

Исследование неодимового лазера и сопутствующих эффектов

Кинзина Э., Федоров Г., Салтыков А., Оразбаев А., Паньков А.

22 мая 2014 г.

Содержание

1. Принципы работы квантового генератора
2. Неодимовый лазер
 - 2.1 Общая схема установки
 - 2.2 Подготовка к работе
 - 2.3 Люминисценция кристалла
 - 2.4 Лазерная генерация
 - 2.5 Энергия и форма импульса лазерной генерации
3. Неодимовый лазер с модулированной добротностью
 - 3.1 Нелинейные поглотители
 - 3.2 Энергия импульса
 - 3.3 Форма импульсов
 - 3.4 Пробой воздуха
4. Вторая гармоника
 - 4.1 Теоретическое введение
 - 4.2 Результаты
5. Приложения
 - 5.1 Осциллограммы, не вошедшие в основной отчет
 - 5.2 Спектры, не вошедшие в основной отчет

1 Принципы работы квантового генератора

Лазерный излучатель, служащий для генерации электромагнитного излучения оптического диапазона с уникальными свойствами, структурно состоит из следующих основных элементов: активной среды, источника накачки и резонатора.

Активная среда – это вещество, в котором может

быть создана инверсная населённость энергетических уровней, т.е. достигнуто такое состояние, когда число атомов, находящихся на верхнем “рабочем” энергетическом уровне, превышает число атомов, находящихся на нижнем “рабочем” энергетическом уровне. По типу активной среды лазеры подразделяются на твердотельные, газовые, полупроводниковые, жидкостные и др. На практике активную среду твердотельных лазеров часто также называют активным элементом.

Поставщиком энергии для достижения состояния инверсной населённости служит источник накачки, в качестве которого может выступать, например: лампа–вспышка, газовый разряд, инжекция носителей тока в полупроводниковых р–п переходах, тепловой способ, химическая реакция и др.

Важнейшей и неотъемлемой частью любого лазера является резонатор – система, состоящая, как правило, из двух отражающих поверхностей, между которыми располагается активная среда. Отражающие поверхности могут представлять собой зеркала различной формы (плоские, сферические, параболические и др.), грани призм полного внутреннего отражения или границы раздела сред с различными показателями преломления.

Зеркала лазера чаще всего формируются путём нанесения многослойных отражающих диэлектрических покрытий на одну из отполированных по специальной технологии поверхностей основы зеркала – на так называемую подложку. На другую поверхность подложки зеркала либо наносят просветляющее покрытие, либо её оставляют без покрытия. Поверхность зеркала с отражающим покрытием называется “рабочей”, одно из зеркал резонатора, полностью отражающее свет, – “глухим”, а зеркало, частично пропускающее излучение, – выходным. Основным назначением оптического резонатора является создание условий, при которых возникающее в активной среде излучение, многократно проходя через её структуру, усиливается до уровня превышения имеющихся потерь. Следовательно, резонатор осуществляет положительную обратную связь. Другим его немаловажным

Самым простым и наиболее распространённым видом резонатора является система из двух плоских зеркал, обращённых друг к другу отражающими поверхностями, называемая эталоном Фабри–Перо.

Под юстировкой системы в общем случае понимают совокупность операций по приведению её элементов в состояние, обеспечивающее правильное функционирование системы.

Под режимом свободной генерации лазера понимают такой режим, при котором отсутствует какое-либо целенаправленное управление параметрами или элементами лазерного излучателя в процессе генерации. Так как в режиме свободной генерации отсутствуют дополнительные потери излучения в резонаторе на элементах управления, то лазеры имеют здесь наибольшую энергию импульса генерации. Соответственно, в этом режиме лазер обладает и наибольшим коэффициентом полезного действия – КПД.

2 Неодимовый лазер

2.1 Общая схема установки

Неодимовый лазер - частный случай твердотельного лазера, в качестве активной среды которого используется алюмо-иттриевый гранат («YAG», $Y_3Al_5O_{12}$) легированный ионами неодима (Nd).

Генерация происходит на длине волны 1064 нм. Такие лазеры могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме. Импульсные режимы отличаются характером генерации лазерного излучения. В свободной генерации длительность импульса обычно равна времени жизни верхнего лазерного уровня (около 250 мкс, зависит от концентрации неодима), импульс представляет собой набор пичков с длительностью до сотен наносекунд. В режиме модулированной добротности длительность может варьироваться от единиц наносекунд до микросекунд. Наибольшую импульсную мощность можно получить при работе в режиме модуляции добротности. Благодаря большой мощности, из импульса с длиной волны 1064 нм на нелинейном кристалле можно получить импульс с длиной волны вдвое, втрое, вчетверо (и т. д.) короче, например: 532 нм, 355 нм, 266 нм, 213 нм. В лазере используется четырехуровневая накачка (Рис. 1),

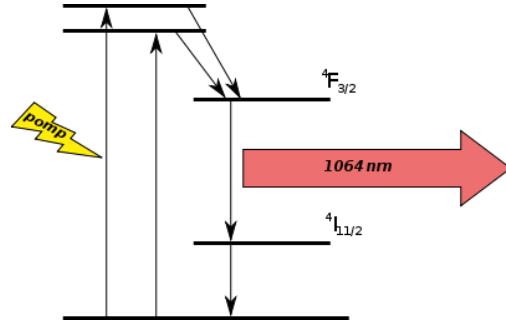


Рис. 1: Четырехуровневая накачка (верхний уровень расщеплен)



Рис. 2: По центру - упакованные в металлический кожух кристалл и лампа-вспышка, слева и справа - зеркала резонатора

рабочий переход - с терма $^4F_{3/2}$ на терм $^4I_{11/2}$.

Схема установки в экспериментах являлась классической, на основе интерферометра Фабри-Перо. Фото лабораторной установки приведено на Рис. 2. В качестве резонатора использовались зеркала со следующими коэффициентами отражения: левое (глухое) - 98%, правое (выходное) - 90%. Для охлаждения рабочего тела применялась и применяется жидкостная схема, которая, к сожалению, является на данный момент очень ненадежной. Накачка лазера осуществлялась лампой-вспышкой, подключенной к источнику высокого напряжения, заливочный разряд для ее запуска производился генератором импульсов.

Целью работы на данном этапе было получение генерации и измерение различных параметров, таких как длина волны излучения лазера, спектры излучения и люминесцентного свечения кристалла (до-генерационный режим), а также временные диаграммы интенсивности излучения.

2.2 Подготовка к работе

Прежде всего было необходимо провести юстировку лазера. Под юстировкой системы в общем случае понимают совокупность операций по приведению её элементов в состояние, обеспечивающее правильное функционирование системы. Юстировка оптических систем заключается в регулировании взаимного расположения оптических деталей (линз, призм, зеркал и т.п.) с целью их центрирования и обеспечения наилучшего качества изображения. В съюстированном положении оптические детали закрепляются винтами, штифтами либо склеиваются. Физический смысл процесса юстировки лазера состоит в нахождении такого расположения его оптических элементов (активной среды, зеркал резонатора и т.п.) друг относительно друга, при котором потери излучения минимальны.

На практике юстировку разделяют на “холодную” (или грубую) и “горячую” (или тонкую). В первом случае широкое практическое применение получил метод так называемого оптического рычага, для реализации которого необходим вспомогательный юстировочный лазер – низкоинтенсивный лазер, генерирующий излучение в видимом диапазоне. Источник же накачки юстируемого лазера в этом случае не включается. “Горячая” юстировка осуществляется уже при непосредственном включении источника накачки юстируемого лазера, что позволяет учесть термооптические особенности настраиваемой системы. Данный вид юстировки производится с использованием специальных средств, в качестве которых обычно выступают: визуализаторы и регистраторы излучения (например, копировальная бумага, фотобумага и др.), фотоприёмник, измеритель энергии/мощности лазерного излучения и др. Для оценки степени чувствительности лазерного резонатора к разьюстировке служит разьюстировочная характеристика, представляющая собой зависимость параметров лазерной генерации от угла отклонения одного из зеркал резонатора относительно съюстированного положения.

Для получения максимальной мощности пучка при минимальной расходимости были использован следующий порядок действий (все цифровые обозначения отвечают Рис. 3):

2.2.1 Холодная юстировка

1. Включить вспомогательный юстировочный лазер **1**. Его луч должен пройти через отверстие в юстировочной диафрагме **2**.
2. Установить на пути следования луча от вспомогательного юстировочного лазера **1** активный элемент **6** юстируемого лазера таким образом, чтобы луч от вспомогательного лазера **1** проходил вдоль его оси через центр. Позиционирование проводить с помощью юстировочных винтов оптической подвижки, в которой закреплён юстируемый активный элемент **6**. Контроль за прохождением луча от вспомогательного юстировочного лазера **1** осуществлять визуально.
3. Посредством юстировочных винтов подвижки активного элемента **6**, ответственных за угловые перемещения объекта, добиться наиболее точного совпадения блика (светового отражения) от входного торца активного элемента **6** с отверстием диафрагмы **2**.
4. На выходе из активного элемента **6** проверить ещё раз качество излучения от вспомогательного юстировочного лазера **1**.
5. Найти на экране **8** блик от входного торца активного элемента **6**.
6. Зафиксировать на экране **8** местоположение блика от входного торца активного элемента **6** (см. рис. 1.1).
7. Не сбивая юстировки активного элемента **6**, установить на пути следования луча от вспомогательного юстировочного лазера **1** выходное зеркало **7** резонатора таким образом, чтобы данный луч проходил примерно через его центр. Подобная установка осуществляется с помощью юстировочных винтов оптической подвижки, ответственных за линейные перемещения объекта.
8. Наблюдая за экраном **8**, посредством юстировочных винтов подвижки выходного зеркала **7**, ответственных за угловые перемещения объекта, совместить блик от его поверхности с местоположением блика от входного торца активного элемента **6** (см. рис. 1.1).
9. Повторить все действия из п. 8 и п. 9 для “глухого” зеркала **5** резонатора.

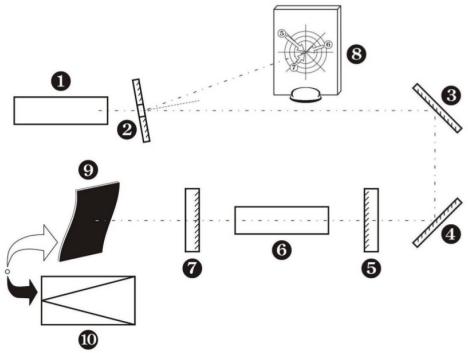


Рис. 3: К действиям при юстировке

2.2.2 Горячая юстировка

- Установить на выходе из съюстированного в результате выполнения предыдущего задания лазерного излучателя фрагмент фотобумаги – объект–мишень 9.
- По виду ожога, полученного на фотобумаге, оценить качество выполненной ранее “холодной” юстировки.
- Продолжая использовать фотобумагу, путём незначительного вращения юстировочных винтов подвижки активного элемента 6, отвечающих за угловые перемещения объекта, провести его доюстировку.
- По аналогии с предыдущим пунктом провести доюстировку выходного 7 и “глухого” 5 зеркал резонатора.

2.3 Люминесценция кристалла

Для измерения спектров в работе применялся работающий на основе ПЗС-матрицы мини-спектрометр FSD-9. На примере излучения красного гелий-неонового лазера можно оценить его разрешающую способность (Рис. 4). Действительно, для гелий-неоновых лазеров типичная спектральная ширина линии составляет порядка 1 ГГц, по формуле $|\Delta\lambda| = |\Delta\nu \frac{\lambda^2}{c}|$ получаем для $\lambda=630$ нм ширину ~ 0.003 нм, что гораздо меньше величины, определяемой спектрометром. Спектр люминесценции имеет вид, представленный на Рис. 5, при напряжении на питающем конденсаторе 1.5 кВ

Для снятия временных диаграмм использовался фотодиод, самодельный. Его разрешающая спо-

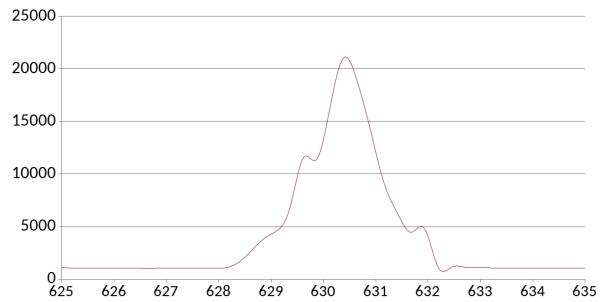


Рис. 4: Измеренный спектр гелий-неонового лазера. На самом деле ширина линии составляет несколько тысячных нанометра

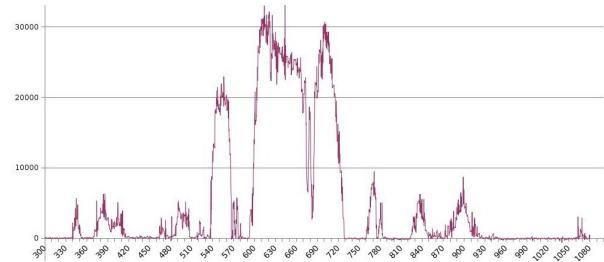


Рис. 5: Спектр люминесценции кристалла при напряжении 1.5 кВ. Из-за несовершенства спектрометра не видно, что максимальная интенсивность приходится на 1064 нм, но так и есть

собность(по времени) будет продемонстрирована ниже при рассмотрении режима с модулированной добротностью. Подавая сигнал с фотодиода (при попадании на него света люминесценции) на вход цифрового осциллографа, получили следующую осциллограмму, форму импульса во времени, опять же для 1.5 кВ (Рис. 6)

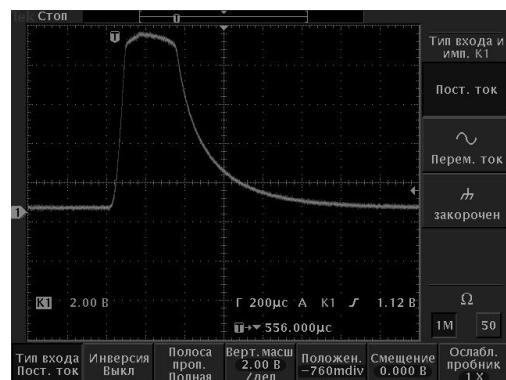


Рис. 6: Форма импульса люминесценции в времени, 1.5 кВ

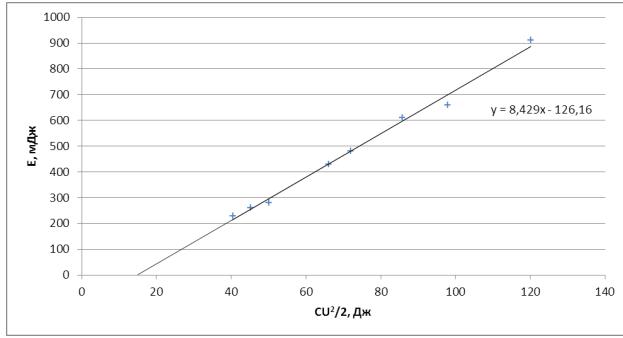


Рис. 7: Зависимость энергии излучения от энергии накачки

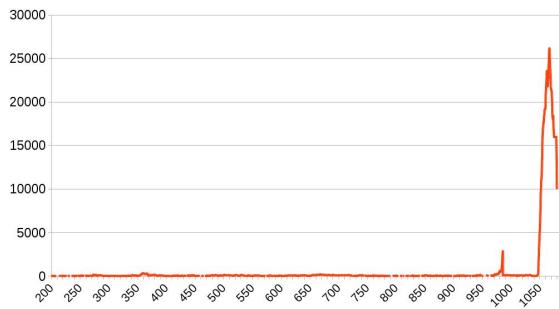


Рис. 8: Спектр генерации

2.4 Генерация

В результате проведенной подготовки (в основном благодаря "холодной" юстировке) была получена генерация в свободном режиме.

2.4.1 Пороговая энергия

Генерация в лазере может наблюдаться не всегда. Требуется выполнение условия преобладания за качиваемой энергии над потерями в процессе усиления. Математически можно это записать следующим образом: усиление при прохождении через активную среду должно быть больше в первом приближении чем потери при отражении от зеркал:

$$J_0 (e^{\alpha(\omega_0) x} - 1) \geq J_0 (0.02 + 0.1)$$

Было проведено исследование работы лазера при различных энергиях накачки. Для этого использовался измеритель средней мощности и энергии лазерного излучения ИМО-2Н. В результате был получен следующий график зависимости интегральной энергии импульса от энергии накачки (Рис. 7). Экстраполируя полученные точки можно получить значение пороговой энергии накачки - она составляет примерно 14.9 Дж.

2.4.2 Спектр

Спектр рассеянного излучения лазера на неодиме. Отчетливо видна длина волны, на которой происходит генерация - 1064 нм (Рис. 8)

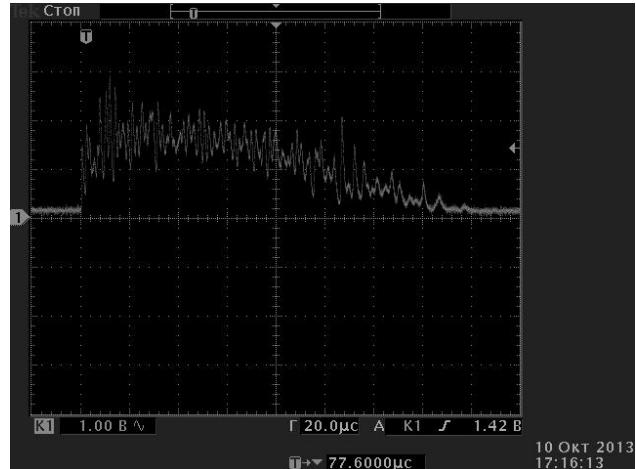


Рис. 9: Форма импульса для генерации

2.4.3 Форма импульса

Подавая сигнал с фотодиода (при освещении его рассеянным светом от лазерного луча) на вход цифрового осциллографа, получили следующую осциллограмму (Рис. 9)

3 Неодимовый лазер с модулированной добротностью

3.1 Нелинейные поглотители

Режим модуляции добротности твердотельного лазера служит для получения мощного импульса малой длительности ($1 \div 100 \text{ нс}$) или последовательности таких импульсов. От режима свободной генерации он отличается тем, что при нём перво-

начально с помощью внутрирезонаторного затвора устанавливается малая добротность резонатора (большой уровень потерь). Поскольку условия для возникновения генерации в лазере в этом случае не выполняются, то под действием источника накачки в активном элементе происходит значительное увеличение количества атомов на верхнем “рабочем” уровне. Если же теперь в некоторый момент времени быстро переключить внутрирезонаторный затвор (т.е. увеличить добротность резонатора), то коэффициент усиления излучения в резонаторе будет значительно превышать остаточный уровень потерь. Именно это условие и отличает работу лазера в режиме модулированной добротности от лазера, работающего в режиме свободной генерации. Большое начальное значение коэффициента усиления в режиме модулированной добротности по сравнению с режимом свободной генерации приводит к уменьшению времени развития импульса излучения, сокращению его длительности и увеличению мощности. Энергия же одиночного импульса в режиме модулированной добротности из-за присутствия в резонаторе источника дополнительных потерь (внутрирезонаторного затвора), как правило, меньше, чем в режиме свободной генерации.

3.2 Энергия импульса

Для получения короткого мощного импульса использовались нелинейные поглотители. Нелинейный поглотитель имеет низкий коэффициент пропускания при малых интенсивностях падающего излучения, но при их увеличении ситуация меняется, и поглотитель переходит в пропускающий режим. Это утверждение было проверено на практике, и получен соответствующий график коэффициента пропускания в зависимости от падающей энергии (Рис. 10). Как видно, поглотитель действительно нелинейный, но до мощностей, в которых он практически не пропускает мы не дошли. Впрочем, это и понятно, так как при зарождении генерации энергия падающего на поглотитель излучения, конечно, меньше, чем у использованных нами в эксперименте импульсов, а это именно та область, где должен находиться его порог.

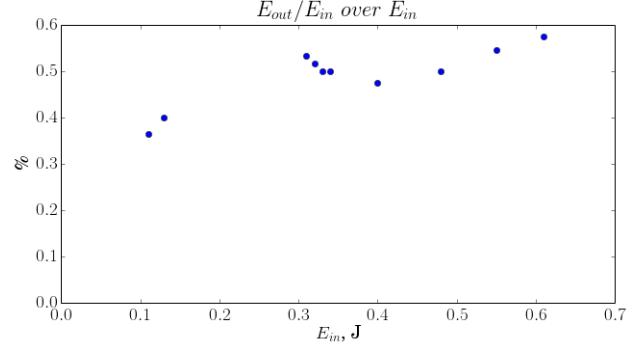


Рис. 10: Коэффициент пропускания в зависимости от энергии падающего пучка



Рис. 11: Форма импульсов наносекундной длительности (на осциллограмме длительность сильно завышена в силу небольшой разрешающей способности детектора)

3.3 Форма импульсов

Была получена также и осциллограмма импульсов. На Рис. 11 видно, что измеренная длительность импульсов составляет порядка 5 мкс. На самом деле длительность сильно завышена измерительным прибором. Это было доказано с использованием лазера, испускающего импульсы достоверно известной наносекундной длительности.



Рис. 12: Пробой воздуха невооруженным глазом

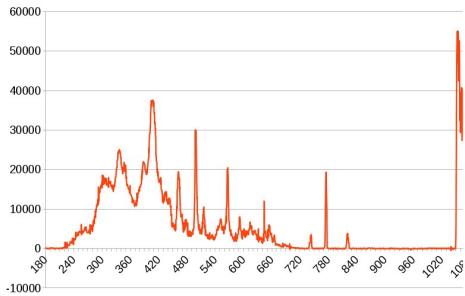


Рис. 13: Спектр вспышки пробоя

3.4 Пробой воздуха

Полученной мощности хватило для лазерного пробоя воздуха (Рис. 12)

Удалось так же снять спектр вспышки, которая видна на рисунке. Он имеет следующий вид (Рис. 13)

4 Вторая гармоника

4.1 Теоретическое введение

С точки зрения молекулярной теории явления преломления и отражения света рассматриваются как результат интерференции падающей и вторичных волн, испускаемых молекулами среды благодаря вынужденным колебаниям зарядов, индуцированным падающей волной.

В рамках классического подхода распространение света в среде описывается уравнениями Максвелла, дополненными материальными уравнениями. Если эти уравнения линейны, то, согласно их решениям, световые волны с разными характеристиками (например с разными частотами) распространяются в среде независимо друг от друга, т. е. выполняется принцип суперпозиции. Такая картина соответствует линейной оптике.

В классической линейной оптике предполагается, что индуцированная поляризация среды \vec{p} линейно зависит от напряженности электрического поля волны \vec{E} :

$$\vec{p} = \varepsilon_0 \chi_1 \vec{E} \quad (1)$$

Здесь ε_0 – электрическая постоянная; χ_1 – линейная восприимчивость (поляризуемость) среды. Согласно (1), вынужденные колебания зарядов совершаются с частотой внешнего поля, вследствие чего падающая, отраженная и преломленная волны имеют одну и ту же частоту. Выражение (1) применимо к изотропным средам, для которых величина χ_1 является скаляром. Если же среда анизотропна, то направления векторов поляризации среды \vec{p} и напряженности поля волны \vec{E} , вообще говоря, не совпадают. В этом случае линейная восприимчивость среды является уже не скалярной, а тензорной величиной. Например, в направлении i кристалла составляющая поляризации p_i будет выражаться через три составляющих поля E_i :

$$p_i = \sum \varepsilon_0 \chi_{ij} E_j \quad (2)$$

Соотношения (1) и (2) справедливы лишь при малых напряженностях E , которые значительно ниже значений, характерных для внутриатомных электрических полей E_a ($E_a \sim 10^{10} - 10^{11} V/m$). Для световых полей, создаваемых обычными нелазерными (тепловыми и люминесцентными) источниками, напряженность E не превышает $10^4 - 10^5 V/m$. Поэтому линейная зависимость между p и E практически не нарушается. Ситуация резко изменилась с появлением лазеров, позволивших получать световые поля с напряженностью до $10^9 - 10^{10} V/m$, сравнимые с внутриатомными полями. В этих условиях зависимость $P(E)$ приобретает нелинейный характер. Поляризация изотропного диэлектрика в сильном поле может быть представлена в виде ряда, содержащего нелинейные члены:

$$p = \varepsilon_0 \chi_1 E + \varepsilon_0 \chi_2 E^2 + \varepsilon_0 \chi_3 E^3 \dots, \quad (3)$$

где χ_2, χ_3 – нелинейные восприимчивости первого, второго и т. д. порядков, определяемые свойствами среды и не зависящие от . Отношение каждого последующего члена в правой части (3) к предыдущему имеет значение порядка E/E_a , поэтому для нелазерных источников с $E \ll E_a$ все

нелинейные слагаемые в разложении (3) пренебрежимо малы. В сильных (лазерных) полях отклик атомного (молекулярного) осциллятора на гармоническое воздействие оказывается негармоническим. Другими словами, возникает возможность переизлучения не только на частоте вынуждающего излучения ω , но и на кратных частотах 2ω , 3ω и т. д., т. е. генерации высших гармоник света. Пусть на среду падает световая волна частоты ω :

$$E_\omega = E_{0\omega} \cos(\omega t - k_\omega z) \quad (4)$$

Воспользуемся выражением (3) для поляризации среды, сохранив в нем только линейный и квадратичный члены (нелинейные слагаемые более высоких порядков отвечают за генерацию третьей и более высоких гармоник света). Нелинейная поляризация, связанная с квадратичным членом в (3), при подстановке из формулы (4) дает

$$\varepsilon_0 \chi_2 E^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_2 E_{0\omega}^2 \{1 + \cos[2(\omega t - k_\omega z)]\} \quad (5)$$

Слагаемое $\varepsilon_0 \chi_2 E_{0\omega}^2 / 2$ в (5) соответствует постоянной поляризации среды в поле мощной волны основной частоты ω . Компонента поляризации, ответственная за генерацию второй гармоники, согласно (5), имеет вид

$$\varepsilon_0 \chi_2 E^2 = \frac{\varepsilon_0 \chi_2 E_{0\omega}^2}{2} \cos[2(\omega t - k_\omega z)] \quad (6)$$

Это выражение описывает поляризацию среды, осцилирующую на частоте 2ω и распространяющуюся в среде в виде волны.

Данная волна поляризации излучает световую волну на частоте 2ω , электрическое поле которой запишется следующим образом:

$$E_{2\omega} = E_{02\omega} \cos(2\omega t - k_{2\omega} z) \quad (7)$$

Основная проблема генерации излучения при помощи второй гармоники заключается в том, что если рассматривать изотропную среду, в силу наличия дисперсии, между волнами единичной частоты и частоты удвоенной будет постоянно меняться фаза, что приведет к невозможности накопления энергии во второй гармонике. Для избежания этого эффекта (выполнения так называемого *условия синхронизма*) были применены двулучепреломляющие пластинки и волны с разной поляризацией.

4.2 Результаты

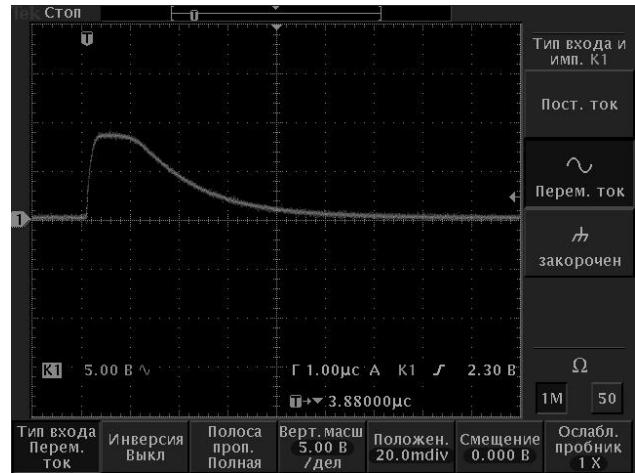
В нашем эксперименте была успешно получена вторая гармоника с длиной волны ~ 530 , зеленая, все было видно. К сожалению, ни спектра, ни осциллограммы получено не было в силу двух причин: 1) Мощность второй гармоники была мала для запуска лазера на красителях, поэтому прежде, чем снимать спектры, хотелось увеличить её и записать сразу

2) Вышел из строя источник высокого напряжения для зарядки конденсаторов, что полностью парализовало нашу работу

5 Приложения

5.1 Осциллографмы

5.1.1 Электрофорная машина



5.2 Спектры различных источников