

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**Физический факультет
Кафедра общей физики**

ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК

(обучающий комплекс для выполнения новых лабораторных
работ практикума по физической оптике)

Новосибирск

2012

Работа знакомит с одним из основных эффектов нелинейной оптики – генерацией второй гармоники излучения лазера. С появлением интенсивных источников когерентного излучения оптического диапазона стало возможным наблюдение нелинейных оптических явлений, в которых в отличие от обычной линейной оптики происходит нарушение принципа суперпозиции световых волн. Исследования удвоения частоты в оптическом диапазоне выявили новые закономерности взаимодействия излучения с веществом. Практическим результатом этих исследований явилось создание высокоэффективных (с КПД 50% и более) удвоителей частоты лазерного излучения, которые находят широкое применение в приборах квантовой электроники.

Описание работы включает краткую теорию эффекта, описание установки, методику проведения экспериментов. Установка состоит из полупроводникового лазерного источника накачки ($\lambda = 980$ нм), нелинейного кристалла, оптических элементов, приемников излучения, компьютерная системы регистрации. Представлены методические указания по ее выполнению. Сформулированы задания, которые необходимо выполнить.

Лабораторная работа дает необходимые познания из смежных областей физики. Это кристаллофизика, нелинейные свойства кристаллов, физические принципы генерации когерентного излучения в полупроводниковых лазерах, свойства лазерного излучения и др. Описаны последние достижения в области генерации второй гармоники в связи с развитием нелинейных умножителей частоты за счет развития технологии изготовления микроструктур.

Работа предназначена для выполнения студентами 2 курса ФФ и ФЕН.

Автор

канд. физ.- мат. наук Н. В. Фатеев

Обучающий комплекс для выполнения новых лабораторных работ подготовлен в рамках реализации Программы развития НИУ- НГУ на 2009–2018 г. г.

© Новосибирский государственный
университет, 2012

I. Общая характеристика работы

Лабораторная работа 4.5 “Генерация оптических гармоник” практикума по физической оптике посвящена изучению одному из основных эффектов нелинейной оптики – генерации второй гармоники излучения лазера. С появлением интенсивных источников когерентного излучения оптического диапазона - лазеров стало возможным наблюдение нелинейных оптических явлений, в которых в отличие от обычной линейной оптики происходит нарушение принципа суперпозиции световых волн. Исследования удвоения частоты привело к созданию высокоэффективных с КПД 50% удвоителей.

Развитие технической базы экспериментальной техники создало возможность создания современной экспериментальной установки для выполнения лабораторной работы “Генерация оптических гармоник” с компьютерной регистрацией сигналов с фотоприемников. Фотографии установки с комментариями и ее фрагментов представлены на рис. 6, рис. 10, рис. 11, рис. 12, рис. 13. Предыдущий полупроводниковый экспериментальный лазер с небольшим сроком службы (выходная мощность быстро деградировала) был заменен на коммерческий лазерный модуль, изготовленный на основе недорогого полупроводникового лазера со сроком наработки (более 30 тысяч часов) и выходной мощностью до 200 мВт. Кроме этого большим преимуществом нового лазера явилось то, что длина волны его второй гармоники 490 нм оказалась больше, чем для старого 420 нм. Это обстоятельство резко увеличило (более чем на порядок) чувствительность регистрации интенсивности излучения кремниевым фотодиодом. При этом разрешился вопрос о повышении сигнал/шум. Со старым лазером он составлял порядка единицы. Кроме этого, за счет более эффективного преобразования в кристалле иодата лития, к. п. д. генерации второй гармоники для новой длины волны больше чем для старой. Для работы лазерного модуля и фотоприемника были изготовлены 2 стабильных источника напряжения: + 5 В, ± 12 В, которые расположены в одном корпусе. В новой установке установлены более стабильные и точные юстировочные элементы, которые обеспечивают долговременную работу экспериментальной установки без дополнительной подстройки. Все пути, по которому проходит мощное лазерное излучение, зачищены почерненными трубками. Это необходимо для защиты кожи и глаз персонала от случайного попадания рассеянного излучения. Элементы установки располагаются на металлической плите, к которой жестко закреплены.

Предыдущее описание к лабораторной работе переработано. Это было необходимо по следующим причинам. Во-первых, применение новых элементов потребовало изменение описания их, а также порядок работы с ними. Во-вторых для лучшего усвоения теории эффекта добавлены несколько дополнительных рисунков. Материал хорошо иллюстрирован фотографиями. Для более глубокого усвоения материала в описание введена история открытия явления генерации второй гармоники. Как самостоятельная область науки, знания об этом эффекте постоянно развиваются. В связи с этим в работе описаны новые эффективные удвоители частоты, которые развиваются в последние 10 лет. Наиболее выдающиеся из них связаны с развитием технологии изготовления микроструктур. Результатом этой работы созданы образцы периодических поляризованных доменных структур в сегнетоэлектрических материалах, таких как ниобат лития (PPLN), танталат лития (PPLT), титанил-фосфат калия (PPKTP) и др, которые продаются на рынке. Такие устройства в настоящее время используются в эффективных оптических системах для генерации второй гармоники в сине-зеленом спектральном диапазоне и в оптических параметрических генераторах. Применение их, обеспечивает долговременное стабильное удвоение непрерывного излучения, с выходной мощностью несколько ватт, эффективностью преобразования до 80%. Периодические доменные структуры позволяют существенно расширить диапазон преобразования спектра лазерного излучения и реализовать режим квазисинхронизма как для эффективной генерации второй оптической гармоники, так и для параметрического преобразования частоты.

II. Описание лабораторной работы 4.5

“Генерация оптических гармоник”.

1. Введение

Среди огромного количества научных и технических возможностей, открывшихся после создания лазеров, особое место занимают новые направления исследований, возникшие в самой оптике. Одним из важных и наиболее интересных направлений является исследование зависимости характера оптических эффектов в различных средах от интенсивности света. Эти исследования стали возможны после создания лазеров и привели к возникновению новой области физики – **нелинейная оптика**. В "долазерной" оптике считалось твёрдо установленным, что основными характеристиками световой волны, определяющими характер её взаимодействия с веществом, являются частота или непосредственно связанная с нею длина волны и поляризация волны. Для подавляющего большинства оптических эффектов величина напряжённости электрического светового поля E (или плотность потока излучения $I = cnE^2/8$, где c - скорость света, n - показатель преломления) фактически не влияла на характер явления. Показатель преломления n , коэффициент поглощения, эффективное сечение рассеяния света приводились в литературе без указания интенсивности света, для которой они были измерены, т. к. зависимость указанных величин от интенсивности не наблюдалась.

Начало современного этапа в развитии нелинейной оптики (1961) связано с созданием лазеров, которое открыло возможности изучения и использования нелинейных явлений фактически во всех областях физики и прикладной оптики. С появлением лазеров оптика получила источники когерентного излучения большой мощности. Вместе с тем ясные представления о том, что законы линейной оптики носят приближённый характер и применимы лишь для не слишком сильных световых полей, существовали и до появления лазеров. Около 90 лет назад С. И. Вавиловым были поставлены эксперименты с целью обнаружения нелинейных явлений. В 1923 г. Вавилов и В. Л. Лёвшин обнаружили уменьшение поглощения света урановым стеклом с ростом интенсивности света и объяснили это тем, что в сильном электромагнитном поле большая часть атомов (или молекул) находится в возбуждённом состоянии и уже не может поглощать свет. Считая, что это лишь один из множества возможных оптических нелинейных эффектов, Вавилов впервые ввёл термин «Нелинейная оптика». В 50-х гг. Г. С Горелик теоретически рассмотрел возможность наблюдения ряда нелинейных оптических эффектов с помощью фотоэлектрических умножителей. Один из них – смещение оптического дублета с выделением разностной частоты, лежащей в диапазоне СВЧ (гетеродинирование света), - наблюдали в 1955 г. А. Форрестер, Р. Гудмундсен и П. Джонсон (США). К нелинейной оптике в широком смысле относятся и хорошо известные электрооптические эффекты (линейный эффект Поккельса и квадратичный эффект Керра). Оказалось, что влияние низкочастотного электрического поля на показатель преломления среды имеет ту же физическую природу, что и такие нелинейно-оптические явления, как генерация оптических гармоник и смещение частот. В 1961 г. П. Франкен с сотрудниками (США) открыл эффект удвоения частоты света в кристаллах – генерацию 2-й гармоники. В 1962 г. наблюдалось утроение частоты (генерация 3-й гармоники). В 1961-1963 гг. в СССР (Р. В. Хохлов, С. А. Ахманов) и в США (Н. Бломберген) были получены фундаментальные результаты в теории нелинейных оптических явлений, заложившие теоретические основы нелинейной оптики. В 1962-1963 гг. открыто и объяснено вынужденное и комбинационное рассеяние света. В 1965 г. обнаружена самофокусировка света. При этом мощный световой пучок, распространяясь в среде, во многих случаях не испытывает обычной, так называемой дифракционной, расходимости, а, напротив, самопроизвольно сжимается. В 1965 г. были созданы параметрические генераторы света, в которых нелинейные оптические эффекты используются для генерирования когерентного

оптического излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком диапазоне длин волн. В 1967 г. началось исследование нелинейных явлений, связанных с распространением в среде сверхкоротких (длительностью до 10^{-12} с) световых импульсов. С 1969 г. развиваются методы нелинейной и активной спектроскопий. С помощью импульсных лазеров можно получить интенсивности света $I \approx 10^7 - 10^9$ Вт/см². Мощные лазерные системы позволяют получить $I \approx 10^{16}$ Вт/см². Напряжённости светового поля E (I пропорционально E^2) в таких пучках сравнимы или даже превышают внутриатомные поля. Напряжённость внутриатомного поля $E_a = 10^8 - 10^9$ в/см. При этом возникают новые оптические эффекты, и существенно изменяется характер уже известных явлений.

В заключении следует подчеркнуть, что в настоящее время к нелинейной оптике относят целый ряд физических явлений: Генерация второй гармоники, или удвоение частоты света, являющееся генерацией света с удвоенной частотой и уменьшенной вдвое длиной волны. Сложение частот света — генерация света с частотой, равной сумме частот двух других световых волн. Удвоение частоты является частным случаем данного явления. Генерация третьей гармоники - генерация света с утроенной частотой. Обычно является комбинацией двух предыдущих явлений: сначала происходит удвоение частоты, а затем сложение частот исходной волны и волны с удвоенной частотой. Генерация разностной частоты - генерация света с частотой, равной разности частот двух других световых волн. Параметрическое усиление света - усиление входного (сигнального) светового пучка в присутствии более высокочастотной волны накачки, с одновременным образованием холостой волны. Параметрическая осцилляция - генерация сигнальной и холостой волны с использованием параметрического усилителя в резонаторе (без входного пучка). Спонтанное параметрическое рассеяние - уменьшение частоты света при его прохождении через нелинейный оптический кристалл. Электрооптическая поляризация (оптическое выпрямление) - процесс генерации постоянного электрического поля при прохождении света через вещество. Четырехволновое взаимодействие. Самоиндуцированная прозрачность - явление резкого уменьшения потерь энергии при прохождении ультракоротких монохроматических импульсов излучения через резонансную среду. Оптический эффект Керра, являющийся зависимостью показателя преломления от интенсивности света. Самофокусировка. Самодефокусировка. Фазовая самомодуляция. Синхронизация мод, основанная на эффекте Керра. Частотная самомодуляция света сверхкоротких световых импульсов. Оптические солитоны. Межфазовая модуляция. Четырехволновое взаимодействие. Генерация ортогонально поляризованной волны - эффект возникновения волны с поляризацией, перпендикулярной к вектору поляризации E исходной волны. Вынужденное комбинационное рассеяние. Рассеяние Мандельштама - Бриллюэна, являющееся взаимодействием оптических фотонов с акустическими фононами. Двухфотонное поглощение - одновременное поглощение двух фотонов, передающих свою суммарную энергию одному электрону. Многофотонное поглощение. Многофотонная фотоионизация. Хаос в оптических системах. Электрооптический эффект Поккельса, в котором показатель преломления зависит от напряженности приложенного электрического поля. Это явление используется в электрооптических модуляторах. Акустооптика. Показатель преломления в акустооптических системах меняется под действием распространяющихся в среде ультра- и гиперзвуковых акустических волн. Эффект находит применение в акустооптических модуляторах. Магнитооптический эффект Фарадея. Эффект Коттона-Мутона. Электрогирация. А также множество других интересных физических эффектов.

Одним из важнейших процессов в нелинейной оптике является генерация высших гармоник светового излучения, в частности, второй гармоники (ГВГ). Открытие ГВГ тесно связано с разработкой источников интенсивного монохроматического излучения - лазеров. Оно было сделано всего лишь через год после создания Т. Мейманом рубинового лазера. Первым в 1961 году излучение на второй гармонике получили в США П. Франкен и др., направив пучок рубинового лазера на кристалл кварца. Поскольку длина волны

рубинового лазера составляет 0.6943 мкм, вторая гармоника относилась к близкой ультрафиолетовой области спектра ($\lambda/2$, т. е. 0.3471 мкм). Однако коэффициент преобразования энергии основного пучка в энергию второй гармоники был чрезвычайно мал, так как фазовые скорости световых пучков в кристалле сильно отличались друг от друга. Эту трудность преодолел в 1962 году Дж. Джорджмейн, который предложил метод согласования показателей преломления для обоих пучков - так называемый метод фазового синхронизма. Метод основан на выборе в нелинейном кристалле такого направления, вдоль которого фазовые скорости основного пучка и второй гармоники одинаковы. За счет увеличения длины взаимодействия в направлении синхронизма эффективность генерации второй гармоники резко возрастает. Этот метод резко повысил эффективность нелинейных волновых взаимодействий. Если в 1961 г. КПД оптических удвоителей частоты составлял $\sim 10^{-8}$ - 10^{-10} %, то в 1963 г. он достиг значения 20-30% а к 1973 г. приблизился к 80%. Оптические умножители частоты позволили существенно расширить область применения лазеров. Эффект генерации оптических гармоник широко используется для преобразования излучения длинноволновых лазеров в излучение коротковолновых диапазонов. Иллюстрациями современных возможностей в этой области являются генератор 9-й гармоники ($\lambda_9 = 0.1189$ мкм) излучения неодимового лазера с ($\lambda = 1.07$ мкм). В 1972 было экспериментально осуществлено умножение частоты в области вакуумного ультрафиолета. В качестве нелинейной среды здесь использовались некоторые газы и пары металлов.

В 90-е годы прошлого века в связи с развитием технологии изготовления микроструктур материалов с различным профилем начались работы по созданию эффективных удвоителей частоты. В результате были созданы периодически поляризованные доменные структуры в сегнетоэлектрических материалах, таких как ниобат лития (PPLN), танталат лития (PPLT), титанил-фосфат калия (PPKTP) и др. Такие устройства в настоящее время используются в эффективных оптических системах для генерации второй гармоники в сине-зеленом спектральном диапазоне и в оптических параметрических генераторах. Применение этих устройств обеспечивает долговременную стабильную работу с непрерывным излучением, с мощностью несколько ватт, полученным в результате генерации второй гармоники, с эффективностью преобразования до 80%. Периодические доменные структуры позволяют существенно расширить диапазон преобразования спектра лазерного излучения и реализовать режим квазисинхронизма как для эффективной генерации второй оптической гармоники, так и для параметрического преобразования частоты в различные спектральные диапазоны, в том числе в терагерцевую область.

2. Теория

Простейшее объяснение процесса генерации второй гармоники (ГВГ) можно дать в предположении, что поляризация прозрачного диэлектрического материала зависит от электрического поля световой волны следующим (нелинейным) образом:

$$P = \chi E(1 + \alpha_1 E) \quad (1)$$

где χ - линейная оптическая восприимчивость, а α_1 описывает нелинейную зависимость поляризации P от E . Коэффициент нелинейной восприимчивости α_1 обычно очень мал, около 10^{-8} в системе единиц СГС, компонента поляризации, ответственная за генерацию второй гармоники, для гармонических световых колебаний ($E = E_0 \sin \omega t$) может быть записана в виде:

$$P = \chi \alpha_1 E^2 = \chi \alpha_1 E_0^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) = \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2 - \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2 \cos 2\omega t. \quad (2)$$

Таким образом, зависимость нелинейной поляризации от времени имеет вид

$$|P(t)| = \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2 \cos 2\omega t = A_0 \cos 2\omega t, \quad (3)$$

где $A_0 = \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2$.

Основной пучок возбуждает в нелинейном кристалле не только вторую гармонику, но и некоторую постоянную поляризацию. Поиск нелинейных материалов для генерации оптических гармоник заключается в создании материалов с максимальным значением α_1 .

Если функция $P = f(E)$ для данного кристалла нечетная, член $\chi \alpha_1 E^2$ в выражении (2) исчезает, т. е. в кристалле с центром инверсии генерация второй гармоники невозможна (однако, возможна генерация нечетных гармоник более высокого порядка, третьей и т. д.). Для генерации второй гармоники пригодны кристаллы без центра инверсии. Эти выводы следуют из строгой теории генерации второй гармоники в кристаллах, основанной на тензорном описании нелинейной восприимчивости.

Как известно из физической оптики, оптическую поляризацию кристалла в произвольной системе прямоугольных координат можно представить в следующем виде (в квадратичном приближении, пренебрегая остальными членами)

$$P_i^{2\omega} = \chi_{ijk}^{2\omega} E_j^\omega E_k^\omega \quad (4)$$

где $P_i^{2\omega}$ - компоненты вектора оптической поляризации, обеспечивающие (ГВГ), E_j^ω , E_k^ω - компоненты электрического поля основного пучка, $\chi_{ijk}^{2\omega}$ тензор 3-го ранга, описывающий оптическую нелинейность. Индексы i, j, k принимают значения от 1 до 3. Тензор $\chi_{ijk}^{2\omega}$ имеет 27 компонент ($3 \times 3 \times 3$). Число отличающихся компонент определяется симметрией кристалла. Симметрия кристалла анализируется с помощью преобразования симметрии (поворот или инверсия):

$$\chi_{\alpha\beta\gamma}^{2\omega} = A_{\alpha i} A_{\beta j} A_{\gamma k} \chi_{ijk}^{2\omega} \quad (5)$$

где $A_{\alpha i} A_{\beta j} A_{\gamma k}$ - элементы матрицы преобразования симметрии //A//. Если кристалл обладает центром инверсии, соответствующее преобразование симметрии записывается в виде:

$$A_{\alpha i} = -\delta_{\alpha i} \begin{cases} \delta_{\alpha i} = 1, & \text{при } \alpha = i \\ \delta_{\alpha i} = 0, & \text{при } \alpha \neq i \end{cases} \quad (6)$$

и

$$\chi_{\alpha\beta\gamma}^{2\omega} = (-\delta_{\alpha i})(-\delta_{\beta j})(-\delta_{\gamma k}) \chi_{ijk}^{2\omega} = -\chi_{\alpha\beta\gamma}^{2\omega} \quad (7)$$

Последнее равенство выполняется лишь при условии, $\chi^{2\omega} = 0$, то есть кристаллы с центром инверсии непригодны для (ГВГ). В результате из общего числа 32 кристаллографических классов остается 21 класс кристаллов без центра инверсии, пригодных для (ГВГ).

Рассмотрим теперь распространение световых волн в дисперсионной среде, в которой показатель преломления зависит от частоты, направления распространения и поляризации световой волны. Уравнение плоской световой волны можно записать в виде

$$E = E_0^{(\omega)} \exp[i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r})] \quad (8)$$

где \vec{k}_1 - волновой вектор, численно равный $2\pi/\lambda$. В соответствии с (4) распространяющаяся в среде световая волна вызывает волну нелинейной поляризации кристалла

$$P = P_0 \exp[i(2\omega t - 2\vec{k}_1 \vec{r})] \quad (9)$$

С этой поляризацией связано возбуждение световой волны с частотой $\omega_2 = 2\omega_1$, (ГВГ) (рис. 1).

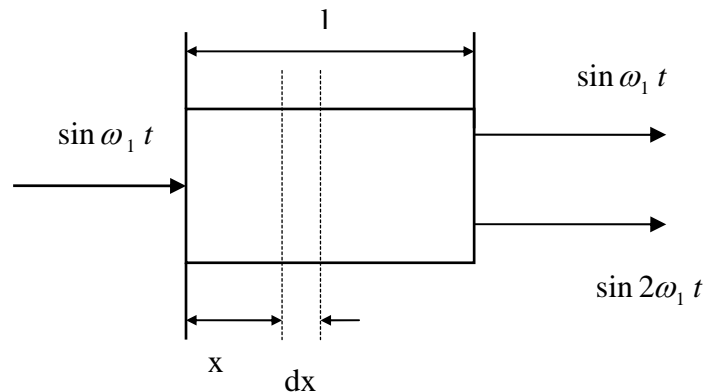


Рис. 1. Возбуждение второй гармоники в нелинейном кристалле

Фазовая скорость второй гармоники в общем случае отличается от фазовой скорости распространения основной частоты, т. к. ее фаза отличается от фазы волны поляризации, возбуждающей эту гармонику. Пусть кристалл имеет толщину l , а волны распространяются в нем в направлении x . Приращение электрического поля второй гармоники, возбуждаемой в кристалле в слое толщиной dx , можно представить в виде:

$$dE^{2\omega_1} \approx dx \sin[2k_1 x - 2\omega_1(t - t')] \quad (10)$$

где:

$$t' = \frac{l - x}{v^{(2\omega_1)}} = \frac{(l - x)k_2}{2\omega_1},$$

а $v^{(2\omega_1)}$ - фазовая скорость распространения волны гармоники.

Суммарное электрическое поле второй гармоники, генерируемой во всем объеме кристалла при выходе из кристалла равно

$$\begin{aligned} E &= \int_0^l dE(2\omega_1) \approx \int_{x=0}^{x=l} \sin\left[2k_1 x - 2\omega_1\left[t - \frac{(l-x)k_2}{2\omega_1}\right]\right] dx = \\ &= \frac{2}{(2k_1 - k_2)} \sin\frac{1}{2}l(2k_1 - k_2) \sin\left[\frac{1}{2}l(2k_1 + k_2) - 2\omega_1 t\right] \end{aligned} \quad (11)$$

Интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды, т.е.

$$I^{2\omega_1} \approx \frac{\sin^2[\frac{1}{2}l(2k_1 - k_2)]}{(2k_1 - k_2)^2}. \quad (12)$$

Учтем выражения для фазовых скоростей распространения волн основного излучения и второй гармоники

$$v^{(2\omega_1)} = \frac{c}{n_2} = \frac{2\omega_1}{k_2}, \quad v^{(\omega_1)} = \frac{c}{n_1} = \frac{\omega_1}{k_1}. \quad (13)$$

Тогда из (12) и (13) имеем:

$$I^{(2\omega_1)} = \frac{l^2 \sin^2[\frac{l\omega_1}{c}(n_1 - n_2)]}{4 \left[\frac{l\omega_1}{c}(n_1 - n_2) \right]^2}. \quad (14)$$

Зависимость интенсивности второй гармоники от расстояния описывается функцией типа $\frac{\sin^2 x}{x^2}$. Эта функция имеет максимум при $x = 0$, что соответствует условию $k_2 = 2k_1$, или $n_1 = n_2$. Поскольку максимальное значение функции $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ при $x = 0$ равно 1, интенсивность второй гармоники прямо пропорциональна квадрату толщины кристалла. Это соответствует идеальному фазовому синхронизму между волной поляризации и второй гармоникой, когда вся длина кристалла является когерентной длиной $l_{\text{ког}}$:

$$l_{\text{ког}} = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{n_1 - n_2}, \quad (15)$$

Ее величина в оптически прозрачных кристаллах достигает приблизительно до 20 длин волн. Таким образом, когерентная длина оказывается значительно меньше длины кристаллов (обычно несколько сантиметров), которые могли бы быть использованы для получения интенсивного излучения второй гармоники. Однако при наличии дисперсии $n_1 \neq n_2$ ход зависимости интенсивности второй гармоники от длины кристалла имеет вид биений (рис.2), а максимально возможная интенсивность такая, какая может быть получена в кристалле с когерентной длиной.

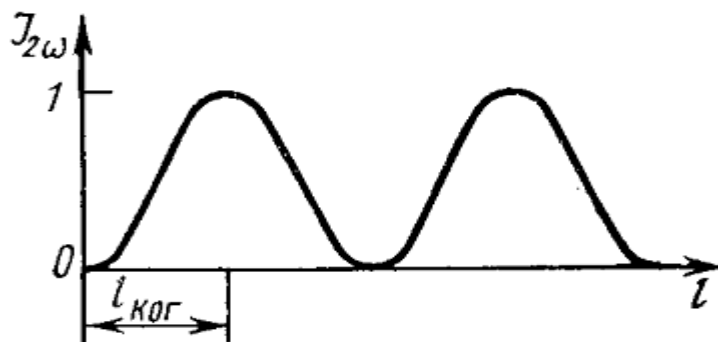


Рис.2. Зависимость интенсивности второй гармоники от координаты внутри кристалла

К сожалению, в среде с нормальной дисперсией $n = f(\lambda)$ и подобный случай не реализуется.

Выход из этого положения может быть найден при использовании на основной частоте и на второй гармонике волн различной поляризации в двулучепреломляющих кристаллах, в которых выбором поляризацией волн и их направления распространения можно обеспечить выполнение условий фазового синхронизма. В оптически отрицательных одноосных кристаллах можно найти такое направление распространения света, вдоль которого показатели преломления обыкновенной основной волны и второй гармоники необыкновенной волны равны (рис. 3).

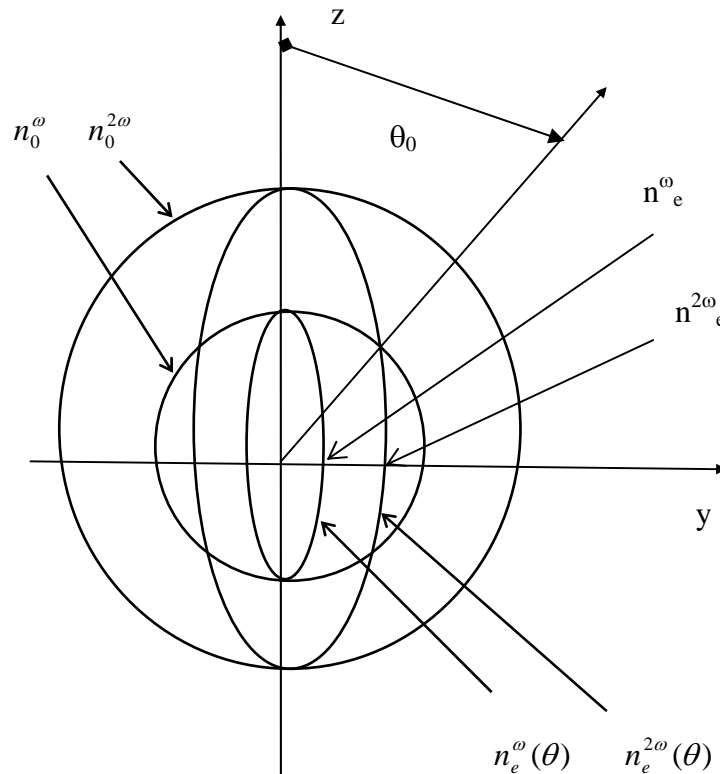


Рис. 3. Сечение поверхностей показателя преломления в оптически отрицательном кристалле (например, КДР, LiIO_3) $n_0^\omega, n_0^{2\omega}$ - показатель преломления обыкновенной волны для основной и второй гармоники; $n_e^\omega, n_e^{2\omega}$ - то же самое для необыкновенной волны.

Из рис. 3. следует, что действительно имеется пересечение показателей преломления для обыкновенной волны и для второй гармоники необыкновенной волны. Направление на точку пересечения, образующее угол θ_0 с оптической осью кристалла, представляет собой направление фазового синхронизма основной волны и второй гармоники. Угол θ_0 называется углом синхронизма. Интенсивность второй гармоники в этом направлении на несколько порядков выше, чем в других направлениях. Ввиду осевой симметрии, направления фазового синхронизма образуют коническую поверхность с углом при вершине, равным $2\theta_0$.

В векторной форме условие фазового синхронизма можно записать в виде:

$$\vec{k}_1^0 + \vec{k}_1^0 = \vec{k}_2^e \quad (16)$$

Обычно его называют взаимодействием типа $00 \rightarrow e$. Выражение (16) представляет закон сохранения импульсов фотонов при генерации второй гармоники.

$$\Delta \vec{k} = 2\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = 0 \quad (17)$$

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_1^* - \vec{k}_2 = 0 \quad (18)$$

где введен новый волновой вектор \vec{k}_1^* , который в отличие от вектора \vec{k}_1 может характеризовать необыкновенную основную волну. Более того, вектор \vec{k}_1^* может не совпадать с вектором \vec{k}_1 , что соответствует так называемому неколлинеарному взаимодействию.

Для определения разрешенных направлений поляризации и соответствующие им значения показателя преломления для произвольного направления распространения света в кристаллах пользуются эллипсоидом показателя преломления или оптическая индикатриса, поверхность которого описывается соотношением:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (19)$$

Если через центр эллипсоида провести плоскость, перпендикулярную направлению распространения волны, то линия пересечения этой плоскости с эллипсоидом образует эллипс (рис.4).

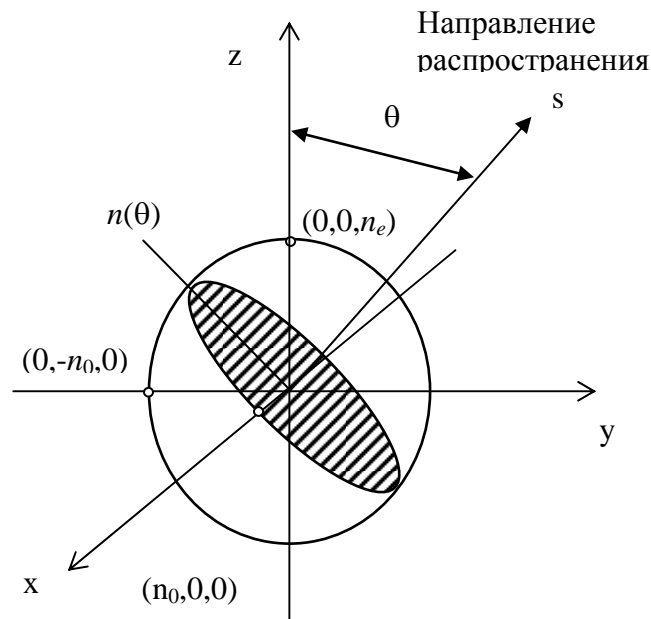


Рис. 4. Распределение показателей преломления в одноосном кристалле

Две оси этого эллипса параллельны двум направлениям поляризации волны, а длина каждой оси равна удвоенной величине показателя преломления для этого направления. Существует два вида оптически анизотропных кристаллов. Если все три оси оптической индикатрисы различны по величине, кристалл называется двуосным, поскольку для такого кристалла можно определить две оптических оси. Если же оптическая индикатриса является эллипсоидом вращения (т.е. две из трех осей эллипсоида равны друг другу),

кристалл называется одноосным и его оптическая ось перпендикулярна плоскости, проходящей через две равные оси эллипсоида. Для одноосного кристалла, к которому относится изучаемый в данной работе кристалл LiJO_3 , индикатриса показателей преломления определяется простым соотношением:

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (20)$$

Ось z является осью симметрии (оптической осью). Угол синхронизма определяется из условия

$$n_e^{2\omega_1}(\theta_0) = n_0^{\omega_1}. \quad (21)$$

На рис. 4 показано распределение показателей преломления в одноосном кристалле для светового пучка, распространяющегося в направлении z .

Из рис. 4 следует $z = n_e(\theta) \sin(\theta)$, $y = n_e(\theta) \cos(\theta)$. Поскольку система обладает осевой симметрией, можно не принимать во внимание переменную x . Тогда из (20) следует

$$n_e^2(\theta) \left(\frac{\sin^2 \theta_0}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_0^2} \right) = 1. \quad (22)$$

или

$$\frac{\cos^2 \theta_0}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \theta_0}{n_e^2} = \frac{1}{n_e^2(\theta)}. \quad (23)$$

С учетом условия (21) получим

$$\frac{\cos^2 \theta_0}{(n_0^{2\omega_1})^2} + \frac{\sin^2 \theta_0}{(n_e^{2\omega_1})^2} = \frac{1}{(n_0^{\omega_1})^2}, \quad (24)$$

где $n^{2\omega_1}$ показатель преломления для второй гармоники. Последнее выражение (24) позволяет определить угол фазового синхронизма:

$$\sin \theta_0 = \frac{n_e^{2\omega_1}}{n_0^{2\omega_1}} \sqrt{\frac{(n_0^{2\omega_1})^2 - (n_0^{\omega_1})^2}{(n_0^{2\omega_1})^2 - (n_e^{2\omega_1})^2}} \quad (25)$$

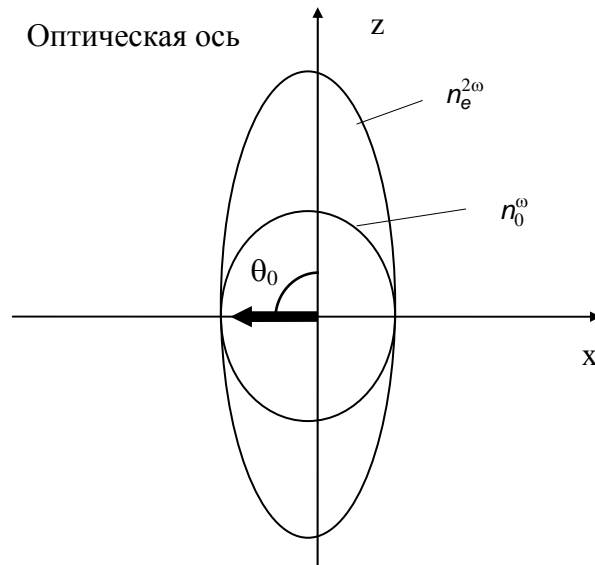
Отметим, что в некоторых условиях (например, при изменении температуры кристалла) сферическая поверхность показателя преломления для обыкновенной основной волны не пересекает эллипсоидальной поверхности второй гармоники необыкновенной, а лишь касается ее. Тогда угол θ_0 составляет 90° (рис. 5) и фазовый синхронизм становится значительно менее критичным (по углу).

Интенсивность второй гармоники очень чувствительна к изменению углового положения кристалла относительно направления распространения волны накачки.

Изменение Δk при отклонении углового положения кристалла от угла синхронизма θ_0 на $\Delta\theta$ равно:

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = \frac{4\pi}{\lambda} n_e^{2\omega}(\theta + \Delta\theta) - \frac{4\pi}{\lambda} n_0^{\omega} \quad (26)$$

Учитывая условие (21) имеем:

Рис. 5. Фазовый синхронизм при $\theta_0 = 90^\circ$

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda} \left(\frac{\partial n_e^{2\omega_1}}{\partial \theta} \right) \Delta \theta \quad (27)$$

Согласно (12) интенсивность 2-й гармоники становится равной нулю, когда

$$\frac{\Delta k l}{2} = \pi \quad (28)$$

Из (27) и (28) можно найти ширину углового синхронизма кристалла

$$\Delta \theta_c = 2\Delta \theta = \frac{\lambda}{l} \left(\frac{\partial n_e^{2\omega_1}}{\partial \theta} \right)^{-1} \quad (29)$$

Значение производной в (29) вычисляется из (22):

$$\left(\frac{\partial n_e^{2\omega_1}}{\partial \theta} \right) = \frac{(n_0^\omega)^3 [(n_0^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2]}{(n_0^{2\omega})^2 (n_e^{2\omega})^2} \quad (30)$$

Несколько упрощая реальную ситуацию, можно сказать, что направление синхронизма в кристалле характеризуется согласно (29) шириной углового синхронизма кристалла. Обычно угловая ширина синхронизма составляет несколько минут. Кроме того, условие фазового синхронизма определяет некоторый максимальный частотный интервал ($\Delta \nu$) для взаимодействующих волн. Характерная полоса взаимодействующих частот, или требуемая монохроматичность исходных волн, обычно не превышает нескольких ангстрем. Отсюда вытекают требования к лазерному излучению на основной частоте - расходимость должна быть меньше угловой ширины синхронизма, а его монохроматичность не больше частотной ширины. В противном случае в параметрическом процессе сложения частот будет участвовать не вся мощность лазерного луча.

Интенсивность излучения второй гармоники при точной настройке на синхронизм пропорциональна квадрату интенсивности основной частоты и квадрату длины нелинейного кристалла

$$I_{2\omega} = k (I_{\omega})^2 l^2 \quad (31)$$

Коэффициент $k = k(\chi, \omega_i, n_i)$ характеризует «качество» нелинейного оптического кристалла. Он зависит от эффективной нелинейной поляризуемости среды χ , от частот взаимодействующих волн ω_i , от показателей преломления среды n_i и т.д. Здесь под интенсивностью, или плотностью потока лазерного излучения будем понимать величину:

$$I = P / S \quad (32)$$

где P – мощность излучения, а S – площадь поперечного сечения луча.

3. Описание установки

Лабораторная работа выполняется на экспериментальной установке, в состав которой входят (рис.6):

1. лазер;
2. нелинейный кристалл для генерации второй гармоники;
3. оптические элементы (линзы, фильтры);
4. фотоприемники, компьютерная система регистрации.



Рис. 6. Общий вид лабораторной работы.

Интенсивность волны второй гармоники (32) пропорциональна квадрату интенсивности накачки. Поэтому большинство работ по генерации второй гармоники было выполнено с использованием интенсивных лазеров. Выбор нелинейной среды зависит от длины волны излучения лазера накачки, пространственных параметров излучения и его диапазона перестройки. Фокусировка излучения накачки в нелинейной среде увеличивает согласно формуле (32) интенсивность излучения и, следовательно, эффективность генерации второй гармоники. Тем не менее, существует оптимальная степень фокусировки. При слабой фокусировке пучки не будут сконцентрированы настолько, чтобы эффективно взаимодействовать. Если же пучок фокусируется слишком жестко, эффективность может ограничиваться создаваемой при этом избыточной расходимостью, а также сносом пучков основной частоты и второй гармоники.

В данной работе для изучения генерации второй гармоники используется непрерывный полупроводниковый лазер на основе гетероструктуры InGaAs, работающий на длине волны 980 нм и с выходной мощностью 190 мВт. Основной принцип работы полупроводникового лазера можно суммировать следующим образом. Если электрический ток проходит в прямом направлении через полупроводниковый диод, то электроны и дырки могут рекомбинировать в области р-п перехода и испускать энергию, выделяющуюся при рекомбинации в виде электромагнитного излучения. Ширина линии этого спонтанного излучения достигает нескольких см⁻¹, а длина волны определяется разностью энергетических уровней электронов и дырок, которая по сути дела, определяется шириной запрещенной зоны. Спектральный диапазон рекомбинационного излучения может варьироваться в широких пределах (примерно 0,8 - 40 мкм) выбором типа полупроводника и концентрации примесей в нем. При превышении определенного порогового тока, зависящего от типа конкретного полупроводникового диода, поле излучения в р-п переходе становится достаточно интенсивным, для того чтобы вероятность индуцированного излучения превысила вероятность спонтанных или безизлучательных рекомбинационных процессов. Излучение может усиливаться при многократных проходах по кристаллу из-за отражений от его плоских границ. Когда усиление превышает потери, то возникает эффект генерации. Длина волны лазерного излучения определяется спектральным контуром усиления и собственными частотами лазерного резонатора. Если в качестве зеркал резонатора использовать полированные торцы кристалла, то область свободной дисперсии такого резонатора:

$$\Delta\nu = \left[2nd \left(1 + \frac{\nu}{n} \frac{dn}{d\nu} \right) \right]^{-1} \quad (33)$$

будет велика из-за его малой длины d .

Рассмотрим конкретный пример для InGaAs: $d = 0,5$ мм; $n = 2,5$ и $\left(\frac{\nu}{n}\right)\left(\frac{dn}{d\nu}\right) = 1,5$.

Найдем $\Delta\nu = 1,6$ см⁻¹. Отсюда следует, что лишь несколько мод резонатора попадает в контур линии усиления. Для того, чтобы перестроить длину волны излучения лазера, можно изменить температуру кристалла. Однако в общем случае невозможно осуществить непрерывную перестройку длины волны в пределах контура усиления. После плавной перестройки частоты примерно на 1 см⁻¹ происходит перескок излучения на другую моду. Для повышения величины выходной мощности используется многоканальная структура, однако при этом ухудшается пространственное поперечное распределение излучения, а также уширяется спектральное распределение (каждый канал излучает на своей частоте). Пространственное распределение и спектр излучения используемого в работе лазера представлены на рисунках 7 и 8 соответственно.

Для получения второй гармоники в данной работе используется одноосный отрицательный кристалл иодата лития (LiIO₃), вырезанный под углом 30° к направлению главной оси. Длина кристалла 2,5 см. При некотором угле, определяемом длиной волны

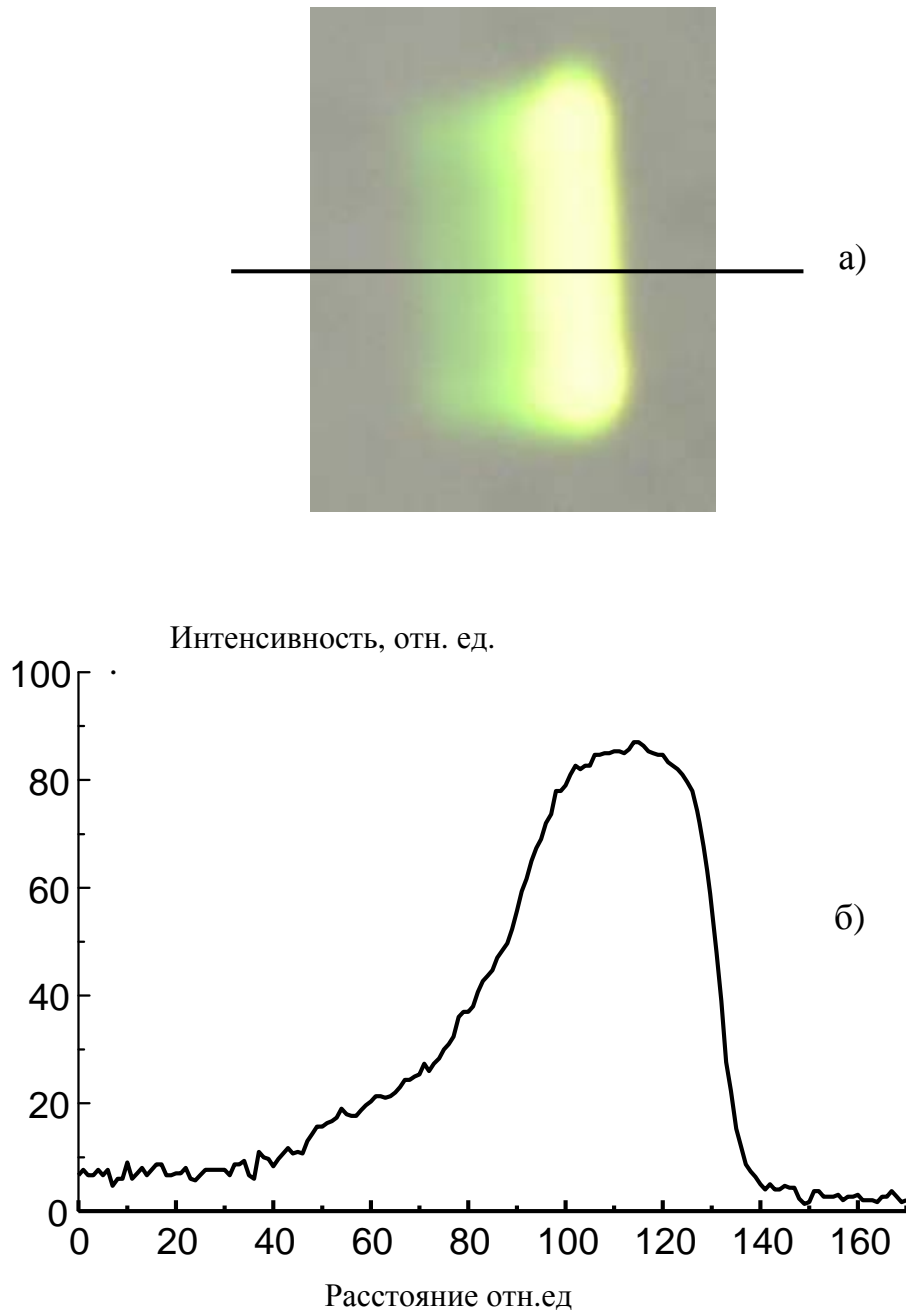


Рис.7. а) - фото луча полупроводникового лазера и б) - распределение интенсивности луча вдоль горизонтали.

накачки, возникает фазовый синхронизм типа $00 \rightarrow e$. Для длины волны 980 нм угол фазового синхронизма составляет 32.9 градусов, а изменения угла синхронизма при изменении длины волны составляет 0.04 градусов/нм, вычисленные согласно формуле

(25). Угловая ширина синхронизма, полученная из формулы (29) и из [1] составляет 0.9 минут, а спектральная ширина – 0.4 нм. Показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн для LiJO_3 можно определить из следующих полуэмпирических формул:

$$\begin{aligned} n_0^2 - 1 &= 2,40109\lambda^2 / (\lambda^2 - 0,021865) \\ n_e^2 - 1 &= 1,91359\lambda^2 / (\lambda^2 - 0,0194). \end{aligned} \quad (34)$$

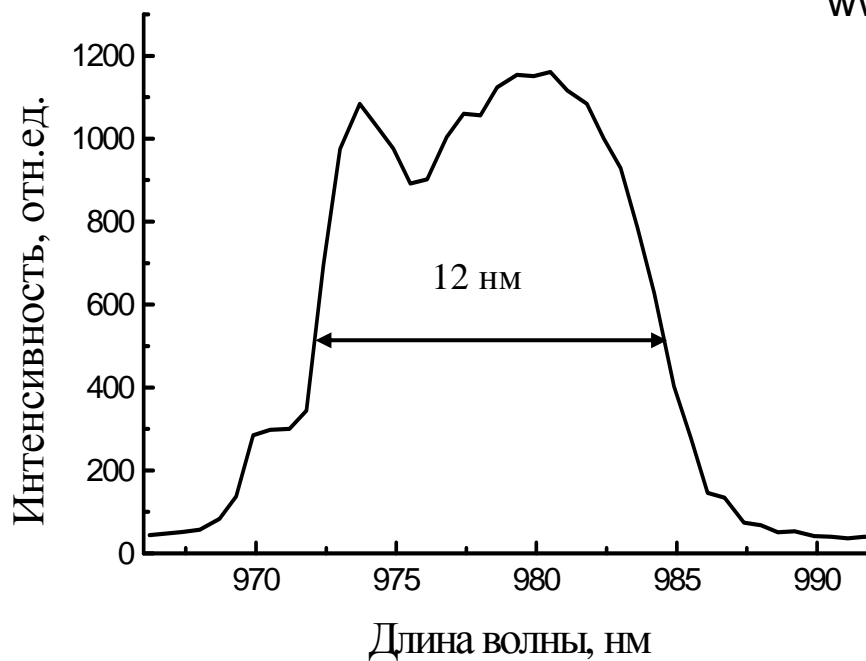


Рис. 8. Спектр излучения непрерывного полупроводникового лазера. Общая мощность излучения 190 мВт. Разрешение регистрации 3 нм.

где длина волны λ выражена в микронах. На диске D компьютера находится иконка, через которую можно вызвать программу SNLO, позволяющую находить параметры и условия фазового синхронизма и др. для более чем 40 нелинейных кристаллов.

Оптическая схема установки приведена на рис. 9, а на рис.10. фотография фрагмента установки.

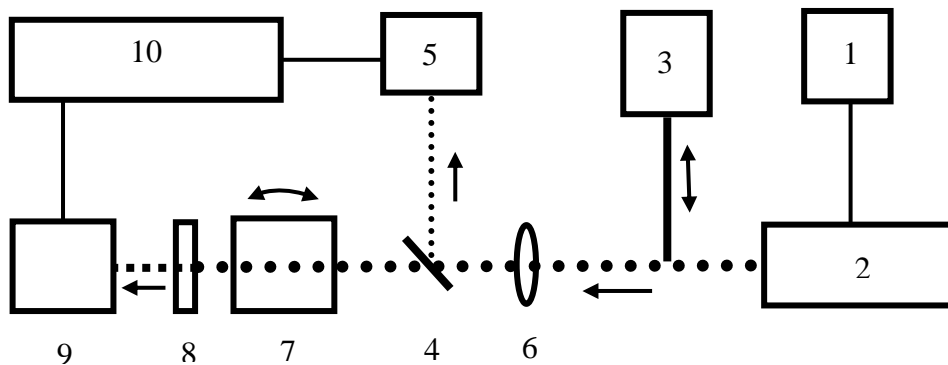


Рис. 9. Схема экспериментальной установки.

1 - источник питания полупроводникового лазера; 2 – лазерный модуль; 3 - механический ослабитель интенсивности лазерного излучения; 4 – делитель интенсивности лазерного излучения; 5 – фотодиод для измерения мощности полупроводникового лазера; 6 – линза для фокусировки лазерного излучения в нелинейный кристалл; 7 - нелинейный кристалл LiJO_3 с механизмом юстировки; 8 - защитные абсорбционные фильтры СЗС-23 для подавления излучения лазера и пропускающие излучение второй гармоники; 9 – фотодиод с усилителем, регистрирующий мощность 2 гармоники; 10 - двухканальный осциллоскоп HS3 с компьютером;

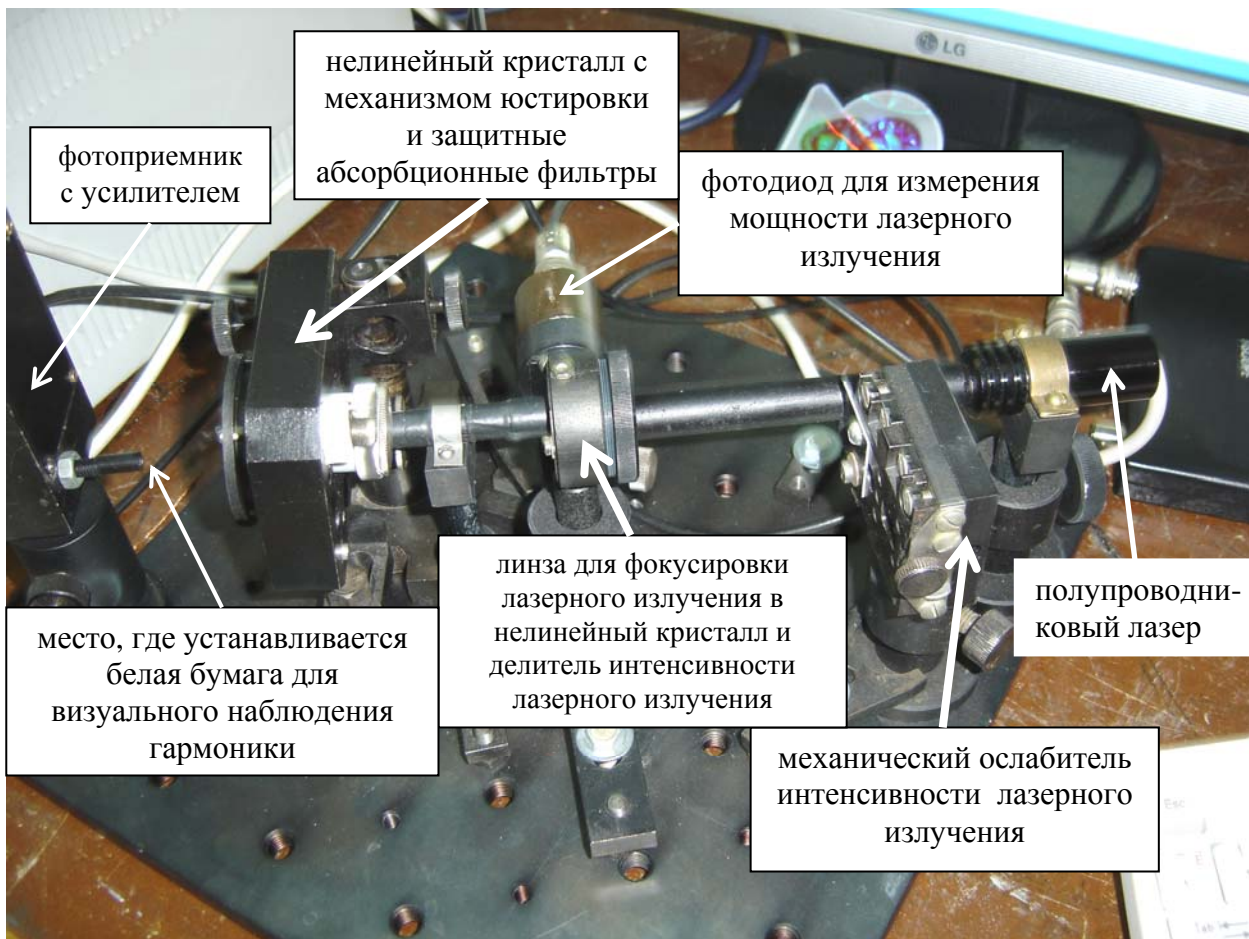


Рис.10. Фотография фрагмента установки

Излучение от полупроводникового лазера 2 фокусируется с помощью линзы 6 в нелинейный кристалл 7. Нелинейный кристалл может юстироваться с помощью микровинта (см. рис. 11) по углу в вертикальной плоскости. При определенном угле возникает эффект генерации второй гармоники, который может быть зарегистрирован визуально на белой бумаге перед входом фотоприемника 9 (см. рис. 10). Чтобы исключить влияние излучения лазера между кристаллом 4 и фотоприемником 9 введены абсорбционные фильтры 8 СЗС-23, поглощающие излучение на длине волны генерации полупроводникового лазера и пропускающие излучение 2-ой гармоники. Интенсивность излучения 2-ой гармоники регистрируется с помощью фотоприемника 9, электрический сигнал с которого поступает на осциллоскоп и регистрируется компьютером 11. При этом используется программа Handyscope HS3. На рис. 12 представлен экран дисплея компьютера во время измерений. Величина мощности полупроводникового лазера, поступающая на нелинейный кристалл, изменяется с помощью механического ослабителя 3 посредством поворота регулирующего винта. При некотором положении движущая при этом пластина перекрывает часть пучка лазерного излучения. Величина отражения фиксированной доли излучения от пластины 4 регистрируется с помощью фотодиода 5 и регистрируется на 2 канале осциллоскопа, а параллельно на стрелочном индикаторе источника питания 1 (см. рис. 13). **Величине сигнала 0.1 Вольт регистрируемой осциллоскопом соответствует 170 мВт мощности лазерного излучения поступающего на кристалл.** Источник питания, лицевая панель которого представлен на фотографии (см. рис. 13) осуществляет питание лазера и усилителя фотоприемника.

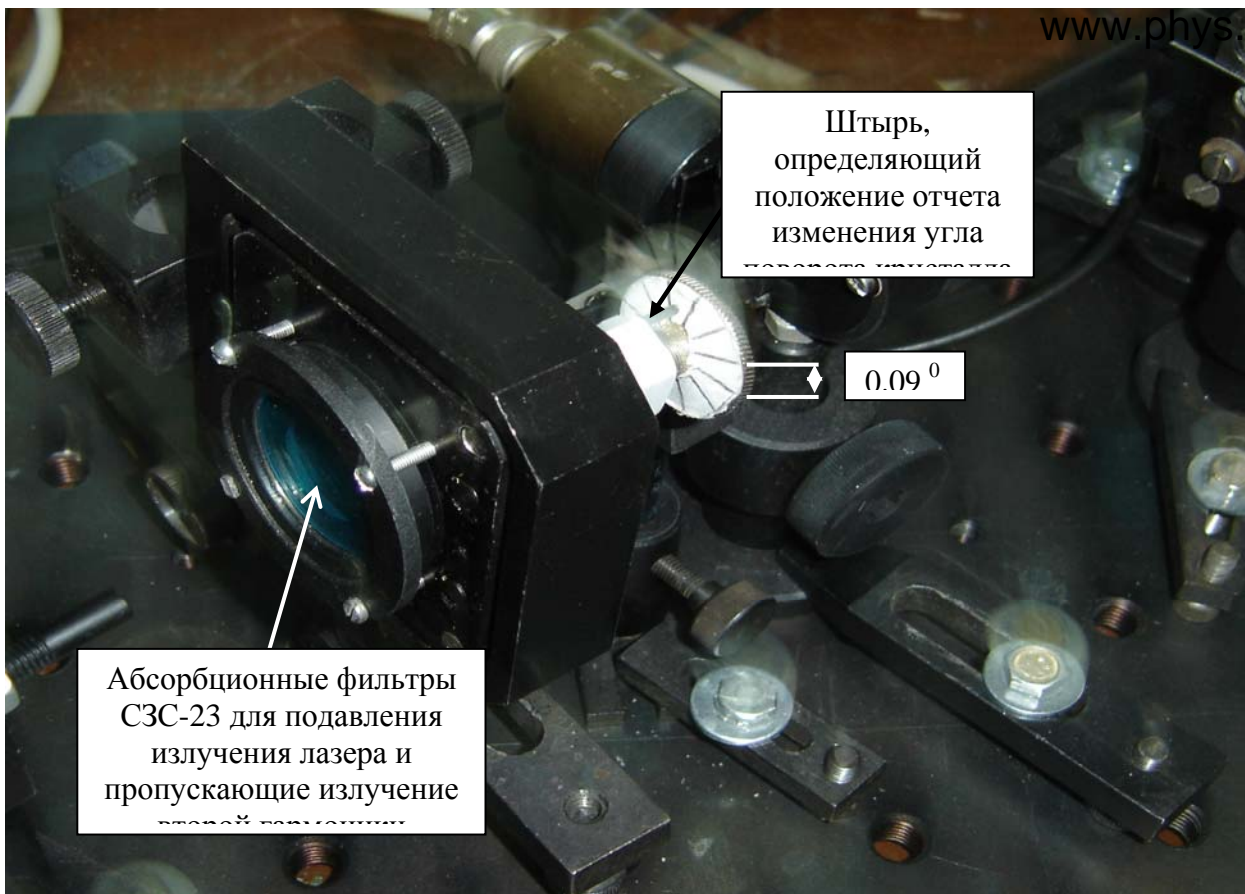


Рис.11. Фотография элементов установки, показывающая юстировочный винт, позволяющий изменять угловое положение кристалла, и как определяется величина угла поворота кристалла.

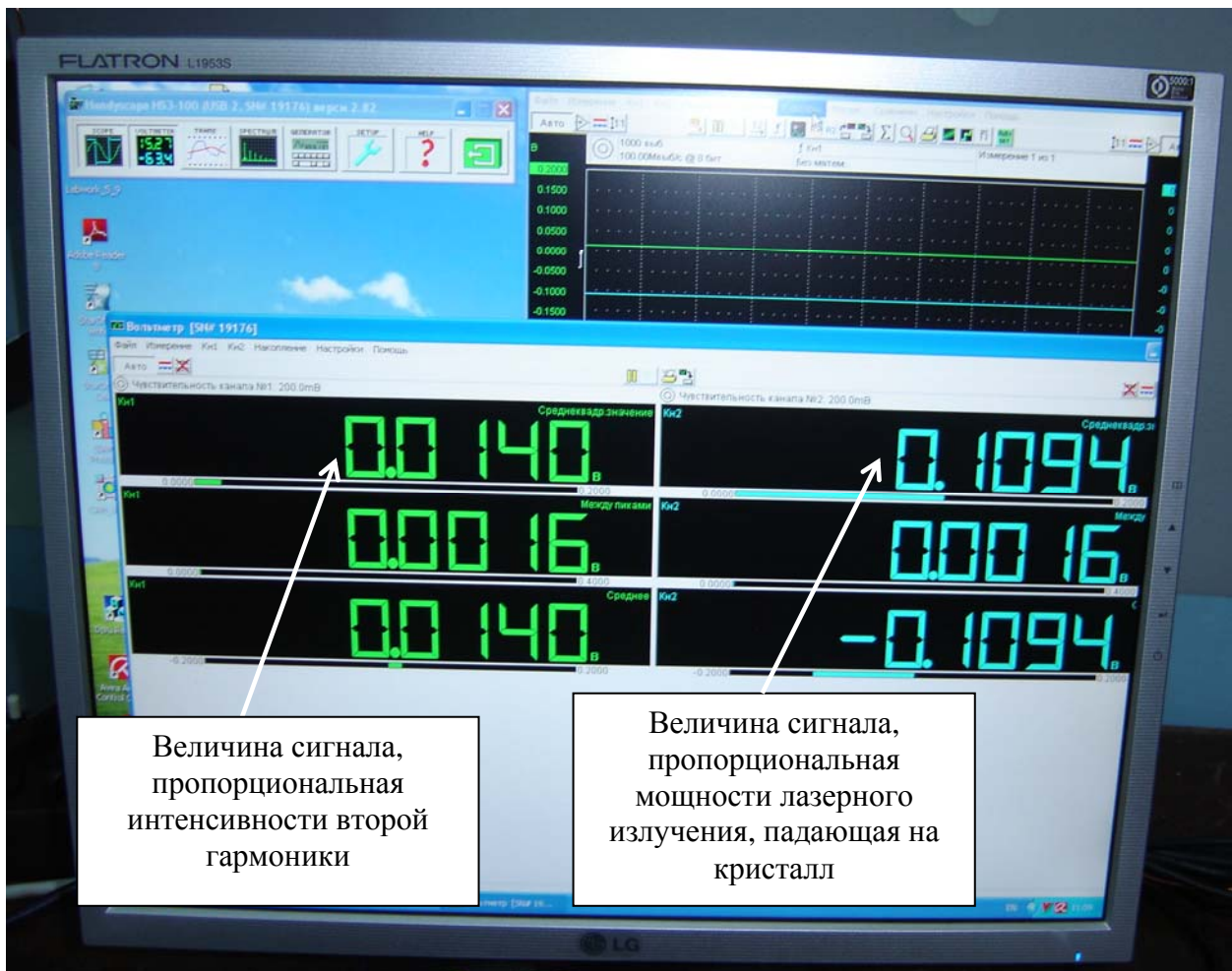


Рис.12. Дисплей компьютера во время измерений.



Тумблер для включения и выключения питания лазера

Тумблер “Сеть” подает напряжение на источник и включает источники питания ± 12 Вольт, питающие приемник излучения второй гармоники

Рис. 13. Фотография лицевой панели источника питания лазера и усилителя фотоприемника, измеряющего интенсивность второй гармоники.

4. Порядок выполнения работы

Включите компьютер. Запустите программу Handyscope HS3. Настройте ее, чтобы на экране дисплея возникла картина как на рис. 12.

Перед включением источника питания лазера (см. рис. 13) убедитесь, что тумблер включения лазера находится в положении “Выключен”. Включите тумблер “Сеть”, при этом загорится лампочка СЕТЬ.

Внимание! Инфракрасное лазерное излучение ($\lambda=980$ нм) мощностью несколько десятков милливатт и выше, используемое в работе представляет большую опасность для глаз. В экспериментальной установке путь его распространения закрыт трубками. Ни в коем случае не надо их убирать. Включите тумблер включения лазера. При этом загорается индикатор “Лазер”. При выдвинутом положении пластины механического ослабителя интенсивности лазерного излучения (см. рис. 10) стрелка микроамперметра должна отклониться (см. рис 13). Одновременно вольтметр на 2 канале будет показывать сигнал. Напоминаем, что величине сигнала 0.1 Вольт регистрируемой вольтметром соответствует 170 мВт мощности лазерного излучения поступающего на кристалл. Поставьте белую бумагу перед фотоприемником (см. рис. 10). Если угловое положение кристалла соответствует углу синхронизма, то на белой бумаге появится синяя точка ($\lambda = 495$ нм). Юстируя положение нелинейного кристалла с помощью микровинта (см. рис. 10), добейтесь максимальной яркости второй гармоники и по максимальному сигналу на 1 канале осциллоскопа. **Внимание!** Допускается только вращать только этот микровинт. Остальные не надо трогать по причине возможной полной разюстировки оптической схемы. По ряду физических причин коэффициент преобразования во вторую гармонику мал. Средняя выходная мощность второй гармоники ($\lambda = 495$ нм) составляет порядка 1 микроватт. **Внимание!** Используемый в

работе полупроводниковый лазер не допускает длительную непрерывную работу. Поэтому без необходимости выключайте его, пользуясь тумблером выключения лазера (см. рис. 13).

После окончания измерений выключите установку в следующем порядке. Сначала выключите тумблер выключения лазера (рис.13). Затем тумблер сеть (рис.13). Затем выключите компьютер.

5. Задания

1. Получите и зарегистрируйте визуально гармонику на белой бумаге перед входом фотоприемника. Зарисуйте форму пятна и объясните полученный результат.

2. Измерьте зависимость мощности второй гармоники от мощности излучения полупроводникового лазера. Сделайте аппроксимацию экспериментальных данных и сравните ее с квадратичной зависимостью (31).

3. Измерьте зависимость мощности второй гармоники от углового положения кристалла. Постройте кривую и из полученных данных найдите угловую ширину синхронизма. Сравните полученную величину с расчетной, полученной из формулы (29). Объясните полученные результаты.

6. Контрольные вопросы

1. Какие факторы приводят к падению мощности второй гармоники.
2. Как зависит коэффициент нелинейного преобразования от поляризации и от ширины спектра излучения полупроводникового лазера.
3. Какие физические эффекты приводят к генерации второй гармоники.

7. Литература

1. Справочник по лазерам Т.2 под ред. А. М. Прохорова, Москва, Советское радио, 1987.
2. В. Демтредер. Лазерная спектроскопия. Москва, Наука, 1985 г.
3. Справочник по лазерной технике, Киев, Техника, 1978.
4. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М. Наука, 1970.
5. Ладсберг Г.С. Оптика. М., "Наука", 1976, с.495-525.
6. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., "Мир", 1967.