импульса титан-сапфирового лазера с энергией W = 8.5 нДж, центральной длиной

волны $\lambda_0 = 780$ нм (область нормальной групповой дисперсии кварцевого стекла) и входной длительностью $\tau = 13$ фс при его распространении в оптическом волокне с радиусом сердцевины R = 1.38 мкм из кварцевого стекла, характеризуемого $N_0 = 1.45$, $a = 4.04 \cdot 10^{-44}$ с³/см (при этих значениях эффективный линейный показатель преломления волокна в диапазоне 550–1100 нм описывается формулой (I.1.7) с точностью до 10^{-3} [84]) и коэффициентом нелинейного показателя преломления $n_2 = 3 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт [21].

Из рис. I.4, а видно, что нелинейное расплывание импульса осуществляется за счет генерации в среде новых световых колебаний, причем расплывание происходит так, что временные расстояния между нулями, характеризующие «мгновенный» период $T_{\rm мгн}$, различны в начале и конце импульса. Рис. I.4, б, иллюстрирует динамику «мгновенной» частоты $\omega_{\rm мгн} = 2\pi / T_{\rm мгн}$ колебаний в течение импульса (его фазовую модуляцию) на различных расстояниях в среде.

На рис. І.4, в, показано, что временное расплывание импульса в волокне сопровождается сильным асимметричным уширением его спектра вплоть до диапазона $450{\text -}1500$ нм при прохождении импульсом расстояния z=0.71 мм. Параметр $\varepsilon=\Delta\omega/\omega_0$, где $\Delta\omega$ оценивается на полувысоте спектрального распределения, увеличивается в 5 раз и становится равным 0.3. На расстояниях больших, чем приведены на рисунках, уширения спектра уже не происходит. Это связано с тем, что режим распространения импульса становится практически линейным из-за уменьшения его интенсивности вследствие значительного временного расплывания импульса.

Важно отметить, что кварцевое стекло — наиболее распространенный оптический материал волоконного световода — является комбинационно-активной средой. Поэтому распространение интенсивного фемтосекундного импульса в кварцевом волокне, строго говоря, следует рассчитывать не по модифицированному уравнению Кортевега — де Вриза (I.8.3) и даже не по формуле (I.2.1), уточняющей линейную дисперсию среды, а по более сложной системе нелинейных уравнений (I.2.3), учитывающей еще и электронно-колебательную нелинейность стекла. На рис. I.4 пунктирной линией приведены полученные в работе [85, 86] уточненные результаты расчета сверхуширения спектра излучения с учетом этой нелинейности при характерных параметрах кварцевого стекла

$$\begin{bmatrix} g = 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ ед. СГСЕ, } g = 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ ед. СГСЕ } (n_{2e}/n_{2ev} \approx 4 \quad [10]), \\ T_{\nu}\omega_{\nu} = 50, \ (\omega_{\nu}/\omega_{0})^{2} = 12 \cdot 10^{-4} \quad [7]. \end{bmatrix}$$

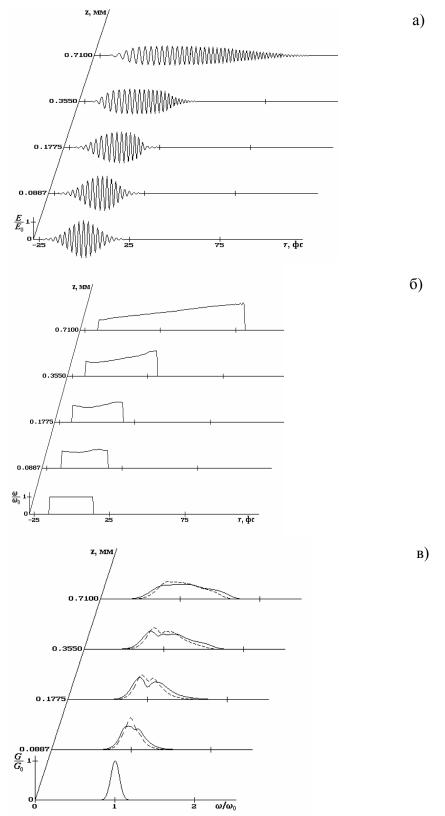


Рис. І.4. Динамика фемтосекундного импульса из малого числа колебаний со спектром в области нормальной групповой дисперсии волокна. Параметры импульса на входе в волокно: $\lambda_0 = 780$ нм, $\tau_p = 5T_0$, $I = 3.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². а) Эволюция электрического поля излучения. б) Изменение зависимости

мгновенной частоты $\omega_{\text{мгн}}$, нормированной на центральную частоту ω_0 импульса на входе в волокно. в) Динамика спектральной плотности излучения. Сплошная линия соответствует решению при учете только электронной нелинейности, пунктирная — при учете электронной и электронно-колебательной нелинейностей кварцевого стекла

Из рисунка видно, что для столь коротких импульсов ее учет не вносит существенных качественных изменений в картину эволюции поля и спектра фемтосекундного импульса, а ведет к появлению некоторых количественных отличий. Нелинейное расплывание фемтосекундного импульса при учете электронно-колебательной нелинейности оказывается более слабым, чем когда она не рассматривается, а вся нелинейность оптического материала полагается безынерционной. Оценки ширины спектра импульса в разных сечениях кварцевого волокна меньше аналогичных для случая, когда инерционность нелинейности стекла не учитывается, и на выходе из среды разница достигает 10%. Стоксов сдвиг спектра из-за электронно-колебательной нелинейности стекла приводит к уменьшению общего сдвига частоты излучения в высокочастотную область.

Из рис. І.4, б, видно, что в сформировавшемся в кварцевом волоконном световоде фемтосекундном спектральном суперконтинууме зависимость мгновенной частоты от времени становится близкой к линейной. Это утверждение носит общий характер, вытекающий из асимптотических решений модифицированного анализа **уравнения** Кортевега – де Вриза (I.8.3) с положительными коэффициентами *а* и *g* [87]. Такая гладкость фазовой модуляции может быть, например, эффективно использована для временного сжатия импульса. Применяя устройства, сфазировку спектральных осуществляющие компонент светового импульса (временные компрессоры), онжом получить импульс длительностью порядка обратной ширины его спектра [89]. Параметры такого компрессора для рассматриваемого случая могут быть рассчитаны по зависимостям, приведенным на рис. І.4, а. Результаты временного сжатия импульса с континуумным спектром, развитие которого представлено на рис. І.4, в, идеальным компрессором, полностью фазирующим компоненты спектра, приведены на рис. І.5.

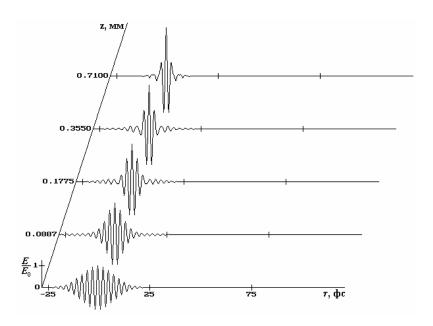


Рис. І.5. Зависимость Ε временной структуры поля сжатого спектрально ограниченного импульса, нормированного на максимальную на входе величину E_0 поля OT длины отрезка оптического волокна из кварцевого стекла

1.8.3. Формирование предельно коротких оптических солитонов

Если спектр фемтосекундного импульса из малого числа колебаний на входе в нелинейную среду большей частью лежит в области аномальной групповой дисперсии, то при его распространении в среде возможно временное сжатие и формирование предельно коротких оптических солитонов [44, 88–93].

На рис. I.6 ([89]) приведена типичная картина образования в кварцевом волокне из импульса (I.8.2) с входной длительностью $\tau_p = 9$ фс и энергией W = 20 нДж солитона, состоящего всего из полутора световых колебаний. Из рисунка видно, что длительность сформировавшегося импульса при распространении его в среде не изменяется, а динамика заключается в периодической эволюции внутренней структуры импульса.

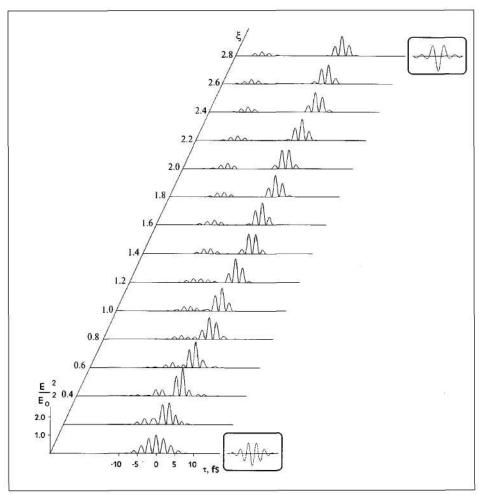


Рис. І.6. Формирование в кварцевом волокне предельно короткого оптического солитона

На рис. І.7 представлен спектр такого предельно короткого бризера. Видно, что он занимает очень широкий спектральный диапазон, причем частью и в области нормальной групповой дисперсии, но остается при этом в области прозрачности кварцевого стекла. Важнейшим условием устойчивого распространения солитона в кварцевом стекле является выполнение соотношения $\tau_n \le 10$ фс. При таких длительностях электронноколебательная нелинейность практически не проявляется [31]. С другой волнового уравнения (І.2.1) [31] теоретический анализ стороны, нижним пределом длительности фемтосекундного показывает, что солитона в кварцевом стекле является $\tau_p = 6-7$ фс. Он, по сути, обусловлен ограниченностью области аномальной групповой дисперсии и области прозрачности стекла. Таким образом, «окно» в фемтосекундном временном интервале, в котором можно использовать солитоны для передачи информации по известным кварцевым волоконным световодам, весьма узкое и составляет $\tau_p = 6-10$ фс. Применение таких

солитонов может повысить скорость передачи информации до 10^{14} бит·с⁻¹ [94].

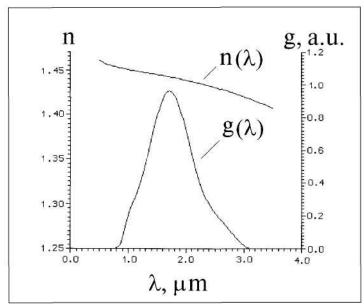


Рис. І.7. Спектр предельно короткого оптического солитона $g(\lambda)$, дисперсия линейного показателя преломления кварцевого стекла $n(\lambda)$

В последние годы особое внимание исследователей привлечено к закономерностей нелинейного распространения фемтосекундных лазерных импульсов В микроструктурированных волокнах. В первую очередь интерес к ним, по-видимому, связан с возможностью наблюдать при одинаковых параметрах входного излучения в таких структурах более мощную, чем в других волноводах, генерацию фемтосекундного спектрального суперконтинуума [95]. Это связано с тем, что при равных входных параметрах излучения его спектр сверхуширяется из-за нелинейности материала наиболее эффективно в области аномальной нулевой групповой дисперсии [96]. волновода микроструктурированных волокнах оказалось возможным получать эту область для центральной частоты титан-сапфирового лазера – сегодняшний день наиболее распространенного источника интенсивного фемтосекундного излучения.

Распространение интенсивного фемтосекундного импульса из малого числа колебаний в микроструктурированном волокне в случае, когда спектр излучения полностью или частично попадает в область аномальной групповой дисперсии волновода, было теоретически исследовано, например, в работах [76, 97–99]. На рис. І.8 представлена рассчитанная в [76] характерная эволюция импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 790$ нм, пиковой интенсивностью $I = 10^{13}$ Вт/см² и начальной

длительностью $\tau_p = 4T_0$ в микроструктурированном волокне с длиной волны нулевой групповой дисперсии 767 нм, которое теоретически моделировалось уравнением (1) по экспериментальным данным работы [10]. На рис. I.8, а, изображено электрическое поле импульса E, а на рис. I.8, б — его спектр G; $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ — центральная частота.

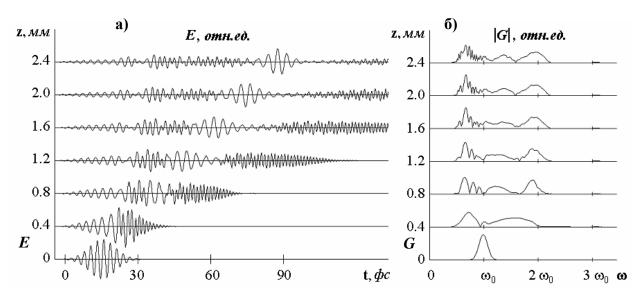


Рис. І.8. Эволюция электрического поля (а) и спектра (б) фемтосекундного импульса из малого числа колебаний с центральной длиной волны в области аномальной групповой дисперсии микроструктурированного волокна с характеристиками $N_0 = 1.45$, $a = 2.575 \cdot 10^{-44}$ с³·см⁻¹, $b = 2.818 \cdot 10^{18}$ с¹·см⁻¹. Параметры импульса на входе в среду $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 790$ нм, $\tau_0 = 4T_0$, $I = 10^{13}$ BT/см²

Как видно из рисунка, распространение излучения в волокне сопровождается сильным уширением его спектра с возникновением ярко выраженных высокочастотной и модулированной низкочастотной частей. Возникновение высокочастотного крыла спектра обусловлено «обрушением» ударной волны огибающей импульса. В рассмотренных в работе [76] условиях это явление происходит на расстоянии порядка 0.2 мм. Более подробно мы его обсудим в § I.10 настоящей главы при изучении самофокусировки фемтосекундных импульсов.

На выходе из волокна ширина спектра почти вдвое превышает начальную центральную частоту. Однако из картины эволюции поля ясно, что фазовая модуляция излучения в рассматриваемом случае сильно неоднородна, и подобрать компрессор для сжатия такого нерегулярного спектрального суперконтинуума, в отличие от случая, рассмотренного в

разделе І.8.2 со сверхуширением спектра импульса в волокне с нормальной групповой дисперсией, практически невозможно.

Из рис. I.8 видно, что низкочастотные компоненты спектра формируют предельно короткий солитон, как и в рассмотренном выше случае кварцевого волокна, из всего полутора полных колебаний светового поля. И в этом случае часть спектра солитона попадает в область нормальной групповой дисперсии волновода.

В заключение данного раздела отметим, что изучению предельно коротких оптических солитонов, содержащих малое число колебаний поля, на сегодняшний день посвящено очень большое число работ (см., например, монографию учебного плана [100] и библиографию в ней, а также более поздние работы [101-107] и обзор [35]). Но в основной части этого пласта публикаций по оптике импульсов из малого числа колебаний используется приближение двухуровневой среды и изучаются различные vравнений Максвелла-Блоха И ИХ модификаций. неприменимость такой модели взаимодействия света с веществом для рассматриваемого в данной главе и важного на практике случая прозрачных диэлектрических сред было указано в [31, 44]. В [31] было моделью, описывающей формирование показано, простейшей солитонов из нескольких колебаний светового поля со спектром в диапазоне прозрачности изотропной диэлектрической среды, является уравнение (1.13). Приближенные аналитические солитонные решения этого уравнения впервые, по-видимому, были получены в [90].

I.8.4. Вынужденное комбинационное рассеяние фемтосекундных световых импульсов

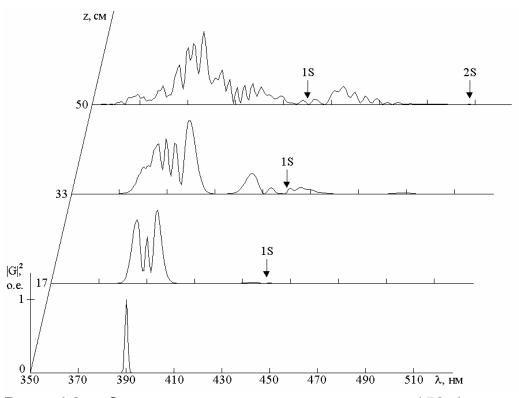
Закономерности нелинейной динамики поля спектров фемтосекундных световых импульсов из малого числа колебаний в слабо неоднородных и микроструктурированных сильно неоднородных волокнах на основе кварцевого стекла были в этом параграфе выше рассмотрены в основном без учета электронно-колебательной нелинейности стекла. В разделе І.8.2. было показано, что из-за инерционности этого механизма нелинейности среды такое приближение для импульсов из малого числа колебаний вполне уместно. Однако для более длинных фемтосекундных световых импульсов, разумеется, нелинейность вещества этой природы может приводить к очень сильным эффектам. В настоящем разделе мы приведем результаты исследований генерации квазидискретного фемтосекундного спектрального суперконтинуума, которая обусловлена вынужденным комбинационным рассеянием.

На рис. І.9 и І.10 приведены результаты работы [36, 42] по численному моделированию генерации спектрального суперконтинуума со сложной внутренней структурой и общей шириной 10000 см⁻¹ при распространении импульсов длительностью 150 фс с центральной длиной

волны 390 нм (вторая гармоника Ti:S лазера) и энергией 0.1 мДж в 50сантиметровом отрезке волновода с полой сердцевиной радиуса 90 мкм, заполненном сжатым дейтерием под давлением 45 атм, соответствующие экспериментальным результатам работ [36, 108]. Дейтерий, как известно, комбинационно-активный представляет собой сильно определяющую роль в формировании столь широкого спектра играет именно его электронно-колебательная нелинейность, обеспечивающая эффективное вынужденное комбинационное рассеяние. В работах [36, 42] было показано, что физическому эксперименту [108] соответствуют коэффициенты математической модели (I.2.3) при значениях B = 0.22,

$$G=8\cdot 10^{-2},\ H=5\cdot 10^{-3},\ \tau_{\mathrm{p}}\,\omega_{0}=7\cdot 10^{2},\ \frac{1}{T_{\mathrm{v}}\omega_{0}}=3.4\cdot 10^{-6},\ \frac{\omega_{\mathrm{v}}}{\omega_{0}}=0.12,\ \mathrm{гдe}\ B\ \mathrm{H}\ G-$$

нормированные коэффициенты, введенные в § І.4; $H = 2n_2^{ev}I/ac\omega_0^2$, n_2^{ev} вклад электронно-колебательной нелинейности в общий коэффициент нелинейного показателя преломления газа, I – интенсивность излучения; τ_p – длительность импульса.



1.9. Эволюция спектра излучения 150-фс импульса центральной длиной волны 390 нм и энергией 0.1 мДж в 50сантиметровом отрезке волновода сердцевиной радиуса 90 мкм, заполненного сжатым дейтерием под давлением 45 атм

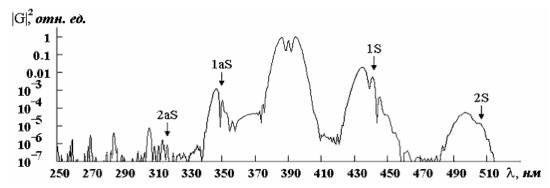


Рис. І.10. Спектр излучения на расстоянии 17 см в полом волноводе, заполненном сжатым дейтерием. Условия соответствуют рис. І.9. Символ «S» обозначает стоксовы, «aS» – антистоксовы компоненты

Из рис. І.9 видно, что на начальном этапе развития спектрального суперконтинуума доминирует неоднородное уширение спектра накачки (в 5-7 раз) за счет фазовой модуляции (вид спектральной плотности излучения, сформировавшейся на трети длины капилляра, более детально изображен на рис. І.10 в полулогарифмическом масштабе). Кроме этого, на частотах вблизи стоксовой частоты появляются неоднородно уширенные спектральные компоненты с интенсивностью 3-5% от интенсивности максимальной спектральной уширенной компоненты накачки. На длине капилляра 33 см ширина спектра накачки по уровню половинной интенсивности увеличивается в 10–12 раз. Вблизи частоты первого стоксова компонента появляются спектральные компоненты, соизмеримые по интенсивности с центральными компонентами спектра накачки. Наиболее интенсивные компоненты неоднородно уширенного спектра вблизи первого стоксова компонента, в свою очередь, генерируют излучение, смещенное ПО частоте на величину стоксова сдвига (компоненты вблизи 490 нм). На выходе капилляра спектр накачки и первого стоксового, а также первого антистоксового компонентов сливаются, образуя спектральный суперконтинуум, простирающийся от 350 нм до 470 нм (10000 см^{-1}) по уровню 3% от максимальной спектральной компоненты, с множеством квазидискретных максимумов (рис. І.9, І.10). Наблюдается также незначительная (\sim 10 $^{-6}$) генерация третьей гармоники относительно несущей частоты и стоксовых компонент относительно самой третьей гармоники.

Подчеркнем, что попытка описания вышеприведенного сценария развития спектрального суперконтинуума с использованием традиционного в нелинейной оптике метода медленно меняющихся огибающих потребовала бы решения порядка десяти связанных нелинейных уравнений для огибающих импульсов, несущие частоты которых пришлось бы еще предугадывать.

В заключение настоящего раздела заметим, что генерация сверхшироких, но дискретных спектров в комбинационно-активных средах

возможна также при распространении наносекундных и пикосекундных импульсов [109, 110]. С другой стороны, в работах [111, 112] предлагается использовать электронно-колебательную нелинейность среды и для получения последовательностей субфемтосекундных импульсов

1.8.5. Самоиндуцированное изменение поляризации фемтосекундных световых импульсов

обсуждению ОПТИКИ фемтосекундных Вернемся К импульсов из малого числа колебаний в волноведущих структурах. В настоящем разделе мы рассмотрим закономерности их поляризационного Теоретический самовоздействия. анализ нелинейной эллиптически поляризованного излучения следует вести уже на основе более сложного векторного уравнения (І.2.2). Рисунок І.11 из статьи [113] временной иллюстрирует изменения динамики эллиптически поляризованного на входе в среду импульса (его эллиптичность составляла

на входе
$$e = \frac{E_{0x_{\text{max}}}}{E_{0y_{\text{max}}}} = 0.5$$
) с центральной длиной волны 780 нм, начальной

длительностью 20 фс и интенсивностью $I = 3 \cdot 10^{13}$ Вт · см⁻², распространяющегося в полом волноводе, заполненном аргоном под давлением P = 1 атм на расстоянии z = 2 м (такая длина капилляра, указанная в статье, вряд ли технически достижима, однако расчет велся по нормированному уравнению, в котором фигурирует оптическая длина, и «уменьшение» геометрической длины капилляра может быть достигнуто, например, «увеличением» давления аргона).

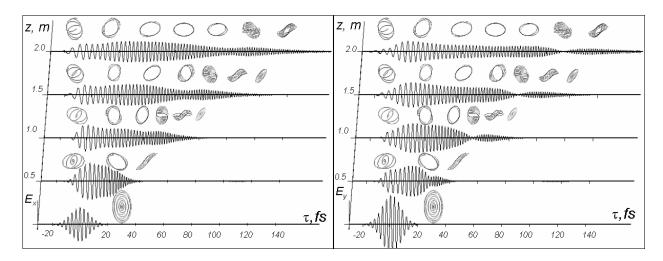


Рис. І.11. Временная динамика декартовых компонент импульса с входной длительностью 20 фс, пиковой интенсивностью $I = 3.10^{13}$ Вт/см² и эллиптичностью e = 0.5, распространяющегося в полом волноводе, заполненном

аргоном под давлением P = 1 атм, на различных расстояниях z

Из рисунка видно, что, как и для случая линейно поляризованного импульса, рассмотренного в разделе І.8.2, в среде происходит временное неоднородное уширение импульса, и из-за нормальной групповой дисперсии высокочастотные колебания отстают от низкочастотных. Вдоль оси времени для каждой зависимости изображены фрагменты фазового соответствующие колебаниям данной портрета, временной импульса. Все фазовые портреты колебаний импульса для наглядности смасштабированы. Видно, что каждое колебание по импульсу вносит в фазовый портрет квазиэллипс («квази», так как с течением времени конец вектора напряженности электрического поля излучения на фазовой плоскости замкнутых кривых не описывает), повернутый относительно квазиэллипса поляризации излучения на входе в среду.

Результирующие изменения фазового портрета, уширяющегося во времени, при нелинейном распространении в среде импульса отображены на рис. I.12. Как и выше, портреты смасштабированы.

Как видно из рисунков, в среде происходит неоднородный по эллипса поляризации, импульсу поворот причем эллипсы, соответствующие колебаниям \mathbf{c} меньшей интенсивностью, поворачиваются медленнее, чем соответствующие эллипсы, интенсивной части импульса. Из-за наложения по-разному повернутых которые образованы различными временными отрезками импульса, на фазовых портретах формируются отчетливые S-образные области, куда вектор электрического поля импульса с течением времени попадает чаще всего.

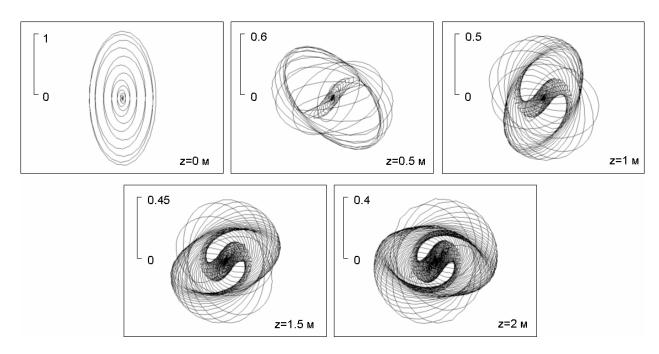


Рис. I.12. Результирующие фазовые портреты импульса на разных расстояниях в волноводе

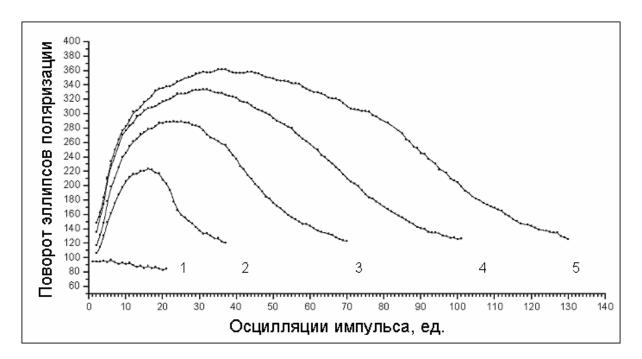


Рис. І.13. Поворот эллипса поляризации в течение импульса на разных расстояниях в волноводе: 1) z=0 м, 2) z=0.5 м, 3) z=1 м, 4) z=1.5 м, 5) z=2 м

Рассмотрим характер изменений фазового портрета излучения подробнее. Прежде всего, отметим, что, хотя внешне структура фазовых портретов с расстоянием существенно усложняется, но формируются они из накладывающихся друг на друга эллипсов, описывающих отдельные колебания поля импульса, эллиптичность которых практически не изменяется. Рис. I.13 демонстрирует изменение с расстоянием поворота эллипса поляризации в течение импульса.

Видно, что происходит неоднородное вращение эллипсов поляризации, причем эллипсы центральной части импульса на расстоянии z=2 м совершили три четверти полного поворота. При дальнейшем распространении характер вращения сохраняется, и поворот эллипсов поляризации продолжается.

Рис. І.14 характеризует динамику в волноводе спектральной плотности импульса. Как показывает сравнительный анализ, характер уширения спектра у эллиптически поляризованного на входе в волновод и линейно поляризованного импульсов — схожий. Однако генерация спектрального суперконтинуума эллиптически поляризованного импульса происходит

медленнее. На рис. I.14 приведены кривые, характеризующие уширение спектра импульсов с различными эллиптичностями на входе в среду – от e=1 (случай круговой поляризации) до e=0 (линейно поляризованный импульс). Как видно ИЗ рисунка, при распространении поляризованного импульса генерация спектрального суперконтинуума происходит эффективнее, чем у эллиптически поляризованного. Медленнее всего уширяется спектр циркулярно поляризованного импульса. Ширина спектра импульса с круговой поляризацией на выходе волновода оказывается на 20% меньше, чем у линейно поляризованного с той же начальной пиковой интенсивностью.

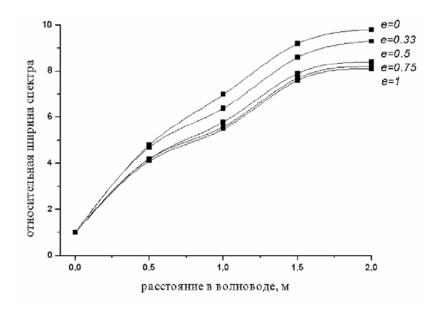


Рис. I.14. Генерация спектрального суперконтинуума в волноводе эллиптически поляризованными импульсами с различной входной эллиптичностью

Все упомянутые в этом разделе выше нелинейные поляризационные эффекты были связаны с самоиндуцированной эллиптически поляризованным светом анизотропией оптической среды, которая в приближении малой интенсивности излучения являлась изотропной. Но большое внимание исследователей, разумеется, привлечено к изучению нелинейных поляризационных эффектов и в исходно анизотропных средах.

Основы теории самовоздействия и взаимодействия ортогонально поляризованных плоских поперечно однородных световых волн, содержащих малое число колебаний, в одноосных и двуосных кристаллах были заложены в работах [114–117]. В работах [35, 118–119] было показано, что квадратичная нелинейность оптической среды, также как и кубичная, допускает существование предельно коротких солитонов.

В заключение данного параграфа отметим также еще целый ряд очень интересных работ по самовоздействию плоских поперечно однородных волн из малого числа колебаний в различных средах. В работе [120] теоретически исследовано фарадеевское вращение плоскости поляризации фемтосекундного импульса из малого числа колебаний, а в [121, 122] — предельно короткое фотонное эхо. В работах [123] теоретически и численным моделированием изучалась возможность усиления импульса из малого числа колебаний и формирования в процессе усиления однопериодного светового импульса.

После рассмотрения эффектов самовоздействия фемтосекундных световых импульсов из малого числа колебаний перейдем к обсуждению взаимодействия таких импульсов в оптических волноводах.

§ І.9. Взаимодействие фемтосекундных световых импульсов в волноводах

Из предыдущего рассмотрения мы выяснили, что при исследовании распространения в нелинейной среде импульсов, спектр которых очень широк, в том числе из малого числа колебаний светового поля, корректность применения традиционных ДЛЯ нелинейной оптики теоретических подходов, основанных на анализе эволюции огибающих квазимонохроматических импульсов, становится дискутивной. А при исследовании взаимодействия двух импульсов с разными центральными частотами излучения применение подобных теоретических методов тем более осложняется из-за того, что приходится искать решение не одного, а нескольких связанных нелинейных уравнений [124]. Поэтому исследования столкновения импульсов из малого числа колебаний и с разным спектральным составом в настоящем параграфе нами также выбран подход, основанный на анализе непосредственно поля излучения.

При исследовании взаимодействия в нелинейной среде двух импульсов с разными центральными частотами, следуя работам [125], входное распределение поля (при z=0) будем задавать соотношением

$$E(0,t) = E_1 \exp\left[-2\ln(2) \cdot \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2\right] \sin(\omega_1 t) + E_2 \exp\left[-2\ln(2) \cdot \left(\frac{t + \Delta \tau}{\tau_2}\right)\right] \sin(\omega_2 (t + \Delta \tau)),$$
(I.9.1)

где E_1 , E_2 — максимальные входные амплитуды колебаний электрического поля; ω_1 , ω_2 — центральные частоты импульсов, τ_1 , τ_2 — их входные длительности; $\Delta \tau$ — временная дистанция между импульсами на входе в среду.

Прежде чем приступить к анализу взаимодействия световых импульсов в нелинейной среде, решая уравнение (I.2.1) с граничными условиями (I.9.1), покажем, что (I.2.1) включает как частный случай

известные уравнения для огибающих взаимодействующих сверхкоротких импульсов. Для этого используем подстановку

$$E(\vec{r},t) = \frac{1}{2} (\mathcal{E}_1(\vec{r},t)e^{i(k_1z - \omega_1t)} + \mathcal{E}_2(\vec{r},t)e^{i(k_2z - \omega_2t)} + \kappa.c.), \qquad (I.9.2)$$

где ω_1 и ω_2 – произвольные фиксированные частоты, $k_1 = \frac{n(\omega_1)\omega_1}{c}$,

 $k_2 = \frac{n(\omega_2)\omega_2}{c}$, $\epsilon_1(z, t)$ и $\epsilon_2(z, t)$ — новые переменные. Для этих переменных

уравнение (І.2.1) переписывается в виде

$$\begin{split} & \left[\frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial z} + \frac{1}{V_{1}} \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial t} - \sum_{n=2}^{\infty} \beta_{n}^{(1)} \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^{n} \varepsilon_{1}}{\partial t^{n}} + \right. \\ & \left. + \frac{g}{4} \left(i\omega_{1} \left(\left| \varepsilon_{1} \right|^{2} + 2 \left| \varepsilon_{2} \right|^{2} \right) \varepsilon_{1} + 2 \left(\left| \varepsilon_{1} \right|^{2} + \left| \varepsilon_{2} \right|^{2} \right) \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial t} + \right. \\ & \left. + 2 \left(\varepsilon_{1} \frac{\partial \varepsilon_{1}^{*}}{\partial t} + \varepsilon_{2} \frac{\partial \varepsilon_{2}^{*}}{\partial t} + \varepsilon_{2}^{*} \frac{\partial \varepsilon_{2}}{\partial t} \right) \varepsilon_{1} \right] \exp(i\alpha_{1}) + \\ & \left. + \frac{g}{4} \left[\left(i(\omega_{1} + 2\omega_{2})\varepsilon_{1}\varepsilon_{2} + \varepsilon_{2} \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial t} + 2\varepsilon_{1} \frac{\partial \varepsilon_{2}}{\partial t} \right) \varepsilon_{2} \exp(i(\alpha_{1} + 2\alpha_{2})) + \right. \\ & \left. + \left(i(2\omega_{1} - \omega_{2})\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}^{*} + 2\varepsilon_{2}^{*} \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial t} + \varepsilon_{1} \frac{\partial \varepsilon_{2}^{*}}{\partial t} \right) \varepsilon_{1} \exp(i(2\alpha_{1} - \alpha_{2})) + \right. \\ & \left. + \left(i\omega_{1}\varepsilon_{1} + \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial t} \right) \varepsilon_{1}^{2} \exp(i3\alpha_{1}) \right] + S(1 \leftrightarrow 2) + \kappa.c. = 0 \\ & \text{ ГДе} \quad \alpha_{1} = \omega_{1}t - k_{1}z; \quad V_{1} = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_{1}}^{-1}; \quad \beta_{n}^{(1)} = \left(\frac{\partial^{n}k}{\partial \omega^{n}} \right)_{\omega_{1}}; \quad k(\omega) = \frac{n(\omega)}{c} \omega; \quad S(1 \leftrightarrow 2) \end{split}$$

обозначает сумму всех предыдущих слагаемых, рассчитываемую с заменой индекса «1» на «2» и одновременно индекса «2» – на «1».

Рассматривая на основе уравнения (I.9.3) взаимодействие в нелинейной среде импульсов с различными частотами, естественно ω_1 и ω_2 принять равными их несущим частотам, а переменные $\varepsilon_1(z,t)$ и $\varepsilon_2(z,t)$ ассоциировать с их огибающими. Тогда, полагая огибающие медленно изменяющимися ($\omega_1\varepsilon_1 >> \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t}$, $\omega_2\varepsilon_2 >> \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t}$), ограничиваясь только первыми двумя членами ряда в полиномиальном дисперсионном слагаемом и пренебрегая генерацией новых частот, из (I.9.3) получаем хорошо известную систему уравнений [21]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial z} + \frac{1}{V_{1}} \frac{\partial \varepsilon_{1}}{\partial t} + i \frac{\beta_{2}^{(1)}}{2} \frac{\partial^{2} \varepsilon_{1}}{\partial t^{2}} - \frac{\beta_{3}^{(1)}}{6} \frac{\partial^{3} \varepsilon_{1}}{\partial t^{3}} + i \frac{g \omega_{1}}{4} \left(\left| \varepsilon_{1} \right|^{2} + 2 \left| \varepsilon_{2} \right|^{2} \right) \varepsilon_{1} = 0; \\ \frac{\partial \varepsilon_{2}}{\partial z} + \frac{1}{V_{1}} \frac{\partial \varepsilon_{2}}{\partial t} + i \frac{\beta_{2}^{(2)}}{2} \frac{\partial^{2} \varepsilon_{2}}{\partial t^{2}} - \frac{\beta_{3}^{(2)}}{6} \frac{\partial^{3} \varepsilon_{2}}{\partial t^{3}} + i \frac{g \omega_{2}}{4} \left(\left| \varepsilon_{2} \right|^{2} + 2 \left| \varepsilon_{1} \right|^{2} \right) A_{2} = 0. \end{cases}$$
(I.9.4)

Понятно, что для импульсов с широкими спектрами, в том числе состоящими всего из нескольких колебания светового поля, приближения, сделанные при переходе от (I.9.3) к (I.9.4), становятся неприменимыми. Поэтому для анализа взаимодействия импульсов предельно коротких длительностей в работе [125] используется именно уравнение (I.2.1).

На основе численного моделирования уравнения (I.2.1), согласно работе [125], рассмотрим столкновение в оптическом волноводе из кварцевого стекла, у которого N_0 =1.4508; a = 2.7401·10⁻⁴⁴ $\frac{c^3}{cM}$; b = 3.9437·10¹⁷ $\frac{1}{cM \cdot c}$; n_2 = 2.9·10⁻¹⁶ $\frac{cM^2}{BT}$, импульсов титан-сапфирового лазера на основной и удвоенной частотах, т.е. λ_1 = $2\pi c/\omega_1$ = 780 нм; λ_2 = $2\pi c/\omega_2$ = 390 нм, полагая длительности импульсов τ_1 = τ_2 =18 фс и начальную относительную задержку импульса на удвоенной частоте $\Delta \tau$ = 40 фс.

На рис. I.15 представлены результаты расчета эволюции в стеклянном волноводе двух импульсов малой интенсивности. Для них среда линейна. Импульсы распространяются независимо, дисперсионно уширяясь с расстоянием. В соответствии с (I.1.7) для высокочастотного импульса дисперсия больше, и он уширяется быстрее. Из-за различия групповых скоростей низкочастотный импульс обгоняет высокочастотный.

При больших интенсивностях излучения стекло проявляет нелинейные свойства. При распространении импульсов становится существенным их самовоздействие, а при столкновении — взаимодействие. На рис. І.16 приведены изменения временной формы и спектров указанных выше импульсов с интенсивностью (І [кВт/см²] = $(3N_0/8\pi)E_0^2$ [СГСЕ]) на входе в среду I_1 = I_2 = $2\cdot10^{13}$ Вт/см². Для наглядности на этом рисунке изображены временные огибающие импульсов A(z,t), соединяющие максимальные значения электрического поля излучения, эволюция которого рассчитывалась по уравнению (1.13).

Из рисунка видно, что интенсивные импульсы из-за фазовой самомодуляции испытывают и временное, и спектральное уширение. Перекрываясь, они образуют сложную временную структуру со сверхшироким спектром. Общая временная длительность структуры и ширина соответствующего ей спектрального суперконтинуума на расстояниях около 1 мм более чем на порядок превышает длительности и

ширины спектров исходных импульсов. Эта структура включает в себя последовательность сверхкоротких импульсов. Длительность каждого импульса составляет 20–30 фс, а частота повторения импульсов – 30–50 ТГц, соответственно.

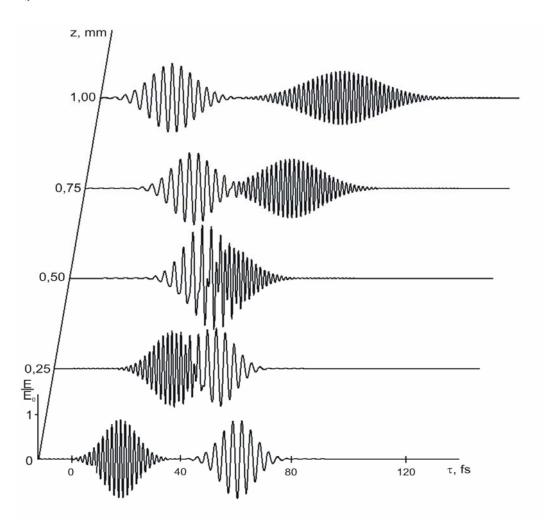


Рис. І.15. Динамика электрического поля двух световых импульсов E(z, t), нормированного на максимум амплитуды входных импульсов E_0 , при линейном режиме распространения

С увеличением интенсивности взаимодействующих импульсов возрастает контраст и временной, и спектральной интерференционной картины. При больших интенсивностях световые импульсы принимают вид, близкий к прямоугольному.

Каждый последующий импульс в полученной последовательности несколько отличается от предыдущего центральной частотой. При этом каждому пичку в квазидискретном спектре излучения соответствует один импульс во временной последовательности. Подобная особенность полученной последовательности световых сигналов со сверхвысокой

тактовой частотой позволяет использовать ее для сверхбыстрой передачи информации [126]. Кодирование информации в такой последовательности можно осуществлять удалением соответствующего выбранному импульсу пичка в спектре излучения.

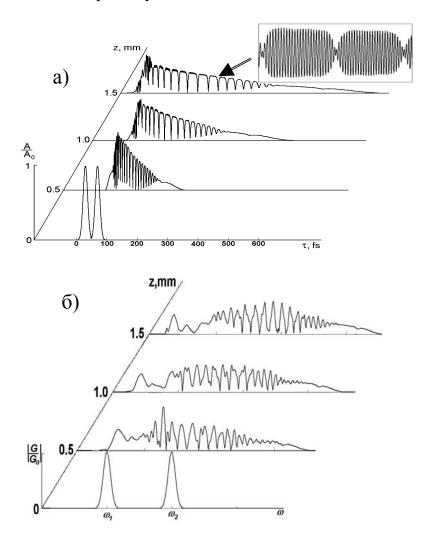


Рис. I.16. Динамика a) огибающей электрического поля взаимодействующих

импульсов, A(z, t), нормированной на максимум входной амплитуды A_0 (во вставке изображено электрическое поле в центре образовавшейся структуры), и б) нормированной спектральной плотности формирующейся полевой структуры $|G(z,t)/G_0|$ для импульсов с входными интенсивностями $I_1 = I_2 = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см²

На рис. І.17, а, приведена временная последовательность сигналов с удаленным импульсом (обозначен пунктиром) при «вырезании» соответствующей спектральной компоненты (см. рис. 1.17, б) из общего спектра выходного излучения.

На рис. І.18 приведен более сложный пример кодирования битовой последовательности вида (11011001111) путем удаления соответствующих

компонент в спектре излучения, генерируемом при взаимодействии импульсов.

Соответственно, мы получаем возможность закодировать любую битовую последовательность с длительностью, не превышающей количество импульсов в полученной импульсной последовательности. Удобство такого подхода заключается в том, что для приема и раскодирования последовательности можно использовать как ее временную, так и спектральную характеристики.

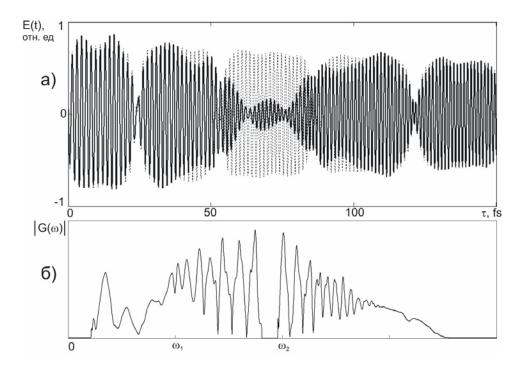


Рис. І.17. а) Временная последовательность сигналов с удаленный одиночным импульсом (обозначено пунктиром). б) Спектр излучения с «вырезанным» пичком

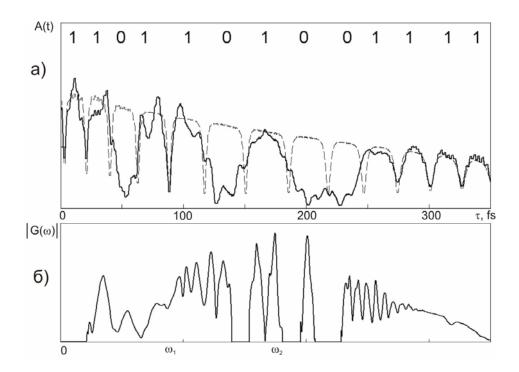


Рис. І.18. а) Кодирование битовой последовательности путем «вырезания» нескольких спектральных компонент в квазидискретном спектре выходной последовательности импульсов. б) Спектр излучения, соответствующий заданной битовой последовательности

В заключение настоящего параграфа обратим внимание читателя на то, что традиционным в нелинейной оптике методом медленно меняющихся огибающих получить результаты, представленные на рис. I.16–I.18, по-видимому, невозможно. Это лишний раз оттеняет роль рассмотренных выше в настоящей части книги методов анализа динамики непосредственно поля и спектра излучения при изучении физики развития и взаимодействия фемтосекундных спектральных суперконтинуумов.

После рассмотрения особенностей явлений самовоздействия и взаимодействия фемтосекундных импульсов из малого числа колебаний в волноведущих структурах, в которых поперечная структура световых волн в процессе их распространения предполагалась неизменной, обратимся к изучению закономерностей самовоздействия столь коротких световых импульсов в объемных оптических средах, где из-за самофокусировки может осуществляться сверхуширение не только временного, но и пространственного спектра излучения.

§ 1.10. Самофокусировка фемтосекундных световых импульсов в объемных средах

Изменение поперечной структуры поля фемтосекундных световых импульсов из малого числа колебаний при самофокусировке в объемных волноводах, как В сопровождается эффективной И генерацией спектрального суперконтинуума [127–129]. (3+1)-мерная теория этого явления даже для столь коротких импульсов, спектр которых в процессе распространения еще и сверхуширяется, во многих работах построится на основании уравнений, описывающих пространственно-временную огибающей импульса ЭВОЛЮЦИЮ например, [127–131] и ссылки в них). Однако, как было показано в § 1.4, во-первых, для импульсов из малого числа колебаний теряется главное преимущество метода огибающих – возможность уйти от анализа каждого многочисленных колебаний под этой огибающей, длительность импульса становится сравнимой с временным масштабом всего одного колебания; во-вторых, потеря физического содержания понятия огибающей для импульсов предельно коротких длительностей проявляется в значительном усложнении уравнений динамики огибающей. Но, главное, подход, основанный на анализе огибающей импульса, не позволяет рассчитывать эффекты, связанные с сильной модификацией формы этой огибающей, происходящие, например, при «опрокидывании» ударной волны. В то же время уравнения, записанные непосредственно для поля, вполне позволяют рассчитывать эти эффекты.

Проведем анализ особенностей самофокусировки световых импульсов из малого числа колебаний на основе результатов, полученных в работе [132], путем численного решения полевого уравнения (I.3.23). Эти результаты иллюстрируют динамику осесимметричного поля интенсивного импульса, на входе в среду имеющего вид

$$E(z,r,t)\big|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{\Delta r^2}\right) \exp\left(-2\frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \cos(\omega_0 t), \qquad (I.10.1)$$

с центральной длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780$ нм, соответствующей излучению титан-сапфирового лазера, с пространственно-временными параметрами $\Delta t = 7.5$ фс и $\Delta r = 10\lambda_0$ в кварцевом стекле, которому соответствуют $N_0 = 1.4508$, $a = 2.7401 \cdot 10^{-44} \, \mathrm{c}^3 \mathrm{cm}^{-1}$, $b = 3.9437 \cdot 10^{17} \, \mathrm{c}^3 \mathrm{cm}^{-1}$ и $\tilde{n}_2 = 2.9 \cdot 10^{-13} \, \mathrm{cm}^2/\mathrm{kBt}$ ($\tilde{n}_2 \, [\mathrm{cm}^2/\kappa Bm] = (4\pi/3N_0) n_2 [\mathrm{CFC}]$).

На рис. I.19–I.21 для различных пиковых входных интенсивностей ($I[\kappa \mathrm{BT/cm}^2] = (3N_0/8\pi)E_0^2[C\Gamma C\Im]$) демонстрируется изменение поперечного распределения электрического поля излучения и его временной динамики с увеличением пройденного импульсом расстояния z в оптической среде. На рис. I.19–I.21, а–г, даны трехмерные аксонометрические изображения зависимости поля E, нормированного на максимальное входное значение E_0 , от поперечной координаты r, нормированной на входную центральную

длину волны λ_0 , и от времени t. Поскольку часть импульса, характеризуемая отрицательными значениями поля, сохраняет симметрию его части с положительными значениями, то на рис. I.19–I.21, а–г, приведена только последняя (отрицательные значения поля находятся ниже выделенной плоскости E=0 и на рисунках не видны). На рис. I.19–I.21, а'–г', дополнительно даны плоскостные изображения пространственновременного распределения поля излучения. По этим полутоновым картинкам трудно оценить абсолютные изменения величины поля (они ясны из рис. I.19–I.21, а–г), но зато на них более отчетливо видны изменения фазы излучения. На рис. I.19–I.21, а'-г', светло-серым частям изображения соответствуют максимальные положительные значения поля, темно-серым — максимальные отрицательные значения.

На рис. I.19 приведена динамика поля фемтосекундного светового импульса из малого числа колебаний с входной интенсивностью $I = 5 \cdot 10^{12}~\mathrm{BT/cm^2}$ (G = 0.604). Из рисунка видно, что данной интенсивности импульса на входе в среду недостаточно для заметного проявления нелинейных эффектов. Это для специалиста с опытом работы с высокоинтенсивным излучением большей временной длительности оказывается весьма непривычным. Импульс с указанной пиковой интенсивностью при распространении претерпевает дифракционное пространственное и дисперсионное временное уширение, сопровождаемое искривлением волнового фронта, которое характерно для нормальной групповой дисперсии.

На рис. І.20 показана пространственно-временная эволюция в кварцевом стекле светового импульса из нескольких колебаний с максимальной входной интенсивностью $I = 1.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Из рисунка видно, что при интенсивности нелинейные входной эффекты существенны. такой I.20, Например, б, отчетливо виден отделяющийся на «материнского» импульс на утроенных частотах [58, 133]. Для основной части волнового пакета на первой стадии его распространения доминирует пространственная самофокусировка, которая увеличивает амплитуду поля на оси пучка, причем в наибольшей степени в центре импульса (рис. I.20, б). Сдвиг фазы в возникающем на оси филаменте значительно превышает сдвиг фазы на периферии пучка: на рис. I.20, $6' - \text{на} \pi$, на рис.I.20, B' более чем на 2π .

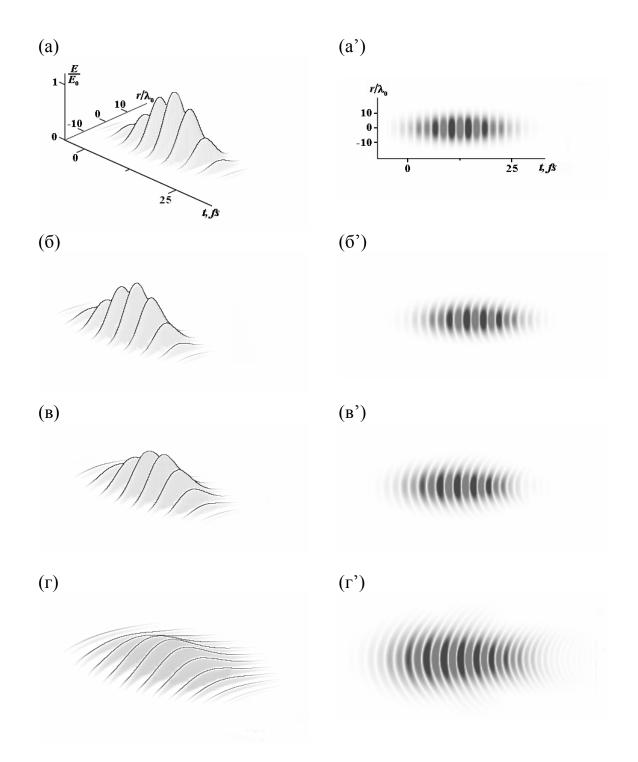


Рис. І.19. Пространственно-временная эволюция электрического поля фемтосекундного светового импульса из малого числа колебаний с входными параметрами $\lambda_0 = 780\,\mathrm{Hm}$; $\Delta t = 7.5\,\mathrm{фc}$; $\Delta r = 10\lambda_0$; $I = 5\cdot10^{12}\,\mathrm{BT/cm^2}$ в кварцевом стекле: a-a') z = 0, δ - δ ') $z = 0.1\,\mathrm{mm}$, δ - δ ') $z = 0.2\,\mathrm{mm}$, z-z') $z = 0.4\,\mathrm{mm}$

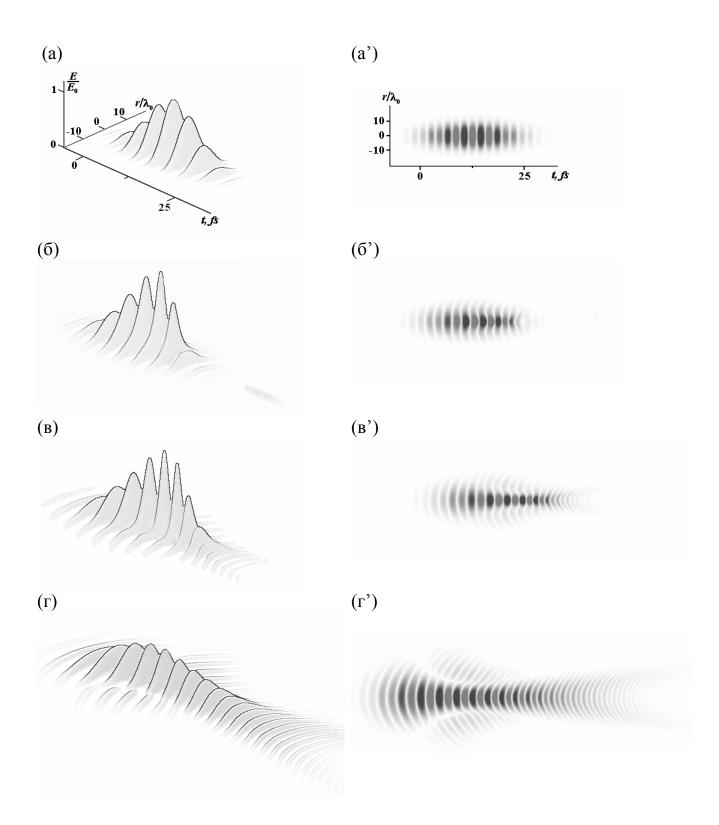


Рис. I.20. Пространственно-временная эволюция электрического поля фемтосекундного светового импульса из нескольких колебаний с входными параметрами $\lambda_0 = 780\,\mathrm{HM};\ \Delta t = 7.5\,\mathrm{фc};\ \Delta r = 10\lambda_0;\ I = 1.5\cdot 10^{13}\,\mathrm{BT/cm^2}$ в кварцевом стекле: a-a') $z=0,\ \delta$ -б') $z=0.1\,\mathrm{MM},\ \epsilon$ -е') $z=0.2\,\mathrm{MM},\ \epsilon$ -е') $z=0.4\,\mathrm{MM}$

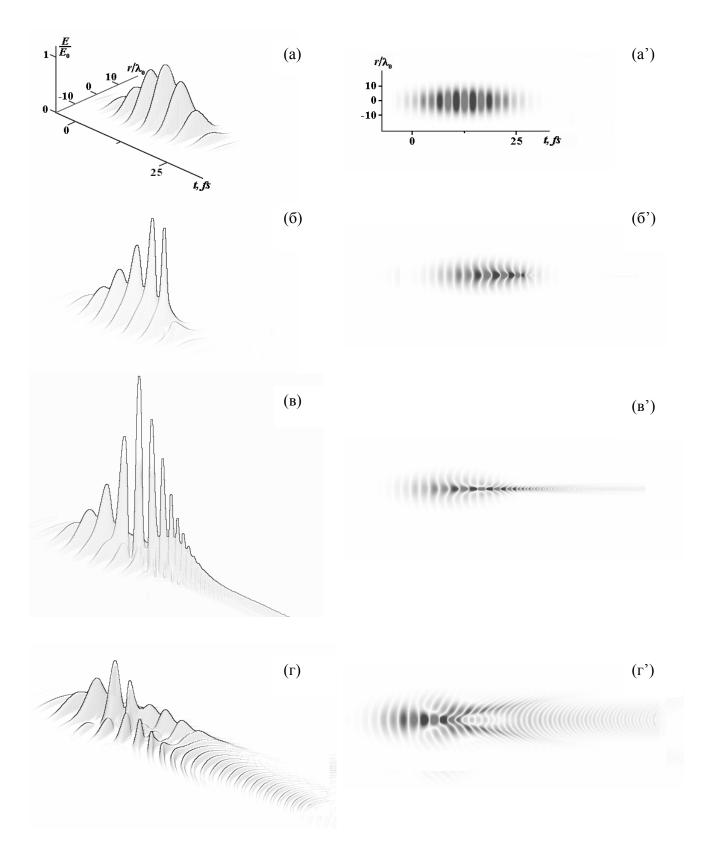


Рис. І.21. Пространственно-временная эволюция электрического поля фемтосекундного светового импульса из малого числа колебаний с входными параметрами $\lambda_0 = 780\,\mathrm{Hm};~\Delta t = 7.5\,\mathrm{фc};~\Delta r = 10\lambda_0;~I = 2.5\cdot10^{13}\,\mathrm{BT/cm}^2$ в кварцевом стекле: a-a-a') z=0, δ - δ ') z= $0.05\,\mathrm{MM},~\delta$ - δ ') z= $0.1\,\mathrm{MM},~\epsilon$ - δ ') z= $0.2\,\mathrm{MM}$

Увеличение поля на оси светового сгустка приводит к нелинейному усилению его дисперсионного расплывания (рис. І.20, в-в'). Формируется распределение поля вида несимметричной гантели. Передняя часть значительно растянувшейся во времени световой гантели становится задняя – высокочастотной. низкочастотной, Можно сказать, интенсивная световая перемычка соединяет уже два разных (разнесенных в пространстве и различных по частоте) световых образования. Перемычка оказывается окруженной несколько отличающимся по частоте световым «облаком». В работе [134], в которой самовоздействие предельно короткого импульса моделируется на основе численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера для огибающей, распределение поля световой гантели было названо «бабочкообразной» структурой. Такой эффект для импульсов из малого числа колебаний, видимо, является аналогом хорошо известного для более длинных фемтосекундных импульсов эффекта разбиения импульса на два более коротких (см., например, [23] и обзор в ней).

Дальнейшее уменьшение амплитуды электрического поля, происходящее из-за нелинейного дисперсионного расплывания импульса, приводит к тому, что его интенсивность уменьшается, и последующее дифракционнодисперсионное разбухание световой «гантели» происходит квазилинейно (см. рис. I.20, г–г ').

На рис. І.21 демонстрируется пространственно-временная эволюция рассмотренного выше импульса из малого числа колебаний, но с еще большей максимальной входной интенсивностью $I = 2.5 \cdot 10^{13} \, \mathrm{Br/cm^2}$. В этом случае в процессе самофокусировки отчетливо выделяется две стадии – предфокальная и постфокальная. На первой стадии, как и в случае, рассмотренном выше, самофокусировка обеспечивает увеличение поля в приосевой части пучка (рис. І.21, б). При этом из рис. І.21, б', отчетливо видно, что область фокусировки смещается к задней части импульса. Так же, как на рис. І.20, на оси пучка формируется филамент. В данном случае (рис. І.21, в') он представляет собой более протяженный и узкий световой филамента фокальной выраженной в центре Поперечный размер светового канала становится соизмеримым с центральной длиной волны излучения (рис. І.21, в-в'), а максимальная пиковая интенсивность достигает значения $I \approx 10^{15} \; \mathrm{Bt/cm}^2$. Такая ситуация выходит за рамки приближений, использованных при построении математической модели распространения света в среде (1.3.22). Во-первых, нарушается условие параксиальности, а, во-вторых, столь сильным интенсивностям модель нелинейного отклика среды, используемая в уравнении (1.3.22), уже не удовлетворяет. Однако анализ непараксиальной самофокусировки показывает (см. далее), что ее характер может быть близким к рассчитанному в параксиальном приближении появляющаяся в сильных световых полях ионизационная нелинейность

инерционна [16]. Поэтому результаты последующих расчетов, полученные в [56, 132], также приведем, но рассматривая их, разумеется, только как качественные.

Прежде всего, отметим, что схлопывания электрического предсказываемого для близких по структуре математических моделей [134], в рассматриваемом численном эксперименте еще не наблюдалось, что дополнительно проверялось в [56, 132] модификацией алгоритма расчета. Из рис. I.22, на котором более подробно, чем на рис. I.21, прорисовано изменение динамики модуля поля в приосевой части светового пучка (r=0) с увеличением расстояния z, видно, значительное усиление поля при формировании узкой световой перетяжки приводит к сильному укручению заднего фронта временной огибающей предельно короткого импульса («огибающую» можно представить и для импульса из нескольких колебаний поля, например, соединив «обрушению» огибающей максимумы) И далее К высокочастотной «пены».

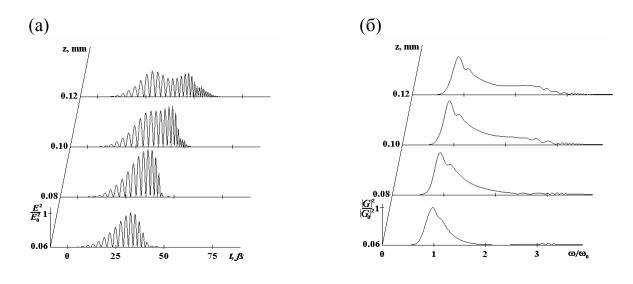


Рис. І.22. Формирование и «опрокидывание» ударной волны временной огибающей приосевой части (r=0) волнового пакета при его самофокусировке в кварцевом стекле

Длительность импульса увеличивается, интенсивность его приосевой части уменьшается. Таким образом, на второй (после формирования филамента) стадии нелинейного распространения световой сгусток уширяется, в его центре образуется пустота (рис. І.21, в, г) — формируется световой «пузырь», который в дальнейшем квазилинейно уширяется под воздействием дифракции и дисперсии. Из-за нормальной групповой дисперсии высокочастотные компоненты, образующиеся в канале в момент опрокидывания ударной волны, по мере распространения сгустка

отстают, формируя задний фронт «пузыря». На переднем фронте «пузыря» оказываются низкочастотные компоненты излучения.

Отметим, что в работе [136] также применяется термин «световой пузырь». Однако авторами этой работы он почему-то использован для обозначения (1+1)-мерных видеоимпульсов, которые электромагнитными сгустками с пространственной пустотой в центре, т.е. «пузырями», разумеется, не являются.

На рис. I.23 для двух рассмотренных выше случаев приведены изменения с расстоянием нормированных значений электрического поля E/E_0 (рис. I.23, a, б) и модуля плотности его спектра $|G|/|G_0|$ (рис. I.23, a', б') в приосевой части (r=0) светового сгустка.

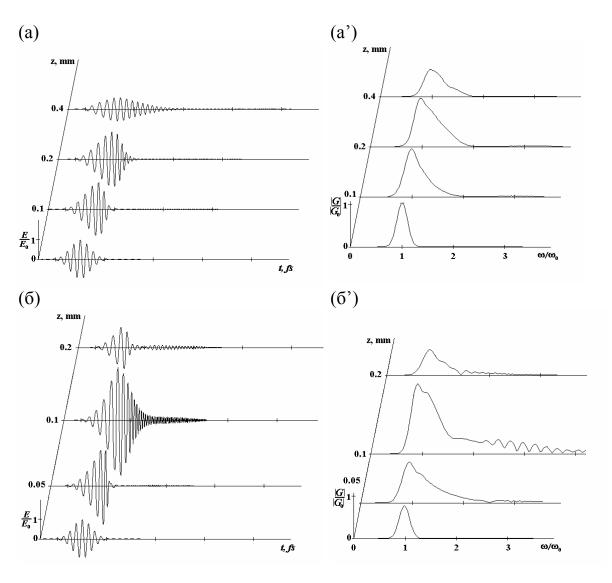


Рис. І.23. Эволюция с расстоянием z электрического поля E (a, b) и модуля спектральной плотности |G| (a, b) в приосевой части (r=0)

волнового пакета

в кварцевом стекле при входных пиковых интенсивностях a-a') $I = 1.5 \cdot 10^{13}$ BT/cm²; 6-6') $I = 2.5 \cdot 10^{13}$ BT/cm²

Из рис. І.23, а-а', видно, что для импульса с входной интенсивностью $I = 1.5 \cdot 10^{13} \, \mathrm{BT/cm^2}$ наблюдается уширение спектра в «синюю» область. При дополнительную самофокусировка обеспечивает нелинейную временную линзу, которая приводит к двукратному на расстоянии z = 0.4мм увеличению длительности рассматриваемого импульса по сравнению с дисперсионно расплывающимся в линейной среде. Из рис. І.23, б-б', видно, что при еще большей входной интенсивности излучения усиление поля в приосевом канале становится настолько значительным, что происходит резкое укручение заднего фронта временной огибающей импульса. Спектр его претерпевает очень сильные нелинейные изменения (рис. І.23, б'), несимметрично уширяясь как в «красную», так и в «синюю» области. Рассмотренное подробно на рис. І.22 опрокидывание ударной волны огибающей, как видно из рис. І.23, б', приводит к формированию мощного «синего» крыла в спектре излучения. Это явление хорошо известно из самофокусировке экспериментов ПО фемтосекундных импульсов, содержащих большое число колебаний поля [127].

Из приведенных выше результатов анализа процесса самофокусировки импульсов из малого числа колебаний, которые были получены в приближении параксиального излучения, ясно, что последовательная теория этого явления должна быть непараксиальной. Как было показано в § I.6, такую теорию удобно развивать, используя спектральный подход.

Рассмотрим некоторые особенности непараксиальной эволюции пространственно-временного спектра фемтосекундного светового импульса из малого числа колебаний в нелинейной среде по результатам работ [58, 80], в которой непараксиальная самофокусировка изучалась на основе приближенного аналитического решения, приведенного также нами в § І.б. Поскольку решение (І.б.13) было получено только в первой итерации, то это означает, что мы ограничимся анализом лишь начальных тенденций в эволюции спектра непараксиальных фемтосекундных импульсов из малого числа колебаний.

В работе [80] решение (I.6.13) использовалось для моделирования двумерной (щелевой) нелинейной эволюции спектра импульса титансапфирового лазера в кварцевом стекле. Входное пространственновременное распределение ТЕ-поляризованного импульса задавалось

гауссовым $E(x,t) = E_0 e^{-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cos \omega_0 t$, дисперсия кварцевого стекла характеризовалась зависимостью $n(\omega) = N_0 + a\omega^2$, где $N_0 = 1.450$;

 $a\omega_0^2=0.007$; $\omega_0=2,4\cdot 10^{15}c^{-1}$ (рассматривалась только область нормальной групповой дисперсии). Пространственно-временные размеры импульса из малого числа колебаний полагали равными $\frac{\tau}{T_0}=2.5$ и $\frac{\sigma}{\lambda_0}=2.5$, где $T_0=\frac{2\pi}{\omega_0}=2.6$ фс и $\lambda_0=\frac{2\pi c}{\omega_0}=0.7$ мкм. Имеющий смысл нелинейной добавки к показателю преломления параметр $\frac{3\pi\chi E_0^2}{2n(\omega_0)}$ предполагался равным 10^{-3} . При значении коэффициента нелинейного показателя преломления кварцевого стекла $n_2=2.9\cdot 10^{-16}$ $\frac{\text{см}^2}{\text{BT}}$ такая добавка возникает при пиковой интенсивности $I=3\cdot 10^{12}$ $\frac{\text{BT}}{\text{см}^2}$.

На рис. І.24, І.25 продемонстрировано изменение нормированной разности модулей спектральной плотности $g(z',k_x',\omega')$ импульса в среде и входной спектральной плотности $g_0(0,k_x',\omega')$ $\Delta g = \frac{|g|-|g_0|}{g_{0\text{max}}} = \frac{|U|-|U_0|}{U_{0\text{max}}}$, где $g_{0\text{max}} = U_{0\text{max}} = \frac{1}{2}\pi\sigma E_0$ — максимальное значение входного спектра, с увеличением пройденного импульсом расстояния в среде. При иллюстрации изменений Δg использовались нормированная координата $z' = \frac{z}{\lambda_0}$, пространственная $k_x' = k_x \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi}$ и временная $\omega' = \frac{\omega}{\omega_0}$ частоты.

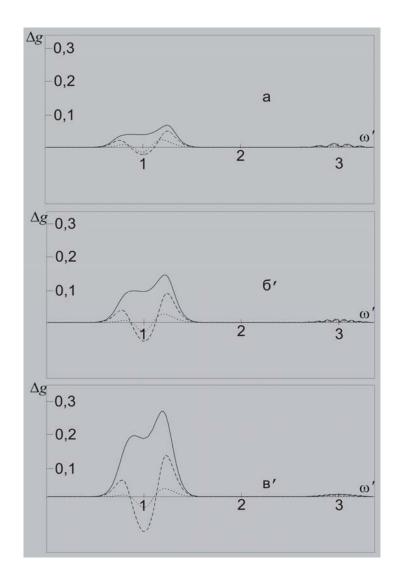


Рис. І.24. Зависимости нормированной разности Δg спектральной плотности импульса в среде и входной спектральной плотности от нормированной временной частоты ω' при различных нормированных пространственных частотах ($k_x' = 0$ – сплошная линия, $k_{x}^{'}=0.1-$ штриховая линия, $k_{x}^{'}=0.2-$ линия, обозначенная точками) на разных нормированных расстояниях: a) z' = 25, б) z' = 50, Пиковая z' = 75. интенсивность излучения на стекло входе В кварцевое составляет $I = 3.10^{12} \frac{\text{Br}}{2}$

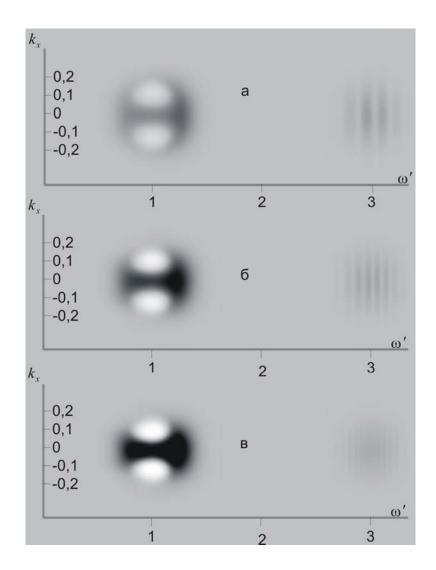


Рис. І.25. Зависимость нормированной разности Δg модулей спектральной плотности импульса в среде и входной спектральной плотности от нормированных временной ω' и пространственной k_x частот в условиях рис. 1.24 на разных нормированных расстояниях: а) z'=25, б) z'=50, в) z'=75

На рис. I.24 приведены графики зависимости Δg от ω' для разных k_x' . На рис. I.25 даны плоскостные изображения тех же зависимостей. Светлые области на рис. I.25 соответствуют отрицательным значениям Δg , темные – положительным.

Из рис. I.24, I.25 видно, что при распространении предельно продольно и поперечно сжатого в пространстве импульса в нелинейной среде происходит неоднородное уширение его временного спектра как в красную, так и в синюю области. Это уширение на всех пространственных частотах более эффективно происходит в синюю область. Кроме того, наблюдается генерация спектральных компонент, утроенных по отношению к входному спектру. Энергия их возрастает на нормированном

расстоянии от 0 до 10, оставаясь потом практически неизменной. Утроенный спектр модулирован, и с увеличением пройденного расстояния его модуляция изменяется (см. также [11]). Как видно из рис. I.24, I.25, уширение спектра излучения сопровождается уменьшением энергии в центральной части временного спектра на ненулевых пространственных частотах.

Таким образом, в настоящей главе сформулированы основы теории нелинейной оптики фемтосекундных импульсов, которые содержат лишь несколько колебаний светового поля. Изложены принципы построения волновых уравнений, описывающих эволюцию электрического поля таких коротких импульсов. Эффективность ЭТИХ продемонстрирована при получении уравнений нелинейной динамики произвольной поляризации импульсов прозрачных поля слабопоглощающих, в однородных и слабонеоднородных изотропных диэлектрических средах с малоинерционной нелинейностью различной природы. Приведенные аналитические и численные решения полученных уравнений демонстрируют основные закономерности самовоздействия фемтосекундных, в том числе содержащих малое число колебаний, световых импульсов с широким спектром как в волноводах, так и в объемных средах. Для кварцевых волоконных световодов, в том числе микроструктурированных, И полых волноводов, заполненных благородными и комбинационно-активными газами, проиллюстрированы основные развития спектрального суперконтинуума, сценарии рассмотрены явления самоиндуцированного изменения поляризации, образования и «обрушения» ударных волн, формирования предельно др. Показано, солитонов И что взаимодействие фемтосекундных световых импульсов из малого числа колебаний в волноводе может приводить формированию квазидискретного К спектрального суперконтинуума, временная которого структура последовательность сигналов, представляет собой сверхкоротких отличающихся центральными частотами. Показано, что ЭТИ последовательности могут быть использованы в системах сверхбыстрой передачи информации. Для объемных сред показано, что неразделимая для из малого числа колебаний пространственно-временная импульсов динамика поля интенсивного излучения может приводить к формированию электромагнитных образований в виде световых «гантелей», «пузырей» и т.п. Показано, что при анализе непараксиальной самофокусировки предельно коротких импульсов более плодотворным, чем полевой, Приведены спектральный метод анализа. уравнения оказывается непараксиальной динамики пространственного спектра импульсов с малым числом колебаний поля в однородных диэлектрических средах с произвольной дисперсией линейного показателя преломления нерезонансной электронной нелинейностью.

Важно, что представленная теория удовлетворяет принципу соответствия и включает широко известные и привычные в нелинейной лазерной оптике уравнения эволюции огибающих сверхкоротких световых импульсов и результаты анализа пространственно-временной динамики огибающих как частный случай, обобщая их на импульсы со сверхширокими временными и пространственными спектрами, в том числе содержащими малое число колебаний.

1. Литература.

- 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, N 4, p.1100-1114.
- 3. Paul P.M., Toma E.S., Breger P. et al. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. Science, 2001, v.292, p.1689-1695.
- 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, N 1, p.216-222.
- 5. Alfano R.R. The supercontinuum laser source. New-York: Springer-Verlag, 1989.
- 6. Chin S.L. et al. 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, N 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, N4. 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, N3, 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, N3, p.398-404.
- 10. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. Visible continuum generation in airsilica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. Opt. Lett., 2000, v.25, N1, p.25-27.
- 11. Birks T.A., Wadsworth W.J., and Russell P.St.J. Supercontinuum generation in tapered fibers. Opt. Lett., 2000, v.25, N19, p.1415-1417.
- 12. Желтиков А.М. Дырчатые волноводы. УФН, 2000, т.170, N11, 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, N24, 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, N 2, p.102-104.
- 15. Nisovi M. et al. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. Opt. Lett., 1997, v.22, N 8, p.522-524.

- 16. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. Rev. Mod. Phys., 2000, v.72, N 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, N16, p.1555-1558.
- 18. Jaroszynski D.A., Chaix P., Piovella N. Superradiance in a short-pulse free-electron-laser oscillator. Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, N9, p.1699-1702.
- 19. Ким А.В, Рябикин М.Ю., Сергеев А.М. От фемтосекундных к аттосекундным импульсам. Успехи физических наук, 1999, Т.169, N 1, C.85-103.
- 20. Scrinzi A., Geissler M., Brabec T. Attosecond cross correlation technique. Phys. Rev. Lett., 2001, v. 86, N 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, N17, 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, N7, 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, N14, p.945-947.
- 25. Milosevic N., Tempea G, Brabec Th. Optical pulse compression: bulk media versus hollow waveguides. Optics Letters, 2000, v.25, N9, 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, N3, 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 Applicatious. 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, N3, с.4-20.
- 30. Sasonov S.V Propagation and amplification of femtosecond light pulses in condensed media. Laser Physics, 1992, v.2, N 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, N10-11, 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, N1, p.R61-R64.
- 34. Шварцбург А.Б. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах (точно решаемые модели). Успехи физических наук, 1998, т.168, N1, с.85-103.
- 35. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде. Квантовая электроника, 2000, т.30, N4, с.287-304.
- 36. Bespalov 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. Review 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. Review A., 2005, v.72, 043821.
- 38. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432C.
- 39. Козлов С.А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики, СПб, СПбГУ ИТМО, 2000, с.12-34.
- 40. Козлов С.А. Проблемы нелинейной оптики импульсов предельно коротких длительностей. Вестник молодых ученых, сер. физ., 2000, т.1, с.7-16.
- 41. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 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, N4, с.5-14.
- 43. 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.
- 44. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред. Квантовая электроника, 1993, т.20, N8, с.733-757.
- 45. Козлов С.А. О классической теории дисперсии высокоинтенсивного света. Оптика и спектроскопия, 1995, т.79, N2, с.290-292.

- 46. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. Распространение сильных полей световых имульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах. Известия РАН, сер. физ., 2007, т.74, N2, с.158-161.
- 47. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. Смещение спектра светвого импульса из малого числа колебаний в коротковолновую область в диэлектрике с плазменной нелинейностью. Известия РАН, сер. физ., 2007, т.74, N11, с.3-6.
- 48. Bespalov 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, N1, 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, N3, S180-184.
- 51. Маймистов А.И. Распространение ультракоротких поляризованных световых импульсов в нелинейной среде. Оптика и спектроскопия, 1995, т.78, N3, с.483-487.
- 52. Bespalov 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, N11, с.762-765
- 55. Розанов Н.Н. Непараксиальные пространственные оптические солитоны. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики, СПб, СПбГУ ИТМО, 2000, с.35-66.
- 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, СПбГУ 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, N3, 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. Изьюров 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, N2-3, 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, N21, 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, N1, с.69-75.
- 63. Sudrie L., Couairon A., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowich A. Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica. Phys. Rev. Lett., 2002, v.89, N18, p.186601.
- 64. Беленов Э.М., Назаркин А.В. Нестационарные дифракционные эффекты при распространении сгустка электромагнитного поля в вакууме. ЖЭТФ, 1991, т.53, в.4, с.188-191.
- 65. Shpolyanskiy Yu.A., Belov D.L., Bakhtin M.A. and Kozlov S.A. Analytic study of continuum spectrum pulse dynamics in optical waveguides. Appl. Phys. B, 2003, v. 2-3, p. 349-355.
- 66. Литвиненко О.Н. Основы радиооптики. Киев: Техника, 1974, 208 с.
- 67. Козлов С.А. Спектральные уравнения в фемтосекундной нелинейной оптике. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики, СПб, СПбГУ ИТМО, 2002, с.143-160.
- 68. Fishman L., McCoy J.J. Derivation and application of extended parabolic wave theories. J. of Math. Phys., 1984, v.25, N2, h.285-308.
- 69. Charushin A.N., Kozlov S.A., Simovski K.R. Nonlinear diffraction of sharply focused light beams. Proc. SPIE, 1999, v.3609, p.239-244.
- 70. Труды института инженеров электроники и радиотехники, 1967, т.55, N10.
- 71. Aleshkevich V., Kartashov Y., Vysloukh V. Diffraction and focusing of extremely short optical pulses: generalization of the Sommerfeld integral. Appl. Opt., 1999, v.38, N9, p.1677-1681.
- 72. Kiselev A.V., Perel M.V. Highly localized solutions of the wave equation. J. of Math. Phys., 2000, v.41, N4, p.1934-1955.
- 73. Бахтин М.А., Шполянский Ю.А. О границах применимости метода медленно меняющейся огибающей в оптике сверхкоротких импульсов. В кн.: Современные технологии, СПб, СПбГУ ИТМО, 2001, с.12-18.

- 74. Желтиков А.М. Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. М.: Физматлит, 2006, 296 с.
- 75. Feit M.D., Fleck J.A., Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in self-focusing of optical beams. J.Opt. SoC.Am. B. 1998. V. 5. № 3. P. 633–640.
- 76. Shpolyanskiy Yu.A., Bespalov V.G., Kozlov S.A., Steinmeier G. The theory of spectral supercontinuum generation in microstructure fibers. Proc. SPIE, 2002, v.4638, p.107-114.
- 77. Иванов Д.В., Петрошенко П.А., Козлов С.А. Непраксиальная эволюция пространственно-временных спектров светвой волны из малого числа колебаний в нелинейной диэлектрической среде. В кн.: Труды конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2007», СПб, с.55.
- 78. Власов С.И., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Нижн. Новг., ИПФ РАН, 1997, 220c.
- 79. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М. Наука, 1977. –831с.
- 80. Васильев В.Н., Козлов С.А., Петрошенко П.А., Розанов Н.Н. Самоуширение пространственно-временных спектров импульсов из нескольких колебаний светового поля в диэлектрических средах. Оптика и спектроскопия, 2004, т.96, №2, с.217-221.
- 81. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Oukrainski A.O., Shpolyanskiy Yu.A. Nonlinear reflection of extremely short light pulses. Proc. SPIE, 1998, v.3573, p.82-85.
- 82. Косевич А.М., Ковалев А.С. Введение в нелинейную физическую механику. Киев, Наукова думка, 1989, 304 с.
- 83. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Сутягин А.Н., Шполянский Ю.А. Сверхуширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов и их временное сжатие до одного колебания светового поля. Оптический журнал, 1998, т.65, N10, с.85-88.
- 84. Бахтин М.А, Шполянский Ю.А. О границах применимости метода медленно меняющейся огибающей в оптике сверхкоротких импульсов В кн.: Современные технологии, СПб, СПбГУ ИТМО, 2000, с.12-29.
- 85. Шполянский Ю.А. Сценарии развития фемтосекундного спектрального суперконтинуума. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики, СПб, СПбГУ ИТМО, 2000, с.136-153.
- 86. Шполянский Ю.А. Сверхуширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в среде с электронной и электронно-колебательной нелинейностями. Вестник молодых ученых, сер. физ., 2000, т.1, с.17-27.
- 87. Deift P., Zhou X. A steepest descent method for oscillatory Riemann-Hilbert problem. Bull. of the Am. Math. Soc., 1992, v.26, N1, p.119-124.
- 88. 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.
- 89. Azarenkov A.N., Kozlov S.A., Kuznetsov P.V., Martsinovsky G.A. Optical videosolitons in solids. Proceedings SPIE, 1993, v.1983, p.865-866.
- 90. 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, N3, с.452-457.
- 91. 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, N5, с.722-726.
- 92. 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, N2-3, p.265-269.
- 93. Fedotov A.B., Serebryannikov E.E., Zheltikov A.M. Ionization-induced blueshift of high-peak-power guided-wave ultrashort laser pulse in hollow-core photonics-crystal fiber. Physical Reviev A, 2007, v.76, 053811 (5p.).
- 94. Козлов С.А., Королев А.А. Передача сигналов оптическими солитонами длительностью в несколько периодов колебаний светового поля. Известия ВУЗов, серия приборостроение, 1998, N3, с.32-35.
- 95. Желтиков А.М. Оптика микроструктурированных волокон. М.: Наука, 2004.
- 96. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A. Scenario of spectrum ultrabroadening of femtosecond laser pulse in transparent optical medium.
 Proc. Int. Conf. on Lasers'98, STS PRESS, Mc LEAN, VA, 1999, p.1087-1091.
- 97. Boyer G. Shock-wave-assisted ultrafast soliton generation. Opt. Lett., 2000, v.25, N9, p.601-603.
- 98. Liu X. et al., Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber. Opt. Lett., 2001, v.26, N6, p.358-360.
- 99. Zheltikov A.M. Perturbative analytic treatment of adiabatically moderated soliton self-freaquency shift. Physical Reviev E, 2007, v.76, 037603 (4p.).
- 100. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988. 694с.
- 101. Маймистов А.И., Елютин С.О. Распространение ультракороткого импульса света в нелинейной нерезонансной среде. Оптика и спектроскопия, 1991, т.70, №1, с.101-105.
- 102. 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.

- 103. Сазонов С.В. Насыщение когерентного усиления ультракоротких импульсов в инвертированной среде. Письма в ЖЭТФ, 1991, т.53, №8, с.400-402.
- 104. 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, L7-L12.
- 105. Маймистов А.И. О распространении ультракоротких световых импульсов в нелинейной среде. Оптика и спектроскопия, 1994, т.76, N4, с.636-640.
- 106. Андреев А.В. Солитоны неукороченных уравнений Максвелла-Блоха. ЖЭТФ, 1995, т.108, № 3(9), с.796-806.
- 107. 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, N 3, p.544-547.
- 108. Bespalov 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.
- 109. 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.
- 110. Coen S. et al. Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers. J. Opt. Soc. Am. B, 2002, v.19, N 4, p.753-764.
- 111. Harris S.E., Sokolov A.V. Subfemtosecond pulse generation by molecular modulation. Phys. Rev. Lett., 1998, v.81, N14, p.2894-2897.
- 112. Kalosha V.P., Herrmann J. Phase relations, quasicontinuous spectra and subfemtosecond pulses in high-order stimulated Raman scattering with short-pulse excitation. Phys. Rev. Lett., 2000, v.85, N6, p.1226-1229.
- 113. Козлов С.А., Украинский А.О. Поляризационные эффекты при взаимодействии предельно коротких импульсов с нелинейными средами. Известия РАН, сер. физ., 2001, т.65, N4, с.575-580.
- 114. 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, N12, с.184-188.
- 115. Казанцева Е.В., Маймистов А.И. Распространение предельно коротких импульсов в нерезонансной квадратично нелинейной среде в приближении однонаправленных волн. Квантовая электроника, 2000, т.30, N7, с.623-628.
- 116. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. О динамике предельно коротких импульсов в двулучепреломляющих средах. Квантовая электроника, 2000, т.30, N10, с.917-921.

- 117. Нестеров С.В., Сазонов С.В. Режимы нелинейного распространения предельно коротких импульсов в системе анизотропных туннельных переходов. ЖЭТФ, 2004, т.126, N9, с.741-757.
- 118. Комисарова М.В., Сухоруков А.П. Оптические солитоны в средах с квадратичной и кубичной нелинейностями. Известия РАН, сер. физ., 1992, т.56, N12, с.189-193.
- 119. Сазонов С.В., Халяпин В.А. О влиянии поперечных возмущений на распрстранение солитоноподобных двухкомпонентных импульсов в одноосных кристаллах. Оптика и спектроскопия, 2005, т.99, N5, с279.
- 120. Сазонов С.В. Нелинейный эффект Фарадея для ультракоротких импульсов. ЖЭТФ, 1995, т.107, и.1, с.20-43.
- 121. 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, N10, с.934-938.
- 122. Пархоменко А.Ю., Сазонов С.В. Многочастотное фотонное эхо, порождаемое предельно короткими импульсами. Письма в ЖЭТФ, 1998, т.67, в.11, с.887-891.
- 123. Беленов Э.М., Крюков П.Г., Назаркин А.В., Ораевский А.Н., Усков А.В. Когерентное усиление импульсов нерезонансной двухуровневой средой. Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, в.9, с.442-444.
- 124. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б. Распространение фемтосекундных световых импульсов в усиливающей среде. Оптика и спектроскопия, 1989, т.67, в.5, с.1099-1104.
- 125. 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
- 126. Бахтин М.А., Козлов С.А. Управление параметрами терагерцовой последовательности световых импульсов. Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО, СПб, СПбГУ ИТМО, 2006, с.22-26.
- 127. 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, N2-3, p.149-166.
- 128. 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, N2-3, p.167-170.
- 129. 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, N177, p.1-12.

- 130. Gaeta A.L. Catastrophic collapse of ultrashort pulses. Phys. Rev. Lett., 2000, v.84, N16, p.3582-3585.
- 131. 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, N2-3, p.185-196.
- 132. Берковский А.Н., Козлов С.А, Шполянский Ю.А. Самофокусировка волновых пакетов из малого числа колебаний светового поля в диэлектрических средах. Проблемы когерентной и нелинейной оптики, СПб, СПбГУ ИТМО, 2004. с.170-188.
- 133. Трофимов В.А. Формирование высокочастотного субимпульса при распространении фемтосекундного импульса в среде с насыщающимся потенциалом. Оптика и спектроскопия, 2003, т.95, N2, с.338-350.
- 134. Балакин А.А., Миронов В.А. Динамика самовоздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов Письма в ЖЭТФ, т.75, №12, с.741-745.
- 135. Богумирский А.А., Курасов А.Е., Исследование границ применимости параксиального приближения при изучении самофокусировки монохроматических волн. В кн.: Современные технологии, СПб, СПбГУ ИТМО, 2001, с.204-209.
- 136. Kaplan A.T., Shkolnikov P.L. Electromagnetic "bubbles" and shock waves: unipolar, nonoscillating EM solitons. Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, N12, p.2316-2319.

Часть 2. Экспериментальные методы фемтосекундной оптики

Введение

Первый лазер был создан в 1960 году Мейманом [1] на рубине (Cr³+:Al₂O₃). Он генерировал импульсы длительностью около 1 мс, которые представляли беспорядочный набор пичков с длительностью порядка 1 мкс. В 1961 Хелвард [2] для сокращения длительности импульсов и увеличения пиковой мощности предложил метод модуляции добротности. Идея метода состоит в том, что во время накачки модулятором снижается добротность оптического резонатора ниже порога генерации. Энергия накачки не расходуется на излучение и удаётся получить высокий уровень инверсной населённости активной среды. Далее добротность резонатора восстанавливается и вся накопленная активной средой энергия реализуется в виде короткого, мощного импульса. В 1962 Хелвард реализовал его поместив ячейку Керра в резонатор рубинового лазера получил длительность импульса 20 нс [3].

В 1964 Харрис и Тарг [4] впервые осуществили активную синхронизацию мод для гелий- неонового лазера на длине волны 633 нм с помощью акустооптического модулятора потерь. Длительность импульса составила 2,5 нс. В 1966 при активной синхронизации мод акустооптическим модулятором на кристалле алюмоиттриевого граната легированного неодимом была получена длительнось импульса 40 пс [5].

Пассивная синхронизация мод в лазере на красителе с помощью насыщающего поглотителя была впервые осуществлена Шмидтом и Шефердом [6] в 1968 году. Они наблюдали возникновение цуга коротких импульсов в лазере на родамине 6G, накачиваемом импульсной лампой при помещении в его резонатор кюветы с красителем DODCI, играющим роль насыщающего поглотителя. Кювета с насыщающим поглотителем находилась в оптическом контакте с глухим зеркалом резонатора. В 1969 Бредли и О'Нейл [7] повторили результаты Шмидта и Шеферда и измерили длительность импульса методом двухфотонной люминисценции. Она оказалась равна 5 пс. Использование родамина 6G имевшего наибольшую спектральную полосу усиления (570-650 нм), для того времени, обеспечило дальнейший прогресс в сокращении длительности импульса до появления титан сапфировых лазеров в начале 90х.

Лазеры на красителе с ламповой накачкой работали в квазинепрерывном режиме длительность которого ограничивается длительностью вспышки лампы. В 1972 году Иппену и Шенку [8] и независимо от них О'Нейлу [9] удалось осуществить непрерывный режим работы лазера на красителе

родамине 6G с насыщающим поглотителем при накачке аргоновым лазером. Была получена непрерывная последовательность импульсов с длительностью 1,5 пс.

В 1974 Шенком и Ипеном [10] был создан струйный лазер на красителе. Резонатор лазера состоял из двух плоских зернал и двух сферических, в фокусах последних находилась струя красителя толщина которой менялась в пределах от 0,5 до 0,2 мм. Насыщающий поглотитель контактировал с глухим зеркалом и протекал через кювету, толщина которой менялась от 0,5 до 0,2 мм. Накачка осуществлялась аргоновым лазером. При толщине кюветы с поглотителем 0,5 мм длительность импульса была равна 1 пс. При сокращении толщины кюветы до 0,2 мм длительнось импульса составила 300 фс.

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

Дальнейший прогресс в уменьшении длительности импульса был связан с использованием волоконо-решетчатых компрессоров. Излучение кольцевого лазера со сталкивающимися импульсами было усиленно четырех каскадном усилителе до нескольких нДж при длительности импульса 90 фс и введено в одномодовое волокно. За счет фазовой самомодуляции в волокне происходило уширение спектра импульса. Длина волокна, сохраняющего поляризацию, выбиралась таким образом, чтобы на выходе из волокна импульс имел линейный чирп, который компенсировался до 30 фс с помощью компрессора из дифракционных решеток[12]. Через два года с помощью той же техники сжали импульс длительностью 70 фс до 16 фс [13]. В 1985 году импульс длительностью 40 фс был компрессирован до 8 фс [14], а в 1987 компрессор из дифракционных решеток был дополнен призменным компрессором, что позволило компенсировать квадратичный чирп и сжать импульс длительностью 40 фс до 6 фс [15].

В 1997 была получена длительность импульса 4,9 фс. Излучение от титансапфирового лазера длительностью 13 фс и энергией одиночного импульса 45 нДж вводилось в одномодовое волокно сохраняющее поляризацию длинной 3-4 MM. Для компрессии использовались решетчатый призменный компрессоры. Длительность контролировалась сканирующим автокоррелятором. При использовании компрессора из чирпированных зеркал и призменного компрессора была получена длительность 5,5 фс [16]. В 2003 была получена длительность импульса 3,8 фс. Излучение от титан сапфирового усилителя длительностью 25 фс и энергией импульса 0,5 мДж вводилось в полый капилляр длиной 60см и диаметром 0,5-0,3 мм, заполненный аргоном. Компрессия осуществлялась чирпированными зеркалами. Полученный импульс длительностью 10 фс вводился во второй

полый капилляр длинной 60 см и диаметром 0,3 мм, заполненный аргоном. Компрессия второго каскада осуществлялась шейпером. Шейпер [17] представлял двойной монохроматор c вычитанием дисперсии спектральной плоскости которого был расположен пространственный жидкокристаллический модулятор света имеющий 640 пикселей. Длительность и фаза импульса измерялась с помощью метода SPIDER и передавалась в компьютер, который управлял жидкокристаллическим модулятором и вносил соответствующую поправку для максимального сжатия импульса [18]. В тот же год был получен импульс длительностью 3,4 фс авторами [19] использовавшими сходный метод. Излучение от титансапфирового усилителя длительность и энергией импульса 94 мкДж фокусировалось в пустотелое волокно длиной 34 мм и диаметром 100 мкм, заполненное аргоном. Ширина спектра на выходе волокна была больше одной октавы (495–1090 мкм). Компрессия осуществлялась шейпером, в спектральной плоскости которого был расположен пространственный жидкокристаллический имеющий 650 пикселей. модулятор света Длительность и фаза импульса измерялась с помощью M-SPIDER.

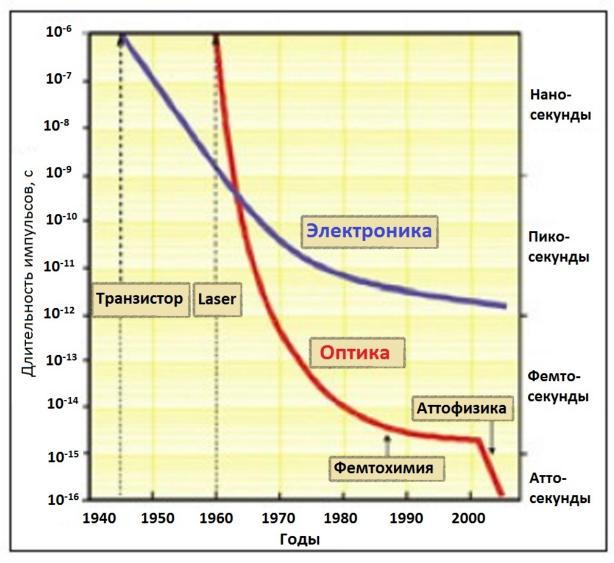


Рис 2.1. Прогресс в генерации коротких импульсов лазерными источниками

Фемтосекундные лазерные импульсы впервые позволили наблюдать в реальном времени динамику быстропротекающих элементарных молекулярных процессов и получить мгновенные снимки молекул и групп атомов на различных стадиях химических реакций а также управлять ими (фемтохимия). Временное разрешение, обеспечиваемое фемтосекундными лазерными импульсами, оказывается достаточным для исследования любых, даже самых быстрых процессов молекулярной динамики.

Однако, для изучения динамики электронной системы внутри атомов требуются импульсы с длительностью короче одной фемтосекунды аттосекундные импульсы (1 ac = 10^{-18} c). Генерация аттосекундных стала возможной нелинейно-оптических импульсов на основе взаимодействий высокоинтенсивных предельно коротких импульсов со стабилизированной фазой лишь в начале XXI века. Самый короткий импульс, длительностью 12 ас, был получен в 2010 году авторами [20].

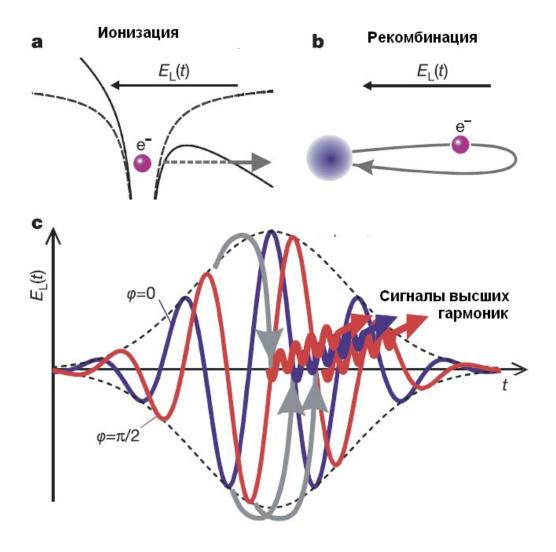


Рис. 2.2. Ионизация оптическим полем и генерация когерентного вакуумного ультрафиолета и рентгеновского излучения от атома, испытывающего сильное линейно поляризованное воздействие от импульса света, состоящего из нескольких периодов.

Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с атомами инертных газов приводит к генерации высших гармоник основной частоты, причем их излучение простирается в область вакуумного ультрафиолета и мягкого превышающей мощности рентгена. При плотности существенной становится фотоионизация атомов, световое поле на время понижает эффективный кулоновский потенциал, связывающий валентный электрон с атомным остовом. Электрон туннелирует через потенциальный барьер или проходит над ним. Преодолевающий барьер электрон сначала удаляется от иона, а затем возвращается к родительскому иону или к окружающим рекомбинирует с ним, приводя к возбуждению связанных электронов и испусканию ультрафиолетового или рентгеновского излучения.

Если длительность импульса сокращается до нескольких периодов световой волны то, при определенном уровне интенсивности, ионизация может произойти за долю периода. За это время электрон не успевает оторваться от остова атома. Предельно короткие импульсы позволяют очень быстро (за доли периода) создать высокие поля, позволяющие деформировать кулоновский потенциал связывающий валентный электрон с ионом (рис 2.2.а). При этом электрон не успевает оторваться от иона. При уменьшения поля происходит его рекомбинация с ионом (рис 2.2.b). При этом взаимодействие становится существенно зависимым от фазы колебания (фазы несущей). Генерация высших гармоник происходит с максимальной энергией вблизи пика поля. В зависимости от фазы несущей относительно огибающей высшие гармоники могут излучаться лишь однажды ($\varphi = 0$) или дважды за импульс ($\varphi = \pi/2$ рис. 2.2.c).

При формировании аттосекундных импульсов особое внимание уделяется, как и для фемтосекундных импульсов, принципу синхронизации. В фемтосекундных системах необходимо обеспечить синхронизацию продольных мод лазерного резонатора. При генерации аттосекундных требуется обеспечить синхронизацию импульсов фаз гармоник, что обеспечивается системой стабилизации фазы несущей фемтосекундного импульса (рис. 2.3). Аттосекундный импульс получается в результате спектральной фильтрации подходящей части высших гармоник [21].

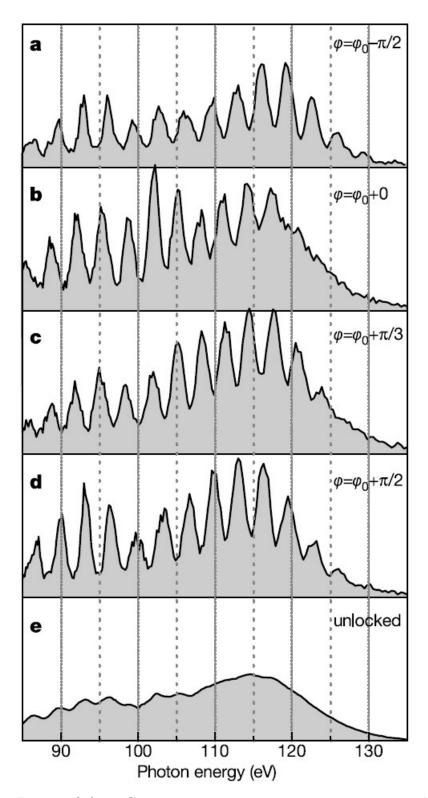


Рис. 2.3. Спектр высших гармоник, возбуждаемых излучением сверхкороткого импульса (a,b,c,d – при стабилизированной фазе, значение фазы указано на рисунке, е- без стабилизации фазы)

На рис. 2.4 представлена оптическая схема генерации аттосекундных импульсов. Фемтосекундный стабилизированный по фазе импульс длительностью 5 фс. с энергия 0.3 мДж. фокусируется в газовую трубку,

мбар наполненную давлении 160 (интенсивность неоном при 10^{14} 7 X BT/cm^2). сфокусированного импульса Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с атомами неона приводит к генерации высших гармоник основной частоты. Многослойное зеркало спектрально фильтрует фотоны вакуумного ультрафиолета, вносит фиксированную задержку между фемтосекунднум и аттосекундным импульсами и фокусирует оба луча на следующую мишень. Мишень представляет из себя поток атомарного газа из которого фотоны вакуумного ультрафиолета выбивают электроны в присутствии лазерного импульса. Распределение электронов по энергии определяется длительностью импульса. Анализируя с помощью времяпролетного электронного спектрографа распределение электронов по энергии можно определить длительность импульса (рис. 2.5.).

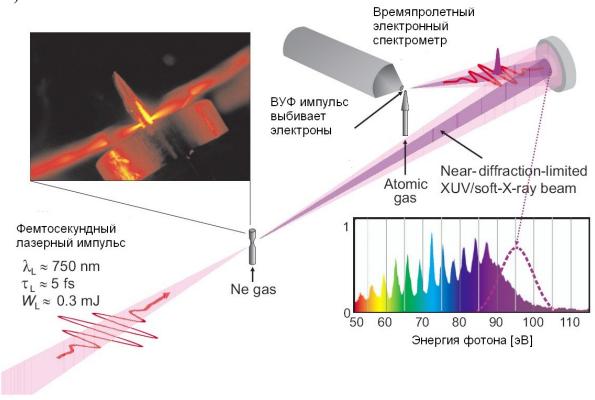


Рис. 2.4. Оптическая схема генерации аттосекундных импульсов [22]

Для калибровки времяпролетного фаза спектрометра изменяется фемтосекундного импульса, вследствие чего генерируется два аттосекундных импульса разделенных полупериодом во времени колебания, что составляет 1,2 фс при длине волны 750 нм (рис 2.5.а). Длительность аттосекундного импульса составила 250 ас [23].

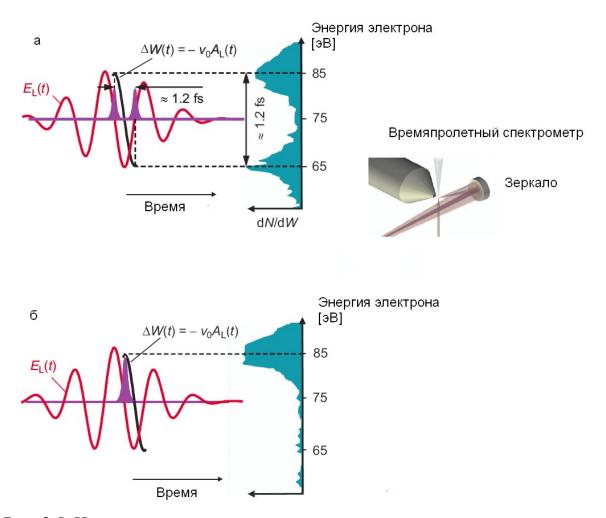


Рис. 2.5. Измерение длительности аттосекундного импульса с помощью времяпролетного электронного спектрометра.

§2.1. Синхронизация мод и компенсация дисперсии резонатора

Синхронизация продольных мод резонатора является методом генерации сверхкоротких лазерных импульсов. При непрерывной синхронизации мод длительность импульса обычно намного 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. Как правило, лазеры генерирующие сверхкороткие импульсы излучают одну поперечную моду резонатора. В этом случае, если пренебречь дисперсией резонатора, продольные моды резонатора описываются следующим выражением:

$$\omega_m = \frac{\pi cm}{L}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad \delta\omega = \frac{\pi c}{L},$$
(2.1.1)

где с- 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,

$$M = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega} \tag{2.1.2}$$

Напряженность поля лазерного излучения в фиксированной точке пространства можно представить как интерференцию М продольных мод [24]:

$$E(t) = \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{m=\frac{M}{2}} \frac{1}{2} E_m \exp(i[(\omega_0 + m\delta\omega)t + \varphi_m]), \qquad (2.1.3)$$

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

Предположим, что М мод обладают одинаковыми амплитудами Е_{0.}

Рассмотрим два случая - фазы мод независимы и фазы мод синхронизованы.

- 1. Каждая мода осциллирует независимо от других а их фазы случайно распределены от π до $-\pi$. Во временной представлении лазерное излучение характеризуется шумовым распределением интенсивности (рис.2.6.а).
- 2. Фазы соседних мод удовлетворяют условию синхронизма:

$$\varphi_m - \varphi_{m-1} = \alpha , \qquad (2.1.4)$$

где α – константа. Тогда:

$$\varphi_m = m\alpha + \varphi_0, \qquad (2.1.5)$$

а суммирование (2.1.3) может быть выполнено аналитически.

$$E(t) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{M(\delta\omega t + \alpha)}{2}\right]}{\sin\left[\frac{\delta\omega t + \alpha}{2}\right]} \exp(i(\omega_0 t + \varphi_0))$$
(2.1.6)

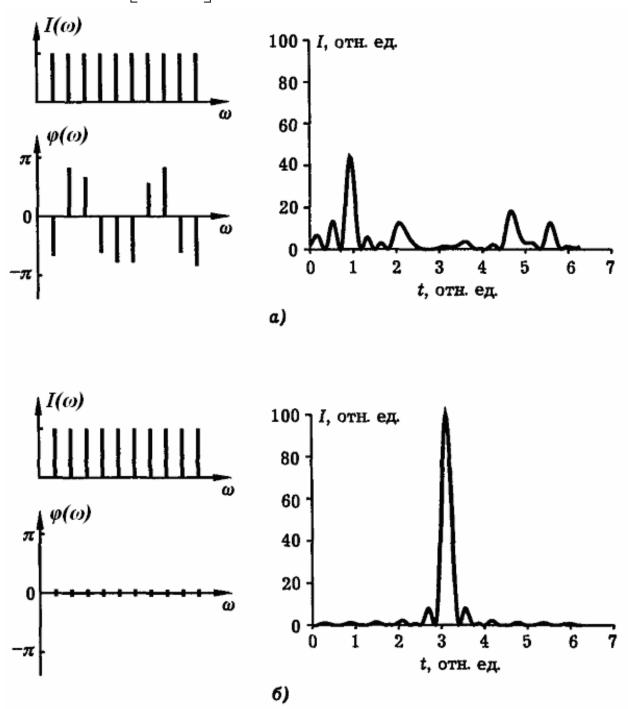


Рис.2.6. Импульс с не синхронизированными (а) и синхронизированными (б) модами в спектральном и временном представлении. [25] Как видно из выражения (2.6) синхронизованные моды резонатора интерферируют во времени и формируют короткий импульс. Временной

вид зависимости (2.1.6) представлен на рис. 2.6.б. Максимумы выражения (2.1.6) образуются когда:

$$\delta \omega t_p + \alpha = 2\pi k \tag{2.1.7}$$

, где k — целое число. Временной интервал между двумя соседними максимумами

$$T_R = \frac{2\pi}{\delta\omega} = \frac{2L}{c} \tag{2.1.8}$$

равен времени двойного обхода резонатора, а длительность импульса

$$\tau = \frac{2\pi}{M\delta\omega} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \tag{2.1.9}$$

и обратно пропорциональна ширине спектра.

Для синхронизации мод в резонатор лазера устанавливается модулятор внутри резонаторных 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 определенных условиях частота повторения импульса может являться неким целым числом, умноженным на базовую частоту повторения. В отличие от режима модуляции добротности при синхронизации мод потери, вносимые модулятором в резонатор, обычно не превышают двадцати — тридцати процентов.

Различают активную и пассивную синхронизацию мод. При активной синхронизации мод внешний сигнал прикладывается к оптическому модулятору потерь, использующему акустооптический или электрооптический эффект. Такой модулятор потерь, управляемый внешним электронным сигналом, производит синусоидальную модуляцию потерь с периодом, равным двойному обходу резонатора. Величина потерь, вносимых модулятором, выбирается так, что усиление лазерного излучения в насыщении возможно лишь в районе минимума потерь модулятора, и, следовательно поддерживает только импульсы, которые значительно короче времени двойного обхода резонатора.

пассивной синхронизации МОД ДЛЯ получения амплитудной самомодуляции света в резонаторе лазера используют насыщающий поглотитель или его аналоги. Такой поглотитель вносит потери во внутрирезонаторное излучение, которые относительно велики для низких интенсивностей, но гораздо меньше для короткого импульса с высокой интенсивностью. Таким образом, короткий импульс вызывает малые модуляционные потери. Благодаря высокой интенсивности излучения 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, которое зависит от деталей механизма процесса поглощения в насыщающем поглотителе. Фактически, излучения, циркулирующий импульс ПО резонатору, насыщает усиление лазера до уровня, достаточного лишь для того, чтобы компенсировать потери самого импульса, в то время как остальной низко интенсивное излучение испытывает поглощение в большей степени, чем усиление, и исчезает при обходе резонатора. Остается вопрос – как начинается пассивная синхронизация мод? Теоретически из обычных шумовых флуктуаций в лазере. 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.

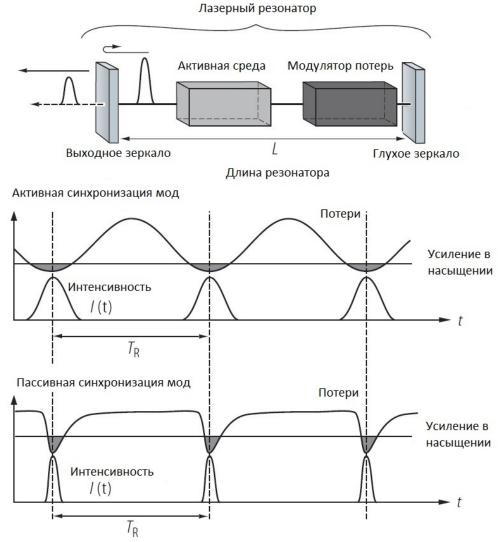


Рис. 2.7. Схема резонатора лазера для активной и пассивной синхронизации мод.

Обычно получить более короткий импульс ОНЖОМ с пассивной синхронизацией мод, используя насыщающий поглотитель, потому что время релаксации насыщающего поглотителя может быть очень коротким, что приводит быстрой модуляции потерь. синхронизированными модами гораздо короче времени двойного обхода резонатора, и поэтому может быть произведена идеально быстрая модуляция потерь, обратно пропорциональная огибающей импульса. По с насыщающим поглотителем модулятор, управляемый внешним электронным сигналом значительно медленнее благодаря синусоидальной модуляции потерь. Во временном представлении (рис. означает, что лазер с синхронизацией МОД эквидистантную последовательность импульсов c периодом, определяемым временем двойного обхода импульсом резонатора $T_{\rm R}$ и длительностью импульса τ.

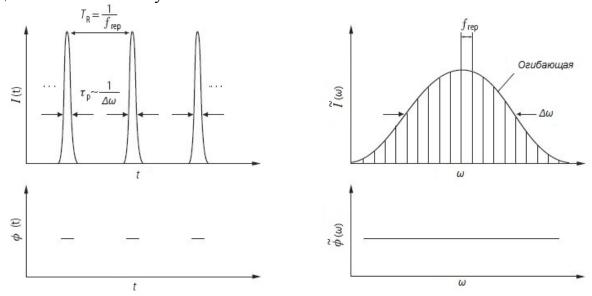


Рис. 2.8. Синхронизированный импульс во временном и спектральном представлении.

В спектральном представлении (рис 2.8.) результатом этого является синхронизированная по фазе гребенка частот с постоянным межмодовым расстоянием, которое равно частоте повторения импульса $\delta\omega = 2\pi/T_{\rm R}$. Спектральная ширина огибающей гребенки частот обратно пропорциональна длительности импульса. Синхронизация спектральном представлении может быть легко понята благодаря тому, что лазер с однородно уширенной линией излучения обычно генерирует на одной продольной моде на пике усиления. Однако периодические модуляционные потери переносят добавочную энергию синхронизированной по фазе соседней моде, разделенной модуляции. Эта частота модуляции, как правило, соответствует времени

двойного обхода резонатора. Результирующая частотная гребенка с эквидистантными продольными сфазированными модами формирует короткий импульс во временной области.

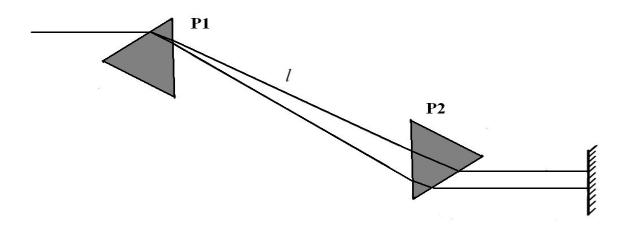


Рис. 2.9. Призменный компенсатор дисперсии.

В фемтосекундных лазерах дисперсия, вносимая активной средой и другими компонентами резонатора, нежелательна, поскольку она приводит к появлению чирпа, увеличивает длительность импульса и не позволяет получать спекрально ограниченные импульсы. В природе все прозрачные нормальной (положительной) дисперсией. вещества обладают получения спектрально ограниченных импульсов дисперсию резонатора желательно сделать нулевой, следовательно, компенсатор дисперсии обладать аномальной (отрицательной) дисперсией. должен свойством обладает призменный компенсатор дисперсии [24] (рис 2.9.). Он состоит из пары призм, установленных на некотором расстоянии напротив друг друга. Первая призма осуществляет спектральное разложение света, вторая — спектральное сложение. После прохождения второй призмы импульс имеет пространственный чирп. Для его компенсации надо пропустить импульс с пространственным чирпом через такую же пару призм, с таким же расстоянием между ними (для кольцевого резонатора), или отразить импульс от глухого зеркала (для линейного резонатора). Прохождение светом такого устройства эквивалентно прохождению среды с аномальной дисперсией, причем величина дисперсии зависит от расстояния между призмами 1 и от свойств материала, из которого изготовлены призмы, а также от пути L через материал призмы. Дисперсия скорости прохождении компрессора описывается групповой при следующим выражением [26]:

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \frac{(2\pi)^2}{\omega^3} (Ln''-4\ln'), \qquad (2.1.10)$$

где Φ — фаза, n',n'' —производная показателя преломления материала призмы первого и второго порядка. При движении одной из призм вдоль биссектрисы угла преломления направление выходного пучка не меняется, но меняется длина пути через материал призмы. Это позволяет плавно регулировать дисперсию компенсатора дисперсии.

Также для компенсации дисперсии используются чирпированные зеркала [25]. Чирпированные зеркала представляют собой диэлектрические зеркала с большим числом слоев (до 200). При этом отражение от таких зеркал можно создать любую дисперсию, в том числе и аномальную. Зависимость групповой задержки от длины волны для чирпированного зеркала представлена на рис. 2.10. В резонатор лазера, как правило, устанавливается два или более чирпированных зеркал.

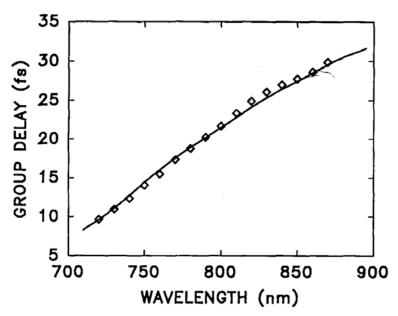


Рис. 2.10. Групповая задержка, вносимая чирпированным зеркалом, от длины волны.

§2.2. Фемтосекундные лазеры

§2.2.1. Лазер на красителе со сталкивающимися импульсами

Лазеры на красителях - это лазеры, в которых используется раствор органического красителя в качестве активной среды. Их излучение перекрывает ближний ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. Лазеры на красителях используются для создания лазеров с перестраиваемой длиной волны. До появления титан—сапфировых лазеров они использовались для генерации пико- и фемтосекундных импульсов света.

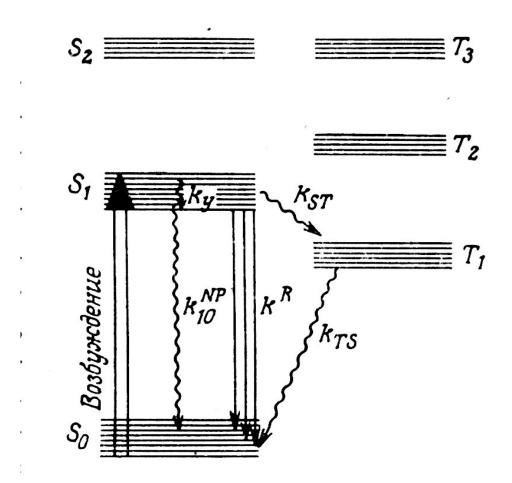


Рис. 2.11. Схема энергетических уровней молекулы красителя.

Лазер на красителе является четырехуровневым. В генерации участвуют колебательно уширенные синглетные уровни. Вредным для эффективности лазерной генерации является возбуждение триплетного уровня, поскольку его время жизни значительно превышает время жизни возбужденного синглетного уровня. Для преодоления этой проблемы

приходится очень быстро заменять краситель в объеме возбуждения. Это осуществляется посредством свободно текущей жидкости в струе красителя. Придавая выходным соплам надлежащую форму, создавая достаточно высокое давление и используя достаточно вязкий растворитель (этиленгликоль), можно создать ламинарный поток высокой оптической однородности и с достаточно высокой скоростью течения. Толщину струйного потока можно изменять в пределах от 10 до 200 мкм.

Люминесцентные красители имеют время жизни возбужденного состояния несколько нс и поэтому требуют большой мощности накачки для поддержания постоянного уровня инверсной населённости. Для снижения уровня накачки инверсную насёленность получают в малом объёме. Для того, чтобы параллельный пучок в резонаторе мог взаимодействовать с малым объемом активной среды, используются фокусирующие зеркала. Они фокусируют параллельный пучок в накачанный объём и снова его превращают в параллельный. Для снижения порога генерации, а мощности накачки струи красителя и поглотителя следовательно, располагаются под углом Брюстера. Это приводит к астигматизму пучка. Для компенсации астигматизма фокусирующие зеркала должны быть наклонены под определенным углом, т. к. наклон зеркал также приводит к астигматизму, но другого знака.

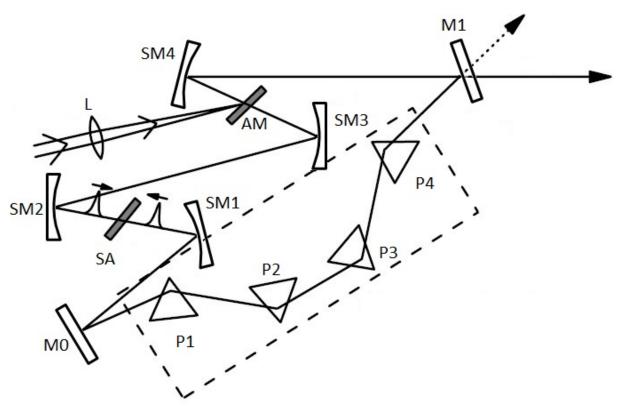


Рис. 2.12. Оптическая схема струйного лазера на красителе со сталкивающимися импульсами.

Впервые длительность оптического импульса менее 100 фс была получена в 1981 году Форком, Грином, Шенком [11] при использовании струйного лазера на красителе с кольцевым резонатором и сталкивающимися импульсами в струе насыщающегося поглотителя (рис. 2.12.). В течение нескольких лет 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 М0 и выходного зеркала М1.

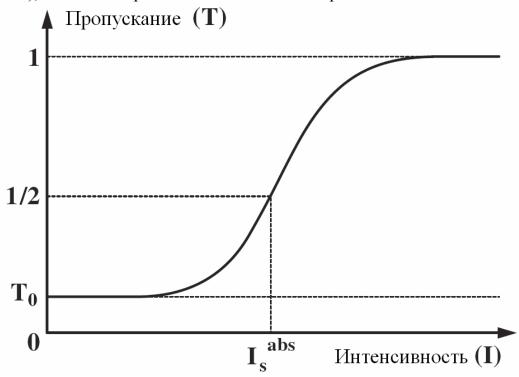


Рис. 2.13. Пропускание насыщающего поглотителя в зависимости от энергии импульса.

В качестве активной среды (AM) был использована струя раствора красителя родамина 6G, а в качестве насыщающего поглотителя (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 (2.2.1).

когерентного перекрытия двух Эффекты импульсов ΜΟΓΥΤ использованы особенно эффективно, если такие встречные импульсы распространяются в кольцевом резонаторе и перекрываются в тонком поглотителе, что позволяет достигать насыщения при меньшей интенсивности импульса. Максимальное перекрытие встречных импульсов в поглотителе обеспечивается системой автоматически, соответствует оптимальным условиям генерации, если только оба импульса одинаково усиливаются активной средой. Последнее обеспечивается таким расположением активной среды и поглотителя, когда расстояние между ними составляет четвертую часть длины резонатора. Насыщающий поглотитель укорачивает переднюю часть импульса, а активная среда - заднюю часть за счет усиления в насыщении. Комбинация насыщающего поглощения и усиления укорачивает импульс до конечного устойчивого состояния.

Поскольку интенсивность импульса достаточно низка, диаметр моды на поглотителе и активной среде составляет несколько десятков микрон. Длительность импульса $\Delta \tau$ связана с толщиной поглотителя L следующим соотношением:

$$\Delta \tau \sim \text{Ln/c},$$
 (2.2.1)

Где п - показатель преломления поглотителя, а с – скорость света.

Коэффициент малосигнальных потерь в поглотителе составлял 20 %. Лазер накачивался аргоновым лазером непрерывного действия, обеспечивающим мощность накачки от 5 до 7 Вт. Коэффициент пропускания выходного зеркала составлял 3 %. Лазер генерировал импульсы с длительностью до 65 фс.

По мере уменьшения длительности импульса до десятков фемтосекунд первостепенную важность приобретают вопросы совместного проявления фазовой самомодуляции и дисперсии групповой скорости в резонаторе. чирпу Они приводят увеличению длительности импульса. И Использование призменного компенсатора дисперсии, состоящего из четырех призм (Р1-Р4), позволило авторам [27] получить импульсы с 27 фс. При линейной длительностью геометрии 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 несколько десятков милливатт, а энергия одиночного импульса сотни пикоджоулей.

§2.2.2. Титан-сапфировый лазер

Фемтосекундные лазеры на кристаллах титан сапфира генерируют в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. Кристаллы титан сапфир имеют одну из самых широких спектральных полос усиления (600-1100 нм), позволяющие генерировать импульсы с длительностью до 5 фс. Также кристаллы титан сапфира имеют высокий порог насыщения, что делает возможным получать достаточно высокие энергии в импульсе из лазерных систем небольших размеров. Коммерчески доступны титан-сапфировые лазеры фирмы Femtolasers (Австрия) с длительностью менее 7 фс.

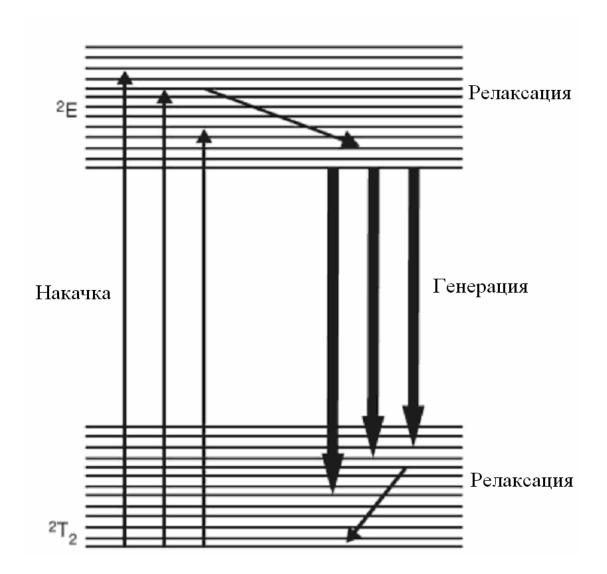


Рис. 2.14. Схема энергетических уровней кристалла титан-сапфира

Поглощение в корунде с титаном характеризуется широкой полосой в 400-600 HM, являющейся суперпозицией двух полос с максимумами при 490 нм и при 550 нм. Генерация на переходах иона Ti³⁺ может быть получена при лазерной накачке в непрерывном режиме с помощью газового аргонового лазера или второй гармоники Nd:YAG Nd:YLF с диодной твердотельных лазеров И накачкой. Единственный на 3d-оболочке электрон иона Тi3+ имеет энергетическое состояние 2D, которое расщепляется октаэдрическим полем лигандов (ионов кислорода) на два вырожденных уровня 2T2g и 2E4g, отстоящих друг от друга на 19000 см-1. Из-за сильного взаимодействия электронов с колебаниями решетки линия люминесценции Ті³⁺ очень широкая (600-1100 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 п зависит от интенсивности света.

$$n=n_0+n_2I(t)$$
 (2.2.2)

где - I(t) интенсивность импульса.

При распространении излучения в кристалле вследствие самофокусировки образуется динамическая керровская линза, время релаксации которой составляет несколько фемтосекунд (рис. 2.15.).

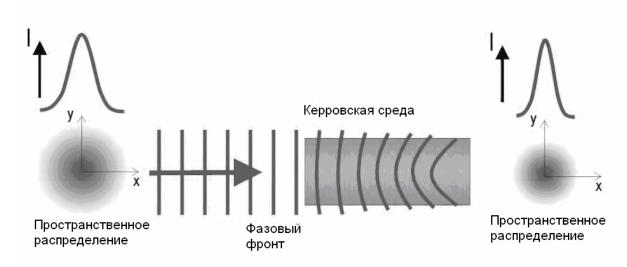


Рис. 2.15. Формирование керровской линзы в кристалле титан-сапфира.

Расстояние между сферическими зеркалами SM1 и SM2 (рис. 2.17.) выставляется с учетом динамической керровской линзы для получения максимальной добротности резонатора в фемтосекундном режиме. Возникновение керровской линзы увеличивает добротность резонатора. При внесении нестабильности в резонатор (например, при резком перемещение призмы Р2 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, и наиболее сильные флуктуации наводят большую керровскую линзу и усиливаются сильнее Это приводит к сильной дискриминации импульсов по слабых. интенсивности. В результате в резонаторе формируется стабильная последовательность импульсов. Поскольку величина керровской линзы определяется интенсивностью внутрирезонаторного излучения, осуществления непрерывной фемтосекундной генерации лазер накачки должен обладать высокой стабильностью мощности от времени.

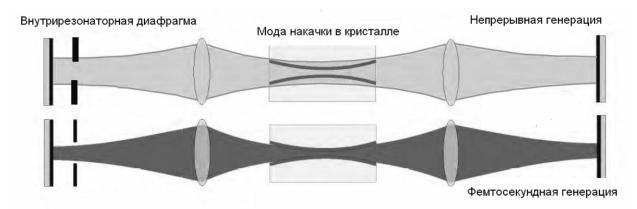


Рис 2.16. Использование эффекта самофокусировки и жесткой диафрагмы для получения фемтосекундных лазерных импульсов.

На рисунке 2.17 представлена оптическая схема фемтосекундного лазера на кристалле титан-сапфира. Для получения высокой плотности мощности, необходимой для создания инверсной заселенности в малом объеме, излучение накачки отражается от зеркала и при помощи короткофокусной линзы L из через сферическое дихроичное зеркало SM2 фокусируется в кристалл титан-сапфира.

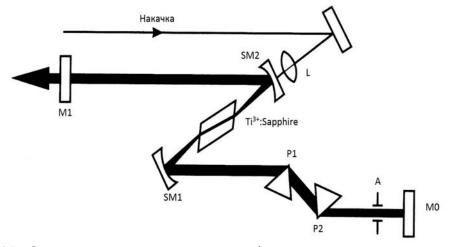


Рис 2.17. Оптическая схема титан-сапфирового лазера.

Для уменьшения потерь в резонаторе торцы активного элемента выставлены под углом Брюстера, что приводит к астигматизму резонатора, который компенсируется наклоном пучков на зеркалах SM1-SM2. Сферические зеркала SM1-SM2 формируют моду резонатора с малой каустикой активной среды. Малый диаметр пучка в активной среде нужен для достижения высокой интенсивности, необходимой для формирования и функционирования керровской линзы, а также для достижения инверсной заселенности с меньшей мощностью накачки. Резонатор лазера образован системой зеркал SM1-SM2, M0-M1.

Для компенсации дисперсии групповой скорости, вносимой как фазовой самомодуляцией импульса в кристалле титан сапфира, так и дисперсией

вещества кристалла, внутри резонатора лазера установлен компенсатор дисперсии, состоящий из двух призм из плавленого кварца Р1-Р2, Призменный углом наименьшего отклонения. установленных ПОД компенсатор дисперсии обладает отрицательной дисперсией групповой скорости. Расстояние между сферическими зеркалами выбрано так, чтобы при внесении некоторой нестабильности, например, резком перемещении призмы Р2 вдоль ее оси, возникал режим синхронизации мод. После этого плавным перемещением призмы Р2 достигается минимальная или требуемая длительность импульса. Щель А перед глухим зеркалом резонатора М0 предназначена для перестройки генерации по длинам волн, также может быть использована как жесткая диафрагма синхронизации мод.

Впервые титан сапфировый лазер был использован для генерации фемтосекундных импульсов в работе [29]. Оптическая схема лазера приведена на рис 2.17. Длительность импульса на выходе лазера составляла 60фс, а после внешнего призменного компрессора 45фс. Через три года, с той же геометрией резонатора, были получены импульсы с длительностью 8,5 фс [30]. В работе [31] для уширения спектра за счет фазовой сомомодуляции резонатор лазера был дополнен плоскопараллельной пластиной из стекла ВК7, 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 компенсации дисперсии. В работе [32] была получена длительность 7,5 фс, а в работе [33] 6 фс, при частоте повторения 2 ГГц.

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

§2.2.3. Волоконный лазер. Кольцевой волоконный лазер

Первая генерация фемтосекундных импульсов с использованием волоконного лазера была осуществлена в 1990 году [34]. Минимальная длительность лазеров на волокне с нелинейной компрессией менее 10 фс [35]. В настоящее время большое количество коммерческих фирм во всём мире выпускает волоконные лазеры с длительностью импульсов от 100 фс вытесняют титан-сапфировые лазеры во до 1 пс, которые постепенно Наиболее областях применения. распространёнными многих ИХ фемтосекундными волоконными лазерами являются Er и Yb лазеры, генерирующие, соответственно, на длине волны 1.55 мкм и 1.05 мкм. По сравнению с титан-сапфировым лазером они обладают следующими преимуществами: 1) более компактны, 2) менее дорогостоящие, 3) генерация на длине волны 1.55 мкм попадает в окно прозрачности оптических линий связи.

На рисунке 2.18. представлены оптические 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, более чувствительны к качеству волокна и температуре, но позволяют генерировать фемтосекундные импульсы без использования насыщающего поглотителя, что значительно упрощает конструкцию лазера.

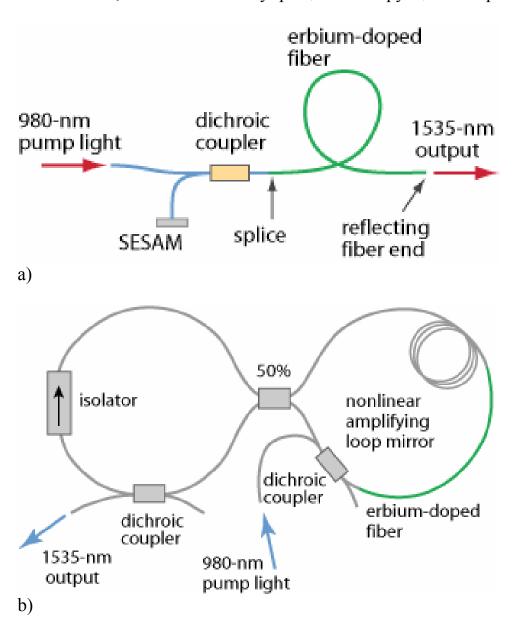


Рис.2.18. Схема волоконного лазера с синхронизацией мод.

- а) Лазер с линейным резонатором и с насыщающим поглотителем.
- b) Кольцевой лазер с пассивной синхронизацией мод.

Лазеры на основе Ег работают по 3-х уровневой системе (см. рис. 2.19.).

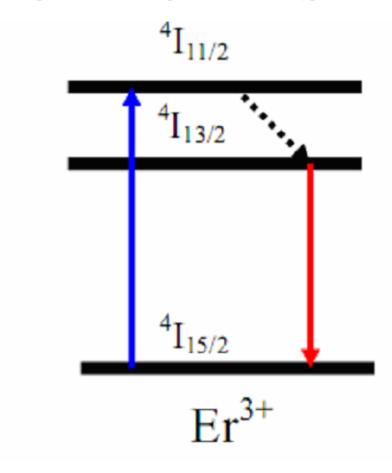


Рис. 2.19. Схема энергетических уровней Ег волоконных лазеров.

Как линейное, так и нелинейное изменение поляризации излучения, распространяющегося по оптическому волокну, является генерации фемтосекундных импульсов большинства волоконных лазеров. В них используется двулучепреломляющее оптическое волокно, по распространяется излучение линейными которому c двумя ортогональными поляризациями практически одинаково малыми потерями. Поляризационная способность оптического волокна характеризуется длиной, на которой линейная фазовая задержка между двумя поляризациями достигает 2π и может быть определена из следующего выражения (2.2.3) [36]:

$$\Lambda = \lambda/\Delta n, \tag{2.2.3}$$

где Δn — разница показателей преломления для двух поляризаций, распространяющихся вдоль двух поляризационных осей оптического волокна.

Для уменьшения связи между этими двумя поляризациями величина Δn должна быть $< 10^{-4}$. Но даже при большом двулучепреломлении в оптическом волокне возможно взаимодействие между модами двух разных поляризаций.

При больших энергиях излучения Р, показатель преломления оптического волокна зависит от этой энергии

$$n = n_0 + n_2 P / A_{9\phi\phi},$$
 (2.2.4)

где $n_2 = 2.2 \times 10^{-22} \text{ м}^2/\text{Вт}$ – нелинейный показатель преломления кварца, $A_{9\varphi\varphi} = (\int I_n^2 da)^{-1}$ – область эффективной моды, где I – интенсивность моды в волокне, а – радиус сердцевины волокна.

В оптическом волокне длиной z нелинейный показатель преломления производит задержку нелинейной фазы в соответствии со следующим выражением

$$\phi_{\text{He}_{\Pi}} = 2\pi n_2 Pz/\lambda A_{\theta \phi \phi}, \qquad (2.2.5)$$

где λ — длина волны излучения.

Введя нелинейный коэффициент $\gamma = 2\pi n_2/\lambda \ A_{9\phi\phi}$ можно записать

$$\phi_{\text{He},n}(t) = \gamma P(t)z \tag{2.2.6}$$

Эта нелинейность обусловлена самомодуляцией фазы.

Таким образом, может быть определена нелинейная длина $z_{\text{нел}}$, на которой аккумулируется пик фазового сдвига, обусловленный самомодуляцией фазы

$$z_{\text{HeII}} = 1/(\gamma P_0),$$
 (2.2.7)

где P_0 — максимальное значение энергии импульса.

В волоконных лазерах с синхронизацией мод используются и оптические волокна с сохранением поляризации излучения, и в них эффект самомодуляции фазы достаточно мал, чтобы влиять на состояние поляризации.

Но в изотропных оптических волокнах эффект самомодуляции фазы может изменить состояние поляризации, и это может быть использовано для оптимизации работы волоконных лазерах с синхронизацией мод.

Процесс вращения поляризации в оптическом волокне при больших мощностях излучения представлен на рисунке 2.20.

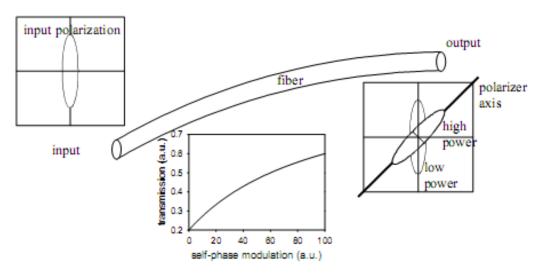


Рис. 2.20. Принцип вращение эллиптической поляризации в оптическом волокне и его применение для оптического переключателя.

Нелинейное вращение поляризации может быть использовано для создания оптического переключателя внутри резонатора волоконного лазера, т. е. может быть получена зависимость прохождения излучения через поляризатор от интенсивности (см. график на рис. 2.20.). Проблемой является сохранение стабильности двух ортогонально поляризованных мод на всём пути по оптическому волноводу. Неоднородности волокна и изменения температуры влияют на двулучепреломление оптического волокна, что приводит к изменениям ориентации поляризации внутри волокна. Поэтому для поддержания стабильной работы кольцевого волоконного лазера с синхронизацией мод необходима прецессионная система его термостабилизации.

§2.2.3. Yb:KYW лазер

Фемтосекундные лазеры на кристаллах Yb:KYW (Yb:KGd(WO4)2 - активированных иттербием, калиевые вольфраматы) генерируют в ближнем инфракрасном диапазоне.

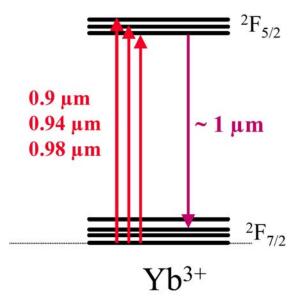


Рис. 2.21. Схема энергетических уровней кристалла Yb:KYW.

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, за счет малого квантового дефекта. Ширина линии люминесценции 20 нм, максимум люминесценции 1023 нм. Время жизни возбужденного состояния 0,3 мс.

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

Потери, вносимые насыщающим поглотителем во внутрирезонаторное излучение, относительно велики для низких интенсивностей, но гораздо меньше для короткого импульса с высокой интенсивностью (рис.2.22). Как известно, генерация начинается сразу на большом количестве мод с хаотическим распределением во времени. По мере роста интенсивности один из выбросов становится достаточно силен, чтобы значительно ослабить потери в насыщающем поглотителе, и тем самым усиливается

больше за обход резонатора, 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.

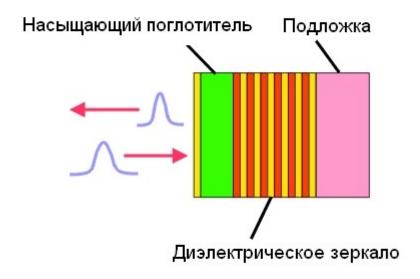


Рис 2.22. SESAM - Зеркало с насыщающим полупроводниковым поглотителем.

На рисунке 2.23. представлена оптическая схема фемтосекундного лазера на кристалле Yb:KYW. Для уменьшения размеров резонатора его схема пространстве использованием сложена c высокоотражающих диэлектрических зеркал. Для получения высокой плотности мощности, необходимой для создания инверсной заселенности в малом объеме, излучение накачки с выхода волокна коллимировалось ахроматическим дублетом CL и через дихроичное зеркало SM1 фокусировалось в объем лазерного кристалла другим ахроматическим дублетом FL. Полуволновая пластинка WP использовалась 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.

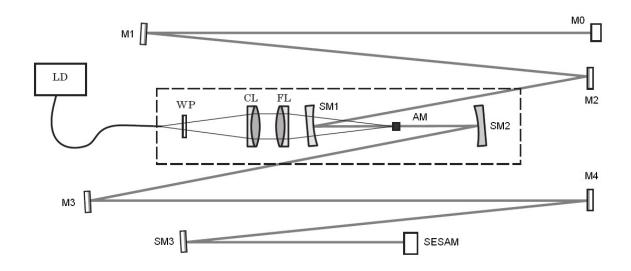


Рис 2.23. Оптическая схема Yb:KYW лазера [38].

Для компенсации дисперсии групповой скорости, вносимой как фазовой самомодуляцией импульса в кристалле, так и дисперсией вещества кристалла, внутри резонатора лазера размещен компенсатор дисперсии, состоящий из двух чирпированных зеркал МЗ, М4. 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 [39] при синхронизации мод наведенной керровской линзой. Длительность 21 фс была получена авторами [40] при внешней компрессии в волокне с последующей компенсацией чирпа с помощью призменного компрессора. Энергия одиночного импульса в может достигать единиц микроджоулей у Yb:KYW лазеров работающие в режиме синхронизации мод и разгрузки резонатора (cavity dumping) [41]. При накачке 7 Вт средняя мощность Yb:KYW лазера около 1 Вт, а энергия одиночного импульса несколько десятков наноджоулей.

§2.3. Усиление фемтосекундных импульсов

§2.3.1. Принципы усиления чирпированных импульсов

Значительный прогресс в увеличении пиковой мощности был достигнут при использовании метода усиления чирпированных импульсов, предложенного в средине восьмидесятых [42] (рис. 2.24.).

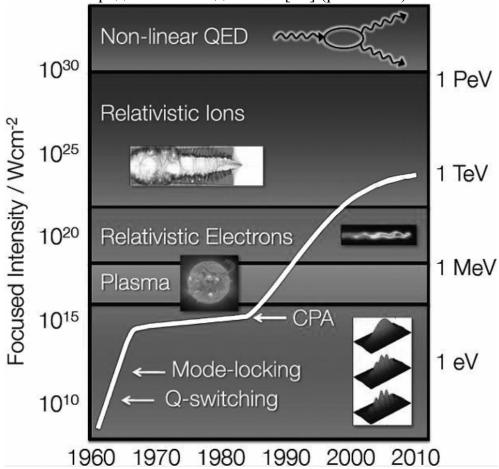


Рис. 2.24. Прогресс в генерации интенсивности лазерного излучения в фокусе.

С изобретения лазера увеличение его пиковой мощности являлось одной из наиболее важных проблем. Исторически эта проблема решалась развитием укорочения длительности импульса. Методы методов добротности модуляции И синхронизации мод, предложенные шестидесятые годы, позволили увеличить пиковую мощность до МВТ и ГВт, что дало возможность открыть эффекты нелинейной оптики, такие как генерация гармоник, нелинейное ВКР, четырехволновое смешение, самофокусировка, И Т. Л. Интенсивность лазерного сопоставимой с внутриатомными электрическими полями, отклик среды на приложение лазерного поля стал зависеть нелинейно от интенсивности. Парадоксально, что та же причина замедлила прогресс в увеличении пиковой мощности до средины восьмидесятых (рис. 2.24).

Нелинейный отклик среды может быть описан следующим уравнением:

$$n=n_0+n_2I$$
, (2.3.1)

 n_0 показатель преломления при низкой интенсивности, а n_2 нелинейный показатель преломления [см2/Bт].

Интересно, что та же формула описывает эффект Керровской линзы, на котором основан один из методов синхронизации мод, описанный выше. Твердотельные лазеры наиболее эффективно усиливают фемтосекундные импульсы, но величина по в твердотельных средах достаточно велика и катастрофическую самофокусировку, приводящую разрушению среды при интенсивностях порядка нескольких ГВт/см². Эффективное извлечение энергии, запасенной в активной среде лазера, требует, чтобы было достигнуто насыщение усиления. Обычно порог насыщения для твердотельных сред лежит между 1 и 10 Дж/см², 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 чирпированных импульсов.

Суть метода усиления чирпированных импульсов в том, что импульс, подлежащий усилению, пропускается через линию задержки с большой дисперсией групповой скорости (стретчер), в которой он становится линейно чирпированным, а его длительность сильно увеличивается — до 10^5 раз (до единиц нс). Во столько же раз снижается его пиковая чирпированный импульс мощность. Такой может эффективно усиливаться, без повреждения оптических элементов усилителя. После импульс пропускается через другую линию имеющую ту же дисперсию групповой скорости, но противоположного знака (компрессор). В результате чирп компенсируется, и усиленный импульс приобретает длительность, близкую к первоначальной. На рисунке 2.25 представлена принципиальная схема усиления чирпированных импульсов.

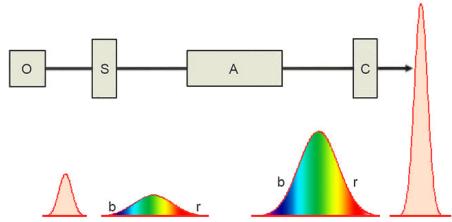


Рис. 2.25. Диаграмма, отражающая принцип усиления чирпированных импульсов. Импульс из генератора (О) растягивается в стретчере (S) так, что красные (r) компоненты опережают синие(b). Пиковая интенсивность уменьшается. Растянутый импульс затем усиливается в усилителе (A) и сжимается в компрессоре (C).

Наиболее эффективными средами для мощных лазерных систем с усилением чирпированного импульса являются титан-сапфир[43] и стекло легированный ионами неодима[44] или их гибриды [45].

В настоящее время наиболее мощная лазерная система на титан-сапфире [43] генерирует импульсы длительность 34 фс, энергия импульса 34Дж, а пиковая мощность 1 ПВт. Альтернативная ей гибридная мощная лазерная система на титан-сапфире и стекле, легированном неодимом [45], генерирует импульсы длительностью 440 фс, энергия импульса 660Дж, а пиковая мощность 1,5 Пвт.

Кристаллы титан-сапфира лучше других сред подходят для усиления чирпованных импульсов. Они механически прочны, обладают прекрасной теплопроводностью и широчайшей полосой усиления. Энергия насыщения титан-сапфира (~1 Дж/см²) при субнаносекундной длительности позволяет эффективно извлекать энергию без повреждения оптических элементов усилителя. Единственный недостаток - малое время жизни возбужденного уровня 3 мкс, который приводит к использованию лазерной накачки. Предельное ограничение выходной энергии титан-сапфира определяется размерами кристалла. В настоящее время коммерчески кристаллы с диаметром до 10 см, что позволяет получить выходную энергию конечного усилителя до 70 Дж. Предотвратить сужение спектра импульса при усилении возможно с помощью спектрально-селективных элементов или шейпера и получить длительность импульса на выходе до 20 фемтосекунд.

Стретчер предназначен для удлинения импульсов во времени. Он обладает положительной дисперсией и представляет собой пару дифракционных решеток, между которыми расположена телескопическая система с увеличением -1 (см. рисунок 2.26). Дисперсия групповой

скорости стретчера из дифракционных решеток описывается выражением [26]:

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

где l_g — расстояние между дифракционной решеткой и линзой телескопа, d — период дифракционной решетки, β — угол дифракции. Как видно из выражения, стретчер обладает положительной дисперсией пока расстояние между решеткой и линзой меньше фокусного расстояния линзы; если оно больше, стретчер обладает отрицательной дисперсией. Впервые стретчер был предложен в работе [46]

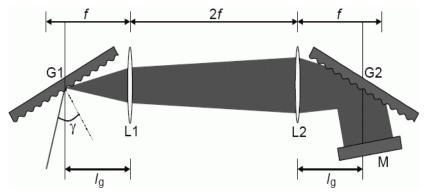


Рис 2.26. Оптическая схема классического стретчера, вид сверху.

На первом проходе через стретчер образуется пространственный чирп, который после отражения от зеркала М компенсируется вторым проходом через стретчер и на выходе получается чирпированный импульс с входной модой.

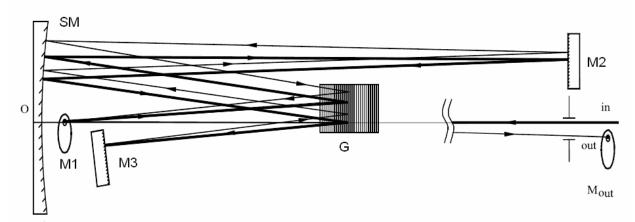


Рис 2.27. Оптическая схема отражательного стретчера.

Поскольку при прохождении импульсов через линзы образуется чирп, для удлинения фемтосекундных импульсов используется отражательный стретчер (рис. 2.28), состоящий из дифракционной решетки, сферического зеркала и двух плоских зеркал. Зеркало М2 расположено в фокусе зеркала SM. Зеркала SM, M2, SM образуют телескоп с

увеличением -1, который меняет знак чирпа на положительный. Излучение дифрагирует на решетке G, отражается от зеркал, SM, M2, SM, колимируется решеткой G и отражается от зеркала M3, а затем снова повторяет пройденный путь. Наклон зеркала M3 позволят изменить направление распространения излучения, и оно может быть выведено из стретчера.

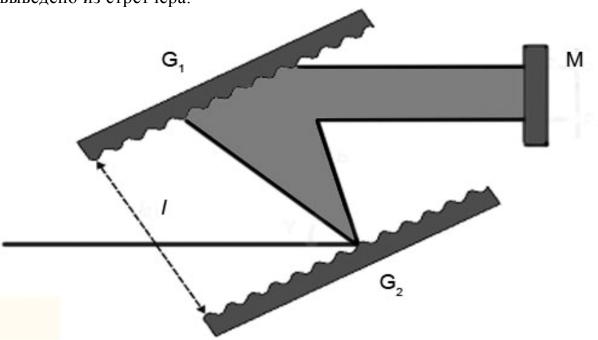


Рис 2.28. Оптическая схема компрессора

Для сжатия импульсов во времени используется компрессор [47], состоящий из пары решеток и зеркала, обладающий отрицательной дисперсией. Он компенсирует дисперсию усиленного импульса. Для компенсации пространственного чирпа так же, как и в стретчере, осуществляется второй проход через компрессор при отражении от зеркала. Для разделения входного и выходного излучения вместо зеркала используется ретропризма (девяностоградусная призма установленная по нормали к падающему излучению), а для излучения фемтосекундной длительности - зеркальная ретропризма. Дисперсия групповой скорости стретчера описывается выражением [26]:

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

где 1 — расстояние между дифракционными решетками, d — период дифракционной решетки, β — угол дифракции

§2.3.2. Электрооптическая ячейка Поккельса и изолятор Фарадея

Как правило, частота повторения импульса фемтосекундных лазеров составляет несколько десятков МГц при энергии одиночного импульса несколько нДж. Для усиления энергии импульса до мДж частота следования импульсов должна быть уменьшена до 10 КГц, до 100 мДж – 10 Гц. Для этого используются электрооптические ячейки Покельса, использующие линейный электрооптический эффект - эффект Поккельса (рис.2.29). Вертикально линейно-поляризованное излучение проходит через поляризатор и через двулучепреломляющий кристалл, например КDP. 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.

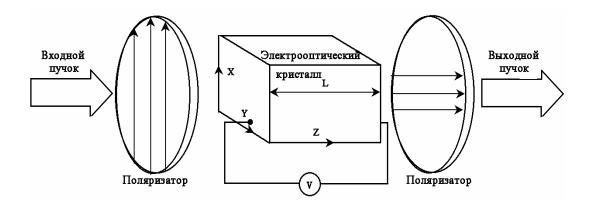


Рис. 2.29. Схема работы электрооптического затвора, на основе эффекта Поккельса

Но если к кристаллу приложить соответствующее высокое напряжение, то из-за эффекта наведённого двулучепреломления, на выходе кристалла поляризация повернётся на 90^{0} и излучение пройдёт через второй поляризатор.

Изолятор Фарадея – оптическое устройство, пропускающее линейно поляризованное излучение в одном направлении. Изоляторы Фарадея используются для защиты задающего генератора в системах усиления чирпированных импульсов от различных бликов с поверхности других элементов оптической схемы, а также от рассеянного излучения. излучения, попадающего назад, ослабляется на несколько Мощность $(10^4 - 10^6)$. Типичная конструкция порядков представляет последовательно расположенные поляризатор – вращатель поляризации Фарадея - фазовую пластину ($\lambda/2$) – выходной поляризатор. Вращатель поляризации Фарадея состоит из оптически магнито-восприимчивого материала, помещённого в постоянное магнитное поле, направление которого совпадает с направлением распространения света. Поворот поляризации пропорционален длине магнито-восприимчивого материала и напряженности магнитного поля. Чтобы система работала как изолятор, необходимо, чтобы поворот линейной поляризации при прохождении через вращатель был равен 45°. Фазовая полуволновая пластинка поворачивает угол поляризации еще на 45°, 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.

§2.3.3. Регенеративный усилитель

Регенеративный усилитель предназначен для значительного усиления 10^{7}). фемтосекундных импульсов (коэффициент усиления Регенеративное усиление – самый эффективный метод передать энергию фемтосекундному импульсу от усилителя. На рис. 2.30. представлена оптическая схема регенеративного усилителя. Фемтосекундные импульсы от задающего генератора (лазера), пройдя стретчер и изолятор Фарадея, попадают на поляризатор Р1, проходят ячейку Покельса РС1 и отражаются от зеркала М1. Если на ячейку Покельса не подано напряжение, излучение не изменит состояние поляризации и отразившись от зеркала М1 и от поляризатора Р1 не попадет в усилитель. Если на ячейку Покельса подать соответствующее напряжение, то состояние поляризации импульса изменится на ортогональное и импульс окажется заперт в резонаторе регенеративного усилителя. Это называется инжекция (ввод) импульса. Для того, чтобы из последовательности фемтосекундных импульсов, генерируемых лазером, в резонаторе усилителя оказался бы только один импульс, управляющий ячейкой Покельса, высоковольтный импульс должен быть короче, чем частота следования фемтосекундных импульсов (как правило 10 нс). Резонатор усилителя состоит из двух плоских М1, М2 зеркал и двух сферических SM1, SM2. Для снижения уровня накачки инверсную насёленность получают в малом объёме. Для снижения потерь в резонаторе усилителя активная среда (кристалл) АМ расположен под углом Брюстера. Для компенсации астигматизма сферические зеркала наклонены под определенным углом. Излучение накачки отражается от зеркала Мр и фокусируется в активную среду с помощью линзы L. Для накачки используются лазеры с модуляцией добротности и длительностью импульса в десятки или сотни наносекунд. Инжектированный импульс усиливается в резонаторе до достижения им насыщения (обычно 20-30 проходов (рис. 2.31), после чего на ячейку Покельса РС2 подается соответствующее напряжение - импульс пройдя ячейку Покельса отразившися от зеркала М2 и снова пройдя ячейку Покельса РС2 меняет состояние поляризации на ортогональное и отразившись от поляризатора P2 усиленный импульс выходит из регенеративного усилителя и поступает в следующий усилитель или в компрессор

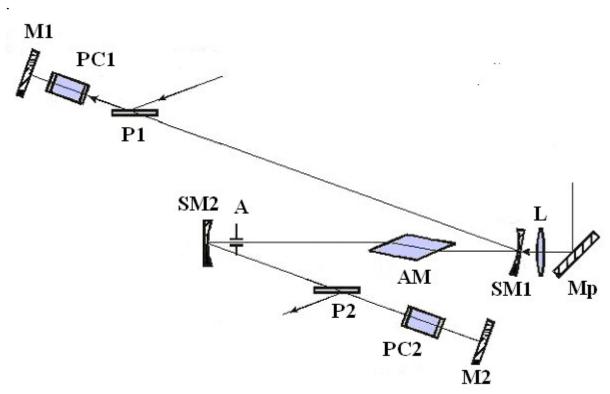


Рис. 2.30. Оптическая схема регенеративного усилителя.

Для синхронизации импульса накачки ячеек Покельса и фемтосекундной последовательности импульсов, генерируемой задающим генератором, используются специальные электронные схемы синхронизации и управления ячейками Покельса, позволяющие управлять временем инжекции импульса в усилитель и временем выхода импульса из усилителя.

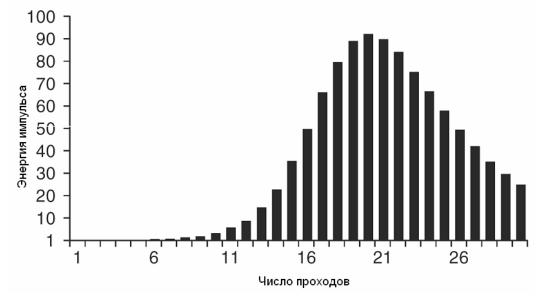


Рис. 2.31. Энергия импульса от числа проходов через регенеративный усилитель.

Ha рис. 2.32 представлена фемтосекундная система на основе регенеративного усилителя на кристаллах Yb:KYW [48]. Фемтосекундный импульс от задающего генератора длительностью 150фс, поляризованный горизонтально, пройдя через поляризатор Р1, изолятор Фарадея и полуволновую пластинку, сохраняет горизонтальную поляризацию и, пройдя поляризатор Р2, попадает в стретчер, состоящий из дифракционной решетки G1, сферического зеркала и двух плоских зеркал. В стретчере импульс удлиняется до 60пс и снова проходит через полуволновую пластинку и изолятор Фарадея, где поляризация импульса изменяется на вертикальную. Импульс отражается от поляризатора Р1 и, пройдя поляризатор РЗ, проходит через ячейку Покельса РС. Если на ячейке Покельса отсутствует напряжение, то импульс, отразившись от зеркала М1, покинет регенеративный усилитель. Если на ячейку Покельса подать напряжение, импульс изменит состояние поляризации на горизонтальное и попадет в резонатор регенеративного усилителя, состоящий из зеркал М1, M2 и сферических зеркал SM1, SM2. Между сферическими зеркалами SM1 и SM2 находится кристалл Yb:KYW. Накачка кристалла осуществляется непрерывным InGaAs-лазером с мощностью 60 Вт на длине волны 980 нм. Излучение накачки с выхода волокна коллимируется линзой CL и фокусируется на кристалл линзой FL. После соответствующего усиления на ячейку Покельса подается напряжение, импульс меняет поляризацию на вертикальную и выходит из регенеративного усилителя через поляризатор Р3. Далее импульс отражается от поляризатора Р1, проходит через изолятор Фарадея FR и полуволновую пластинку WP, сохраняя вертикальную поляризацию, и отразившись от поляризатора Р2, попадает в компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток G2, G3 и зеркальной ретропризмы, где происходит его сжатие.

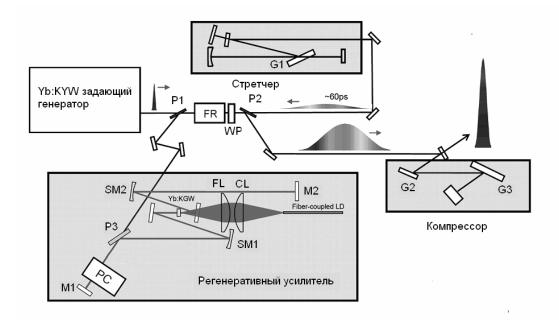


Рис. 2.32. Фемтосекундная система на основе регенеративного усилителя.

Фемтосекундная система работала в двух режимах — усиление энергии и усиление средней мощности. В режиме усилении энергии частота повторения импульсов составляла 1 КГц и после 65 проходов через регенеративный усилитель было получено усиление в насыщении (рис. 2.33а), при этом энергия одиночного импульса после компрессии составила 0,8 мДж а длительность 300 фс. В режиме усиления средней мощности частота следования импульсов составила 100 КГц а выходная средняя мощность - более 3 В. Усиления в насыщении получить не удалось в связи с малой плотностью энергии накачки (рис. 2.33.б).

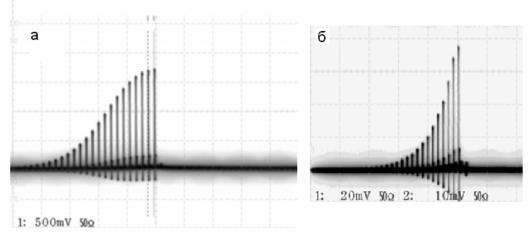


Рис 2.33. Осциллограмма импульса усиливаемого регенеративным усилителем.

§2.3.4. Многопроходный усилитель

Многопроходные усилители также предназначены для значительного усиления фемтосекундных импульсов. Как правило, используется от 8 до 10 проходов через активную среду для первого каскада усиления и от 4 до 8 проходов для второго каскада. Оптическая схема многопроходового усилителя представлена на рис. 2.34. Фемтосекундные импульсы от задающего генератора (лазера) проходят стретчер, изолятор Фарадея и ячейку Покельса, где происходит выделение одиночного импульса. Выделенный импульс M0попадает через зеркало на вход многопроходного усилителя. Многопроходовый телескопический усилитель состоит из двух сферических зеркал М1, М2 и активной среды, расположенной вблизи фокуса обоих зеркал. Для подавления свободной генерации на сферические зеркала надеваются маски специальной формы. Радиусы кривизны зеркал M1и M2 различаются, благодаря чему диаметр пучка уменьшается после каждого прохода через активную среду, а диаметр перетяжки в активной среде, соответственно, увеличивается. Это позволяет получать максимальное усиление инжектируемого импульс без риска повреждения активного элемента. Сферическое зеркало М1 имеет отверстие в центре для вывода усиленного излучения. Излучение накачки фокусируется на активную среду с помощью линзы L и проходит вплотную к срезу зеркала М2.

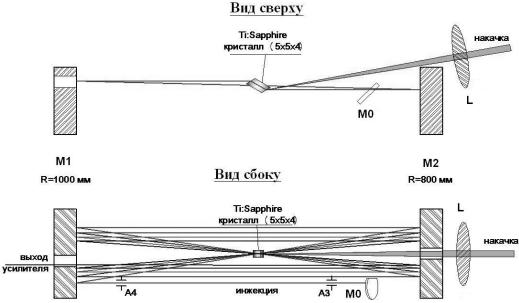


Рис 2.34.. Оптическая схема многопроходового телескопического усилителя.

На рис 2.35. представлена фемтосекундная система на основе многопроходных усилителей на кристаллах титан-сапфира [49,50]. Фемтосекундные импульсы длительностью 14 фс, энергией 4 нДж и частотой следования 91 МГц поступали из задающего генератора в

отражательный стретчер, где удлинялись до 50 пс. После стретчера импульс проходил через призменный компрессор дисперсии, состоящий из двух призм и зеркала, а затем, пройдя поляризатор, поступал на ячейку Покельса, которая уменьшала частоту следования усиливаемых импульсов до 1 КГц. Поляризация импульса менялась на ортогональную, он проходил второй поляризатор и полуволновую пластину. После прохождения полуволновой пластины поляризация импульса восстанавливалась, и он поступал в восьмипроходный усилитель, состоящий из плоского зеркала и двух сферических зеркал с радиусом кривизны 1 м. Вблизи фокуса сферических зеркал находился кристалл титан-сапфира, накачка которого осуществлялась наносекундным импульсами второй гармоники Nd:YLF лазера с энергией 8,5 мДж. Излучение накачки фокусировалось на кристалл с помощью линзы. Ввод и вывод излучения из многопроходового усилителя осуществлялся с помощью дополнительных зеркал. предотвращения развития спонтанной генерации усилителя сферические зеркала были одеты специальные маски с отверстиями для отражения усиливаемого излучения. В первом каскаде импульс усиливался до 1 мДж и через ячейку Покельса поступал в следующий каскад. Вторая ячейка Покельса предотвращала попадание спонтанного излучения из первого каскада усиления во второй каскад и подавляла обратную связь между вторым и первым каскадом.

представляет каскад телескопический четырехпроходовый усилитель, состоящий из плоского зеркала и двух сферических зеркал. Вблизи фокуса сферических зеркал находится кристалл титан-сапфира, накачка которого осуществляется наносекундным импульсами второй гармоники Nd:YLF лазера с энергией 26,5 мДж. Кристалл титан сапфира охлаждается парами азота до 125°K, что позволяет уменьшить термолинзу в кристалле в десять раз. После усиления до 7 мДж импульс поступает в компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток и ретропризмы. Импульс сжимается в компрессоре до 20 фс при энергии импульса 4 мДж и пиковой мощности 0,2 ТВт. Для предотвращения сужения спектра при усилении в первый каскад усиления вводится подложка, вносящая потери в максимуме спектра генерации. Компенсация чирпа вносимого фазовой самомодуляцией в кристаллах титан сапфира осуществляется с помощью призменного компрессора. Амплитудно-фазовые характеристики импульса измеряются с помощью FROG на основе неколлинеарной генерации третьей гармоники.

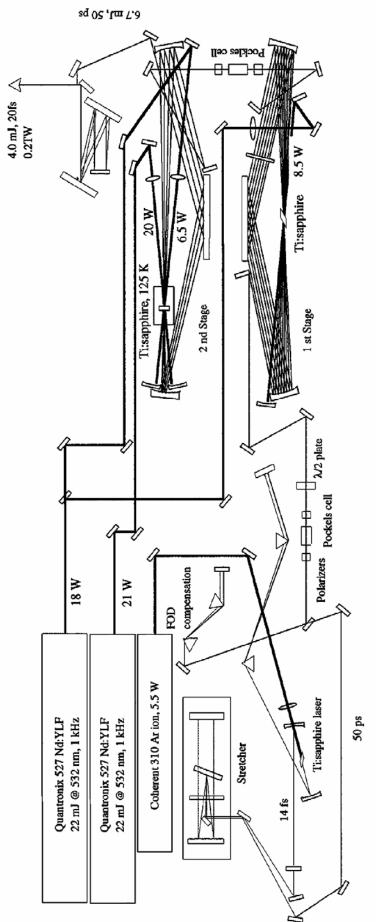


Рис. 2.35. Фемтосекундная система на основе многопроходового усилителя.

§2.4. Измерение длительности и амплитудно-фазовых фемтосекундных импульсов

§2.4.1. Автокорреляционные методы

Техника измерения длительности светового импульса оптическими методами базируется на том, что временное измерение переносится в пространственное, так как, например, импульс длительностью 1 пс имеет протяжённость в воздухе ~ 300 мкм, что легко измеряется с большой степенью точности. Если даны две зависимые от времени функции F(t) и F'(t), и одна из них известна, например, F'(t), то измерение функции $G(\tau)$, определённой как

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F'(t)F(t-\tau)dt$$
 (2.4.1)

позволяет легко определить вторую неизвестную функцию F(t). G(t) — это корреляционная функция первого порядка. К сожалению, для коротких временных интервалов не может быть синтезирован тестовый импульс, описываемый функцией F'(t), и поэтому для реальных измерений используют так называемую "автокорреляционную функцию". В этом случае один лазерный импульс разделяют на два (один с временной задержкой) - F(t) и $F(t-\tau)$ и они, интерферируя, создают автокорреляционную функцию [51-52].

В теории обработки сигналов автокорреляционная функция определяется интегралом:

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F'(t)F(t-\tau)dt$$
 (2.4.2)

и показывает связь сигнала функции F(t)] с копией самого себя, смещенного на величину τ . График автокорреляционной функции можно получить, отложив по оси ординат коэффициент корреляции двух функций (базовой и функции сдвинутой на величину τ), а по оси абсцисс величину τ . Если исходная функция строго периодическая, то на графике автокорреляционной функции тоже будет строго периодическая функция. Таким образом, из этого графика можно судить о периодичности базовой функции, а следовательно и о ее частотных характеристиках.

Принципиальная оптическая схема такого коррелятора представлена на рисунке 2.36.

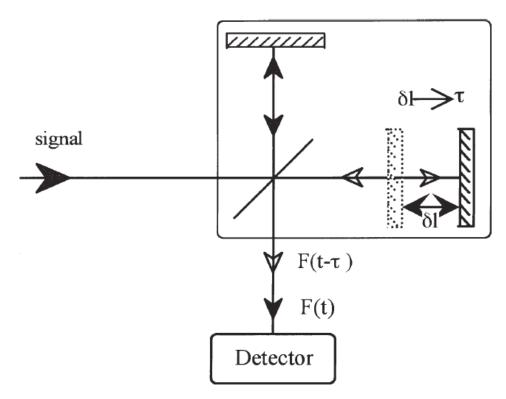


Рис. 2.36. Оптическая схема интерферометрического автокоррелятора.

Оптический коррелятор первого порядка.

В оптике при интерферометрических измерениях роль функции F(t) играет амплитуда электрического поля E(t). Экспериментально обычно измеряется интенсивность лазерного излучения

$$I(t) = \{E(t) \times E^*(t)\}$$
 (2.4.3.)

На выходе автокоррелятора (рис. 2.36.) измеряется интенсивность интерферометрического взаимодействия двух частей оптического импульса, как функция задержки т

$$I_1(\tau) = \int |E(t) + E(t-\tau)|^2 dt$$
 (2.4.4.)

Используя автокорреляционную функцию первого порядка $G(\tau)$, это уравнение можно представить в следующем виде

$$I_1(\tau) \sim 2\int I(t)dt + 2G(\tau)$$
 (2.4.5.)

Реальная картина автокорреляционной функции первого порядка для 100 фс импульса генерируемого титан-сапфировым лазером, представлена на рисунке 2.37.

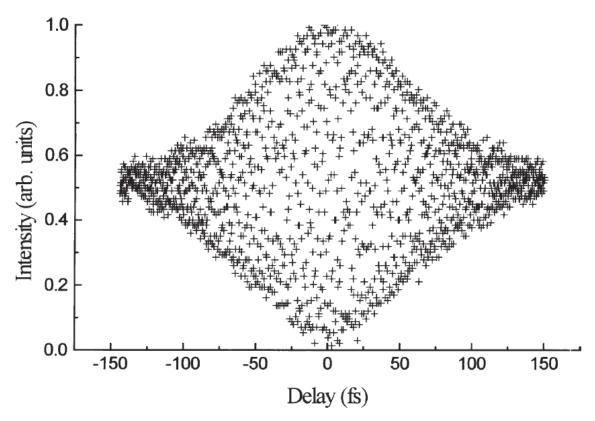


Рис. 2.37 Экспериментальная функция автокорреляции первого порядка для лазерного импульса длительностью 100 фс.

Оптический коррелятор второго порядка.

Экспериментально автокорреляционные функции могут быть получены при помощи многофотонных процессов. Например, с использованием двухфотонного поглощения или генерации второй гармоники, а автокорреляционная функция третьего порядка — с использование эффекта Керра или прямой генерации третьей гармоники.

Принципиальная оптическая схема измерения длительности импульса с помощью двухфотонного поглощения и люминесценции жидкости представлена на рисунке 2.38.

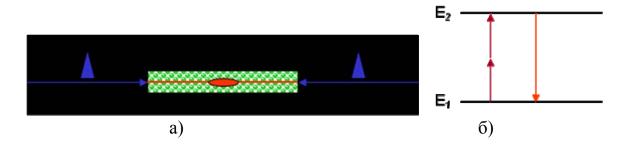


Рис. 2.38. Двухфотонное поглощение и люминесценция жидкости. а) принципиальная схема измерения, б) схема энергетических уровней.

Две части оптического импульса направляются навстречу друг другу и взаимодействуют в кювете с жидкостью (а), имеющей энергетические состояния, аналогичные, представленным на (б). При поглощении двух фотонов с энергией $E_2-E_1/2$ излучается фотон с энергией E_2-E_1 . Сфотографировав область люминесценции жидкости и измерив её длину, можно определить длительность оптического импульса.

Как для случая двухфотонного поглощения, так и для случая генерации второй гармоники можно представить измеряемую интенсивность в следующем виде

$$I_2(\tau) = \int \left[\{E(t)\exp{i[\omega t + \Phi(t)]} + E(t-\tau)\exp{i[\omega(t-\tau) + \Phi(t-\tau)]} \}^2 \right]^2 dt$$
 (2.4.6.)

тогда

$$\begin{split} I_{2}(\tau) &= \int \left[2E^{4} + 4E^{2}(t)E^{2}(t-\tau) \right. \\ &+ 4E(t)E(t-\tau)[E^{2}(t) + E^{2}(t-\tau)] \cos[\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau)] \\ &+ 2E^{2}(t)E^{2}(t-\tau) \cos[2(\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau))] dt \end{split} \tag{2.4.7.}$$

Из рисунка 2.37. видно, что для автокорреляционной функции первого порядка контраст сигнала равен 1/0.5 = 2. А для автокорреляционной функции второго порядка (см. формулу 2.4.7.) сигнал при τ =0

$$I_2(\tau=0) = 2^4 \int E^4(t) dt$$
 (2.4.8.)

а при
$$\tau \to \infty = 2\int E^4(t)dt$$
 (2.4.9.)

т.е. в этом случае контраст равен 16/2 = 8 (рис 2.40. a.)

В настоящее время для определения автокорреляционной функции второго порядка (для лазеров, работающих на высокой частоте повторения импульсов), как правило, используется оптическая схема, представленная на рисунке 2.39.

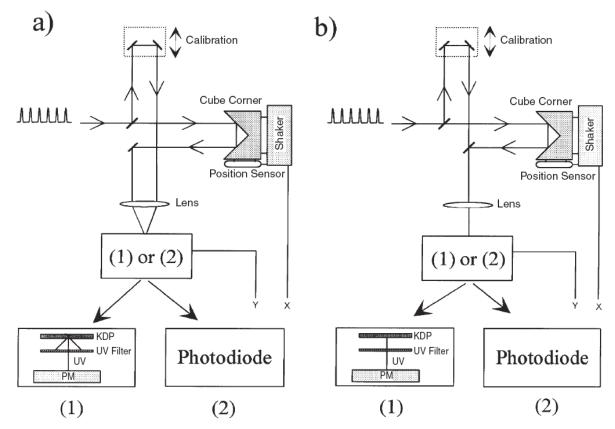


Рис. 2.39. Оптическая схема измерения автокорреляционной функции второго порядка. а) неколлинеарная ГВГ, в) коллинеарная ГВГ.

Излучение лазера попадает на 50% зеркало, отражающее 50% энергии на регулируемую линию задержки и пропускающее 50% на уголковый отражатель. Далее оба излучения фокусируются линзой в нелинейный кристалл (например, КDР). В случае неколлинеарной ГВГ эти пучки сходятся в кристалле под разными (но близкими) углами и каждый из них генерирует вторую гармонику (ГВГ) в момент прихода своих импульсов (коллинеарная ГВГ). Но кроме того, если линия задержки настроена так, что по обеим каналам импульсы приходят одновременно на нелинейный кристалл, то оба импульса генерируют общую неколлинеарную вторую гармонику, геометрически распространяющуюся между собственными коллинеарными. За УФ фильтром, поглощающим основное излучение лазера и пропускающим излучение второй гармоники, наблюдаются три излучения второй гармоники, соответствующие направлениям их распространения. Очень легко поставить диафрагму, пропускающую только излучение неколлинеарной ГВГ (пространственная фильтрация) и при этом фотодетектор будет регистрировать сигнал соответствующий только одновременному приходу импульсов обоих каналов на нелинейный кристалл [53-54]. Пример соответствующего регистрируемого сигнала представлен на рисунке 2.40.(б).

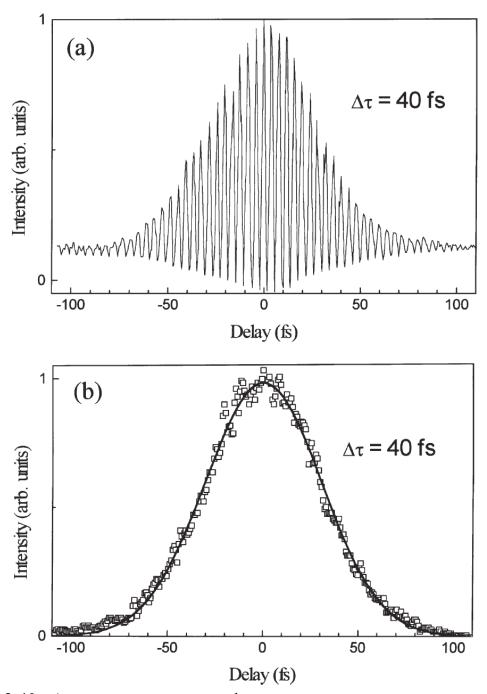


Рис.2.40. Автокорреляционная функция, полученная при использовании оптической схемы, представленной на рис. 2.39.a,b

На рисунке 2.41. представлена иллюстрация скалярного (направление OA) и векторного синхронизма (направление OB) в отрицательном одноосном нелинейном кристалле, для которых выполняется условие синхронизма $k_1^{\, o} + k_2^{\, o} = K^e$, где

$$K^{o} = n_{o1}\omega/c, \ k^{e} = n_{e1}\omega/c, \ K^{o} = n_{02}2\omega/c, \ K^{e} = n_{e2}2\omega/c$$

Для эффективной генерации неколлинеарной второй гармоники необходимо довернуть нелинейный кристалл на максимум этого сигнала.

Конечно, для определения автокорреляционной функции второго порядка данную оптическую схему можно настроить и на коллинеарную ГВГ (2.31. б), но в этом случае полезный сигнал необходимо выделять на фоне постоянно присутствующей коллинеарной ГВГ (рис. 2. 31.a).

В настоящее время в реальных оптических автокорреляторах используются кристаллы BBO, толщиной ~ 100 мкм (для импульсов длительностью ~ 100 фс)

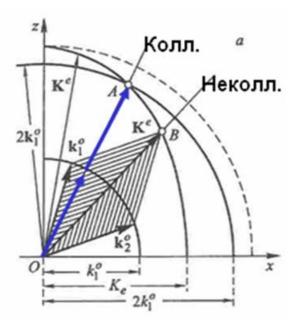


Рис. 2.41. Сечения поверхностей волновых векторов k_1^0 , K^e , $2k_1^o$ отрицательного одноосного нелинейного.

Анализ выходного сигнала (интенсивности $B\Gamma$) для определения длительности лазерного импульса. Дело в том, что для различной формы лазерного импульса, определяемой по интенсивности на половине от максимального значения (FWHM – full width at half maximum), его длительность может быть различной [см. Табл.6.1, столбец I(t) и Δt], и, соответствующие им автокорреляционные функции также будут различными [см. Табл. 2.1, столбец $\Delta \tau$].

Таблица 2.1. Соотношения между длительностью лазерного импульса Δt , шириной автокорреляционной функции $\Delta \tau$ и шириной спектра Δv для импульсов различной формы.

Вид импульса	I(t)	$\Delta \tau / \Delta t$	ΔtΔν
Гауссов	$\exp[-2,77(t/\Delta t)^2]$	1,414	0,44
Sech ²	$\mathrm{Sech}^2(1,76t/\Delta t)$	1,543	0,315

Из анализа многих измерений принято брать результат, соответствующий форме импульса $\operatorname{sech}^2(t)$. В этом случае коэффициент соответствия измеряемой и реальной длительности импульса равен $\Delta \tau/\Delta t = 1.54$. То есть, для определения длительности лазерного импульса, измеренное значение функции автокорреляции необходимо умножать на коэффициент ~ 0.65 .

Оптический коррелятор второго порядка для лазеров, излучающих одиночные импульсы.

Описанная выше схема, как правило, используется для определения фемтосекундных длительности импульса задающих генераторов, работающих с частотой следования импульсов ~ десятки МГц. А фемтосекундные системы излучают импульсы усилительные значительно меньшей частотой повторения $10^1 - 10^3$ Гц. Для измерения одиночных импульсов используется оптическая схема, представленная на рисунке 2.42.

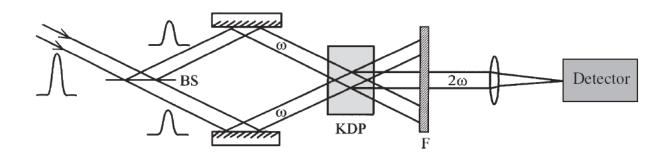


Рис. 2.42. Оптическая схема измерения одиночных импульсов.

Входной импульс делится 50% зеркалом (ВС) на две части, которые падают на нелинейный кристалл под небольшим углом Ф (рис. 2.42.). Излучение неколлинеарной второй гармоники фокусируется на детектор. Естественно, что неколлинеарная ГВГ генерируется только тогда, когда оба импульса пересекаются в пространстве и во времени [55].

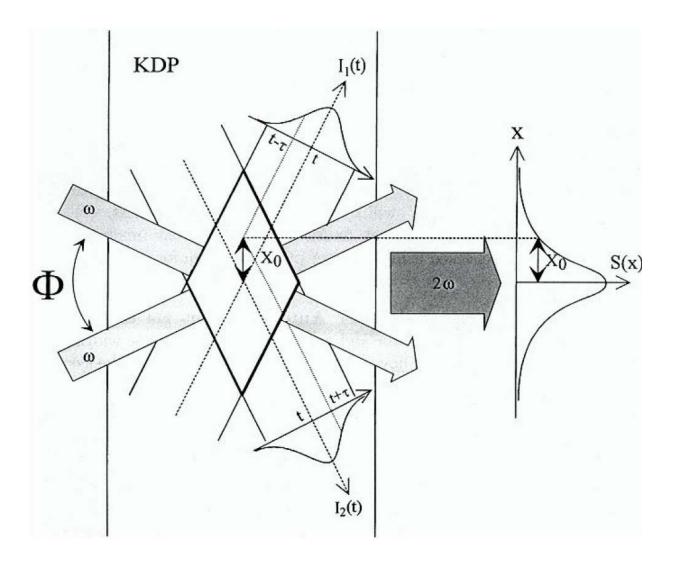


Рис.2.43. Детальная схема неколлинеарной ГВГ, используемая в схеме, представленной на рис. 2.42.

Рисунок 2.43. показывает, что если два импульса имеют форму $I_1(t)$ и $I_2(t)$, то их общий временной профиль описывается распределением интенсивности неколлинеарной ГВГ по пространству - расстоянием X_0 . Интенсивность ВГ пропорциональна произведению $I_1(t-\tau)I_2(t+\tau)$, где τ выводится из геометрических построений

$$\tau = nx_0 \sin(\Phi/2)/c \tag{2.4.10}$$

В результате на детекторе регистрируется сигнал, изменяющийся вдоль оси X и пропорциональный

$$S(x) = \int I_1(t-\tau)I_2(t+\tau)dt$$
 (2.4.11)

т.е. пропорциональный автокорреляционной функции $G_2(2\tau)$.

§2.4.2. Методы измерения амплитудно-фазовых характеристик импульса

Измерение автокорреляционной функции и спектра не дает представления о временной форме фемтосекундного импульса. Например, если в импульсе присутствует чирп, то его можно обнаружить, но нельзя его определить. 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), т. е. оптическое стробирование с разрешением по частоте, и SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction), т. е. спектральная фазовая интерферометрия для прямой реконструкции электрического поля.

Существует много разновидностей FROG: на основе неколлинеарной генерации второй гармоники, на основе вращения поляризации, на основе оптического эффекта Керра, на основе неколлинеарной генерации третьей гармоники. Остановимся на версии, получившей наибольшее распространение на основе неколлинеарной генерации второй гармоники [56-57].

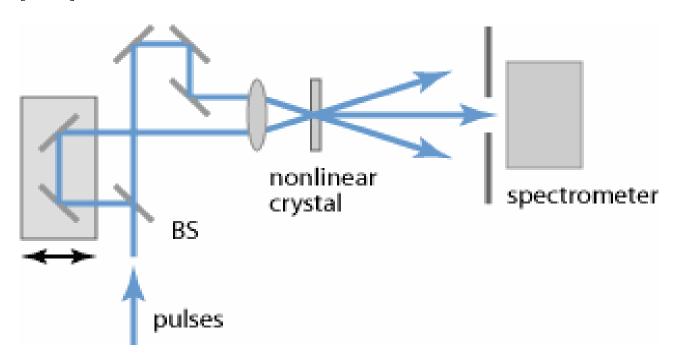


Рис. 2.44. Оптическая схема FROG на основе неколлинеарной генерации второй гармоники.

На рис. 2.44. представлена оптическая схема FROG на основе неколлинеарной генерации второй гармоники. Исследуемый сверхкороткий импульс делится светоделителем BC на две части, которые падают на нелинейный кристалл под небольшим углом. Естественно, что

неколлинеарная генерация второй гармоники возникает только тогда, когда оба импульса пересекаются в пространстве и во времени. Излучение неколлинеарной второй гармоники фокусируется на щель спектрометра. Спектральное разложение импульса спектрометром происходит плоскости ортогональной плоскости рисунка. На ПЗС матрице спектральной плоскости спектрометра МЫ получаем двумерное изображение исследуемого импульса, разложенного по длине волны и по времени (рис. 2.45.).

Поле автокорреляционного сигнала на щели можно представить в виде:

$$E_{sig}(t,\tau) = E(t) E(t-\tau)$$
 (2.4.12)

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

$$I_{sig}^{SHG}(\omega,\tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t-\tau)e^{-i\omega t}dt \right|^{2}$$
(2.4.13)

Изображение FROG не содержит фазы. Для определения фазы предназначен алгоритм FROG. Изображение, полученное в эксперименте, представляет интенсивность $I_{sig}(\omega,\tau)$. Определим поле сигнала:

$$E_{sig}(t,\tau) = P(t)G(t-\tau)$$
(2.4.14)

Далее определим:

$$\tilde{E}_{sig}(\omega,\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t,\tau)e^{-i\omega t}dt$$
(2.4.15)

Соответственно, изображение FROG выглядит следующим образом:

$$I_{sig}(\omega, \tau) = \left| \tilde{E}_{sig}(\omega, \tau) \right|^2 \tag{2.4.16}$$

Преобразуем:

$$\left|\tilde{E}_{sig}(\omega,\tau)\right| = \sqrt{I_{sig}(\omega,\tau)}$$
 (2.4.17)

Таким образом, известна амплитуда $E_{sig}(\omega, \tau)$, но не ее фаза. Если фаза будет найдена, то импульс (E(t)) может быть восстановлен.

Алгоритм итерации используется для определения неизвестной фазы:

- 1. Начните с первоначального предположения для E(t).
- 2. Синтезируйте $E_{sig}(t,\tau)$ от E(t).

- 3. Произведите Фурье-преобразование временной области в частотную, получив $\tilde{E}_{sig}(\omega, au)$.
- 4. Замените амплитуду (сохранив фазу) $\tilde{E}_{sig}(\omega, \tau)$ амплитудой, измеренной в эксперименте ($I_{sig}(\omega, \tau)$). Назовите это $\tilde{E}'_{sig}(\omega, \tau)$.
- 5. Возьмите $\tilde{E}'_{sig}(\omega, \tau)_{\rm H}$ преобразуйте обратным Фурье-преобразованием во временную область ($E'_{sig}(t, \tau)$).
- 6. Извлеките лучший $E(t)_{\rm H3} \, E'_{sig}(t, \tau)$.
- 7. Синтезируйте $E_{sig}(t,\tau)_{\text{из}} E(t)$.
- 8. Произведите Фурье-преобразование временной области в частотную, получив $\tilde{E}_{sig}(\omega, au)$.
- 9. Сравните $\left| \tilde{E}_{sig}(\omega, \tau) \right|$ с $I_{sig}(\omega, \tau)$ (среднеквадратическое отклонение). Если эта ошибка достаточно мала, закончите вычисления.
- 10. Если ошибка велика, перейдите снова к пункту 4.
- На рис 2.42.б представлена реконструкция FROG изображения, проведенная с помощью приведенного выше алгоритма. В нижнем ряду слева приведена временная форма импульса, и зависимость фазы от времени, справа спектр импульса и зависимость фазы от длины волны.

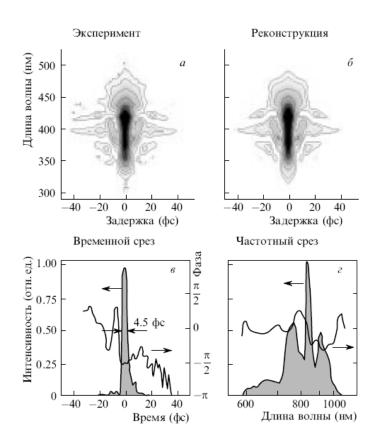


Рис 2.45. Пример регистрации 4.5-фс импульса с использованием FROG на основе неколлинеарной генерации второй гармоники [58].

На рис 2.46. представлена оптическая схема GRENOUILLE [59-60], который является более дешевой компактной и простой в употреблении модификацией метода FROG, основанного на генерации гармоники. горизонтальной происходит В плоскости измерение автокорреляционной функции. Исследуемый импульс делится на две части бипризмой Френеля BP, которые падают на нелинейный кристалл SHG под небольшим углом и, пересекаясь в кристалле, генерируют излучение неколлинеарной второй гармоники, которое затем переносится цилиндрической линзой L на ПЗС матрицу CCD, которая содержит фильтр, не пропускающий основную частоту. Линза расположена на двойном фокусном расстоянии от кристалла и от камеры. Излучение неколлинеарной генерации, падающее на камеру, фильтруется остального излучения с помощью щели S1.

вертикальной плоскости происходит спектральное разложение исследуемого регистрация спектра импульса его Цилиндрическая линза CL фокусирует в нелинейный кристалл SHG излучение исследуемого импульса. Поскольку ширина кристалла больше его спектральной ширины, то при генерации второй гармоники в сферическом пучке будет происходить угловое спектральное разложение исследуемого излучения. Цилиндрическая линза L преобразует угловое спектральное разложение в спектр, который регистрирует ПЗС матрицу CCD.

Так же, как и в методе FROG, на ПЗС матрице мы получаем двумерное изображение исследуемого импульса, разложенного по длине волны и по времени. GRENOUILLE имеет ряд преимуществ перед другими методами измерения амплитудно-фазовых характеристик импульса. Для генерации второй гармоники в нем используются толстый кристалл, который одновременно обеспечивает требуемую автокорреляцию и спектральное разложение, заменяя громоздкий спектрометр, и значительно увеличивает Чувствительность чувствительность устройства. метода немаловажным фактором, так как позволяет измерять амплитудно-фазовые характеристики импульсов, генерируемых лазерами. Бипризма Френеля заменяет светоделитель, линейный транслятор и другую значительно упрощает настройку схемы и упраздняет необходимость подстройки во времени.

Однако эти преимущества не даются даром: например, толстый кристалл второй гармоники, используемый для спектрального разрешения сигнала, имеет меньшее спектральное разрешение, чем спектрометр, используемый в стандартной схеме. Также дисперсия групповой скорости толстого кристалла может кардинально искажать очень короткий импульс.

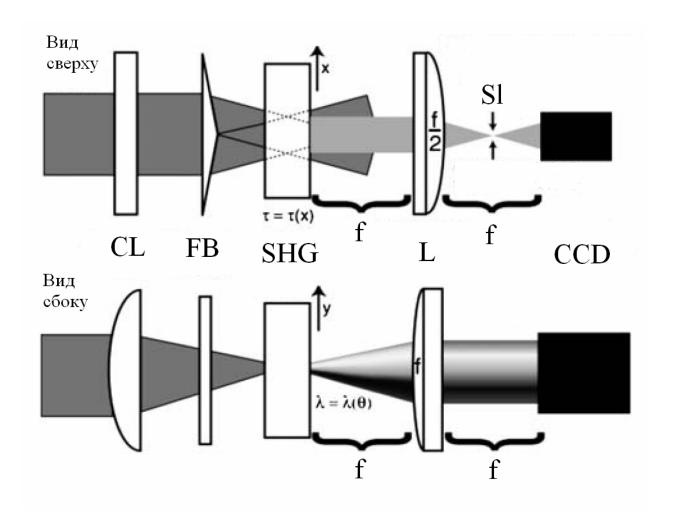


Рис 2.46. Оптическая схема GRENOUILLE.

Метод SPIDER (Spectral Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction), как следует из названия, основан на спектральной интерферометрии фетосекундных импульсов света [61-63]. На рис 2.47. приведена оптическая схема SPIDER. Исследуемый импульс делится на две части. Одна часть проходит дисперсионную задержку и формирует длинный чирпированный импульс. Задержка может представлять собой как пару дифракционных решеток, так и протяженную диспергирующую среду, например, стекло. Вторая часть импульса проходит через двухлучевой интерферометр, формирующий два импульса с разностью хода, такой, чтобы они заведомо не перекрывались во времени.

Длинный чирпованный импульс и два 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) чирпованного

импульса, которые имеют разный спектральный состав. Следовательно, генерируемые импульсы будут иметь спектральный сдвиг.

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

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

$$= I(\omega + \delta \omega) + I(\omega) + 2\sqrt{I(\omega + \delta \omega)I(\omega)} \cos(\varphi_{1}(\omega + \delta \omega) - \varphi_{1}(\omega) + \omega \tau)$$
(2.4.18)

, а фаза результирующей модуляции будет выглядеть:

$$\varphi(\omega) = \varphi_1(\omega + \delta\omega) - \varphi_1(\omega) + \omega\tau \approx \frac{\partial \varphi_1}{\partial \omega} \delta\omega + \omega\tau \tag{2.4.19}$$

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

образом, модуляция Таким суммарного оптического спектра пропорциональна первой производной от спектральной фазы. Зная первую производную, легко получить частотную зависимость спектральной фазы с И образом получить точностью ДО константы. таким полную характеристику импульса.

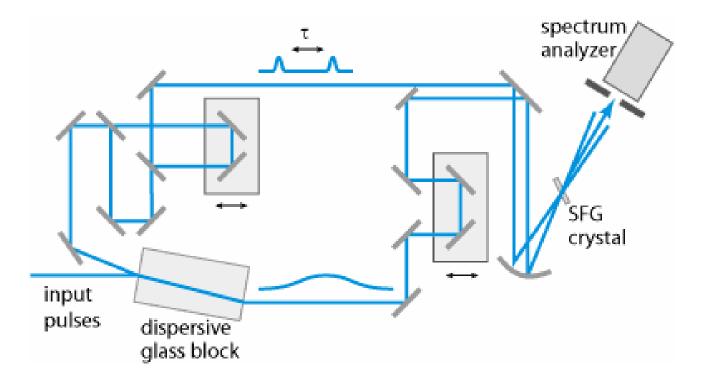


Рис.2.47. Оптическая схема SPIDER

Дополнение 1. Методы измерения энергетических параметров сверхкоротких импульсов

"Следует измерять то, что измеримо, и делать измеряемым то, что таковым не является" Г. Галилей.

использовать ультракороткие начать импульсы в эксперименте или практическом применении необходимо точно знать все их параметры. Основными характеристиками импульсов являются: энергия каждого отдельного импульса или средняя мощность серии импульсов, форма импульса, длительность и спектральный состав. Для измерения этих параметров используется большое количество разнообразной техники, использующей различные методы. Следует отметить, что измерение длительности ультракоротких импульсов (в более длинных импульсов) усугубляется отсутствием отличие от "быстрых" фотодетекторов с большим динамическим необходимых диапазоном. Кроме этих основных параметров очень часто необходимо размер и форму лазерного пучка. Для определения этих характеристик также используются различные методы и устройства, которые мы рассмотрим в этой главе.

Измерение энергии.

Энергия – количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи. Измеряется энергия в Джоулях – Дж (J). Для измерения энергетических параметров лазерного излучения используются различные методы, основанные на преобразовании энергии лазерного излучения в энергию электрического тока (пироэлектрический и фотоэлектрический методы) или в тепловую энергию (тепловой метод).

Пироэлектрические приёмники. Для измерения энергии одиночных импульсов или импульсов, следующих с малой частотой, используются пироэлектрические приёмники.

Пироэлектричество – появление электрических зарядов на поверхности некоторых кристаллических диэлектриков при их нагревании или Приставка "пиро-" происходит от греческого охлаждении. слова, означающего "огонь", соответственно термин ЭТОТ может расшифрован как "электризующийся огнем". У этих приёмников есть один недостаток – им необходимо некоторое время для охлаждения и готовности к следующему измерению. Поэтому эти приёмники могут быть использованы лишь для измерения одиночных импульсов или импульсов, следующих с малой частотой.

На рисунке 2.48. схематически представлен принцип работы пироэлектрического детектора излучения.

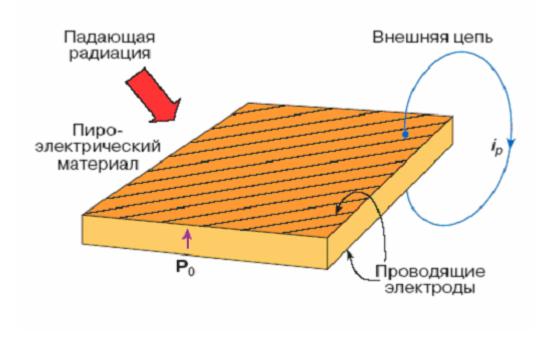


Рис. 2.48. Принцип работы пироэлектрического детектора.

Часть излучения, падающего на пироэлектрический материал поглощается и нагревает его, увеличивая температуру на ΔT . При этом плотность поверхностного заряда (σ) увеличивается пропорционально температуре $\sigma = p\Delta T$, где p — пироэлектрическая константа вещества. Таким образом во внешней электрической цепи, соединяющей проводящие электроды, нанесённые на две поверхности пироэлектрика, возникает электрический ток $i_p \sim \sigma$, который можно измерить простыми электронными системами.

На рисунке 2.49. представлен типичный сигнал оптического импульса с пироэлектрического приёмника на экране осциллографа. Пиковое значение сигнала пропорционально энергии оптического импульса. Относительно медленный спад сигнала отражает остывание материала приёмника.

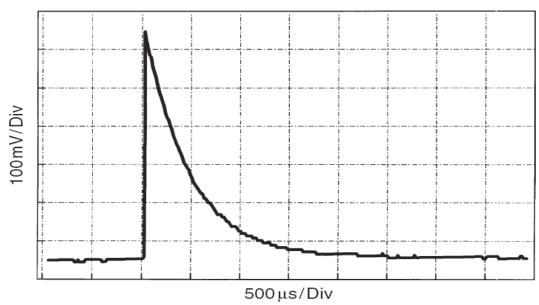


Рис. 2.49. Пример сигнала оптического импульса с пироэлектрического приёмника.

Как правило приемным элементом в пироэлектрических приемниках служат кристаллы ниобата лития, титаната бария, триглицинсульфита. Для лучшего поглощения на приемник наносят слой черни и придают форму внутреннего конуса или сферы.

Чувствительность современных пироэлектрических приёмников ~ мА/Вт, а температурная постоянная - несколько миллисекунд.

Следует отметить, что пироэлектрические приёмники имеют хорошую спектральную чувствительность (см. рис.2.50.) — они практически не зависимы от спектра принимаемого излучения в диапазоне от ВУФ до дальнего ИК.

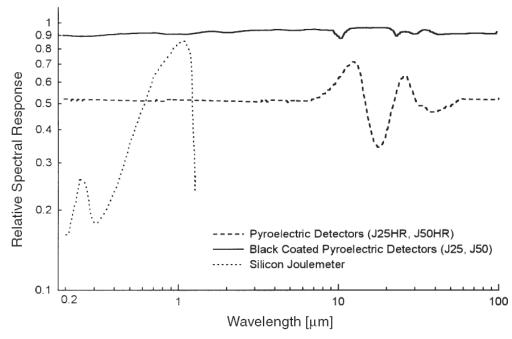


Рис. 2.50. Относительная спектральная чувствительность пироэлектрических приёмников

На рисунке 2.51. представлена фотография приёмной головки типичного пироэлектрического приёмника.



Рис. 2.51. Головка пироэлектрического приёмника фирмы OPHIR.

Измерение мощности.

Мощность – физическая величина, измеряемая отношением работы к промежутку времени, в течение которого она произведена. Измеряется мощность в ватах — Bt (W).

Для современных лазеров, генерирующих ультракороткие импульсы с высокой частотой повторения (десятки МГц), измерение средней мощности является практически единственным способом определения амплитуды импульсов и их стабильности. К таким приёмникам,

интегрирующим оптический сигнал в течение всего времени измерения, относятся термоэлектрические фотодетекторы, у которых электрический сигнал отражает температуру, до которой нагрелось вещество приёмника. Тепловые приёмники (калориметры)

В калориметрах энергия излучения при взаимодействии с веществом приёмника превращается в тепловую энергию, которая и измеряется тем или иным способом, например, способом на основе термоэлектрического эффекта (Эффект Зеебека — термоэдс) или на основе изменение сопротивления металлов или полупроводников.

$$\Delta V = \alpha \Delta T$$

Где ΔV – термо-ЭДС, возникающая при нагреве спая до температуры ΔT , α – удельная термо-ЭДС

<u>Измеритель ИМО-2</u>: приёмный элемент – медный конус (5) с поглощающим покрытием (9),

чувствительный элемент – термобатарея из 2000 термопар (6) на поверхности конуса

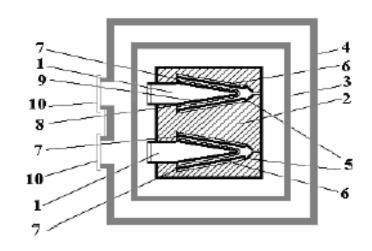


Рис.2.52. Схема конструкции измерительной головки ИМО-2: 1 — приемный элемент (ТЭС); 2 - массивное медное тело; 3 - медный корпус; 4 - кожух головки; 5 - медный конус; 6 — термобатарея; 7 — стеклянные держатели; 8 — резистор; 9 - внутренний конус; 10 — крышка; 11 — кабель.

Измеритель калориметрический твердотельный: приёмный элемент – медный конус с поглощающим покрытием, чувствительный элемент – термосопротивления

Измерение формы импульса с помощью фотоэлектрических приёмников.

Фотодиод — полупроводниковый прибор используется прямой фотоэлектрический эффект, когда энергия фотона больше энергии запрещённой зоны полупроводника.

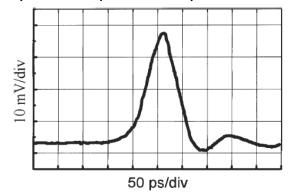
Фотодиоды имеют высокую энергетическую чувствительность, относительно быстрое время отклика (нс), но узкую спектральная чувствительность и низкий порог разрушения.

Позволяют измерять не только энергию, но и длительность импульса.

Некоторые PIN- фотодиоды работают в области 100-10 pc.

Фотодиоды позволяют измерять не только энергию падающего на них оптического импульса, но и позволяют напрямую измерять форму этого импульса. Но, к сожалению, в настоящее время их временное разрешение ограничено. Даже PIN- и лавинные фотодиоды могут быть использованы для регистрации относительно длинных импульсов (> 100 пс) и с большой частотой следования (> 10 МГц). На рисунке 2.53. показан типичный сигнал лазерного импульса с фотодиода на экране осциллографа.

Некоторые PIN- фотодиоды работают в области 100-10 pc.



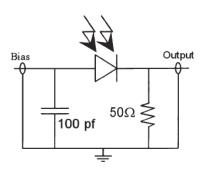


Рис. 2.53. Пример сигнала оптического импульса фемтосекундного лазера с фотодиода (а) и схема включения фотодиода (б).

Основными параметрами приёмников оптического излучения на основе p-n перехода (фотодиодов) являются:

- 1. Энергетическая (световая) характеристика, которая определяет зависимость реакции приёмника от интенсивности падающего излучения (ампер-ваттная, вольт-ваттная, люкс-ваттная).
- 2. Спектральная характеристика чувствительности, которая определяет зависимость реакции фотоприёмника на воздействие излучения с различной длиной волны.
- 3. Частотная характеристика, которая определяет зависимость чувствительности фотоприёмника от частоты модуляции и характеризует инерционность приёмника.
- 4. Пороговая чувствительность, которая определяет минимальный уровень мощности излучения, который может быть обнаружен на фоне собственных шумов.

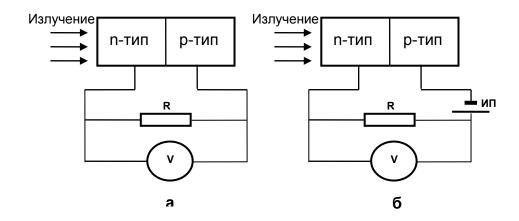


Рис. 2.54. Использование фотодиода в фотогальваническом (а) и в фотодиодном режиме (б)

Фотодиодный режим обладает рядом достоинств по сравнению с фотогальваническим: малой инерционностью, повышенной длинноволновой чувствительностью К части спектра, широким линейности характеристик. Основной динамическим диапазоном недостаток этого режима – наличие шумового тока, протекающего через нагрузку. Поэтому,при необходимости обеспечения низкого уровня шума фотоприёмника в ряде случаев

фотогальванический режим может оказаться более выгодным, чем фотодиодный.

Фотоэлектронный регистратор — использует преобразование зависимости интенсивности от времени в пространственную (угловую) развёртку. В настоящее время такие регистраторы позволяют определять форму импульса длительностью до 20 пс.

До разработки фотоэлектронных регистраторов использовались фотоплёночные регистраторы с механической угловой развёрткой вращающемся зеркалом. Принципиальная схема такого регистратора и его промышленная разработка представлены на рисунке 2.55. Временная разрешающая способность такого регистратора может быть рассчитана из следующих приближений: 1) если радиус камеры 1 м, то длина окружности $\sim 6.28 \text{ м} = 6.28 \text{ x} \cdot 10^3 \text{ мм}$, 2) скорость вращения зеркала 60000 об/мин = 1000 об/с. Тогда на фотоплёнке линия длиной 1 мм прописывается \sim за 16^{-9} с. То есть временное разрешение такого регистратора составляет \sim 16 нс. Для увеличения временной разрешающей

способности в 2 раза необходимо увеличивать диаметр такого фоторегистратора тоже в 2 раза, а это уже становиться очень громоздким прибором.

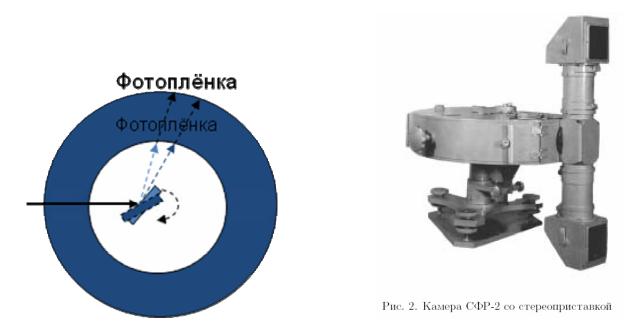


Рис. 2.55. Принципиальная схема плёночного фоторегистратора (a) и внешний вид промышленного фоторегистратора СФР-2(б).

Современные фотоэлектрические приборы имеют большее временное разрешение, чем фоторегистраторы с вращающемся зеркалом, и могут быть использованы для анализа формы импульсов в области пикосекунд. Принципиальная оптическая схема такого фотоэлектронного регистратора — стрик-камера (Streak camera) представлена на рисунке 2.56.

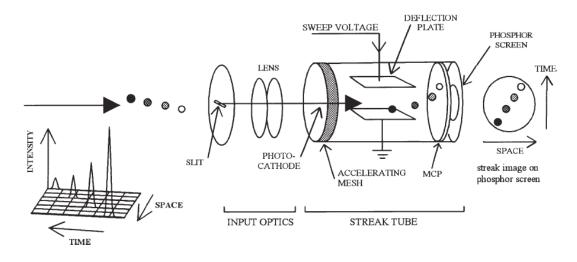


Рис.2.56. Принципиальная схема стрик-камеры.

Исходный оптический импульс или последовательность коротких импульсов, падает через щель на фотокатод и выбитые из фотокатода электроны отклоняются в скоростном высоковольтном электрическом поле и попадают на фосфоресцирующий экран, откалиброванный во времени по высоковольтному электрическому полю. Интенсивность фосфоресценции отражает плотность потока электронов, т.е. амплитуду лазерного импульса. Таким образом, на фосфоресцирующем экране получается изображение короткого оптического импульса.

Электрическое поле, обусловленное ускоряющем напряжением (2-5 кВ), отклоняет электроны пролетающие между высоковольтными электродами, находящимися под переменным электрическим полем, скорость изменения которого определяет временное разрешение стриккамеры (см. рис. 2.57.).

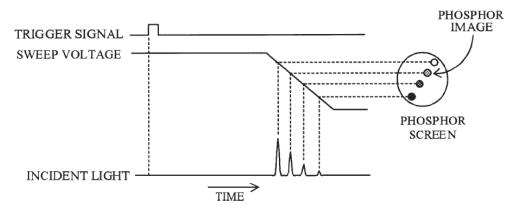


Рис.2.57. Зависимость развертки по времени от скорости изменения высокого напряжения в стрик-камере.

На рисунке 2.58. представлена фотография изображения на фосфоресцирующем экране стрик-камеры.

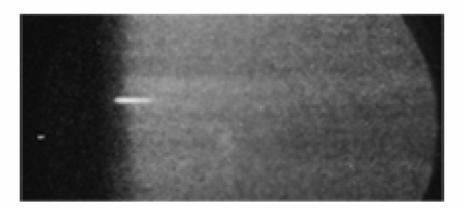


Figure 3. The 3ps x-ray laser observed using the femtosecond x-ray streak camera.

Рис.2.58. Изображение импульса на выходе стрик-камеры.

Существует два метода записи изображения импульсов на стриккамере, в зависимости от типа лазера, излучающего одиночный импульс или серию синхронизированных импульсов. Лучшие временное разрешение достигаются во втором случае, когда усредняются результаты измерения нескольких импульсов (см. рис. 2.25.)

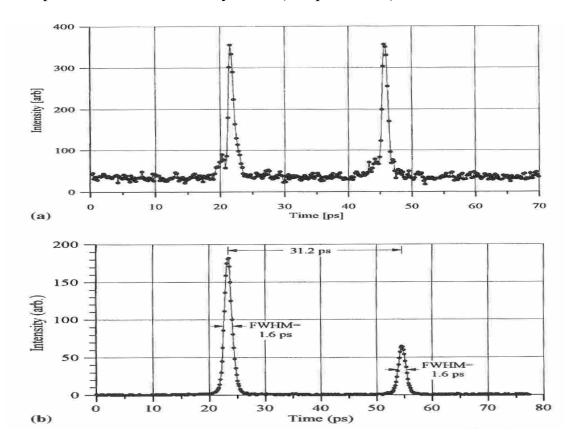


Рис. 2.59. Временное разрешение стрик-камеры, записавшей одиночни импульс (а) и серию синхронизованных импульсов (b).

В настоящий момент наилучшее временное разрешение (~ 200 фс) имеет стрик камера Hamamatsu C 6138, имеющая торговую марку "FESCA-200" (Femtosecond Streak Camera), внешний вид которой представлен на рисунке 2.60, а блок-схема на рисунке 2.61.



Рис.2.60. Внешний вид стрик-камеры Hamamatsu C 6138, "FESCA-200".

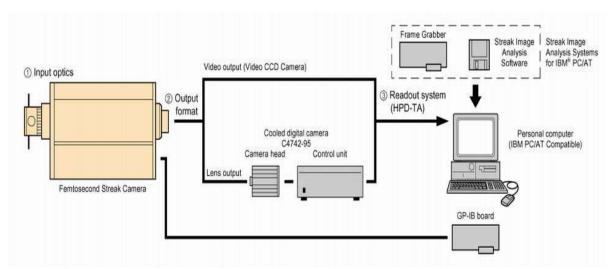


Рис. 2.61. Блок-схема стрик-камеры Hamamatsu C 6138.

Но все современные электронные регистраторы длительности импульсов имеют предел разрешения во времени 200 фс., что не может быть использовано для измерения импульсов фемтосекундных лазеров, генерирующих импульсы длительностью — десятки и даже единицы фемтосекунд. А рекордно короткий оптический импульс в настоящий момент имеет длительность ~ 0.012 фс (12 ас).

Для измерения таких коротких импульсов разработаны устройства, использующие чисто оптические методы.

Дополнение 2. Фемтосекундная лазерная установка на кристаллах титан-сапфира Центра фемтосекундной оптики и фемтотехнологий СПбГУ ИТМО

25 ГВт лазерная фемтосекундная система на кристаллах титансапфира состоит из: задающего генератора, лазера накачки задающего генератора, стретчера, многопроходового усилителя, блока синхронизации и управления электрооптическим затвором, лазера накачки многопроходового усилителя и компрессора.

качестве задающего генератора нами использован фемтосекундный кристалле титан-сапфира «Фемос-2» лазер на разработанный лазерной Новосибирском Отделом оптики при государственном университете, принципиальная оптическая схема которого представлена на рисунке 2.62.

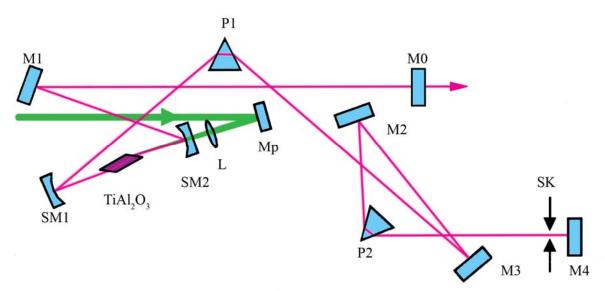


Рис. 2.62. Оптическая схема задающего генератора.

В основу работы лазера положен метод синхронизации мод керровской излучения наведенной линзой. В качестве используется излучение непрерывного ионного аргонового лазера Stabilite SP-2017 фирмы Spectra Physics на всех длинах волн с мощностью не менее 5 Вт. Ранее для накачки использовался аргоновый лазер Spectra Physics модель 117 с мощность накачки 4 Вт и Nd:YAG лазер Verdy фирмы Coherent с мощностью накачки 3 Вт во второй гармонике. При использования Verdy для накачки выходное зеркало резонатора имело коэффициент отражения 2 %. Для получения высокой интенсивности пучок накачки отражаясь от зеркала Мр и при помощи просветленной короткофокусной линзы L из плавленого кварца через сферическое дихроичное зеркало SM2 фокусируется в кристалл титан-сапфира диаметром 6 мм и длиной 5 мм установленный в медном держателе с

водяным охлаждением. Для лучшего термоконтакта между кристаллом и держателем проложен слой индиевой фольги. Для уменьшения потерь торцы активного элемента срезаются под углом Брюстера, что приводит к астигматизму резонатора, который компенсируется наклоном пучков на зеркалах SM1-SM2. Сферических зеркала SM1-SM2 с радиусом кривизны 80 мм формируют моду резонатора с малой каустикой активной среды. Малый диаметр пучка в активной среде нужен для достижения высокой интенсивности, необходимой для формирования и функционирования керровской линзы. Резонатор лазера образован системой зеркал SM2, M0-M4, причем выходное зеркало M0 имеет пропускание Для компенсации дисперсии групповой скорости вносимой фазовой самомодуляцией импульса в кристалле титан сапфира внутри резонатора лазера размещены призмы из плавленого кварца Р1-Р2 установленные под углом Брюстера для минимизации потерь. Расстояние между призмами составляет 67см, что дает возможность работать вблизи точки нулевой суммарной дисперсии резонатора. Расстояние между сферическими зеркалами выбрано так, чтобы при внесении некоторой нестабильности, например резкое перемещение призмы Р2 вдоль ее оси, возникал режим синхронизации мод. После этого плавным перемещением призмы П2 достигается минимальная или требуемая длительность импульса.



Рис. 2.63. Спектр излучения задающего генератора «Фемос 2»

Для максимальной компактности и жесткости конструкции лазера и высокой стабильности его работы резонатор собран на трехстержневой инваровой арматуре скрепленной тремя галетами и снабжен тремя дополнительными плоскими зеркалами М1-М3. Углы между лучами и

нормалью к дополнительным плоским зеркалам составляют не более 7° , для каждого из них, поэтому они работают практически как при нормальном падении. Резонатор лазера надежно пылезащищён, а основные юстировки выведены на корпус. Параметры лазера «Фемос -2» : длины волн генерации 750-950 нм, длительность одиночного импульса менее 20 фс, частота следования импульсов 82 МГц, энергия одиночного импульса 2 нДж, средняя мощность излучения 150 мВт.

Для усиления излучения задающего генератора используется 8-и проходовый усилитель, принципиальная оптическая схема которого представлена на рисунке 2.63. В луч на выходе задающего генератора помещается клиновидная подложка ($\Phi 1$) толщиной 0,5 мм так, чтобы угол падения был близок к 0 градусов. Отражение от передней поверхности пластинки используется для контроля спектра на выходе задающего генератора с помощью спектрометра ASP-100. Пример этого спектра представлен на рисунке 2.63. Отражение от второй поверхности подложки фокусируется (используя зеркало $\Phi 2$ и линзу $\Pi 1$) на быстрый фотоприемник $\Phi \Pi 1$.

Элекрический сигнал с фотоприемника используется синхронизации микроконтроллера блока синхронизации и управления электрооптическим затвором усилителя (производства фирмы Лотис (Минск). Полученная тактовая частота, 82МГц (частота работы задающего генератора), делится на плате синхронизации на 1640000, в результате чего формируется последовательность импульсов с частотой 50Гц, для запуска лазера накачки многопроходового усилителя LQ-129. В соответствии с установленной в LQ-129 задержкой, он формирует синхроимпульс запуска собственного драйвера включения добротности резонатора, а через 80генерация импульса Синхроимпульс 100нс происходит накачки. включения добротности резонатора LQ-129, поступает на синхронизации, которая обеспечивает стробирование его фронта тактовой частотой 82МГц, и запускает три регулируемые задержки. Задержка предназначена для запуска драйвера ввода одиночного импульса излучения лазера «Фемос-2» (диапазон регулировки 0...100нс). Сигналом с выхода запускается формирователь высоковольтного (длительность импульса по основанию 20 нс). Задержка подстраивается таким образом, чтобы высоковольтный импульс совпал во времени с одним из фемтосекундных импульсов в момент прохождения его через ячейку Покельса, и оптимально синхронно с оптическим импульсом лазера накачки LQ-129. В результате выделенный из 82 МГц последовательности фемтосекундный импульс попадает в многопроходовый усилитель, накачанного наносекундным излучения LQ-129, импульсом происходит его усиление.

Вертикальная поляризация излучения на выходе лазера ФЕМОС-2 поворачивается на 90 градусов с помощью зеркального вращателя

поляризации ФЗ. Линза Л2 служит для компенсации расходимости излучения генератора фемтосекундных импульсов. Излучение прошедшее зеркало Ф4 попадает на быстрый фотоприемник ФП2. Сигнал с фотоприемника подается на осциллограф Techtronics, на котором происходит контроль стабильности работы задающего генератора в фемтосекундном режиме. Зеркала Ф5, Ф6 служат для ввода излучения в фемтосекундную лазерную систему на основе многопроходного усилителя МРА-30 изготовленную фирмой «Авеста» г. Троицк

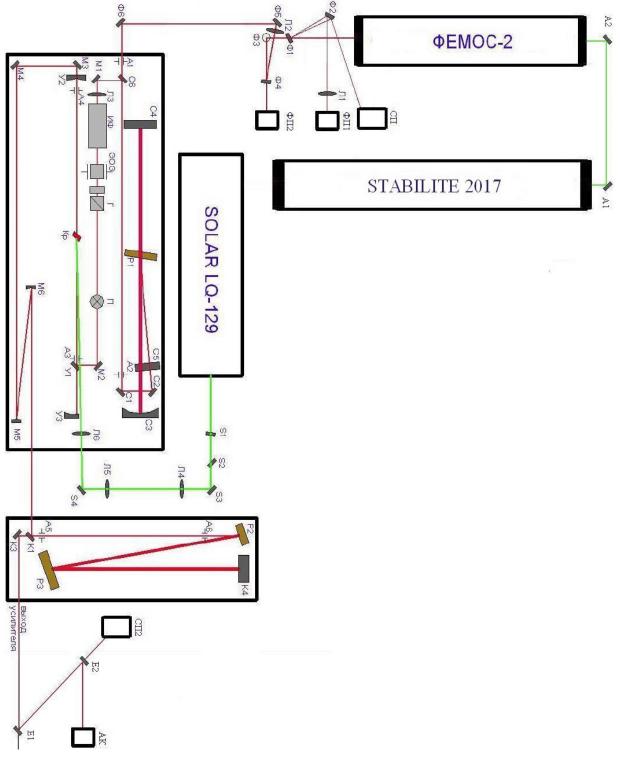


Рис.2.64. Оптическая схема фемтосекундной лазерной системы.

А1, А2 - плоские зеркала; Ф1 – клиновидная подложка, Ф3 зеркальный вращатель поляризации, Ф2, Ф4-Ф6 –плоские зеркала; Л1-Л3 –линзы; СП - спектрометр ASP100; ФП1, ФП2 – быстрые фотодиоды; Р1 – решетка стретчера, С3 - сферическое зеркало стретчера, С1, С2, С4-С6 плоские зеркала стретчера; М1 – М4, У1 –плоские зеркала, ИФ – изолятор Фарадея, ЭОЗ – ячейка Покельса, Г - поляризатор, П – зеркальный перископ; У2, У3 – сферические зеркала многопроходового усилителя, Кр – кристалл титан-сапфира, М5, М6 –зеркальный телескоп; S1 – вращатель поляризации, S2 – поляризатор, S3, S4 – плоские зеркала, Л4, Л5 – линзовый телескоп, Л6 – линза фокусирующая накачку на кристалл; Р2, Р3 – решетки компрессора, К1, К3 – плоские зеркала, К4 – зеркальный уголковый отражатель; Е1- плоское зеркало, Е2 – клиновидная подложка, СП2 - спектрометр ASP100, АК –автокорелятор ASF-20.

Система состоит из стретчера, изолятора Фарадея, ячейки Поккельса, многопроходового усилителя и компрессора и использует метод усиления чирпированных импульсов.

Кристаллы Ti3+: Al2O3 имеют высокий порог насыщения ~1 Дж/см², что делает возможным получать относительно высокие энергии в импульсе из лазерных систем небольших размеров. Для того чтобы усиление было эффективным, необходимо в усиливаемый импульс передать как можно больше энергии, запасенной в активной среде усилителя. Для этого усилитель должен работать в режиме насыщения. Мгновенная мощность при энергии насыщения для фемтосекундной длительности существенно превышают порог повреждения активной среды.

Расстояние $4(l_g$ -f) определяет дисперсию стретчера. На первом проходе через стретчер образуется пространственный чирп, который, после отражения от зеркала M, компенсируется вторым проходом через стретчер и на выходе получается чирпованный импульс с входной модой.

Для коменсации дисперсии используется компрессор состоящий из пары решеток и зеркала обладающая отрицательной дисперсией. Для компенсации пространственного чирпа также осуществляется второй проход через компрессор при отражении от зеркала.

Через юстировочные диафрагмы А1, А2, и зеркала С1, стретчер фемтосекундный импульс попадает состоящий В голографической дифракционной решетки (1350)шт/мм) P1. сферического зеркала С3 с фокусом 750 мм и плоских зеркал С4, С5. Стретчер, использующий только отражательную оптику, растягивает приходящий на него 30 фс импульс приблизительно до 200 пс. Зеркало С4 расположено в фокусе зеркала С3 зеркала С3, С4,С3 телескоп с увеличением -1 котрый меняет знак чирпа на положительный (т.е. красные компоненты спектра опережают синие). Излучение дифрагирует на решетке P1 отражается от зеркал C3, C4, C3, колимируется решеткой P1 и отражается от зеркала C5 а затем снова повторяет пройденный путь. Наклон зеркала C5 позволят изменить направление распространения излучения и оно может быть выведено из стретчера с помощью срезанного зеркала C6.

Отразившись зеркал OT C6. И пройдя линзу Л3. предназначенную компенсации расходимости излучения, ДЛЯ чирпованный импульс попадает на широкополосный изолятор Фарадея. предназначен предотвращения усиленной ДЛЯ влияния люминесценции регенеративного усилителя работу фемтосекундного задающего генератора. Эффект Фарадея состоит во вращении плоскости поляризации при прохождении через среду вдоль магнитного поля. Во внешнем магнитном поле показатели преломления циркулярно левополяризованного право-И света различными. Вследствие этого, для линейно поляризованного излучения левоправополяризованные циркулярно И составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного света поворачивается. Подобрав длину пути и напряженность магнитного поля можно сделать этот поворот равным 90°. После прохождения изолятора Фарадея поляризация излучения становится вертикальной и оно попадает на ячейку Покельса.

Ячейка Поккельса используется ДЛЯ выделения фемтосекундной последовательности импульсов длительности частотой следования 50 Гц (синхронно с импульсом лазера накачки) из последовательности импульсов задающего генератора (80 МГц), с помощью блока управления электрооптическим затвором. напряжения (длительностью 10 генерируется HC) высокого высоковольтным ключом, запуск и напряжение питания которого контролируется блоком управления ячейки Поккельса. При приложении высокого напряжения (до 9КВ) к кристаллу (DKDP) наблюдаться наведенное двулучепреломление В электрооптическом кристалле. напряжение онжом добиться, чтобы разность Изменяя обыкновенного и необыкновенного лучей достигала $\lambda/2$, а поляризация света поворачивалась на 90°.

Горизонтально поляризованное излучение проходит поляризатор (призму Глана) Г, перископ П, который меняет высоту луча, и с помощью зеркал М2, У1 через юстировочные диафрагмы А3, А4 заводятся в многопроходовый телескопический усилитель состоящий из сферических зеркал У2, У3 с фокусом 50 и 40 см соответственно и кристалла титансапфира, находящегося в фокусе обоих зеркал. Сферические зеркала

имеют отверстие в центре своих апертур для вывода усиленного излучения и срезы с одного края для свободного прохождения излучения накачки. Для подавления свободной генерации на сферические зеркала надеты маски специальной формы. Кроме того, радиусы кривизны зеркал У2 и У3 отличаются, благодаря чему диаметр пучка уменьшается после каждого прохода через активную среду, а диаметр перетяжки в активной среде, соответственно, увеличивается. Это позволяет получать максимальное усиление инжектируемого импульса без риска повреждения активного элемента.

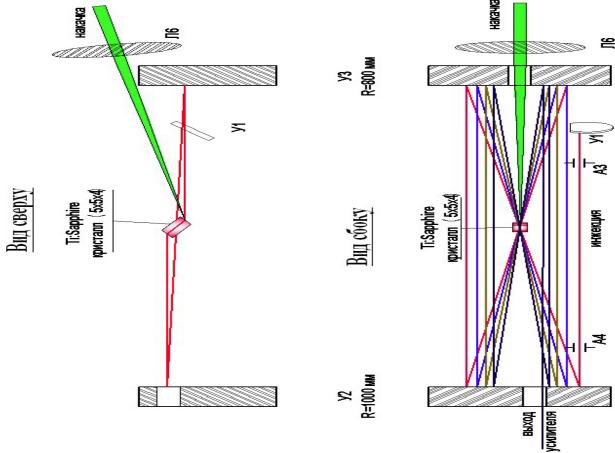


Рис 2.65. Оптическая схема многопроходового усилителя.

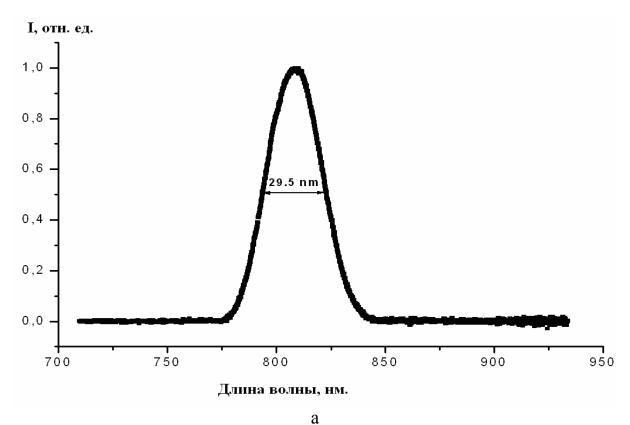
Накачка усилителя осуществляется импульсным излучением второй Nd:YAG LQ-129 гармоники лампового лазера модуляцией добротности, изготовленного фирмой Solar г. Минск . Для плавного энергии импульса накачки используется аттенюатор, состоящий из кварцевого вращателя поляризации S1 и поляризатора S2. Для компенсации расходимости излучения служит линзовый телескоп Л4, Л5. Излучение накачки с энергией 12 мДж при помощи зеркал S3,S4 заводится в усилитель (см. рис. 2.65.), фокусируется в активную среду усилителя линзой Л6 и проходит с краю зеркала УЗ под небольшим углом к оси симметрии усилителя. Для того, чтобы достигнуть усиления в 10^6 раз необходимо обеспечить плотность энергии накачки в кристалле усилителя порядка 4 Дж/см² в пучке диаметром 600-700 мкм, что соответствует усилению приблизительно в 8 раз за первый проход в усилителе.

Проходы в усилителе разведены в вертикальной плоскости. Отраженный от зеркала У1 луч проходит (параллельно основанию усилителя) под кристаллом усилителя и попадает на нижнюю часть зеркала У2), которое фокусирует излучение в активную Расходящийся луч попадает на верхнюю часть зеркала, которое коллимирует пучок и отражает его (параллельно основанию усилителя) на верхнюю часть зеркала У2. Зеркало У2 фокусирует пучок в активную среду во второй раз. Прошедший через кристалл расходящийся луч попадает на нижнюю часть зеркала УЗ, которое коллимирует его и отражает (параллельно основанию усилителя и выше входного луча) на зеркало У2. И т.д. В результате, импульс проходит через активную среду 8 раз, усиливается до 2 мДж и выходит из усилителя через отверстие в центре зеркала У2.

Через зеркала М3, М4, зеркальный телескоп М5 M6 (предназначенный для компенсации расходимости излучения), зеркало К1 и юстировочные диафрагмы А5, А6 усиленный чирпованный импульс поступает в компрессор. Компрессор состоит из двух дифракционных решеток (1200шт/мм) и вертикального уголкового отражателя обеспечения двойного прохода через решетки. Луч, отраженный от зеркала К1 попадает на решетку компрессора Р2. Решетка раскладывает излучение в спектр по направлению к решетке РЗ. Пространственно чирпированный пучок отражается от решетки РЗ, плоскость которой параллельна плоскости решетки Р1, и попадает на вертикальный уголковый отражатель, который поднимает высоту пучка и отражает его точно в обратном направлении. Пучок, выходящий из компрессора, распространяется выше, но параллельно, входному пучку и выводится на стенд с помощью зеркала К3.

Параметры фемтосекундной лазерной системы на основе многопроходного усилителя MPA-30: частота повторения 50 Гц, длительность импульса <40 фс, энергия в импульсе >1 мДж, диаметр пучка 5 мм, стабильность энергии <5 %

Длительность и спектр на выходе лазерной системы контролируются одноимпульсным фемтосекундным автокоррелятором ASF-20 АК и спектрометром ASP-100. На рис. 2.66 представлены спектр излучения и автокорреляционная кривая импульса на выходе фемтосекундной лазерной системы.



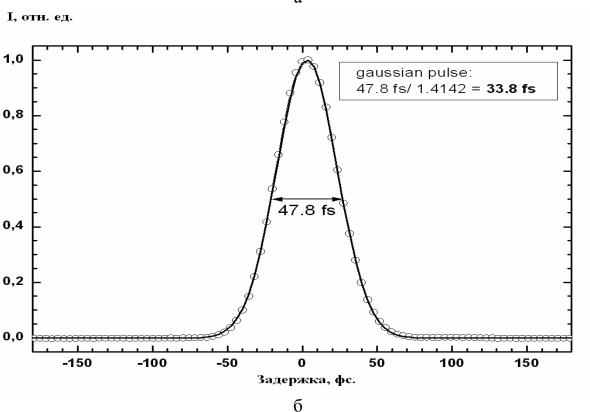


Рис. 2.66. Спектр излучения (а) и автокорреляционная кривая импульса (б) на выходе фемтосекундной лазерной системы.

Одноимпульсный фемтосекундный автокоррелятор ASF-20 предназначен для измерения длительности импульса при настройке фемтосекундного задающего генератора и фемтосекундного усилителя.

измеряет автокорреляционную функцию Автокоррелятор используется неколлинеарный (векторный) порядка, при ЭТОМ синхронизм. Выходные пучки пересекаются на тонкий нелинейном кристалле KDP таким образом, чтобы угол между ними соответствовал условию возникновения векторного синхронизма. В ЭТОМ генерация второй гармоники происходит в направлении биссектрисы этого угла. Необходимым условием возникновения второй гармоники является временное перекрытие интерферирующих импульсов, при этом профиль автокорреляционной функции имеет колокообразную форму с фоном. Толщина нелинейного должна быть кристалла достаточно малой, чтобы ширина полосы спектрального синхронизма превышала ширину спектра исследуемого импульса.

Принципиальная оптическая схема автокоррклятора ASF-20 представлена на рисунке 2.67.

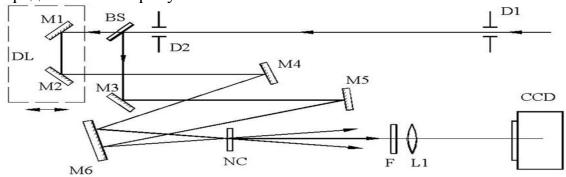


Рис. 2.67. Оптическая схема автокоррелятора.

Исследуемый импульс проходит юстировочные диафрагмы D1, D2, делится на два импульса на светоделителе BS, которые, пройдя через зеркала M1 - M6, пересекаются на нелинейном кристалле NC. Для того, чтобы произошло временное перекрытие импульсов на кристалле, один из импульсов проходит через временную задержку DL. состоящую из зеркал M1, M2. Изображение неколлинеарной генерации второй гармоники переносится на ПЗС матрицу ССD с помощью линзы L1, где оцифровывается и передается на компьютер.

Параметры одноимпульсного фемтосекундного автокоррелятора ASF-20 следующие; диапазон длин волн, в которых работает коррелятор 750 - 850 нм, измеряемый временной диапазон 20 – 200 фс, входная поляризация горизонтальная, используется нелинейный кристалл КDP толщиной 0,3 мм и 14 битная ПЗС матрица 782X582 пиксела. Время экспозиции от 7,4 мкс до 20 с. Связь с компьютером через интерфейс USB.

2. Литература

- 1. Maiman T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby, Nature, 1960, 187, N 4376, p. 493-494.
- 2. "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)..
- 3. F. J. McClung, R. W. Hellwarth, "Giant optical pulsations from ruby", J. Appl. Phys. 1962, V. 33, p. 838-841.
- 4. Harris S. E., Targ H., FM oscillation of the He-Ne laser, Appl. Phys. Lett., 1964, V. 5, p. 202-204.
- 5. M. DiDomenico, Jr., j. E. Ceusic, H. M. Marcos, R. C. Smith, Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAIG: Nd laser, Appl. Phys. Lett., 1966, V. 8, p. 180-183.
- 6. Schmidt W., Schäfer F. P., Self-mode-locking of dye lasers with saturable absorbers Phys. Lett., 1968, V. 26A, p. 558-559.
- 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. 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.
- 13. 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.
- 14. 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.
- 15. 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
- 16. Baltu ska 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

- 17. 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.
- 18. 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
- 19. 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
- 20. Kokel S., Grebing C., Frei H., Anderson A., Assion A., Steinmeyer G., Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise Nat. Phot., 2010, V. 4, p. 462-465.
- 21. Baltuska A., Udem Th., Uiberacker M., Hentschel M., Goulielmakis E., GohleCh., Holzwarth R., Yakovlev V. S., Scrinzi A., Hansch T. W., Krausz F., Attosecond Control of Electronic Processes by Intense Light Fields, Nature, 2003, V. 421, p. 611–615.
- 22. Krausz F., Ivanov M., Attosecond physics, Rev. Mod. Phys., 2009, V. 81, p. 163-234.
- 23 Kienberger R., Goulielmakis E., Uiberacker M., Baltuška A., Yakovlev V., Bammer F., Scrinzi A., Westerwalbesloh Th., Kleineberg U., Heinzmann U., Drescher M., Krausz F., Atomic transient recorder, Nature, 2004, V. 427, p. 817-821.
- 24. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986
- 25. Ахманов С.А., Никитин С.Ю., Физическая оптика. М.: МГУ, 1998. Ахманов С.А., Никитин С.Ю., Физическая оптика. – М.: МГУ, 1998.
- 26. Крюков П.Г., Лазеры ультракоротких импульсов, Квантовая электроника. 2001, Т. 31, С.95-119.
- 27. **A.** Valdvanis 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. Szipocs R., Ferencz K., Spielmann C., Krausz F., Chirped multilayer coatings for broad-band dispersion control in femtosecond lasers, Opt. Lett., 1994, V. 19, p. 201-203.
- 29. 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.
- 30. 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.
- 31. 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.
- 32. Xu L., Spielmann C., Krausz F., Szipocs "R., Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation, Opt. Lett., 1996, V. 21, p. 1259-1261.
- 33. Nogueira 1 G. T., Xu B., Coello Y., Dantus M., Cruz 1 F. C., Broadband 2.12 GHz Ti:sapphire laser compressed to 5.9 femtoseconds using MIIPS, Opt. Exp., 2008, V. 16, p. 10033.
- 34. Fermann M. E., Hofer M., Haberl F., Craig-Ryan, S. P., Femtosecond fiber laser, Electron. Lett., 1990, 26: 1737 1738.
- 35. 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
- 36. 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.
- 37. 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.
- 39. 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
- 40. Killi A., Steinmann A., Dörring J., Morgner U., Lederer M. J., Kopf D., Fallnich C., High-peak-power pulses from a cavity-dumped $Yb:KY(WO_4)_2$ oscillator, Opt. Lett., 2005, V. 30, p. 1891-1893.
- 41. 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.
- 42. Strickland D., Mourou G. Compression of ampli fied chirped optical pulses // Opt. Comm. 1985. V. 56. P. 219–221.
- 43. Sung J. H., Lee S. K., T. J., Jeong T. M., Lee J., 0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser, Opt. Lett., 2010, V. 35, p. 3021-3023.
- 44. 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
- 45. 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
- J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky
- 46. 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.
- 47. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings. // IEEE J. Quantum. Electron.- 1969.- Vol. 5.- N .- p. 454-458

- 48. Miura T., Ito S., High-energy and high-power Yb:KGW femtosecond regenerative amplifier, Proc. of SPIE, 2009, V. 7203, p. 72030U1-72030U8
- 49. 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.
- 50. 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.
- 51. Fontaine, W. Rudolph: Ultrafast diagnostics, Rev. Phys. Appl., 1987, v. 22, p. 1605-1611.
- 52. J.-C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort Laser Pulse Phenomenon: Fundamentals, Techniques and Applications on a Femtosecond Time Scale, Academic

Press, Boston (1996)

- 53. J.K. Ranka, A.L. Gaeta, A. Baltsuka, 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.
- 54. 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.
- 55. 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
- 56. 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.
- 57. Kane D., Trebino R., Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, IEEE J. Quantum Electron., 1993, V. 29, p. 571-579
- 58. 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.
- 59. Trebino, R., Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses. 2002, Boston: Kluwer Academic Publishers.
- 60. 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.
- 61. Wong V., Walmsley I. A., Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers, Opt. Lett, 1994, V 19, p. 227-229.
- 62. Walmsley I. A., Wong V., Characterization of the electric field of ultrashort optical pulses, J. Opt. Soc. Am. B, V. 13, p. 2453-2463
- 63. 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.

Часть 3. Фемтотехнологии

§3.1. Терагерцовая оптика и технологии

За последние пятнадцать лет вместе с развитием фемтосекундных лазеров и микроэлектроники, в исследованиях терагерцовой области наметился значительный сдвиг. В настоящее время наиболее развиты три метода получения предельно коротких ТГц импульсов с использованием фемтосекундных лазерных источников: генерация в приповерхностном слое полупроводников(фотопроводящих антеннах) [2, 11, 13, 15, 18, 23, 27, 30, 31, 34, 35, 51], нелинейно-оптическая генерация разностной частоты или оптическое выпрямление [6, 19, 36, 47], генерация с использованием оптического пробоя фемтосекундных импульсов в газах [8,24,29,48]. Данные методы позволяют получать ТГц электромагнитное излучение с пиковыми амплитудами электрическогополя до ~ 100 kV/cm⁻¹ при использовании фемтосекундных лазерных систем с усилителями.

Для детектирования терагерцового излучения могут использоваться несколько методов. Хронологически первым приемником также свободного терагерцового излучения стала фотопроводящая антенна [1,4]. Электрооптическое детектирование, впервые продемонстрированное 15 лет назад [45], получило широкое распространения из-за широкой полосы пропускания [14,26,33,42,44,46]. Наравне с генерацией ТГц излучения в искре, возможно и обратное направление процесса. То есть, при фокусировании ТГц излучения совместно с опорным пучком излучения фемтосекундной лазерной системы, амплитуда сгенерированной нелинейного процесса второй гармоники результате пропорциональна амплитуде ТГц излучения. Кроме того, для измерения ТГц излучения могут применяться оптико-акустические болометры. В мире широко используются массивы детекторы микроболометров, делающие возможной прямую съемку объектов в ТГц диапазоне спектра, но не позволяющие получать спектроскопическую информацию.

Ультракороткие ТГц импульсы в настоящее время перспективны для внутренней и внешней связи в интегральных схемах, для целей спектроскопии дальнего ИК диапазона с разрешением во времени и химического определения состава сложных соединений, для обнаружения и локализации взрывчатых и других неметаллических веществ, недифференцируемых иными видами электро-магнитных излучений, для создания ТГц радаров, для целей оптической ТГц томографии с разрешением во времени.

Генерация импульсного терагерцового излучения в приповерхностном слое полупроводников (фотопроводящих антеннах)

В начале 90-х годов XX века несколькими группами исследователей было показано, что при освещении некоторых фотополупроводников фемтосекундными импульсами света поверхность образцов излучает когерентные сверхкороткие широкополосные импульсы в дальнем ИК диапазоне 10 мкм – 1 мм [2, 11, 13, 15, 18, 23, 27, 30, 31, 34, 35, 51]. генерации электромагнитного излучения Эффект поверхностью полупроводника при возбуждении его сверхкороткими фемтосекундными импульсами объясняется динамикой образования фотоносителей электронно-дырочных пар ИХ сверхбыстрым движением И приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла, возникающий при этом приповерхностный ток J(t) вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \sim \partial J/\partial t$, обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым фурье-преобразованием его временной формы. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна, излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота генерации в фотополупроводниках, как правило находится в районе 1 – 2 ТГц. Как правило в качестве источников накачки используются фемтосекундные лазеры на сапфире с титаном (Ti : Sa) с центральной длиной волны генерации ~ 800 нм, достаточной для возбуждения электронно-дырочных пар во многих полупроводниках. В качестве генераторов терагерцового излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs [5, 15, 18, 30, 34], InP [34] и InAs [18, 23, 27, 31, 35, 51]. Для увеличения эффективности терагерцового излучения образцы кристаллов помещаются в сильные электрические [15] или магнитные [18,31,35,51] поля. Следует отметить, что, согласно модели [2], интенсивность терагерцового излучения пропорциональна временным производным от концентрации электронно-дырочных пар и их скорости движения в электрическом или магнитном поле, которая определяется подвижностью носителей заряда. Одним из наиболее высоких значений подвижности электронов $\sim 3 \times 10^2 \text{ см}^2/\text{B} \cdot \text{c}$ обладают нелегированные кристаллы арсенида индия InAs, и именно на них достигнута в настоящее время наибольшая эффективность преобразования [35].

экспериментальной работе [35] было отмечено увеличение интенсивности ТГц излучения при помещении кристалла InAs в магнитное поле. Объяснение этого эффекта можно представить в следующем виде [51]. Вблизи поверхности полупроводника всегда электрическое поле, обусловленное наличием поверхностного заряда, причем вектор этого поля перпендикулярен поверхности, его направление определяется знаком заряда. При освещении полупроводника излучением с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны, в приповерхностном слое образуются свободные фотоносители _электроны и дырки. Нестационарное движение данных фотоносителей в приповерхностном электрическом поле и динамика их концентрации обуславливают генерацию терагерцового излучения при фемтосекундном возбуждении. Электрическое поле терагерцового излучения ЕТ , генерируемого поверхностью полупроводника можно определить выражением:

$$\vec{E}_T \sim e\vec{v}\frac{dn}{dt} + en\frac{d\vec{v}}{dt} \tag{3.1}$$

где n — концентрация носителей заряда, \vec{v} — их скорость, e — заряд электрона. Используя формулу (3.1) можно оценить влияние внешнего магнитного поля на генерацию ТГц излучения. Известно [52], что при оптическом возбуждении фотонами с энергией, превышающей энергию запрещенной зоны полупроводника, внешнее постоянное магнитное поле существенного влияния на изменение концентрации носителей не оказывает, но влияет на изменение скоростей носителей. Как известно [57], на заряженную частицу, находящуюся в электрическом и магнитном полях, действует сила Лоренца \vec{F} , обуславливающая её движение:

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] \tag{3.2}$$

где \vec{B} — вектор магнитной индукции, \vec{E} — электрическое поле, поверхностным обусловленное потенциалом. В первый возникновения фотоносителей на них действует приповерхностное электрическое поле, обуславливая их движение по нормали к поверхности полупроводника. Соответственно, для эффективного влияния магнитного поля на движение носителей, его вектор должен быть перпендикулярен вектору скорости или вектору приповерхностного электрического поля. Приложим внешнее постоянное магнитное поле к полупроводнику так, чтобы вектор магнитной индукции был направлен вдоль поверхности полупроводника (см. рис.3.1.).

В таких скрещенных магнитном и электрическом полях составляющие силы Лоренца, действующие на частицу можно представить в виде:

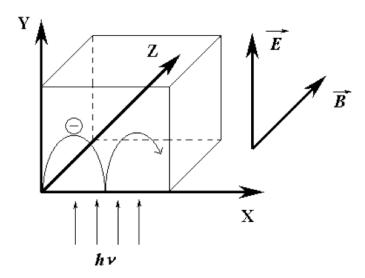


Рис. 3.1: Схематичное изображение траектории движения заряженной частицы в приповерхностном слое полупроводника в скрещенных электрических и магнитных полях.

$$F_{x} = \frac{e}{c}v_{y}B$$

$$F_{y} = eE - \frac{e}{c}v_{x}B$$
(3.3)

а уравнения движения носителей между последовательными актами их рассеяния можно записать в виде:

$$m\frac{dv_{x}}{dt} = \frac{e}{c}v_{y}B$$

$$m\frac{dv_{y}}{dt} = eE - \frac{e}{c}v_{x}B$$
(3.4)

где m — эффективная масса фотоносителя (электрона или дырки). Решение уравнений (3.4) показывает, что частица движется по циклоиде в направлении оси Х (Рис.3.1.). Из сравнения выражений (3.1) и (3.4) можно сделать вывод, что приложение внешнего постоянного магнитного поля с вектором индукции параллельного поверхности приводит к увеличению генерации терагерцового излучения, причем изменение его интенсивности зависимости OTвнешнего постоянного магнитного пропорциональна квадрату магнитной индукции И квадрату напряженности электрического поля:

$$I_{T} \sim \left| \vec{E}_{T} \right|^{2} \sim \left(\frac{dv_{x}}{dt} + \frac{dv_{y}}{dt} \right)^{2} \sim \frac{e^{2}}{m^{2}c^{2}} B^{2} \left(v_{y} - v_{x} \right)^{2} + \frac{e^{2}}{c^{2}} E^{2}$$
(3.5)

Следует отметить, что возникновение компонент движения носителей вдоль осей X и Y приводит также к появлению соответствующих компонент поляризации в генерируемом терагерцовом излучении и, поскольку вклад и различен [2], то появляется эллиптичность

поляризации, экспериментально наблюдавшаяся в работе [35]. Приложение дополнительного внешнего постоянного электрического поля в направлении оси X может привести к увеличению вклада в генерацию ТГц излучения и получению излучения с круговой поляризацией. Для оценки влияния интенсивности светового импульса, возбуждающего фотоносители, используем выражение (3.1). Из него следует, что напряженность поля генерируемого ТГц поля пропорциональна скорости возникновения фотоносителей, для которых можно написать балансное уравнение:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} + I\sigma n \tag{3.6}$$

где τ — время рекомбинации фотоносителей, I — интенсивность падающего на образец излучения [фотон/см 2 с], σ – сечение поглощения [см 2]. Поскольку время рекомбинации фотоносителей много больше времени фемтосекундного возбуждения, в (3.6) можно пренебречь членом т и тогда, сравнивая (3.1), (3.5) и (3.6) можно сделать вывод, что интенсивность ТГц излучения также квадратично зависит от интенсивности возбуждающего излучения. Следует отметить, что в (3.6) не учтено насыщение, вследствие конечности возможного числа носителей в объеме образца. Для оценки насыщающей интенсивности фемтосекундного лазерного импульса учтем, терагерцового излучения происходит генерация приповерхностном слое толщиной порядка длины экранирования Дебая, равной для InAs $L_D \sim 100$ нм. Таким образом, при обычной концентрации атомов полупроводника $N_0 \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, максимально возможная плотность возбуждающих фотонов составляет $N_{max} = L_D \times N_0 \sim 10^{17} \text{см}^{-2}$, соответствует максимальной плотности лазерной энергии $J_{max} \sim 100$ $мДж/cм^2$.

Таким образом, анализ показывает, что для увеличения мощности ТГц излучения необходимо помещать полупроводник во внешние скрещенные магнитные и электрические поля, причем его мощность пропорциональна квадрату напряженности данных полей, а также увеличивать плотность энергии возбуждающего фемтосекундного импульса.

Генерация импульсного терагерцового излучения с помощью нелинейного выпрямления оптических импульсов фемтосекундной длительности

Большое пиковое электрическое поле излучения фемтосекундного импуль са в видимом или ближнем ИК диапазонах спектра позволяет использовать нелинейную восприимчивость второго порядка $(\chi^{(2)})$ электрооптических кристаллов для генерации ТГц излучения. Нелинейное взаимодействие между любыми двумя частотными составляющими в пределах спектра фемтосекундного импульса наводит поляризацию $P(\omega THz)$ и позволяет

излучать электромагнитные волны на частоте биений, причем поляризация пропорциональна интенсивности падающего импульса, т.е. в частотной области можно записать:

$$P(\omega_{THz}) \sim \chi^{(2)} E(\omega_1) E(\omega_2) \sim \chi^{(2)} E_0^2$$
 (3.7)

где $E(\omega_1)$ и $E(\omega_2)$ – фурье-компоненты спектра фемтосекундного импульса, а $\omega_{THz} = |\omega_1 - \omega_2|$. В дипольном приближении и в дальней зоне дифракции амплитуда терагерцовой волны пропорциональна второй производной по

времени от оптически наведенной поляризации $E_{\text{THz}} \sim \frac{d^2 P}{dt^2}$. Поскольку обычно ширина спектра/длительность импульса фемтосекундного излучения составляет 10 ТГц/100 фс, то верхний предел ширины спектра и нижний предел длительности импульса ТГц излучения должны составлять приблизительно те же величины.

Этот механизм использовался для генерации ТГц излучения во многих электрооптических кристаллах, таких как ZnSe, GaSe и ZnTe [3, 10, 13, 19, 28] и в органической ионной соли N-4-диметиламино-4-N-метил-стилбазол тозилат (N-4-dimethylamino-4-N-methylstilbazolium tosylate, DAST) [6,16,22,36, 37]. Помимо величины восприимчивости второго порядка, эффективность преобразования в ТГц излучение зависит от соотношения фаз взаимодействующих волн, т.е. должно выполняться условие фазового синхронизма:

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_{THz} = 0, \tag{3.8}$$

где Δk — волновая расстройка между волновыми векторами волн накачки k_{I} , k_{2} и волновым вектором ТГц импульса k_{THz} . Во многих нелинейных оптических материалах, например, таких как LiNbO₃, фазовый синхронизм между ТГц волной и волной накачки не может быть достигнут в связи с тем, что показатель преломления данных материалов на ТГц частотах определяется приблизительно квадратным корнем из диэлектрической постоянной, который значительно больше чем показатель преломления в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра. Показано, что длина когерентного взаимодействия (длина когерентности) l_{coh} зависит в большей степени от рассогласования групповой скорости фемтосекундного импульса накачки и фазовой скорости ТГц импульса и определяется формулой [37]:

$$l_{coh} = \frac{\pi c}{\omega_{THz} |n_{gr} - n_{THz}|}$$

$$n_{gr}(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda},$$
(3.9)

где n_{gr} — показатель преломления кристалла для групповых скоростей, n_{THz} — показатель преломления среды на ТГц частоте, c — скорость света. Фазовый синхронизм наблюдается в таких нелинейных материалах как ZnTe, GaSe, DAST, в которых l_{coh} составляет 0.1...1 мм. Среди данных

нелинейных сред следует отметить органический кристалл DAST как имеющий наибольшую нелинейную восприимчивость $d_{111} = 1010$ пм/В на длине волны 1318 нм [37]. Многие группы исследователей используют кристаллы ZnTe, имеющие нелинейную восприимчивость $d_{14} = 4$ пм/В на длине волны титан-сапфирового лазера $\lambda = 800$ нм, причем длина когерентности позволяет генерировать электромагнитные колебания в диапазоне от 0 до 2 ТГц.

сравнения характеристик нелинейных оптических кристаллов используется формула (3.10) [17], описывающая эффективность генерации различных частот длинными плоскими импульсами с учетом поглощения. Обычно поглощение в ТГц диапазоне значительно выше, чем в ближнем инфракрасном излучении входного импульса. Для условия совпадения фаз формула выглядит [17]:

$$\eta_{THz} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_v^2 n_{THz} c^3} \exp\left(\frac{-\alpha_{THz} L}{2}\right) \frac{\sinh\left(\frac{\alpha_{THz} L}{4}\right)}{\left(\frac{\alpha_{THz} L}{4}\right)^2}$$
(3.10)

Здесь ω – угловая частота в ТГц, $d_{\it eff}$ – эффективный коэффициент нелинейности I – интенсивность видимого света, L – длина кристалла, α_{THz} - коэффициент поглощения ТГц излучения, n_v и n_{THz} - показатели преломления видимого и ТГц излучения соответственно. Если поглощение мало, то формула упрощается

$$\eta_{THz} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_v^2 n_{THz} c^3} \tag{3.11}$$

А для большого поглощения она трансформируется в:
$$\eta_{\mathit{THz}} = \frac{8\omega^2 d_{\mathit{eff}}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_{\scriptscriptstyle v}^2 n_{\scriptscriptstyle THz} c^3 \alpha_{\scriptscriptstyle THz}^2} \tag{3.12}$$

Таким образом, получается два показателя:

$$FOM = \frac{d_{eff}^{2}}{n_{v}^{2} n_{THz}}$$

$$FOM_{A} = \frac{d_{eff}^{2}}{n_{v}^{2} n_{THz} n_{THz}}$$
(3.13)

Первый – для слабо поглощающих, второй – для сильно поглощающих кристаллов. Эффективность преобразования зависит от этих показателей. На рисунке 3.2 приведены сравнительные характеристики DAST и ZnTe как источников и приемников ТГц излучения [16].

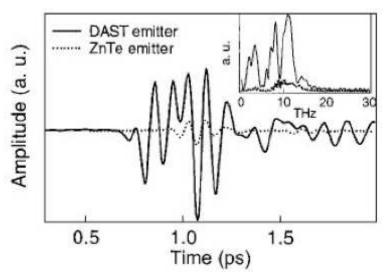


Рис. 3.2: Генерация ТГц импульсов с помощью кристаллов DAST и ZnTe [16]

В кристаллах DAST превосходно генерируется излучение частотой менее 3 ТГц. Результаты, представленные на рис. 3.2 получены при использовании 15 фс импульсов накачки, кристалла DAST толщиной 0.1 мм и ZnTe кристалла толщиной 30 мкм, результаты как видно отличаются приблизительно в 6 раз. Так как длина когерентности в ZnTe менее 30 мкм для частот порядка 10-20 ТГц, увеличение толщины ZnTe кристалла не приведет к повышению эффективности генерации [16].

§3.2. Генерация импульсного терагерцового излучения с помощью оптического пробоя воздуха

Для теоретического исследования генерации широкополосного излучения с использованием оптического пробоя диэлектрической среды в поле фемтосекундных импульсов применим уравнение динамики сильного светового поля в среде с плазменной нелинейностью [59] вида:

$$\frac{dE}{dz} = a\frac{d^3E}{d\tau^3} + g\frac{dE}{d\tau} + \frac{2\pi j}{cn_0}$$

$$\frac{dj}{d\tau} + \frac{j}{\tau_c} = \beta \rho E^3$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \frac{\rho}{\tau_\rho} = \alpha E^2$$
(3.14)

где E — напряженность электрического поля излучения, z — направление его распространения, $\tau = t - n_0 z/c$ — время в сопровождающей излучение системе координат, t — текущее время, c —скорость света в вакууме, ρ — концентрация атомов в высоковозбужденных состояниях, j — плотность тока, создаваемого свободными электронами плазмы в поле светового излучения, n_0 и a определяют зависимость линейного показателя преломления n среды от частоты ω вида:

$$n(\omega) = n_0 + ca\omega^2 \,, \tag{3.15}$$

характерную для диэлектриков в области их нормальной групповой дисперсии [53], коэффициент g характеризует безынерционную часть электронной нелинейной поляризованности среды вида:

$$P_N L = \frac{cn_0 g E^3}{2\pi} \tag{3.16}$$

и связан с коэффициентом нелинейного показателя преломления n_2 соотношением [55] $g=2n_2/3c$, коэффициенты α и β характеризуют эффективность заселения высоковозбужденных электронных состояний и генерации свободных носителей в конкретном веществе, τ_p — эффективное время релаксации заселенностей высоковозбужденных состояний, τ_c — среднее время столкновительной релаксации свободных электронов в генерируемой светом плазме.

Выведенные в [59] на основе формализма матрицы плотности в приближении трехуровневой (для атомов газа) или трехзонной (для твердых тел) энергетической модели диэлектрической среды уравнения (3.14) описывают динамику непосредственно поля волны (а не ее огибающей) и поэтому позволяют анализировать взаимодействие световых импульсов с существенно различающимися спектрами, в том числе взаимодействие, сопровождаемое генерацией волн в других спектральных диапазонах [55]. При этом необходимо только, чтобы в этих спектральных

диапазонах выполнялось соотношение (3.15) (которое, впрочем, может уточняться добавлением слагаемых с частотой в других степенях и соответствующей модификацией первого уравнения системы (3.14) [55]), а длительность результирующей волны не становилась слишком большой, т.е. такой, при которой следует учитывать механизмы нелинейности другой природы (стрикционной, тепловой и т.п.) [49].

Для численного моделирования систему (3.14) удобно нормировать, вводя новые переменные для напряженности поля $\tilde{E} = E/E_0$, координаты $\tilde{z} = a^{(\omega)^3}z$ и времени $\tilde{\tau} = {(\omega)}\tau$, где E_0 — нормировочная амплитуда напряженности электрического поля излучения на входе в среду, (ω) — нормировочная частота.

Тогда, проинтегрировав второе и третье уравнения системы (3.14), её можно свести к одному нормированному уравнению [58] вида

$$\frac{d\widetilde{E}}{d\widetilde{z}} - \frac{d^{3}\widetilde{E}}{d\widetilde{z}^{3}} + G\frac{d\widetilde{E}}{d\widetilde{\tau}} + H\int_{-\infty}^{\widetilde{\tau}} \widetilde{E}^{3}(\tau') e^{\frac{\widetilde{\tau}-\tau'}{\widetilde{\tau}c}} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} \widetilde{E}^{2}(\tau'') e^{\frac{\widetilde{\tau}'-\tau''}{\widetilde{\tau}\rho}} d\tau'' = 0$$
(3.17)

где безразмерные коэффициенты

$$G = \frac{4}{3} \frac{\Delta n_{NL}}{\Delta n_D}$$

$$H = \frac{2\pi \tilde{\tau}_{imp}^2 \alpha \beta}{n_0 \Delta n_D \langle \omega \rangle^2 \langle \omega \rangle}$$
(3.18)

 $\tilde{\tau}_{o} = \tau_{o}$ (ω), $\tilde{\tau}_{e} = \tau_{e}$ (ω), $\tilde{\tau}_{imp} = \tau_{imp}$ (ω), τ_{imp} — длительность волны, $\Delta n_{D} = ca$ (ω) — дисперсионная добавка к показателю преломления среды, $\Delta n_{NL} = n_{2}E_{0}^{2}/2$ — нелинейная добавка к показателю преломления среды, индуцируемая в поле монохроматической волны с амплитудой E_{0} .

Граничные условия уравнения (3.17) при z=0 будем задавать в виде суперпозиции полей двух гауссовых импульсов одинаковой длительности, но разной частоты и амплитуды вида:

$$E(\tau) = E_{01} \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_{imp}^2}\right) \sin(\omega_0 \tau) + E_{02} \exp\left(-\frac{(\tau + \Delta \tau)^2}{\tau_{imp}^2}\right) \sin(2\omega_0 (\tau + \Delta \tau))$$
(3.19)

где E_{01} и E_{02} – максимальные амплитуды импульсов на входе в среду, τ_{imp} – их длительность, ω_0 и $2\omega_0$ – центральные частоты, τ – временной сдвиг между импульсами. В нормированных координатах выражение (3.19) для напряженности поля излучения на входе в среду принимает вид:

$$\widetilde{E}(\widetilde{\tau}) = E_{01} \exp\left(-\frac{\widetilde{\tau}^2}{\widetilde{\tau}_{imp}^2}\right) \sin(\widetilde{\tau}) + E_{02} \exp\left(-\frac{(\widetilde{\tau} + \Delta \widetilde{\tau})^2}{\widetilde{\tau}_{imp}^2}\right) \sin(2(\widetilde{\tau} + \Delta \widetilde{\tau})),$$

$$\widetilde{E}(\widetilde{\tau}) = E_{01} \exp\left(-\frac{\widetilde{\tau}^2}{\widetilde{\tau}_{imp}^2}\right) \sin(2(\widetilde{\tau} + \Delta \widetilde{\tau})),$$

$$\widetilde{E}(\widetilde{\tau}) = E_{01} \exp\left(-\frac{\widetilde{\tau}^2}{\widetilde$$

Численная схема [50] нахождения решений уравнения (3.17) с граничными условиями (3.20) была основана на методе предсказания-коррекции при расчете пространственных шагов [54], аппроксимация производных по времени осуществляется на равномерной сетке. Для предсказания

использовался метод Нистрема второго порядка, для коррекции — метод Хенричи-Милна второго порядка, вычисление интегральных слагаемых производилось по формуле Симпсона четвертого порядка (описание этих широко известных методов вычислительной математики приведено, например, в [56].

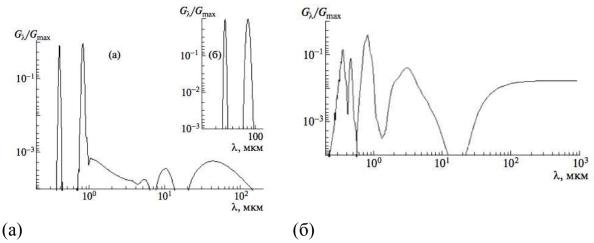


Рис. 3.3: (а) — нормированная спектральная плотность излучения на входе в среду; (б)_нормированная спектральная плотность излучения после прохождения слоя воздуха толщиной 25 см при входной интенсивности импульсов первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера $I = 4 \times 10^{11} \mathrm{BT/cm^2}$. (в) — нормированная спектральная плотность излучения после прохождения слоя воздуха толщиной 25 см при входной интенсивности импульсов первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера $I = 2.1 \times 10^{12} \mathrm{BT/cm^2}$

На рис. 3.3,3.4 приведены результаты расчета по уравнению (3.17) спектров излучения титан-сапфирового лазера,

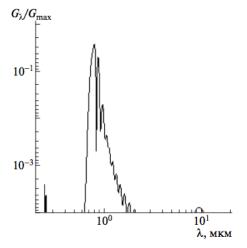
$$G_{\lambda} = \int_{-\infty}^{\infty} E(\tau) \exp\left(-\frac{i2\pi\tau}{\lambda}\right) d\tau \tag{3.21}$$

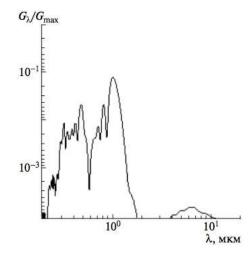
после прохождения волной вида (3.20) с $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 800$ нм, $\tau_{imp} = 40$ фс, $\Delta t = 0$ слоя воздуха ($n_0 = 1.00027$, $n_2 = 5.6 \times 10^{-19}$ см²/Вт, $\alpha\beta = 7.4 \times 10^{15}$ ед.СГС, $\Delta n_D = 2.7 \times 10^{-6}$, $\tau_c = 65$ фс, $\tau_\rho = 150$ фс [39]) толщиной Z = 25 см при разных входных интенсивностях.

Рисунок 3.3(а,б) демонстрирует результаты нелинейного распространения в воздухе импульсов первой и второй гармоник с входными интенсивностями $I=4\times 10^{11}~{\rm BT/cm^2}$ (G=0.35,~H=0.08).При таких интенсивностях, нелинейность оптической среды определяется в основном безынерционным кубичным по полю откликом (G>H). Как видно из рисунка, в слое воздуха толщиной 25 см уширение спектра импульса такой интенсивности в длинноволновую область спектра выражено слабо ($G/G_{max} < 10^{-3}$).

На рис.3.3(в) приведен спектр излучения после прохождения слоя воздуха той же толщины, но при большей входной интенсивности $I = 2.1 \times 10^{12}$ Вт/см² (G = 1.77, H = 1.9). При такой интенсивности H > G, т.е. начинает доминировать нелинейность оптической среды плазменной природы. Как видно из рисунка, в среде с плазменной нелинейностью эффективно генерируется длинноволновое излучение ($G/G_{max} \sim 10^{-2}$), начиная с длины волны $\lambda = 3$ мкм и далее вплоть до миллиметрового диапазона с небольшим окном в диапазоне 11 - 12 мкм.

На рис. 3.4(а) показано сверхуширение спектра импульса основной гармоники (излучение вида (20) при $\vec{E}_2 = 0$) с интенсивностью $I = 4.2 \times 10^{12}$ Вт/см², совпадающей с пиковой интенсивностью суммарной волны, нелинейное распространение которой обсуждалось в предыдущем случае. Сопоставление результатов, приведенных на рис. 3.3(в) и 3.4(a), генерируемое показывает, что высоких интенсивностях при длинноволновое излучение обусловлено не самовоздействием импульсов первой или второй гармоник, а их взаимодействием в нелинейной среде. На рис.3.4(б) приведены результаты изменения спектра двух частотного на входе в среду излучения (20) с той же высокой интенсивностью $I = 2.1 \times 10^{-6}$ 10^{12} Bт/см², что и в случае, иллюстрированном на рис. 3.3(в), но для "модельного" воздуха, в котором нет генерации плазмы (H=0), т.е. нелинейность среды даже при больших интенсивностях световой волны определяется только безынерционной кубичной по полю нелинейностью (G = 1.77). Сопоставление результатов взаимодействия импульсов первой и второй лазерных гармоник в воздухе (рис. 3.3(в)) и "модельном" воздухе без генерации плазмы (рис. 3.4(б)) показывает, что возникновение обусловлено инерционной излучения длинноволнового нелинейностью. При этом отметим, что в изначально ионизированной среде с заданной концентрацией свободных электронов генерации длинноволнового излучения происходить не будет, а лишь изменится дисперсии световой волны из-за изменения частотной зависимости линейного показателя преломления.





(a) (B)

Рис. 3.4: (а) — Нормированная спектральная плотность излучения после прохождения слоя воздуха толщиной 25 см при входной интенсивности импульса основной гармоники титан-сапфирового лазера (вторая отсутствует) $I = 4.2 \times 10^{12} \mathrm{BT/cm^2}$; (б) — Нормированная спектральная плотность излучения после прохождения слоя "модельного" (без плазменной нелинейности) воздуха толщиной 25 см при входной интенсивности импульсов первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера $I = 2.1 \times 10^{12} \mathrm{BT/cm^2}$

Результаты численного моделирования, представленные на рис. 3.5, показывают, как изменяется характер генерации длинноволнового сдвига излучения при появлении временного (Δt) \neq 0) разночастотными импульсами на входе в нелинейную среду. На рисунке представлен спектр излучения после прохождения слоя воздуха в 25 см при тех же входных параметрах, что на рис. 3.3(в) и 3.4(б), но с временным сдвигом между входными импульсами первой и второй гармоник $\Delta t =$ $\pi/4\omega_0 = 1.7$ фс (т.е. размер смещения составляет четверть периода второй гармоники). Видно, что спектральная плотность излучения, генерируемого в длинноволновом диапазоне, изменяется и снижается, причем в терагерцовом – уменьшается на порядок.

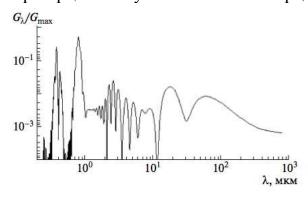


Рис. 3.5: Нормированная спектральная плотность излучения после прохождения слоя воздуха толщиной 25 см при входной интенсивности импульсов первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера $I=2.1\times 10^{12}~\mathrm{Bt/cm^2}$ при временной отстройке между импульсами $\Delta t=\pi/4\omega_0=1.7$ фс.

§3.3. Детектирование импульсного терагерцового излучения с помощью фотопроводящих антенн

ТΓц Механизм детектирования излучения cпомошью фотопроводящих антенн практически идентичен процессу генерации в них. Рассмотренное движение носителей в приповерхностном слое используется для детектирования ТГц излучения. На рис. 3.6 показан процесс регистрации импульсного ТГц излучения с разрешением во времени с помощью фотопроводящей антенны. В отсутсвие приложенного излучение поля ТΓц вызывает ток фотоносителей слое, фотоносители возбуждаются приповерхностном импульсами пробного фемтосекундного пучка. Фототок существует в течение времен жизни фотоносителей, которое много короче длительности ТГц импульса, что позволяет проводить измерения с разрешением во времени. Фототок в пропорционален амплитуде полупроводнике ПОЛЯ ΤГц излучения, сфокусированного на антенну. Измерение временного профиля ТГц импульса производится путем изменения относительного оптического пути ТГц и пробного пучков.

Фототок как правило характеризуется силой тока порядка наноампер, потому важно преобразовать слаботочный сигнал в измеряемое напряжение. Для увеличения соотношения сигнал-шум используются синхронные усилители, а сигнал предварительно модулируется.

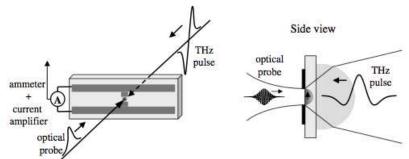


Рис. 3.6: Детектирование ТГц излучения фотопроводящей антенной [25]

Фототок зависит не только от падающего ТГц излучения, но и от нестационарной удельной поверхностной проводимости $\sigma s(t)$

$$J(t) = \int_{-\infty}^{t} \sigma_s(t - t') E_{THz}(t') dt'$$
(3.22)

То, что проводимость зависит от времени означает, что ток не может мгновенно реагировать на изменение поля ТГц излучения. Фототок является сверткой поля ТГц излучения в предыдущие моменты времени с удельной проводимостью. Используя теорему о свертке, фурье преобразование (3.22) даст:

$$\widetilde{J}(v) = \widetilde{\sigma}_s \widetilde{E}_{THz}(v)$$
, (3.23)

где I(v), $\sigma_s(v)$ и ${}^{\sim}E_{THz}(v)$ — фурье образы J(t), $\sigma_s(t)$ и $E_{THz}(t)$ соответственно. Из этого соотношения видно, что полоса детектирования фотопроводящей антенны ограничена подвижностью носителей материала, из которого она изготовлена. Фототок является не точным повторением временного профиля $T\Gamma_{\rm I}$ излучения, но подвергается частотной фильтрации.

Удельная поверхностная проводимость определяется интенсивностью падающего излучения, скоростью дрейфа носителей и их количеством. Отношение скорости дрейфа носителей к приложенному полю выражается как:

$$\mu(t,t') = \mu_e \left(1 - e^{\frac{-(t-t')}{\tau_s}} \right), \tag{3.24}$$

где μ_e — подвижность электронов, а τ_s — время релаксации импульса. Количество электронов убывает экспоненциально со временем как $n(t, t') = exp(-(t-t')/\tau_s)$.

Полагая, что на антенну падает оптический гауссов импульс $I_{opt}(t) = I_0 \exp(-t^2/\ \tau_p^2)$, получаем выражение для удельной поверхностной проводимости:

$$\sigma_{s} = \frac{2\sigma_{0}}{\sqrt{\pi}\tau_{p}} \int_{-\infty}^{t} e^{-\frac{t^{2}}{\tau_{p}^{2}}} \left(1 - e^{-\frac{(t - t')}{\tau_{s}}}\right) e^{-\frac{(t - t')}{\tau_{c}}} dt'$$
(3.25)

гле

$$\sigma_0 = \frac{\sqrt{\pi}e\mu_e (1 - R_{opt})I_0 \tau_p}{2\hbar\omega} \tag{3.26}$$

Интегрирование этого выражения дает:

$$\sigma_{s}(\eta) = \sigma_{0} \left(e^{-a\eta + a^{2}/4} \left[1 + erf\left(\eta - \frac{a}{2} \right) \right] - e^{-(a+b)\eta + (a+b)^{2}/4} \left[1 + erf\left(\eta - a + \frac{b}{2} \right) \right] \right)$$
(3.27)

где $\eta = t/\tau_c, \ a = \tau_p/\tau_c, \ a \ b = \tau_p/\tau_s.$

На рис. 3.7 показана временная зависимость поверхностной проводимости и её Фурье преобразование. Кривая на рис. 3.7 построена для значений длительности оптического импульса в $2\sqrt{\ln 2}$ $\tau_p = 0.08$ пс, времени жизни носителей $\tau_c = 0.5$ пс и времени релаксации $\tau_s = 0.03$. Фурье преобразование проводимости показывает, что несмотря на конечную полосу пропускания $\sim 1T\Gamma$ ц, возможно измерять частоты до $\sim 4T\Gamma$ ц.

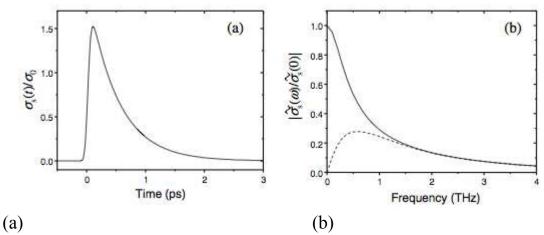


Рис. 3.7: (a) Поверхностная проводимость как функция от времени и (b) амплитуда его Фурье преобразования. Пунктиром показан функция отклика детектора с учетом дифракции. [25]

Из-за дифракции диаметр перетяжки ТГц излучения зависит от частоты, из-за этого зависит от частоты и отклик приемника. На рис. 3.7 пунктирной линией показано, как изменяется поверхностная проводимость, если учитывать дифракционные эффекты.

Электро-оптическое детектирование терагерцовых импульсов

фотопроводящая антенна, электрооптическое детектирование позволяет измерить временной профиль ТГц импульса, тем самым позволяя с высокой точностью определить не только его амплитуду, но и фазу. Механизм электро-оптического детектирования использует электрооптический эффект Поккельса. Эффект Поккельса схож с механизмом оптического выпрямления:

$$P_{i}^{(2)}(\omega) = 2\sum_{j,k} \varepsilon_{0} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega, 0) E_{j}(\omega) E_{k}(0) = \sum_{j} \varepsilon_{0} \chi_{ij}^{(2)} E_{j}(\omega),$$
(3.28)

 $P_{i}^{(2)}(\omega) = 2\sum_{j,k} \varepsilon_{0} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega,\omega,0) E_{j}(\omega) E_{k}(0) = \sum_{j} \varepsilon_{0} \chi_{ij}^{(2)} E_{j}(\omega) , \qquad (3.28)$ $\chi_{ij}^{(2)}(\omega) = 2\sum_{k} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega,\omega,0) E_{k}(0) - \text{тензор восприимчивости. В средах без}$ потерь $\chi_{ijk}^{(2)}(0,\omega,-\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega,\omega,0) , \qquad (3.28)$, и тогда у эффекта Поккельса будут теже нелинейные оптические коэффициенты, что и оптического выпрямления. Из выражения (3.28) видно, что статическое электрическое поле наводит двулучепреломление в нелинейной среде, пропорциональное амплитуде приложенного поля. Соотвественно, амплитуду поля можно получить, измеряя двулучепреломление.

3.8 Ha рис. показана стандартная схема электро-оптического детектирования наведенного ТГц излучением двулучепреломления. В идеале групповая скорость оптического излучения близка к фазовой ТΓц излучения, скорости тогда оптический импульс распространения по электро-оптическому кристаллу будет подвергаться воздействию постоянного электрического поля. При коллинеарном

распространении в кристалле, линейная поляризация пробного пучка изменяется до эллиптической. С помощью четвертьволновой пластинки линейная поляризация переводится в круговую, затем с помощью призмы Волластона состояния поляризации разделяются и попадают на балансный детектор. Из рис. 3.8 видно, что разность интенсивностей на диодах балансной схемы пропорциональна полю ТГц излучения.

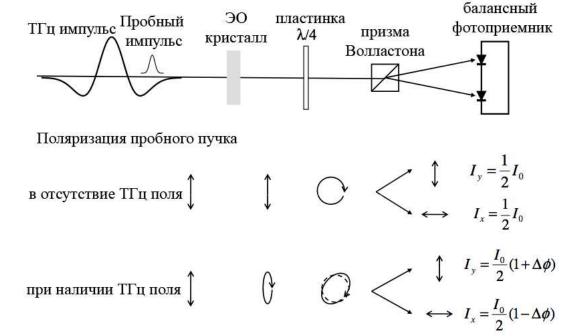


Рис. 3.8: Электро-оптическое детектирование _схема и состояния поляризации, сответствующие наличию и отсутсвию ТГц поля [25]

Двулучепреломление, наводимое полем ТГц излучения, максимально, когда обе поляризации (и оптического пробного пучка, и ТГц пучка) паралелльны [$1^{1}0$] оси (110) ориентированного кристалла. Нелинейную поляризацию в уравнении (3.28) можно записать в виде матричного уравнения:

$$\begin{pmatrix} P_{x} \\ P_{y} \\ P_{z} \end{pmatrix} = 4\varepsilon_{0}d_{14} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{O,x}E_{THz,x} \\ E_{O,y}E_{THz,y} \\ E_{O,z}E_{THz,z} \\ E_{O,z}E_{THz,z} + E_{O,z}E_{THz,z} \\ E_{O,z}E_{THz,x} + E_{O,x}E_{THz,z} \\ E_{O,x}E_{THz,x} + E_{O,x}E_{THz,z} \end{pmatrix} = -4\varepsilon_{0}d_{14}E_{0}E_{THz}\vec{e}_{z} \perp \vec{E}_{0}$$

$$(3.29)$$

где

$$\vec{E}_{O} = \frac{E_{O}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1\\ -1\\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{E}_{THz} = \frac{E_{THz}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1\\ -1\\ 0 \end{pmatrix}$$
(3.30)

Нелинейная поляризация на оптической частоте ортогональна поляризации падающего излучения, что приводит к тому, что линейная поляризация пробного импульса преобразуется в эллиптическую при распространении через кристалл ZnTe совместно с излучением терагерцового диапазона.

Поворот фазы вследствие электро-оптического эффекта поккельса задается выражением [25]:

$$\Delta \phi = (n_y - n_x) \frac{\omega L}{c} = \frac{\omega L}{c} n_O^3 r_{41} E_{THz}, \tag{3.31}$$

где n_O – показатель преломления для оптической частоты, а r_{41} – электрооптический коэффициент. Интенсивности плечей пробного пучка на балансном детекторе будут равны соответственно

$$I_{x} = \frac{I_{0}}{2} (1 - \sin \Delta \phi) \approx \frac{I_{0}}{2} (1 - \Delta \phi)$$

$$I_{x} = \frac{I_{0}}{2} (1 + \sin \Delta \phi) \approx \frac{I_{0}}{2} (1 + \Delta \phi)$$
(3.32)

где I_0 — интенсивность пробного пучка. При приближении и используется малость $\Delta \varphi <<1$, что верно практически для всех случаев электрооптического детектирования. Таким образом, сигнал с балансного фотодетектора позволяет получить значение амплитуды ТГц поля:

$$I_{s} = I_{y} - I_{x} = I_{0} \Delta \phi = \frac{I_{0} \omega L}{c} n_{O}^{3} r_{41} E_{THz} \sim E_{THz}$$
(3.33)

В действительности временное и спетральное разрешение электрооптического детектирования ограничивается тремя факторами:

- 1. Конечной длительностью оптического пробного импульса
- 2. Дисперсией нелинейной восприимчивости
- 3. Разницей между групповой скоростью оптического и фазовой скоростью терагерцового излучения в кристалле

Таким образом, электро-оптический сигнал является сверткой значения терагерцового поля с аппаратной функцией детектора $F(\omega, \omega_{THz})$, включающей в себя все три вышеперечисленных эффекта:

$$E_s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{THz}(\omega_{THz}) F(\omega, \omega_{THz}) e^{-i\omega_{THz}t} d\omega_{THz}, \qquad (3.34)$$

где $E_s(t)$ — зависящий от времени электро-оптический сигнал, а E_{THz} — комплексная спектральная амплитуда падающего ТГц импульса. Преобразование Фурье от обеих частей выражения дает простое соотношение между электро-оптическим сигналом и полем ТГц импульса в частотной области:

$$E_s(\omega_{THz}) = F(\omega, \omega_{THz}) E_{THz}(\omega_{THz})$$
(3.35)

Функция отклика детектора $F(\omega, \omega_{THz})$ представляется в виде произведения трех зависящих от частоты множителей:

$$F(\omega, \omega_{THz}) = A_{Opt}(\omega_{THz}) \chi^{(2)}(\omega, \omega_{THz}, \omega - \omega_{THz}) \Delta \Phi(\omega_{THz}), \qquad (3.36)$$

где $A_{Opt}(\omega_{THz})$ – функция автокорреляции оптического поля, $\chi^{(2)}(\omega, \omega_{THz}, \omega - \omega_{THz})$ – нелинейная восприимчивость второго порядка, а $\Delta\Phi(\omega, \omega_{THz})$ – частотный фильтр, появляющийся из-за разности между групповой скоростью оптического и фазовой скоростью ТГц излучения в кристалле.

Детектирование импульсного терагерцового излучения с помощью оптического пробоя воздуха

Механизм детектирования ТГц излучения в газах засчет нелинейной восприимчивости третьего порядка в газах схож с детектированием в нелинейных кристаллах, где детектирование осуществляется засчет нелинейной восприимчивости второго порядка. Генерация и детектирование ТГц излучения с использованием высокоэнергетичных оптических импульсов фемтосекундной длительности возможна даже в воздухе [9, 50].

Для детектирования ТГц излучения пробный пучок и ТГц пучок фокусируются в одну и ту же точку, диаметр точки равен 24мкм и 0.8мм соотвественно. Затем с помощью ФЭУ регистрируется излучение второй гармоники, генерация которой вызывается ТГц излучением(TFISH) [9].

При увеличении интенсивности пробного пучка с 9.2×10^{12} до 1.0×10^{15} Вт/см² (интенсивность ТГц пучка остается неизменной), интенсивность второй гармоники увеличивается, но временной профиль, регистрируемый сканированием с помощью линии оптической задержки остается однополярным (рис. 3.9) вплоть до интенсивностей порядка 1.8×10^{14} Вт/см². Начиная с интенсивности ~ 3.3×10^{14} Вт/см² временной профиль приобретает четкую двуполярную форму. Временные профили, регистрируемые с помощью второй гармоники схожи с профилями, получаемыми при электро-оптической регистрации в кристаллах ZnTe, что указывает на когерентность данного метода детектирования.

Генерация второй гармоники в воздухе может быть объяснена с помощью четырехволнового смешивания:

$$E_{2\omega} \propto \chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega} E_{THz}, \tag{3.37}$$

где $\chi(3)$ _нелинейная восприимчивость воздуха. Так как $E_{2\omega}$ $\stackrel{\text{\tiny CC}}{=}$ E_{THz} , измеряемая интенсивность второй гармоники пропорциональна интенсивности ТГц излучения $I_{2\omega}$ $\stackrel{\text{\tiny CC}}{=}$ I_{THz} , то есть фазовая информация теряется, то есть измерение не является когерентным.

Если учесть влияние локального осциллятора на частоте второй гармоники, полная интенсивность второй гармоники при усреднении по периоду изменения электрического поля примет вид:

$$I_{2\omega} \propto (E_{2\omega})^2 = (E_{2\omega}^{signal} + E_{2\omega}^{LO})^2 = (E_{2\omega}^{signal})^2 + (E_{2\omega}^{LO})^2 + 2E_{2\omega}^{signal}E_{2\omega}^{LO}\cos(\varphi), \tag{3.38}$$

где $E_{2\omega}^{LO}$ — поле локального осциллятора на частоте второй гармоники, φ — разность фаз между $E_{2\omega}^{signal}$ и $E_{2\omega}^{LO}$. $E_{2\omega}^{LO}$ возникает из вклада суперконтинуума, генерируемого в созданной излучением фемтосекундного лазера плазме посредством фазовой самомодуляции и зависит от плотности плазмы, особенно при переходе неионизированного воздуха в ионизированное состояние. Выражение (3.38) можно записать в виде:

$$I_{2\omega} \propto (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 I_{THz} + (E_{2\omega}^{LO})^2 + 2\chi^{(3)} I_{\omega} E_{2\omega}^{LO} E_{THz} \cos(\varphi)$$
 (3.39)

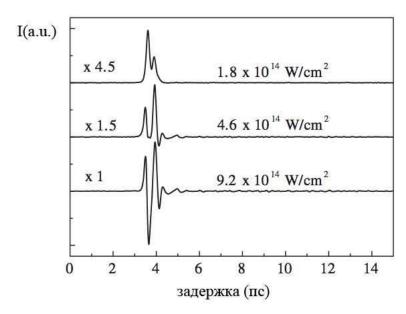


Рис. 3.9: Временные профили ТГц импульсов, полученные с помощью регистрации излучения второй гармоники для трех различных интенсивностей пробного пучка. [9]

Первый член пропорционален интенсивности ТГц излучения. Если энергия локального осциллятора равна нулю или мала, основной вклад в выражение привносит первый член и тогда $I_{2\omega}$ $\propto I_{THz}$. Второй член описывает вклад от постоянной составляющей локального осциллятора и может быть отфильтрован при регистрации с помощью синхронного усилителя, если модулятор разместить в терагерцовом пучке. Третий член отвечает за интерференцию и пропорционален E_{THz} . С учетом этих приближений выражение (3.39) можно упростить до:

$$I_{2\omega} \propto (\chi^{(3)}I_{\omega})^2 I_{THz} + 2\chi^{(3)}I_{\omega}E_{2\omega}^{LO}E_{THz}\cos(\varphi)$$
(3.40)

Выражение (3.40) получено в приближении плоских волн. Следует уточнить, что $\chi^{(3)}$ может зависеть от интенсивности пробного пучка, особенно когда его интенсивность близка к границе пробоя. Приближение постоянного φ экспериментально подтверждено в работе [9] и объясняется постоянным соотношением фаз первой и второй гармоники в

генерируемом спектральном суперконтинууме при постоянной энергии пробного пучка.

Из выражения (3.40) видно, что $I_{2\omega}$ $^{\text{сс}}$ I_{THz} , без учета влияния локальных осцилляций и $I_{2\omega}$ $^{\text{сс}}$ E_{THz} , если они велики. При увеличении мощности пробного пучка второй член начинает вносить больший вклад в выражение, и $I_{2\omega}$ становится пропорционально полю ТГц и позволяет получить биполярный профиль поля ТГц излучения. Рис. 3.9 качественно соответствует теоретическому анализу выражения (3.40).

§3.4. Терагерцовая спектроскопия с разрешением во времени

Стандартная схема для ТГц спектроскопии с разрешением во времени (THz TDS) представлена на рис. 3.10.

Излучение фемтосекундного лазера разделяется на два пучка, один из которых служит для возбуждения ТГц импульса (ритр), а другой используется для создания временного строба на фотодетекторе (probe), сигнал с которого отображает профиль электрического поля ТГц излучения. Для предотвращения влияния поглощения ТГц излучения на парах воды в воздухе, оптическая схема, где проходит ТГц излучение иногда помещается в герметичный объем, заполненный сухим азотом. Исследуемый образец, отмеченный красным цветом, находится в фокусах второй и третьей парабол. Далее, ТГц излучение совместно с пробным пучком проходит через электро-оптический кристалл, поле ТГц излучения наводит двулучепреломление в кристалле, и модулирует поляризацию излучения пробного пучка. Затем, излучение разделяется призмой Волластона на два пучка с различными состояниями поляризациями, которые уже попадают на балансный детектор. Таким образом, показания на выходе из балансного детектора пропорциональны амплитуде ТГц излучения. Изменяя с помощью оптической линии задержки разность хода между плечами ТГц импульса (длительность ТГц импульса как правило составляет порядка нескольких пикосекунд) и пробного импульса излучения фемтосекундного лазера (длительность 10-200 фс), становится возможным получить зависимость амплитуды электрического поля ТГц излучения от времени. Спектр данного сигнала определяется путем Фурьепреобразования, а спектр поглощения определяется путем вычитания двух спектров, записанных при прохождении ТГц импульса через подложку с исследуемым веществом и без него. Типичные ТГц сигналы и их спектры представлены на рис. 3.11.

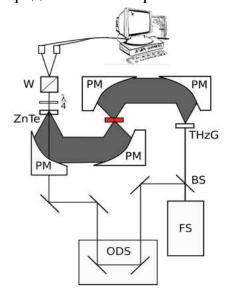


Рис. 3.10: Стандартная схема для ТГц спектроскопии с разрешением во времени. FS — источник фемтосекундных оптических импульсов, BS — делитель пучка, ThzG — генератор ТГц излучения (любой из вышеописанных), PM — внеосевое параболическое зеркало, ODS — линия оптической задержки, ZnTe — электро-оптический кристалл, $\lambda/4$ — четвертьволновая пластинка, W — призма Волластона.

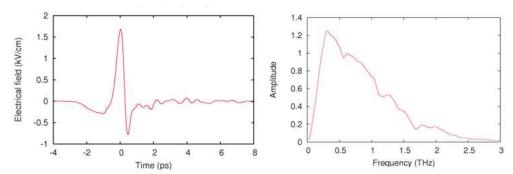


Рис. 3.11: Типичная зависимость амплитуды импульса ТГц излучения от времени и его спектр.

Для вычисления оптических свойств исследуемого образца нужно провести реконструкцию оптических параметров по измеренным спектрам пропускания $T(\omega)$. Из эксперимента и последующего преобразования Фурье временных профилей импульсов получаем амплитуду поля ТГц импульса, падающего на образец ($E_{ref}(\omega)$) и прошедшего через него, а затем рассчитываем спектральный коэффициент пропускания образца:

$$T(\omega) = \frac{E_{sam}}{E_{ref}} = T_0(\omega)FP(\omega)RL(\omega)$$
(3.41)

где

$$T_0(\omega) = \exp(-i(n_{sam} - n_{air})\frac{d\omega}{c})$$
(3.42)

содержит основную информацию о среде, через которую прошел ТГц импульс(коэффициенты поглощения и преломления образца):

$$RL(\omega) = \frac{4n_{sam}n_{air}}{(n_{sam} + n_{air})^2} = 1 - R^2(\omega)$$
(3.43)

описывает потери на отражение на границах образца;

$$FP(\omega) = \left(1 - R^2(\omega) \exp\left(-i2n_{sam}\frac{d\omega}{c}\right)\right)$$
(3.44)

описывает импульсы переотражения в параллельной пластинке — моды Фабри-Перо; $n(\omega) = n'(\omega) - i \ n''(\omega)$ — комплексные показатели преломления для соответствующей среды; $n''(\omega) = \alpha(\omega)c/\omega$ — поглощение, учтенное в мнимой части n; $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота; $R(\omega) = (n_{sam} - n_{air})/(n_{sam} + n_{air})$ — комплексный коэффициент отражения; c — скорость света; $n_{air} \approx 1$; d — толщина образца. Отметим, что используется показатель поглощения α

для поля, тогда как в других методах обычно используется показатель поглощения для мощности, который является вдвое большим.

Уравнение (3.41) невозможно решить аналитически, но для большинства случаев подходит приближенное решение. Предположив, что $RL(\omega) \approx const$ и $FP(\omega) \approx const$, получим:

$$\alpha(\omega) = -\frac{\ln|T(\omega)|}{d} + \frac{\ln|1 - R_{av}^2|}{d},$$
(3.45)

где $R_{av} = (n_{av} - 1)/(n_{av} + 1)$ – коэффициент отражения для действительной части показателя преломления образца, усредненной в диапазон измеряемых частот. Усредненный показатель преломления n_{av} легко определяется во временном представлении из задержки импульса Δt при распространении через образец:

$$n_{av} = 1 + \Delta t \frac{c}{d} \tag{3.46}$$

Частотная зависимость показателя преломления:

$$n'(\omega) = -\arg(T(\omega))\frac{c}{\omega d} + 1 \tag{3.47}$$

спектроскопия ТΓц рассматривается как перспективный исследования взрывчатых веществ [12] и биотканей [40, 43]. В последние годы ТГц спектроскопия и томография взрывчатых веществ и родственных соединений исследовалась с помощью схемы с разрешением во времени. Многие взрывчатые вещества, или их компоненты, такие как RDX (гексагидро-1,3,5-тринитро-1,3,5-триазин), тротил (TNT. тринитротолуол), октоген (НМХ-тетраметилен тетранитрамин), пентрит (PETN, тетранитрат пентаэритрита) и динитротолуол (DNT) имеют характерные спектральные особенности в области 0.1-2.0 ТГц. Большая часть характерных особенностей спектров в диапазоне частот, меньших 3 ТГц обусловлены межмолекулярными колебательными (или фононными) модами в твердых взрывчатых веществах. В сравнении со стандартными техниками, такими как например рентгеновская съемка, съемка в ТГц диапазоне дает серьезные преимущества, такие как: большее количество информации, как ТГц излучение наряду с изобразительной предоставляет спектроскопическую информацию; также И неионизирующее излучение и больший контраст изображения для различных диэлектрических материалов. Эти преимущества обусловлены тем, что ТГц излучение, будучи более селективным, чем рентгеновское излучение, более чувствительно к природе материалов, через которые оно проходит.

Все это служит причиной того, что ТГц излучение рассматривается как безопасный и перспективный метод детектирования и экспресс анализа скрытых взрывчатых веществ. Следует сразу оговориться, что объектом исследования являются твердые или порошкообразные взрывчатые

вещества. Как правило, они содержат нитрогруппы (NO2), присоединение трех или четырех нитрогрупп приводит к крайне нестабильному состоянию. Взрыв _это процесс химической реакции быстрого и резкого перехода субстанции в газообразное состояние. Кроме них могут рассматриваться соединения, содержащиеся во взрывчатых веществах. Например, динитротолуол (DNT), динитробензол (DNB), тринитробензол (TNB) являются субпродуктами тринитротолуола (TNT), концентрация этих продуктов зависит от процесса производства и очистки. Обнаружение таких соединений также не следует упускать из виду.

Существуют различные методы детектирования взрывчатых веществ, такие как рентгеновская съемка, ЯМР, ИК съемка и технологии, основанные на электронных техниках, таких как масс-спектрометрия, оптическое поглощение и флуоресценция, КАРС - спектроскопия и биологические сенсоры.

Рентгеновское излучение используется для обнаружения взрывчатых веществ в багаже и грузовых контейнерах в течение многих лет. Однако при облучении рентгеновским излучением людей наносится вред их здоровью, вследствие ионизирующего характера излучения. И, более того, рентгеновское излучение не позволяет получить спектроскопической информации, позволяющей однозначно указать на наличие взрывчатых веществ. Недостатками ЯМР являются всч та же угроза здоровью и ограничение при удаленном детектировании. Среди недостатков съемки в ИК диапазоне следует указать отсутствие характерных особенностей у взрывчатых веществ в этом диапазоне спектра и возможность укрыть образец в материал, непрозрачный для излучения ИК диапазона. Спектральные линии в ТГц диапазоне больше подходят для обнаружения взрывчатых веществ, нежели в ИК, так как содержат информацию о межмолекулярных колебательных модах или нормальных колебательных модах целой молекулы, таких, как, например, скручивание бензольного кольца. Спектральные особенности в ИК диапазоне, как правило отражают колебательные моды отдельных молекулярных связей, наблюдаемых также в большом количестве других схожих соединений (не взрывчатых), что приводит к трудностям при идентификации вещества. Многие низкочастотные фононные моды достижимы с помощью рамановской спектроскопии, но излучения лазера в рамановской спектроскопии может вызвать изменение фазы или вызвать фотохимические реакции в исследуемых образцах. Кроме того, многие колебательные моды активны в дальнем ИК, но не активны в рамановском смысле, к тому же рамановская спектроскопия не позволяет исследовать скрытые вещества, так как излучение инфракрасного или видимого лазера не способно проникать сквозь большинство диэлектрических материалов.

Ввиду перечисленных недостатков, ощущается необходимость в новых технологиях, особенно в свете все возрастающих требований к

обеспечению безопасности. ТГц технологии признаны новым перспективным методом обнаружения взрывчатых веществ благодаря своим уникальным преимуществам и в ближайшем будущем могут дополнить или вытеснить существующие техники.

§3.5. Формирование изображений терагерцовым излучением

Формирование изображений с помощью сканирования объекта сфокусированным ТГц пучком принципиально от спектроскопии не отличается ничем, снимается спектр пропускания, поглощения или отражения в каждой точке объекта, в результате получается полная его картина.

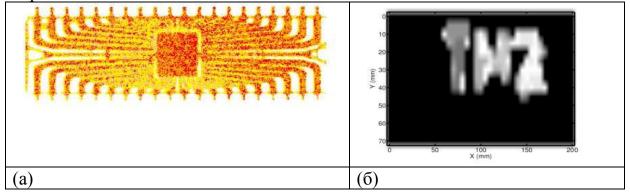


Рис. 3.12: Восстановленные изображения объектов, полученные путем поточечного сканирования сфокусированным ТГц пучком а) изображение полупроводниковой микросхемы в пластиковом корпусе [21] б) буквы ТНZ, нанесенные порошком, имеющим спектральные особенности в ТГц диапазаоне на лист бумаги, спрятанный в бумажный конверт [40].

Процесс съемки занимает довольно много времени (от нескольких часов до суток, в зависимости от размеров объекта). В результате получается спектральная информация от каждой точки объекта, то есть становится возможно локализовать вещества со спектральными особенностями в ТГц спектре. На рис 3.12 показаны примеры восстановления изображений при такой съемке.

ТГц томография

Вычислительная ТГц томография использует сканирование объекта сфо кусированным пучком, подобно способу, описанному выше, за исключением, что объект двигается в плоскости ХҮ, а для получения объемного изображения вокруг оси Y он поворачивается, что позволяет восстановить трехмерное изображение объекта [41]. Результат восстановления трехмерного объекта по-этому методу приведен на рис. 3.13

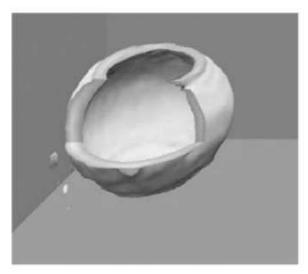


Рис. 3.13: Восстановление объекта (мяч для пинг-понга) после съемки по методу вычислительной ТГц томографии [40]

ТГц томография с использованием зонных пластин Френеля также позволяет получать трехмерные изображения объектов.

Зонные пластины (бинарные линзы) позволяют фокусировать терагерцовое излучение на гораздо более бизкие расстояния, нежели стандартная терагерцовая оптика, с гораздо меньшими аберрациями.

При получении изображений данным способом нет необходимости перемещать объект, продольное разрешение получается из-за линейной зависимости фокусного расстояния линзы от частоты излучения, таким образом, восстанавливая с помощью различных длин волн, возможно восстановить объекты, находящиеся на разных расстояниях от регистрирующего кристалла (рис. 3.14).

Рефлектометрическая сканирующая ТГц томография позволяет получать трехмерные изображения объектов, прозрачных в ТГц диапазоне. При отражении от слоя, имеющего бгольшую диэлектрическую проницаемость, чем слой, в котором излучение распространяется, импульс меняет полярность, при отражении от слоя, имеющего меньшую проницаемось полярность импульса соответствует полярности исходного импульса. Импульсы, отраженные от различных слоев исследуемого образца, разделяются во времени оконным преобразованием Фурье.

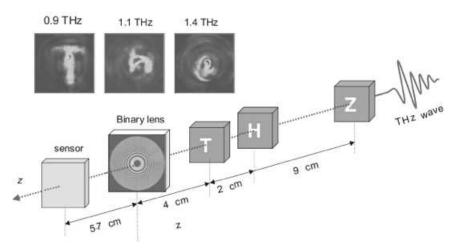


Рис. 3.14: Схема для записи и восстановление объемных изображений при съемке с помощью зонных пластин [40]

И таким образом получается информация о распределении веществ внутри исследуемого образца. Информация о толщине слоя извлекается из временной задержки между переотражениями. При такой съемке в глубину можно получить гораздо большее разрешение, чем в перпендикулярной распространению излучения плоскости, разрешение будет ведь определяться не длиной волны, а временным расстоянием между импульсами.

Для различения двух импульсов временной интервал между ними должен быть порядка 10 пс, что соответствует 3 мкм, что в 100 меньше средней длины волны в ТГц импульсе. Данная методика используется для выявления скрытых угроз в почтовых отправлениях [12,20], исследованиях биотканей [40,43], в том числе выявления раковых заболеваний на ранней стадии. А также для целей дефектоскопии, например, полимерных покрытий летательных аппаратов [38]. На рис 3.15 приведен пример восстановления объекта с помощью метода рефлектометрической сканирующей ТГц томографии.

Томографические рефлектометрические ТГц техники используются в частности для дефектоскопи полимерных покрытий современных летательных аппаратов – космических кораблей, самолетов и т.п. ТГц дефектоскопия в США выбрана как основной метод дефектоскопии полимерных покрытий летательных аппаратов.

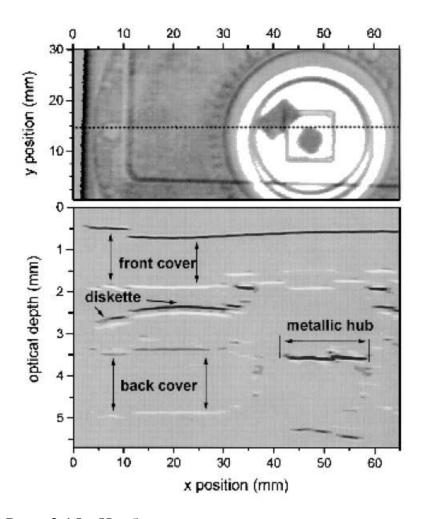


Рис. 3.15: Изображение дискеты и картина слоев, восстановленная из сканирования вдоль линии, выделенной на изображении [32]

Компрессивная съемка в терагерцовом диапазоне

Основная [7] идея компрессивной съемки использование дополнительной структуры, искажающей изображение, что позволяет использовать несканирующую съемку даже на пару балансных диодов, как спектроскопии. Заменой искажающего диффузора, имеющего интегральное пропускание порядка 50% можно добиться качества восстановления, сопоставимого с приведенными выше методиками, но выгодным отличием данного метода будет более простая схема и геометрия эксперимента по сравнению с голографической съемкой или со со съемкой с переносом изображения, а если сравнивать со сканирующими более меньшим гораздо количеством необходимых техниками, TO измерений для восстановления с сопоставимым качеством.

Для полного сканирования такого изображения (например, если его размер 1.5х1.5 см) необходимо получить 32х32=1024 временных профилей, в то время как с помощью компрессивной съемки достаточно измерить около 100 временных профилей.

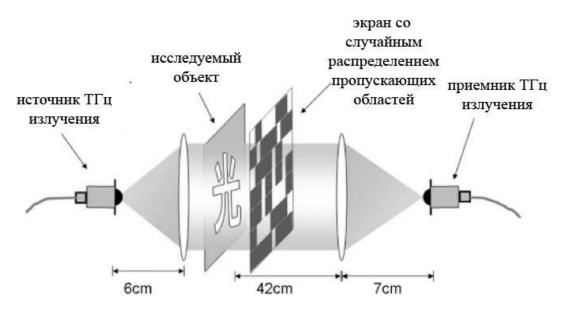
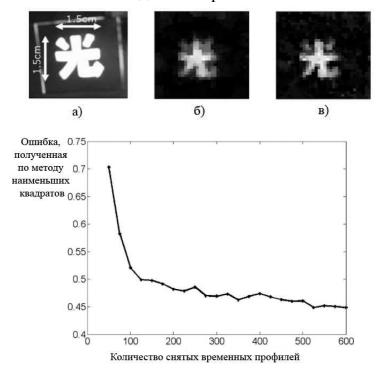


Рис. 3.16: Схема для компрессионной съемки в ТГц диапазоне [7].



г) Рис. 3.17: Восстановление изображения при компрессивной съемке. а) фотография объекта; б) восстановление после 300 измерений (30% от необходимого числа точек присканировании), в) восстановление после 600 измерений. Размер одного пиксела $\sim 1 \times 1$ мм; г) зависимость среднеквадратичной ошибки восстановления от количества измерений компрессивным методом. [7]

§3.6. Влияние оптических терагерцовых излучений на биологические объекты, воду и органические молекулы, содержащие воду

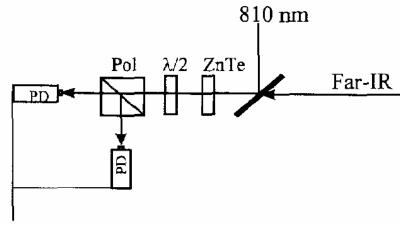
Первоначально генерации остановимся на технике сверхширокополосного ТГц излучения. В начале 90-х годов несколькими группами исследователей было показано, что при освещении некоторых фотополупроводников фемтосекундными импульсами света поверхность образцов излучает когерентные сверхкороткие широкополосные импульсы в дальнем ИК диапазоне 10 мкм – 1 мм [1 - 13]. Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника при таком возбуждении объясняется динамикой образования фотоносителей электронно-дырочных сверхбыстрым пар ИХ движением И приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла, возникающий при этом приповерхностный ток $\mathbf{J}(t)$ вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \sim \partial J/\partial t$, обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым Фурье- преобразованием его временной Таким образом, поверхность полупроводника работает как формы. фотопроводящая излучающая динамическая антенна, импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота генерации в фотополупроводниках, как правило, находится в районе 1 - 2 ТГц.

Обычно, качестве источников накачки используются фемтосекундные лазеры на сапфире с титаном (Ti:S) с длиной волны генерации 800 нм, достаточной для возбуждения электронно-дырочных пар во многих полупроводниках. В качестве генераторов терагерцового излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs [1, 3, 5, 7, 10], InP [1, 3] и InAs [8, 9]. Для увеличения эффективности терагерцового излучения образцы кристаллов помещаются в сильные электрические [1 - 3, 6, 10] или магнитные поля [5 - 8]. В опубликованных работах в качестве приемников ТГц - излучения использовались фотопроводящие антенны [2] и фотоприемники на основе кристаллов Si [4], ZnTe [7], а также InSb и Si болометры [8], охлаждаемые до гелиевых температур.

Преимущества использования в спектроскопии ТГц излучения, генерируемого при помощи фемтосекундных импульсов, заключается в возможности когерентного детектирования прошедшего образец излучения и определения амплитуды и фазы ТГц волны [1, 3, 6-7]. Используя в качестве детектора либо фотопроводящую антенну на основе того же полупроводника или электрооптический кристалл, возможно получение полной информации об электрическом поле ТГц импульса и его временной зависимости. Соответственно, возможно получение спектра

такого импульса, путем Фурье-преобразования, а сравнивая два спектра — до и после прохождения образца возможно определить спектр его поглощения.

Первой работой, с нашей точки зрения, посвященной исследованию органической молекулы c использованием сверхширокополосного ТГц излучения, явилась работа, выполненная в Пенсильванском Университете (США) [14]. В данной работе было проведено исследование динамики процессов сольватации на основе изучения ТГц спектров поглощения бетаина в хлороформе. Особенностью было использование возбуждение молекул фемтосекундными импульсами лазера на сапфире с титаном с длиной волны 810 НМ И последующее зондирование раствора сверхширокополосным ТГц излучением. Схема эксперимента приведена на рис. 3.18.



to preamplifier

Рис.3.18. Экспериментальная схема исследования спектров поглощения бетаина в хлороформе.

В результате экспериментов было определено, что вследствие импульсного возбуждения молекул бетаина, молекулы растворителя испытывают просветление, которое исчезает через 1,7 пс. Данный процесс представлен на рис. 3.19.

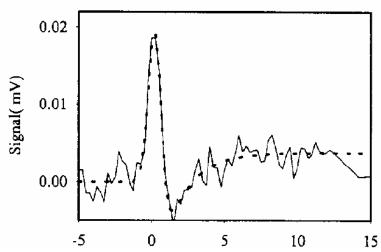


Рис. 3.19. ТГц-сигнал после прохождения раствора бетаина в хлороформе.

Вторая работа была выполнена в лаборатории Белла (США) и была посвящена изучению диэлектрических свойств воды, обращенных (inverse micelles) bis(2мицеллах натрия ethylhexyl)sulfosuccinate (AOT) [15]. Были измерены поглощение дисперсионные наноразмерных капель микроэмульсии спектры зависимости от их диаметра в спектральном диапазоне 0.2 – 2 Тгц. амплитуда диэлектрической релаксации Оказалось, что микроэмульсии в этом спектральном диапазоне существенно меньше, чем в чистой воде. Это было отнесено за счет эффектов пространственного ограничения, которое разрушает коллективные колебательные моды, обычно присутствующие в чистой воде. На рис. 3.20 представлены графики зависимости коэффициента поглощения (a) и показателя преломления (b) чистой воды и воды в микроэмульсиях с различным диаметром капель.

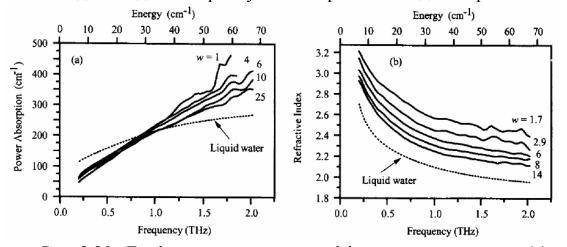


Рис. 3.20. Графики зависимости коэффициента поглощения (a) и показателя преломления (b) чистой воды и воды в микроэмульсиях с различным диаметром капель.

Первые работы продемонстрировали перспективность использования сверхширокополосного излучения для исследования биологических и органических молекул.

остановимся Подробно на более поздних исследованиях, посвященных изучению изомеризации хромоформных молекул ретинали, соединяющих фотоактивные протеины в родопсине и бактериородопсине [16]. В родопсине, конформационные изменения ретинали из 11-cis в alltrans форму с дальнейшим переходом из all-trans в 13-cis форму, являются шагом в цикле фотосинтеза [17]. Такие изменения первичным вращением вокруг одной из С=С двойных обусловлены связей в полиеновой цепочке (рис. 3.21.). Конформационные наведенные фотовозбуждением связанных π - электронов линейной Сцепочки, являются предметом многочисленных исследований [18-20]. Для изучения процессов эффективным методом данных является абсорбционная спектроскопия с разрешением во времени, заключающаяся в возбуждении фемтосекундным оптическим импульсом с длиной волны менее 900 HM, инициирующим изомеризацию, И дальнейшим мониторингом поглощения в ТГц диапазоне с задержкой, относительно импульса. Наблюдение возбуждающего фемтосекундной поглощения

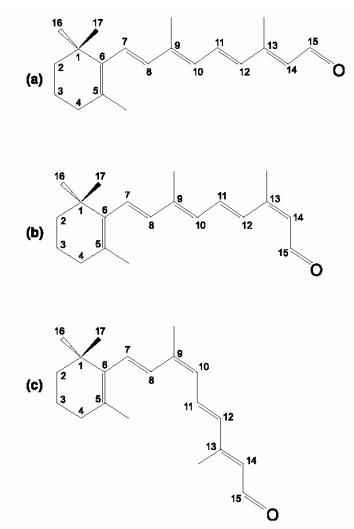


Рис.3.21. Три различных изомера ретинали: (a) - all-*trans*, (b) 13-*cis*, (c) 11-*cis*

на резонансных низкочастотных колебательных модах позволяет подробно изучить конформационные преобразования молекул ретиналя.

Стандартная система ТГц-спектрометра с разрешением во времени приведена на рис. 3.22. Фемтосекундные импульсы лазера на сапфире с титаном разделяются на два пучка, один из которых возбуждает сверхкороткий ТГц импульс, а другой используется для создания временного строба на фотодетекторе, сигнал с которого отображает Для профиль электрического поля ΤГц излучения. возбуждения сверхкороткого ТГц импульса используется пластина полупроводника, к которой приложено электрическое поле, а в качестве фотодетектора также кристалл GaAs, являющегося фотопроводящей антенной, принимающей ТГц сигнал. Сигнал с фотопроводящей антенны, пропорциональный напряженности электрического поля, поступает на систему регистрации и обработки сигнала.

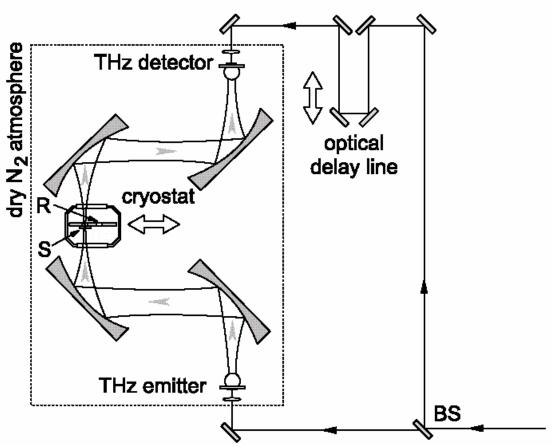


Рис. 3.22. Оптическая схема стандартного ТГц — спектрометра. R — подложка из полиэтилена без ретинали, S — подложка с ретиналью. BS — делитель пучка фемтосекундного лазера.

Для предотвращения влияния поглощения ТГц излучения на парах воды в воздухе, оптическая схема, где проходит ТГц излучение, помещена в герметичный объем, заполненный сухим азотом. Образцы ретинали помещаются в криостат (cryostat), температура в котором изменяется от комнатной до 10 К, для исследования влияния температурного уширения Изменяя временную задержку поглощения. между импульсом и фемтосекундным импульсом лазера на сапфире с титаном с оптической линии задержки (optical delay использованием регистрируется сигнал, поступающий с ТГц детектора, и мы получаем зависимость амплитуды ТГц электрического поля от времени. Спектр данного сигнала определяется путем Фурье-преобразования, а спектр поглощения определяется путем вычитания двух спектров, записанных при прохождении ТГц импульса через подложку с ретиналью и без нее. Типичные ТГц сигналы и их спектры, представлены на рис. 3.23.

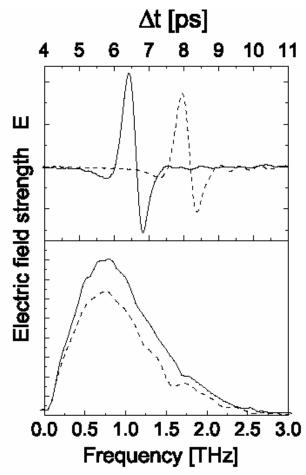


Рис. 3.23. Типичные ТГц сигналы и их спектры до (сплошная кривая) и после (пунктирная кривая) прохождения образца с ретиналью 9-cis.

На основании измеренных спектров поглощения были определены различные частотные резонансы, ответственные за различные колебания полиеновых цепей, а также частотные зависимости дисперсии различных изомеров ретинали в ТГц диапазоне. При сравнении спектров поглощения трех изомеров стало возможным определить локализацию в сложной молекуле различных колебательных мод.

Остановимся на первой и, по-видимому, единственной работе, посвященной исследованию спектров сложных биологических молекул ДНК, бычьего сывороточного альбумина и коллагена в диапазоне 0.1-2 ТГц, выполненных с использованием сверхширокополосного ТГц излучения [21]. В работе было найдено, что с ростом частоты возрастает поглощение в порошковых образцах тимуса ДНК теленка,и коллагена, что означает появление большого числа низкочастотных коллективных мод активных в данном диапазоне спектра. На рис. 3.24 приведены характерные спектры поглощения трех различных образцов ДНК (а), четырех образцов бычьего сывороточного альбумина (b) и двух образцов коллагена (c).

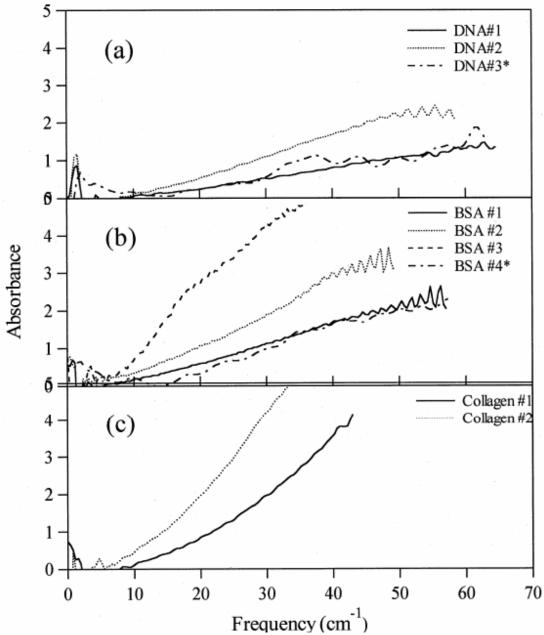


Рис. 3.24. Характерные спектры поглощения трех различных образцов ДНК (a), четырех образцов бычьего сывороточного альбумина (b) и двух образцов коллагена (c).

Таким образом, ТГЦ-спектроскопия с использованием ультракоротких импульсов открывает новые возможности исследования резонансов сложных молекул, в том числе и биологических, в диапазоне длин волн, ранее недоступном.

Как указывалось во введении, в связи с практическим отсутствием когерентных узкополосных источников в ТГц диапазоне, исследований в данной области очень мало. В данном направлении, начиная с 1995 г. работает группа японских ученых из Университета Тояма (Япония) [22-24], исследующая спектры поглощения воды и её изотопических производных. Остановимся на результатах работы [23], посвященной

исследованию вращательных переходов изотопических производных воды $H_2^{17}O$ и $H_2^{18}O$ в области 1-5 ТГц. Схема установки представлена на рис. 3.25. Тгц излучение высокой спектральной чистоты, необходимой для измерения узких резонансов вращательных переходов воды, получается путем генерации разностных частот излучения двух CO_2 лазеров при их смешении в полупроводниковом диоде на основе метал-изолятор-метал. Микроволновое излучение перестраиваемое в диапазоне 1-18 ГГц также подается на диод, где его частота смешивается с разностной частотой CO_2 лазеров. Выходная мощность смешанного излучения составляет 100 нВт.

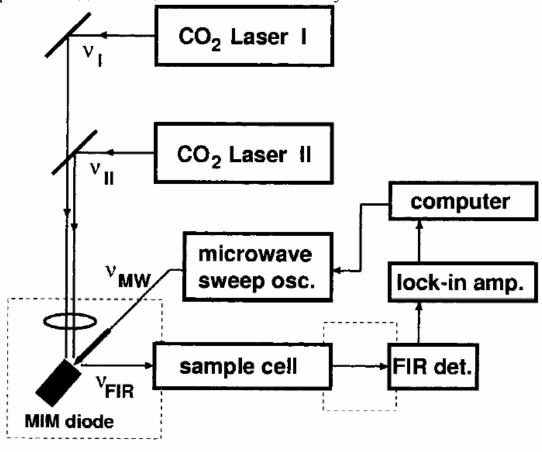


FIG. 1. Block diagram of the tunable far-infrared spectrometer.

Рис. 3.25. Блок-схема перестраиваемого ТГц спектрографа для исследования вращательных резонансов воды.

Используя различные линии лазера, возможно получение перестраиваемого излучения в диапазоне вплоть до 5.7 Тгц. Частоты обоих лазеров застабилизированы по сигналу флуоресценции от внешней CO_2 ячейки. Тгц излучение регистрируется кремниевым болометром, охлаждаемым до гелиевых температур.

В результате исследования были получены спектры вращательных резонансов в области ниже 5 ГГц, ранее недоступных для измерений. Было

найдено и измерено около 130 линий ${
m H_2}^{17}{
m O}$ и 120 линий ${
m H_2}^{18}{
m O}$. Каждая допплеровски уширенная спектральная линия была охарактеризована своей центральной частотой и номером вращательного перехода молекулы. Также был проведен теоретический анализ и вычислены молекулярные параметры данных изомеров воды.

§3.7. Применения фемтосекундных лазеров в медицине и биологии

Уникальные свойства фемтосекундных лазеров определяют их широчайшие применения в различных областях науки, техники и медицины. Эффективность практического использования ультракоротких импульсов (УКИ) может быть обусловлена минимальной длительностью импульса и связанной с нею малой временной когерентностью, максимальными пиковой мощностью и интенсивностью, большими временной когерентностью и средней мощностью цуга УКИ. перечислены основные применения УКИ с указанием ключевого параметра характеристики излучения. Очевидно, что в рамках одного обзора невозможно даже кратко рассмотреть все возможные применения, поэтому ограничимся упоминанием лишь тех, которые связаны с предельными параметрами излучения и реализованы в последнее время. Пикосекундные и особенно фемтосекундные оптические импульсы открывают широкие возможности для исследования быстропротекающих процессов в физике, химии, биологии и других областях науки.

Оптическая когерентная томография

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

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

источника. Чем меньше когерентность, тем меньше минимальная толщина среза изображения изучаемого объекта.

Обычно в качестве источника излучения используют суперлюминесцентный диод. Ширина его спектра (32 нм) позволяет получить пространственное разрешение, равное 11 мкм. Эффективность такой методики была успешно продемонстрирована. В работе в качестве источника излучения использовался лазер на Ті:сапфире, излучающий импульсы длительностью менее 5 фс. Это повысило пространственное разрешение до 1,5 мкм и позволило увеличить чувствительность за счет увеличения мощности. В результате удалось получить изображения клеток биологических тканей, с пространственным разрешением, близким к дифракционному пределу оптической микроскопии, но из глубины сильно рассеивающей ткани.

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

Созданный в Институте прикладной физики РАН оптический томограф предназначен для зондирования биологических тканей инфракрасными импульсами длительностью около 30 фемтосекунд. Он позволяет получать изображения живых тканей с разрешением 15 микрон на глубине до 2 миллиметров, не повреждая их.

При помощи очень коротких импульсов можно находить объекты, скрытые даже в рассеивающих излучёние средах. Причём, чем импульсы короче, тем с лучшим разрешением можно проникать в так называемые "мутные среды", например в биологические ткани, которые сильно рассеивают излучёние (если бы не было рассеяния, мы в инфракрасном диапазоне были бы насквозь прозрачными).

Изображение слизистой оболочки гортани на границе опухоли и здоровой ткани, полученное при помощи оптического томографа.

С помощью фемтосекундного излучёния можно находить неоднородности биологических тканей размером порядка 10 микрон на глубине 1,5-2 миллиметра, именно там, где нередко начинается большинство онкологических заболеваний и других патологий.

Созданные в Институте прикладной физики РАН фемтосекундные оптические томографы позволяют также проводить так называемую неинвазивную, то есть неповреждающую, биопсию. При биопсии из подозрительной ткани щипцами отделяют кусочки и проводят их гистологические исследования. А оптический томограф без всякого хирургического вмешательства показывает наличие патологии и ее границу со здоровой тканью. Нижегородские физики и медики — первыми в мире — создали альбомы томограмм практически всех внутренних

органов, внеся вклад в новую область науки — когерентную оптическую томографию.

Офтальмология

Энергия очень тонко сфокусированного луча (фокус около 2 мкм) фемтосекундного лазера, в противоположность другим типам лазеров, освобождается не на поверхности роговицы, а на ее определенной глубине. При этом, с помощью сильной фокусировки лазерного луча, можно добиться очень высокой плотности энергии. Фемтосекундный лазер работает, передвигаясь от одного края роговицы глаза к другому. В фокусной точке луча лазера наступает, так называемый эффект «фотодисрупции» - нетермического процесса.

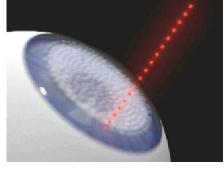


Рис. 3.26. Воздействие начинается в центре роговицы

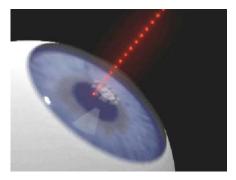


Рис. 3.27. Лазерное пятно движется к периферии спиральным ходом

В фокусировки лазерного излучения биологическая зоне ткань превращается в газообразную плазму. Вследствие сверхскоростного распространения плазмы, формируется так называемая «волна» и образуются микроскопические пузырьки, главным образом состоящие из СО2, N2, и Н2О, нарушающие целостность ткани, подвергшейся лазерному воздействию. Перемещение лазерного пучка приводит к к разделению поверхностей. Учитывая очень малую длительность лазерного импульса, данная процедура получила название фемтосекундного лазерного разреза. Срез роговицы, сделанный фемтосекундным лазером, является равномерным по толщине, идеально гладким. При этом происходит минимальное травмирование тканей.

При проведении классической операции LASIK, в качестве первого шага, с помощью микрокератома (микроножа) делается тонкий срез верхнего слоя роговицы и формируется так называемый клапан (Flap), который потом отводится в сторону, как страница книги. Затем роговица обрабатывается с помощью эксимерного лазера. В заключение сделанной операции, клапан возвращается на место («книга» закрывается) и полностью прикрывает зону лазерной коррекции.

Теперь вместо механического микроножа, для достижения того же эффекта без разрезания роговицы, использяется фемто-лазер. Исследования, проведенные во многих клиниках мира, доказали, что «срез», полученный с помощью лазера, абсолютно равномерен на всём протяжении и обладает точно заданной толщиной. Это ещё больше повышает качество и безопасность операции ЛАЗИК. Именно поэтому рефракционные хирурги всего мира постепенно отказываются от механических микрокератомов и переходят к новой технологии.

Фемтосекундный лазер применяется так же и для лечения различных патологий, таких как:

- послойная или сквозная трансплантация роговицы;
- лечение кератоконуса (имплантация внутрироговичных сегментов).

Преимущества метода FemtoLASIK:

- 1) снижение вероятности осложнений, вызванных традиционным разрезом роговицы. Поскольку луч лазера не режет, а аккуратно разделяет ткань в соответствии с заданной программой, практически исчезает возможность осложнений во время операции.
- 2) высокая точность толщины клапана роговицы. Повышает безопасность операции в целом. Клапан на всём своем протяжении абсолютно одинаков по толщине, отклонение составляет не более 10 микрон. Он может иметь любую заданную толщину, в отличии от созданного механическим прибором.
- 3) возможность применения при высокой степени близорукости и тонкой роговице.

Методика «Суперласик» может включать В себя использование фемтосекундного лазера для более качественного отделения роговичного лоскута, а суть заключается в устранении аберраций высшего порядка. Аберрации (нарушения оптики глаза) могут быть первого порядка (связаны с косоглазием), второго порядка (близорукость, дальнозоркость, астигматизм). Первоначально лечению поддавались осесимметричные аберрации второго порядка (близорукость и дальнозоркость), затем, применяя овальный луч лазера — лечить стали и астигматизм. Аберрации высшего порядка измеряются с помощью специального высокоточного прибора — аберрометра. Он позволяет выявить аберрации, связанные не только с роговицей, но и с другими элементами оптики глаза.

В настоящее время на рынке имеется четыре фемтосекундных лазера: IntraLase (Advanced Medical Optics, Санта-Ана, США), VisuMax (Carl Zeiss Meditec, Даблин, США), Femtec (20/10 Perfect Vision GmbH, Гейдельберг, Германия) и Ziemer (Ophthalmic Systems AG, Порт, Швейцария). По мнению д-ра Price, вопрос об использовании фемтосекундных технологий при проведении операций на роговице сводится к тому, действительно ли они дают преимущества перед микрокератомом.

Лечебные методики — это еще одна область применения фемтосекундного лазера, в которой удалось сделать огромный шаг вперед благодаря технологиям нового поколения. Именно с этой целью использует фемтосекундный лазер адъюнкт-профессор Sonia H. Yoo из Института глаза Баскома Палмера (Медицинская школа Университета Майами, Майами, США). «Существует несколько фемтосекундных лазеров с режимами для выполнения проникающей кератопластики, снабженные специальным программным обеспечением. С его помощью можно выкроить лоскут из роговицы донора и сформировать ложе трансплантата на глазу реципиента таким образом, чтобы они идеально подошли другу по форме. Это обеспечит более полноценное и быстрое заживление по сравнению с применением традиционного трепана. Кроме того, фемтосекундные технологии позволяют проводить и ламеллярную кератопластику. Можно срезать лишь передний эпителий трансплантировать только задний эпителий, т.е. осуществить заднюю эндотелиальную кератопластику», — говорит д-р Yoo.

Благодаря новой технологии хирург имеет возможность программировать любой профиль разреза, который может понадобиться в терапевтических целях. Проф. Үоо считает, что это дает фемтосекундному лазеру огромное преимущество перед трепаном. «В ходе кератопластики вертикальным разрезом с помощью трепана выкраивается лоскут из роговицы донора и формируется ложе в роговице реципиента. Однако далеко не факт, что они точно подойдут друг другу по форме. Кроме того, при выполнении вертикального разреза рана менее стабильна, чем в случае техники «зигзаг», цилиндрического отверстия, грибовидной или дисковидной когда кератопластики, трансплантат «вставляется» применении техники «зигзаг» швы можно снимать раньше, а рана остается прочной», — поясняет она. Д-р Yoo выбирает форму трансплантата в зависимости от конкретной ситуации. Если рана очень прочная, то она предпочитает технику «зигзаг». Когда на первый план выходят иные избирает приоритеты, то она другую тактику. «Если необходимость заменить преимущественно эндотелий, то задний край трансплантата должен быть больше по диаметру, чем передний, и тогда я применяю технику цилиндрического отверстия. При выполнении сквозной проникающей кератопластики, когда требуется ПО максимуму восстановить поверхностный слой, выбор делается в пользу грибовидного лоскута», — рассказывает д-р Yoo. Клинический опыт д-ра Price свидетельствует O TOM, методика «зигзаг» обычно что эффективна, поскольку в этом случае роговица донора и реципиента плотно прилегают друг к другу. Это дает преимущества в случае не только проникающей, но и передней ламеллярной кератопластики. Техника «зигзаг» позволяет практически идеально подогнать поверхности и лучше герметизировать их края в процессе наложения швов. Гораздо более безопасной становится и проведение DALK. Эта операция обеспечивает пациентам такое же хорошее (или даже более высокое) зрение, как после проникающей кератопластики, и позволяет сохранить эндотелий роговицы. «Золотым стандартом» DALK является называемая техника «большого пузыря» по Анвару, при выполнении которой в строму роговицы вводится воздух, что сопровождается отделением десцеметовой мембраны от стромы. К сожалению, вручную осуществить эту процедуру крайне сложно. «Работать стандартным трепаном надо очень аккуратно, чтобы уже в самом начале трепанации не перфорировать роговицу. В этом случае офтальмотонус резко снизится, десцеметовая мембрана окажется поврежденной, сформировать достаточно большой пузырь не удастся, а произвести глубокий разрез мануально будет крайне тяжело или вообще невозможно. Применение же фемтосекундного лазера делает эту процедуру гораздо более безопасной. В период предоперационной подготовки можно выполнить пахиметрию, выбрать зону разреза, перепроверить толщину в этом месте посредством ОКТ, а затем уже в ходе операции под контролем ультразвука определить, где роговица будет самой тонкой. Лазером можно сделать разрез, не доходя 70 микрон до десцеметовой мембраны, вручную же это осуществить невозможно», — заявляет д-р Price. Все это обеспечивает целый ряд преимуществ. Во-первых, воздух в момент введения будет меньше распространяться на периферию. Когда периферия визуализируется хорошо, то можно судить и о том, сформировался ли пузырь. В противном случае роговица может побелеть и не дать тем самым хирургу Кроме возможности визуализировать пузырь. τογο, применение фемтосекундного лазера делает проведение этой методики более простой и безопасной. После формирования большого пузыря край зигзагообразного разреза встает под углом по отношению к зрачку, и в этой ситуации легче работать ножницами, восстанавливая строго вертикальную позицию края лоскута. Наконец, фемтосекундный лазер облегчает проведение разреза вручную в тех ситуациях, когда сформировать достаточно большой пузырь не удалось. «Если с помощью IntraLase выполнен разрез, не доходя 70 микрон до десцеметовой мембраны, плоский край которого образует угол по отношению к зрачку, то работать лезвием уже гораздо проще — надо лишь завершить разрез по всей его длине. При использовании этой методики результаты по зрению, конечно, окажутся несколько хуже по

сравнению с техникой «большого пузыря», но все равно достаточно высокими», — заключает д-р Price.

Существуют и другие перспективные области внедрения фемтосекундного ограничивающиеся оперативными вмешательствами роговице, — астигматическая кератотомия, биопсия роговицы и даже катарактальная Так. Индии фемтосекундный хирургия. лазер апробировали В ходе процедуры, которая получила фемтосекундной лентикулярной экстракции (FLECS). Лазером срезали узкую полоску стромы, изменяя таким образом рефракционную зону для миопии и миопии с астигматизмом, что позволяло корректировать остаточные рефракционные ошибки.

Наблюдение поверхностных химических реакций с фемтосекундным разрешением

Появление пикосекундных, а затем фемтосекундных лазеров дало учёным уникальную возможность исследовать быстропротекающие процессы. Однако существующие ДΟ настоящего времени экспериментальные методики достаточно ограниченную давали информацию о динамике поверхностных химических реакций. В то же время для исследования ряда процессов, таких как гетерогенный катализ, изучение динамики взаимодействия между молекулой и поверхностью чрезвычайно важно. В недавней работе группы американских и немецких ученых представлена новая методика, позволяющая непосредственно характера химической изменение связи молекулы. адсорбированной на поверхность, с временным разрешением менее 100 фемтосекунд.

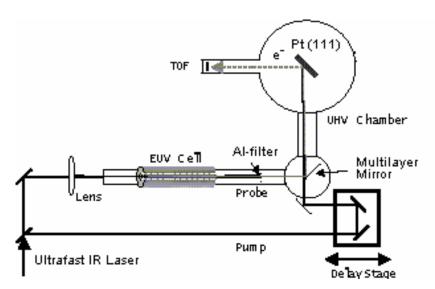


Рис. 3.28. Схема экспериментальной установки. Часть излучения титансапфирового фемтосекундного лазера конвертировалась в дальний ультрафиолет (EUV), свободно проходящий алюминиевый фильтр, а

многослойное эеркало отрезало часть гармоник, делая пробный импульс более монохроматичным.

В работе для исследования динамики изменения химических связей поверхности молекул кислорода на платины была применена фотоэмиссионная спектроскопия с использованием излучения дальнего ультрафиолетового диапазона (0.28.). Известно, что фотоэмиссионная спектроскопия чрезвычайно чувствительна к химическому состоянию комплекса поверхность-адсорбат. Для молекул энергии связи электронов на внутренних оболочках атомов зависят от типа химической связи, поэтому «химический сдвиг» глубоких уровней служит индикатором химического или зарядового состояния атома, участвующего в химической связи. Фотоэмиссионные же спектры для валентных электронов дают гибридизации внешних информацию молекулярных ответственных за химическую связь. Для наблюдения динамики реакции на субпикосекундном масштабе времен необходимы ультракороткие импульсов излучения в дальнем ультрафиолете (либо в рентгеновском диапазоне). В настоящее время генерация таких фемтосекундных импульсов достижима с помощью конверсии с повышением частоты (генерация высоких гармоник) излучения фемтосекундных лазеров ближнего инфракрасного диапазона.

Исследователям удалось наблюдать вызванные лазерным излучением обратимые изменения состояния молекул кислорода, соответствующие быстрому изменению электронной конфигурации кислородного адсорбата. Импульс накачки создавал горячие электроны в платиновой подложке, которые могли занимать незанятые молекулярные орбитали, что ведет к изменению состояния молекул (из O_2 - в O_{22} -). При этом в спектре фотоэлектронной эмиссии появлялся дополнительный пик. Изменения в структуре валентных уровней комплекса кислород-платина происходили приблизительно на 500 фемтосекундном временном масштабе, определяемом характерными временами термализации горячих электронов и необходимостью переориентации молекулы относительно поверхности при изменении состояния.

Отрывает ли лошадь от земли во время скачки все четыре ноги одновременно? Майбридж (Muybridge) смог ответить на этот вопрос, придумав как сделать несколько последовательных фотографий бегущей лошади. Сейчас появилась возможность делать ряд последовательных «кадров» движений молекул и даже снимать молекулярные «фильмы» по написанному сценарию!

При фотографировании быстродвижущихся объектов время экспозиции должно быть мало, чтобы изображение было четким. Для наблюдения за движением атомов необходимо иметь инструмент исследования в фемтосекундной шкале времени, потому что для прохождения расстояния

в 1 ангстрем атому требуется примерно 100 фемтосекунд. Первый эксперимент в фемтосекундной временной шкале был проведен 11 декабря 1986 года в лаборатории Зивейла (Zewail) в Калифорнийском технологическом институте. В 1999 году Зивейлу вручили Нобелевскую премию за «изучение переходных состояний химических реакций с помощью фемтосекундной спектроскопии».

Фемтохимия и фемтобиология

Революционный прорыв в экспериментальных методах и технологиях, основанных на использовании импульсов света фемтосекундной длительности, породил новые области исследования: фемтохимию и фемтобиологию.

Типичным методом экспериментального изучения динамики реакций является метод «возбуждение-зондирование» (ритр-probe), в котором используется два световых импульса (Рис. 3.29). Первый импульс (возбуждающий, называемый также импульсом накачки) запускает реакцию, а второй импульс (зондирующий) считывает информацию о произошедших изменениях, проходя через тот же образец. Зондирующий импульс и детектор позволяют получить «фотографию» движения, а возбуждающий импульс аналогичен сигналу к бегу для лошади в экспериментах Майбриджа.

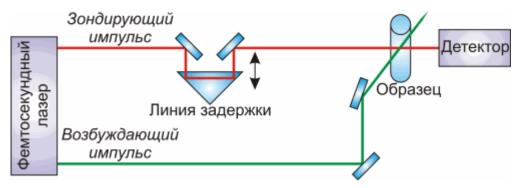


Рис. 3.29. Схема метода «возбуждение-зондирование»

С помощью линии задержки изменяется оптический путь, который проходит зондирующий импульс, а, следовательно, и время прихода его в образец. Изменение расстояния на 1 мкм приводит к задержке по времени в 3,3 фс. Таким образом, можно регистрировать отклик молекулярной системы на возбуждение с шагом 3,3 фс, получая подробную «покадровую» информацию о протекании реакции. Нулевым моментом времени считается время, когда возбуждающий и зондирующий импульсы приходят в образец одновременно. В качестве отклика регистрируют фотоиндуцированное поглощение, флуоресценцию, поворот плоскости

поляризации и т.д. Зондирующими импульсами могут быть даже ультракороткие импульсы электронов и рентгеновского излучения.

Помимо малой длительности импульса, которая позволяет исследовать эволюцию молекулярных процессов с высоким временным разрешением, фемтосекундный импульс обладает рядом особенностей [2]. Необходимо помнить, что мы имеем дело с миром атомов и элементарных частиц, которые живут по законам квантовой механики. По этим законам спектральная ширина фемтосекундного импульса связана длительностью соотношением неопределенности для энергии (рис. 3.30.). Чем короче импульс, тем больший диапазон энергий возбужденного состояния он может охватить. Фемтосекундный импульс позволяет когерентно (от лат. cohaerentio — связь, сцепление) возбуждать сразу несколько колебательных состояний. Такой тип возбужденного состояния называется когерентным колебательным волновым пакетом (далее просто волновой пакет), который представляет собой нестационарное состояние молекулы.

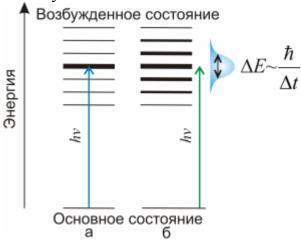


Рис. 3.30. а — стационарное состояние, образованное под действием непрерывного лазерного излучения, б — нестационарное состояние (волновой пакет), образованное под действием импульсного лазерного излучения. Более толстыми линиями обозначены заселенные состояния

Фемтобиология

3a десятилетия фемтосекундной импульсной последние методы спектроскопии шагнули далеко вперед. Теперь стало возможным проводить исследования не только в газовой, но и в конденсированной фазе (растворы, межфазные границы, полимеры и др.), а также и в мезоскопической фазе (кластеры, наночастицы, нанотрубки и др.). Помимо исследования реакций простых систем, например, фотодиссоциации молекулы NaI, которая содержит всего лишь два атома, можно изучать органические молекулы и даже биомолекулы (ДНК, гемоглобин и др.). интерес представляет фемтобиология фотобиологических реакций, которые играют огромную роль в природе. В ходе эволюции появились сложные молекулярные машины способные преобразовывать энергию света для выполнения своих биологических функций (например, фотосинтез, зрение). Были проведены исследования первичных процессов фотосинтеза, фотоактивируемого протонного насоса бактериородопсина, а также зрительного пигмента родопсина.

Остановимся на изучении зрительного родопсина. В состав родопсина входит интегральный мембранный белок (опсин) и хромофорная группа (11-цис ретиналь). Зрительный пигмент интересен не только как белок, позволяющий нам получать информацию о внешнем мире, но и как модельный объект для исследования других ретиналь-содержащих белков и рецепторов, сопряженных с G-белками. Под действием света происходит 11-цис-ретиналя В реакция изомеризации полностью-транс-форму. Благодаря фемтосекундной спектроскопии удалось обнаружить, что фотоизомеризация в белке происходит всего лишь за 200 фс с высоким квантовым выходом 0.65, что в несколько раз превосходит скорость и квантовый выход изомеризации свободного ретиналя в растворе. Таким образом, белковое окружение играет ключевую роль в динамике этой реакции. Как же удается осуществлять столь быструю и эффективную реакцию фотоизомеризации? Как уже говорилось, при поглощении фемтосекундного импульса света в молекуле создается волновой пакет, в котором движения ядер синхронизированы, а энергия возбуждения локализована в определенном месте молекулы. В обычных реакциях синхронизация движения ядер быстро теряется, а энергия возбуждения расплывается по молекуле, и движение ядер становится стохастическим. Однако если возбуждать молекулу родопсина, то фотохимическая реакция происходит быстрее процессов стохастизации. В этом случае говорят, что реакция протекает в когерентном режиме. Считается, что именно сохранение волнового пакета в течение нескольких пикосекунд, позволяет реакции протекать такой рекордной скоростью. Для визуального образа квантово-механического поведения молекул можно представить реакцию как движение волнового пакета по поверхности

3.31). потенциальной энергии ВДОЛЬ координаты реакции (рис. Образованный волновой пакет двигается по поверхности потенциальной первого возбужденного электронного состояния, разделяется на два подпакета. Один подпакет образуется на поверхности основного электронного состояния за 200 фс после возбуждения и соответствует продукту реакции с изомеризованным транс-ретиналем (на рис. 3.31. справа), а другой подпакет возвращается в потенциальную яму основного состояния реагента, содержащего 11-цис-ретиналь (на 0 3.31 слева).

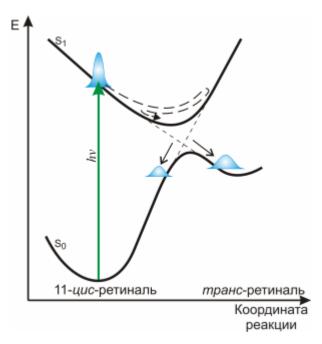


Рис. 3.31. Сечение поверхности потенциальной энергии по координате реакции. Черными стрелками обозначено движение колебательных волновых пакетов по потенциальным поверхностям молекулы родопсина

Когерентное управление динамикой процессов и выходом продуктов

Как же на основе знаний, полученных благодаря методу фемтосекундной спектроскопии и квантовой теории, управлять выходом реакции, не меняя температуру, давление и не используя другие обычные способы управления реакциями? Дело в том, что структура волнового пакета зависит от свойств возбуждающего импульса, а именно от амплитудно-фазовых характеристик спектральных компонент импульса, который создал этот волновой пакет, а форма волнового пакета может приводить к изменению динамики и выхода реакции. Поэтому, меняя характеристики лазерного излучения (длительность, интенсивность, частоту колебаний электрического поля), мы можем влиять на ход реакции. Иными словами, мы локализуем энергию в нужном месте

молекулы, например, чтобы осуществить разрыв определенной связи и получить желаемый продукт. Такой новый способ управления называют когерентным или квантовым управлением.

экспериментальные Современные методы позволяют изменять амплитудно-фазовые характеристики возбуждающего фемтосекундного импульса. Импульс простого вида раскладывают на отдельные частоты, а затем определенные частоты усиливают, а другие ослабляют или удаляют, и получают импульс с заданными характеристиками. Но какой формы нам нужен? Во-первых, современная техника позволяет использовать обучающие алгоритмы с использованием обратной связи. реакцию запускают обычным импульсом и анализируют отношение выходов целевого и побочных продуктов, затем компьютерная программа меняет параметры возбуждающего импульса, и реакцию проводят снова. Так продолжают до тех пор, пока не достигнут максимального выхода желаемого продукта (рис. 3.32.-2). При помощи такого подхода были получены прекрасные результаты управлением фотоизомеризации бактериородопсина. Удалось реакцией квантовый выход продукта реакции на 20% как в большую, так и в меньшую сторону. Во-вторых, можно экспериментально выявить частоты, которые участвуют в реакции, что было показано на молекуле родопсина. Возможно и теоретическое определение частот, хотя такой подход сопряжен с трудностями расчета для многоатомных систем. Полученные частоты можно использовать для выбора параметров возбуждающего импульса.

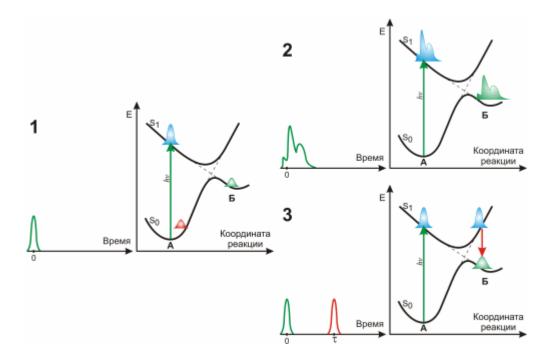


Рис. 3.32. Три схемы проведения эксперимента. В каждой слева обозначено время прихода возбуждающего импульса и его форма, а справа схема потенциальных поверхностей и образование волновых пакетов. Желаемый продукт Б. 1 - эксперимент без управления, 2 - управление при помощи амплитудно-фазовых характеристик импульса, 3 - схема «нагрузка-разгрузка»

Самая современная техника позволяет в ходе эксперимента неоднократно возбуждать систему. Например, существует схема «нагрузка-разгрузка» (ритр-dump), изображенная на рис. 3.32.-3. Возбуждающий импульс создает волновой пакет в возбужденном состоянии, который двигается вдоль координаты реакции. Когда достигается область продуктов, второй импульс (dump) переводит систему в основное состояние, соответствующее желаемым продуктам. Помимо форм импульсов здесь появляется новый управляющий параметр — время задержки между импульсами.

Возможны и другие схемы когерентного управления фотохимическими реакциями в макромолекулах, которые используют другие управляющие параметры (например, зависимость спектральных компонент возбуждающего импульса от времени) или их совокупность.

Исследование биологических систем в фемтосекундном масштабе времени позволяет раскрывать механизмы необычайно быстрых и селективных реакций в биомолекулах. Такое универсальное средство, как применение фемтосекундных импульсов, может дополнить достижения эволюции для повышения выхода желаемых продуктов. Видимо, скоро удастся использовать сверхскоростные реакции биологических объектов для создания новых технологий.

Дополнение 1. Применения ТГц –спектроскопии с разрешением во времени

Поскольку тепловой фон окружающей среды при комнатной температуре (T = 300 K) соответствует частотам 1...10 ТГц с максимумом вблизи 6 ТГц, то практически невозможно обычными методами исследовать пропускание и отражение объектов в данном диапазоне спектра, вследствие того, что тепловой шум подавляет полезный сигнал. Основной особенностью систем ТГц-томографии с использованием ультракоротких импульсов является когерентное детектирование напряженности электрического поля (амплитуды и фазы) с разрешением во времени [32-33, 43-45].

Остановимся на основных принципах сверхбыстрой ТГц-томографии на примере исследования внутренней структуры твердотельных водородных топливных элементов, являющихся наиболее перспективными мощными генераторами электрического тока [46]. Схематичное поперечное сечение топливного элемента представлено на рис. 5.

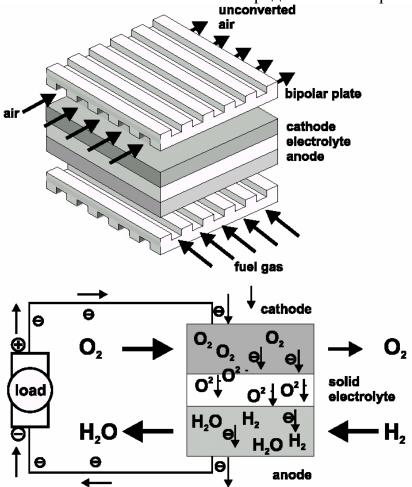


Рис.3.33 Поперечное сечение твердотельного водородного топливного элемента (вверху) и принцип его действия (внизу).

Керамическая топливная ячейка состоит из двух электродов (анода и электролитом катода), разделенных твердым на основе иттрийстабилизированного циркония, типичная толщина ячейки составляет около 100 мкм. Топливо (водород) прокачивается сквозь анод, приводя к появлению электронов во внешней цепи вследствие электрохимической реакции окисления. Кислород прокачивается через катод, состоящий из материала, способного принимать электроны из внешней цепи. Твердый электрод переносит ионы между двумя электродами. Такой элемент производит во внешней цепи напряжение около 1 В при температуре 850 – 950 °С. Для получения более высокого напряжения ячейки собираются в пачку, причем биполярная пластина, соединяющая ячейки, служит для прокачки реагирующих газов.

Промышленное производство таких топливных элементов связано с трудностями, обусловленными необходимостью точного контроля размеров всех элементов. Оптические методы контроля толщин слоев невозможны в связи с их непрозрачностью и сильным рассеянием, акустические методы не позволяют достичь необходимого разрешения. Авторами [45] было предложено использовать методы ТГц-томографии с разрешением во времени для контроля данных ячеек.

Основная идея ТГц томографической системы состоит в использование отражения от различных слоев ячейки, прозрачных в диапазоне 0.1...2 ТГц. Измеряя временную задержку между отражениями от границ раздела между различными слоями и зная дисперсионные константы материалов, возможно определить размеры вертикального профиля. Пространственное разрешение в двух координатах возможно достичь используя либо сканирование сфокусированным пучком ТГЦ излучения, либо просвечивая образец широким пучком и регистрируя задержку в различных точках формируемого изображения.

Две реализованные экспериментальные схемы представлены на рис. 3.34.

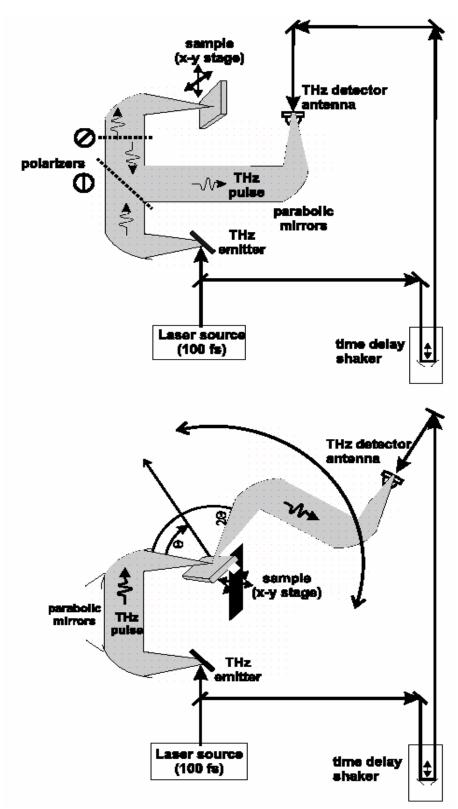


Рис. 3.34. Две экспериментальные схемы ТГц-томографии. Верхняя схема для нормального падения, нижняя для наклонного падения ТГц излучения на образец.

В верхней схеме, с использованием поляризаторов на основе дифракционных решеток, пучок ТГц излучения, фокусирующийся по нормали на образец, отражается и попадает в систему регистрации. В

нижней схеме используется наклонное падение на образец, позволяющее упростить конструкцию, но усложняющее последующую обработку измерений. На рис. 3.35. приведены результаты измерений трехслойной структуры топливной ячейки, а на рис. 3.36. результаты его обработки.

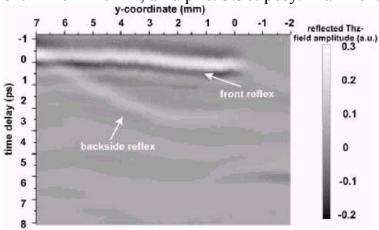


Рис. 3.35. Картина отражения от трех слоев топливного элемента при наклонном падении.

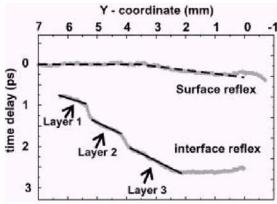


Рис. 3.36. Результаты обработки картины отражения от трех слоев топливного элемента

Таким образом, ТГЦ-томография с использованием ультракоротких импульсов является мощным средством неразрушающего контроля изделий, непрозрачных в видимом диапазоне спектра, но пропускающих ТГц излучение.

Наиболее перспективным направлением использования ТГцтехнологий с использованием ультракоротких импульсов по-видимому является ТГц-томография и ТГц-локация. Принципы ТГц-томографии подробно рассмотрены на примере неразрушающего контроля топливных элементов (1.3), остановимся на принципах ТГц-локации или ТГц-радара [31-32]. Принципиальная схема ТГц-локации приведена на рис. 3.37.

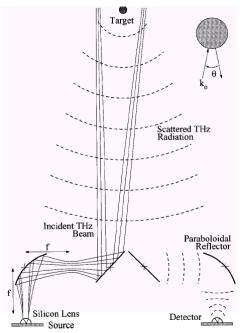


Рис. 3.37. Принципиальная схема ТГЦ-локации.

Источник ТΓц формируемый излучения, использованием фемтосекундных импульсов, с использованием параболического простого металлических зеркал освещает цель, расположенную удаленном расстоянии. Рассеянное и отраженное от цели ТГц излучение коллимируется подобной оптической системой и попадает на детектор, включаемый в момент времени, соответствующий удвоенному проходу ТГц излучения до цели. В дальнейшем время включения детектора регулируется использованием оптической линии задержки регистрируется временная картина отраженного ТГц сигнала. На рис. 3.38 3.39 представлены сигналы, полученные при отражении алюминиевого шарика диаметром 6 мм и цилиндра диаметром 3 мм, расположенных на расстоянии около метра от источника излучения.

Сравнивая данные временные развертки можно отметить, что сигналы существенно отличаются, причем по ширине пиков можно идентифицировать размеры отраженных целей.

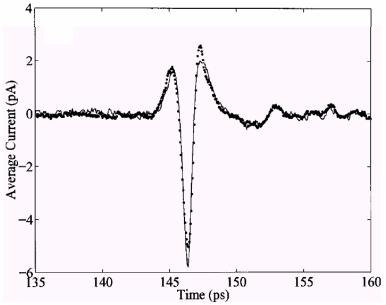


Рис. 3.38. Временная развертка ТГц сигнала, отраженного от алюминиевого шарика.

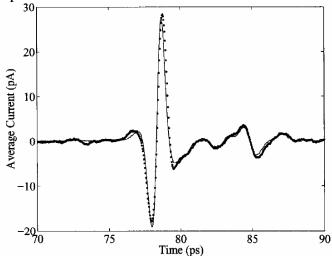


Рис. 3.39. Временная развертка ТГц сигнала, отраженного от алюминиевого цилиндра.

Таким образом, ТГц-локация является весьма перспективным направлением исследований. Следует отметить, что в реальной атмосфере присутствуют водяные пары, сильно ослабляющие ТГц-излучение, однако для космических применений ТГц-локация несомненно представляет интерес.

Среди возможных перспективных направлений ТГц-технологий следует отметить возможность создания ТГц-голографических систем, основанных на использовании когерентного ТГц излучения [47]. В качестве прообраза можно использовать системы радиоголографии [48]. Следует отметить, что данное направление не рассматривается в мировой литературе, хотя потенциально открывает большие перспективы использования.

3. Литература

- [1] D. H. Auston and P. R. Smith. Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity. Appl. Phys. Lett., 43:631, 1983.
- [2] P. K. Benicewicz, J. P. Roberts, and A. J. Taylor. Scaling of teraherz radiation from large-aperture biased photoconductors. J. Opt. Soc. Am. B., 12:2533–2546, 1994.
- [3] F. Blanchard, L. Razzari, H.C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J. C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, and F. A. Hegmann. Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crysta. J. Opt. Soc. Am. B, 22:1667–1670, 2005.
- [4] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynnand L. Pfeiffer, J. B. Stark, Q.Wu, X. C. Zhang, and J. F. Federici. Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection. Appl. Phys. Lett., 73:444, 1999.
- [5] P. Campbell, M. Li, Z. G. Lu, J. A. Riordan, K. R. Stewart, G. A. Wagoner, Q.Wu, and X. C. Zhang. Free space electro-optic and magneto-optic sampling. Proc. SPIE, 3269:114–124, 1998.
- [6] J.J. Carey, R.T. Bailey, D.Pugh, J.N. Sherwood, F. R. Cruickshank, and K. Wynne. Terahertz pulse generation in an organic crystal by optical rectification and resonant excitation of molecular charge transfer. Appl. Phys. Lett., 81:4335, 2002.
- [7] W. L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K. F. Kelly, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman. A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing. Appl. Phys. Lett., 93:121105, 2008.
- [8] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air. Optics Letters, 25(16):1210–1212, 2000.
- [9] J. Dai, X. Xie, and X.-C. Zhang. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases. Phys. Rev. Lett., 97:103903, 2006.
- [10] G. L. Dakovski, B Kubera, and J. Shan. Localized terahertz generation via optical rectification in ZnTe. J. Opt. Soc. Am. B, 22:1667–1670, 2005.
- [11] A.G. Davies, E.H. Linfield, and M. B. Johnston. The development of terahertz sources and their applications. Phys. Med. Biol. 47 3679-3689, 47:3679–3689, 2002.
- [12] J.F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars. THz imaging and sensing for security applications_explosives, weapons and drugs. Semicond. Sci. Technol., 20:266–280, 2005.
- [13] B. Ferguson and X.-C. Zhang. Materials for terahertz science and technology. Nature Materials, 1, 2002.
- [14] G. Gallot and D. Grischkowsky. Electro-optic detection of terahertz radiation. JOSA B, 16(8):1204–1212, 1999.

- [15] B. I. Greene, P. N. Saeta, R. D. Douglas, and S. L. Chuang. Far-infrared light generation at semiconductor surfaces and its spectroscopic applications. IEEE J. Q.E., 28:2302–2312, 1992.
- [16] P. Y. Han, M. Tani, F. Pan, and X.-C. Zhang. Use of the organic crystal DAST for terahertz beam applications. Opt. Lett., 25:675–677, 2000.
- [17] Hebling, J. and Stepanov, A.G. and Alm'asi, G. and Bartal, B. and Kuhl, J. Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts. Appl. Phys. B, 78:593?599, 2004.
- [18] J. N. Heyman, P. Neocleous, D. Hebert, P. A. Crowell, T. Muller, and K. Unterrainer. Terahertz emission from GaAs and InAs in a magnetic field. Phys. Rev. B, 64(8):085202, 2001.
- [19] M. C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K.A. Nelson. Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm. Optics Express, 15(18):11706–11713, 2007.
- [20] H. Hoshina, Y. Sasaki, A. Hayashi, C. Otani, and K. Kawase. Noninvasive mail inspection system with terahertz radiation. Appl. Spectr., 63(1):81–86, 2009.
- [21] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. Opt. Lett., 20(16): 1716–1718, 1995.
- [22] K. Kawase, M. Mizuno, S. Sohma, H. Takahashi, T. Taniuchi, Y. Urata, S. Wada, H. Tashiro, and H. Ito. Difference-frequency terahertz-wave generation from 4-dimethylamino-n-methyl-4-stilbazolium-tosylate by use of an electronically tuned ti:sapphire laser. Opt. Lett., 24:1065–1067, 1999.
- [23] T. Kondo, M. Sakamoto, M. Tonouchi, and M. Hangyo. Terahertz radiation from (111) InAs surface using 1.55 μ m femtosecond laser pulses. Jpn. J. Appl. Phys, 38:1035–1037, 1999.
- [24] M. Kress, T. Loffler, S. Eden, M. Thomson, and H. G. Roskos. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves. Optics Letters, 29(10):1120–1122, 2004.
- [25] Yun-Shik Lee. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, 2009.
- [26] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, and W. H. Knox. Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory. Appl. Phys. Lett., 74:1516, 1999.
- [27] K. Liu, J. Xu, T. Yuan, and X.-C. Zhang. Terahertz radiation from InAs induced by carrier diffusion and drift. Phys. Rev. B, 73:155330, 2006.
- [28] T. LËoffler, T. Hahn, M. Thomson, F. Jacob, and H. G. Roskos. Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters. Optics Express, 13:5353, 2005.
- [29] T. Loffler, F. Jacob, and H. G. Roskos. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air. Appl. Phys. Lett., 77:453, 2000.

- [30] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale, and T. M. Lyszczarz. Teraherz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs. Appl. Phys. Lett., 67:3844–3846, 1995.
- [31] M. Migita and M. Hangyo. Pump-power dependence of THz radiation from InAs surfaces under magnetic fields excited by ultrashort laser pulses. Appl. Phys. Lett., 79:3437, 2001.
- [32] D. M. Mittleman, S. Hunsche, L. Boivin, and M. C. Nuss.T-ray tomography. Opt. Lett., 22(12):904–906, 1997.
- [33] A. Nahata, D.H. Auston, Tony F. Heinz, and C. Wu. Coherent detection of freely propagating terahertz radiation by electro-optic sampling. Appl. Phys. Lett., 68:150, 1996.
- [34] P. C. Planken, M. C. Nuss, W. H. Knox, D. A.Miller, and K.W. Goossen. THz pulses from the creation of polarized electron-hole pairs in biased quantum wells. Appl. Phys. Lett., 61:2009–2011, 1992.
- [35] N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, and Z. Liu. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics. J Appl. Phys., 84:654–656, 1998.
- [36] A. Schneider, I. Biaggio, and P. Gunter. Optimized generation of thz pulses via optical rectification in the organic salt dast. Optics Communications, 224 (4):337–341, 2003.
- [37] A. Schneider, M. Neis, M. Stillhart, B. Ruiz, R. U. A. Khan, and P. Gunter. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals: theory and experiment. J. Opt. Soc. Am. B., 23:1822–1835, 2006.
- [38] C. D. Stoik, M. J. Bohn, and J. L. Blackshire. Nondestructive evaluation of aircraft composites using transmissive terahertz time domain spectroscopy. Opt. Expr., 16(21):17039, 2008.
- [39] L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, S. Tzortzakis, and A. Mysyrowicz. Femtosecond laser induced damages and filamentary propagation in fused silica. Phys. Rev. Lett., 89(18):186601, 2002.
- [40] S. Wang, B. Ferguson, D. Abbott, and X.-C. Zhang. T-ray imaging and tomography. Journal of Biological Physics, 29:247–256, 2003.
- [41] S Wang and X-C Zhang. Pulsed terahertz tomography. J. Phys. D: Appl. Phys., 37:1–36, 2004.
- [42] C. Winnewisser, P. Uhd Jepsen, M. Schall, V. Schyja, and H. Helm. Electro-optic detection of thz radiation in LiTaO3, LiNbO3 and ZnTe. Appl. Phys. Lett., 70:3069, 1995.
- [43] R.M. Woodward, B.E. Cole, V.P. Wallace, R.J. Pye, D.D. Arnone, E.H. Linfield, and M. Pepper. Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. Phys. Med. Biol., 47:3853–3863, 2002.
- [44] Q. Wu, M. Litz, and X.-C. Zhang. Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors. Appl. Phys. Lett., 68:2924, 1996.
- [45] Q.Wu and X. C. Zhang. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams. Appl. Phys. Lett., 67:3523, 1995.

- [46] Q. Wu and X. C. Zhang. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor. Appl. Phys. Lett., 70:1784, 1997.
- [47] L. Xu, X.-C. Zhang, and D. H. Auston. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials. Appl. Phys. Lett., 61:1784, 1992.
- [48] H. Zhong, N. Karpowicz, and X.-C. Zhang. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma. Appl. Phys. Lett., 88(26):1103, 2006.
- [49] А.Н. Азаренков, Г.Б. Альтшулер, Н.Р. Белашенков, and С.А. Козлов.
- Нелинейность показателя преломления лазерных тв**ч**рдотельных диэлектрических сред. Квантовая электроника, 20(8):733–757, 1993.
- [50] А. А. Андреев, В. Г. Беспалов, А. А. Городецкий, С. А. Козлов, В. Н. Крылов, Г. В. Лукомский, Е. В. Новоселов, Н. В. Петров, С. Э. Путилин, Штумпф С. А. Генерация сверхширокополосного терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двумя разночастотными фемтосекундными импульсами. Опт. и спектр., 107(4):569–576, 2009.
- [51] В. Г. Беспалов, В. Н. Крылов, С. Э. Путилин, and Д. И. Стаселько. Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле. Опт. и спектр., 93(1):158–162, 2002.
- [52] В. Л. Бонч-Бруевич and С. Г. Калашников. Физика полупроводников. М.:Наука, 1990.
- [53] M. Борн and Э. Вольф. Основы оптики. М.:Наука, 1973.
- [54] А. Ф. Верлань and В. С. Сизиков. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова думка, 1986.
- [55] С. А. Козлов and В. В. Самарцев. Оптика фемтосекундных лазеров. СПб: СПбГУ ИТМО, 2007.
- [56] Г. Корн and Т. Корн. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1978.
- [57] Л. Д. Ландау and Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М.:Наука, 1992.
- [58] С. А. Штумпф, А. А. Королев, and С. А. Козлов. Динамика сильного поля светового импульса с малым числом колебаний оптического поля в диэлектрической среде. Изв. РАН. Сер. физ., 71(2):158–161, 2006.
- [59] С. А. Штумпф, А.А. Королев, and С. А. Козлов. О природе и инерционности нелинейной поляризованности диэлектриков в поле световых импульсов, содержащих малое число колебаний оптического поля. Изв.РАН. Сер. физ., 70(1):124–130, 2006.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного профессионального учреждения высшего образования Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

КАФЕДРА ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ

Кафедра фотоники и оптоинформатики создана в 2002 году и работает под руководством лауреата премии Ленинского комсомола по науке и технике профессора С.А.Козлова. Одной из важнейших задач кафедры является организация учебного процесса И подготовка специалистов оптоинформатике – стремительно развивающейся новой области науки и техники, в которой разрабатываются оптические технологии сверхбыстрой обработки информации, передачи, И записи быстродействующие оптические компьютеры и системы искусственного Разработка информационноинтеллекта. оптических таких представляющих телекоммуникационных технологий, собой информационные технологии нового поколения, является приоритетным направлением развития российской науки, техники и технологий.

В рамках образовательного направления 200600 студентам читаются лекционные курсы по оптической физике, теории информации вычислительных кодирования, архитектуре систем, технологии программирования, цифровым оптическим вычислениям, оптическим искусственного интеллекта, голографическим записи и отображения информации, другим актуальным проблемам оптоинформатики, а также по квантовой информатике. Эти лекционные учебно-исследовательскими курсы поддержаны ЭКСКЛЮЗИВНЫМИ экспериментальными практикумами.

Научные подразделения кафедры:

• Проблемная лаборатория волновых процессов, основная задача которой – организация научного руководства студентами и

- аспирантами молодежной научной ассоциации «Оптика-XXI век», руководитель: д.ф.м.н., проф.С.А.Козлов.
- Научно-образовательный центр фемтосекундной оптики и фемтотехнологий руководитель: д.ф.м.н., проф.В.Г.Беспалов.
- Лаборатория параллельных вычислений, нанофотоники и оптоинформатики руководитель: д.ф.м.н., проф.Н.Н.Розанов.
- Лаборатория квантовой информатики руководитель: к.ф.м.н., доцент С.А. Чивилихин.
- Лаборатория прикладной голографии руководитель: к.ф.м.н., доцент О.В.Андреева

На кафедре сформирована признанная научно-педагогическая школа по фемтосекундной оптике и фемтотехнологиям – руководители: д.ф.м.н., проф. С.А.Козлов и д.ф.м.н., проф. В.Г.Беспалов.

Среди студентов и аспирантов кафедры – стипендиаты Президента и Правительства Российской Федерации, победители конкурсов научных работ, проводимых Российской Академией наук, крупнейшими мировыми научными обществами, **INTAS** (Фонд научнотакими как исследовательских работ Европейского сообщества), SPIE (Международное общество инженеров-оптиков), CRDF (Американский фонд гражданских исследований и развития), OSA (Оптическое общество Америки).

Кафедра фотоники и оптоинформатики постоянно занимает призовые места по итогам конкурсов ведущих научно-педагогических коллективов Университета ИТМО.

Беспалов Виктор Георгиевич, Козлов Сергей Аркадьевич, Крылов Виталий Николаевич, Путилин Сергей Эдуардович

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн

Верстка

Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики Зав. РИО Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе