

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направлений «Фотоника и оптоинформатика»

2012

Гейко, Павел Пантелеевич

Исследование генерации второй гармоники лазерного излучения =
Распространение лазерных пучков: методические указания к лабораторной
работе для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / П.П.
Гейко; Министерство образования и науки Российской Федерации,
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования Томский государственный
университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра
электронных приборов. - Томск: ТУСУР, 2012. - 18 с.

Цель работы - изучение генерации второй гармоники излучения
Nd: лазера; измерение зависимости мощности второй гармоники от
пиковой мощности излучения лазера при разных частотах следования
импульсов и нахождение эффективности нелинейного преобразования;
измерение зависимости мощности второй гармоники от углового
положения кристалла; нахождение угловой ширины синхронизма.

Пособие предназначено для студентов очной и заочной форм,
обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по
дисциплине «Распространение лазерных пучков».

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ
Зав. кафедрой ЭП
_____ С.М. Шандаров
«__» _____ 2012 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направлений «Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик
профессор каф. ЭП
_____ П.П. Гейко
_____ 2012 г

Содержание

1 Введение.....	5
2 Теоретическая часть.....	5
2.1 Основные понятия.....	5
2.2 Контрольные вопросы	14
3 Экспериментальная часть.....	14
3.1 Описание экспериментальной установки.....	14
3.2 Порядок выполнения работы	16
3.3 Содержание отчета.....	17

1 Введение

Одним из важнейших процессов в нелинейной оптике является генерация высших гармоник светового излучения, в частности, второй гармоники, который обычно сокращенно называется 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, направив пучок рубинового лазера на кристалл кварца. Поскольку длина волны рубинового лазера составляет 6943 \AA , вторая гармоника относилась к близкой ультрафиолетовой области спектра ($\lambda/2$, т. е. 3471 \AA). 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.

Цель работы

1. Изучение генерации второй гармоники излучения Nd: лазера.
2. Измерение зависимости мощности второй гармоники от пиковой мощности излучения лазера при разных частотах следования импульсов. Нахождение эффективности нелинейного преобразования.
3. Измерение зависимости мощности второй гармоники от углового положения кристалла.
4. Нахождение угловой ширины синхронизма.

2 Теоретическая часть

2.1 Основные понятия

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

$$P = \chi \cdot E \cdot (1 + \alpha_1 \cdot E), \quad (2.1)$$

где χ – линейная оптическая восприимчивость;

α_1 - описывает нелинейную зависимость поляризации P от E .

Компонента поляризации, ответственная за генерацию второй гармоники, для гармонических световых колебаний ($E = E_0 \cdot \sin \omega t$) может быть записана в виде:

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

Таким образом, зависимость нелинейной поляризации от времени имеет вид:

$$|P(t)| = \frac{\chi \cdot \alpha_1 \cdot E_0^2 \cdot \cos 2 \cdot \omega \cdot t}{2} = A_0 \cdot \cos 2 \cdot \omega \cdot t, \quad (2.2)$$

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

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 в выражении (1) 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. $\chi \cdot \alpha_1 \cdot E^2$

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

$$P_i^{2\omega} = \chi_{ijk}^{2\omega} \cdot E_i^\omega \cdot E_k^\omega, \quad (2.3)$$

где $P_i^{2\omega}$ – компоненты вектора оптической поляризации, обеспечивающие ГВГ;

E_i^ω , – компоненты электрического поля основного пучка; E_k^ω

$\chi_{ijk}^{2\omega}$ – тензор 3–го ранга, описывающий оптическую нелинейность.

Тензор имеет 27 компонент ($3 \times 3 \times 3$). Число отличающихся компонент определяется симметрией кристалла. Симметрия кристалла анализируется с помощью преобразования симметрии (поворот или инверсия): $\chi_{ijk}^{2\omega}$

$$\chi_{\alpha\beta\gamma}^{12\omega} = A_{\alpha i} \cdot A_{\beta i} \cdot A_{\gamma k} \cdot \chi_{ijk}^{2\omega}, \quad (2.4)$$

где $A_{\alpha}, A_{\beta}, A_{\gamma}$ — элементы матрицы преобразования симметрии //A//.

Если кристалл обладает центром инверсии, соответствующее преобразование симметрии записывается в виде:

$$A_{\alpha} = -\delta_{\alpha} \begin{cases} \delta_{ai} = 1, & \text{при } a=i \\ \delta_{ai} = 0, & \text{при } a \neq i \end{cases} \quad (2.5)$$

и

$$\chi'_{\alpha\beta\gamma}{}^{2\omega} = (-\delta_{\alpha i}) \cdot (-\delta_{\beta i}) \cdot (-\delta_{\gamma i}) \cdot \chi_{ijk}{}^{2\omega} = -\chi_{\alpha\beta\gamma}{}^{2\omega}$$

Последнее равенство выполняется лишь при условии 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. $\chi^{2\omega} =$

Запишем нелинейное волновое уравнение:

$$\nabla^2 E = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\varepsilon E}{c^2} \right) + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (2.6)$$

Ограничимся рассмотрением одномерной задачи, то есть, положим, $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$; считаем, что все волны распространяются в направлении оптической оси Z кристалла. Определим три распространяющиеся взаимодействующие волны следующим образом, то есть ограничимся случаем плоских волн:

$$\begin{aligned} E_1(z, t) &= E_1(z) e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)}, \\ E_2(z, t) &= E_2(z) e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)}, \\ E_3(z, t) &= E_3(z) e^{-i(\omega_3 t - k_3 z)}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

Кроме этого, имеются три аналогичных выражения для отрицательных частот. В линейной среде комплексная амплитуда волны постоянна, в то время как здесь комплексная амплитуда изменяется из-за взаимодействия с волнами других частот. В отличие от фазы, определяемой постоянной распространения, волна имеет фазу $k\varphi$,

зависящую от z , то есть $E_1(\omega) = \frac{1}{2} \mathfrak{I}(z) e^{i\varphi_1(z)}$.

получаем:

$$\begin{aligned} P_1(z, t) &= 4dE_2^*(z)E_3(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]}, \\ P_2(z, t) &= 4dE_3(z)E_1^*(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_1)t - (k_3 - k_1)z]}, \\ P_3(z, t) &= 4dE_1(z)E_2(z)e^{-i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z]}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, $d = \frac{1}{2}\chi$ - коэффициент нелинейной восприимчивости, используемый на практике. Из (6) получим

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} &= -(\omega_3 - \omega_2)^2 4dE_2^*(z)E_3(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]}, \\ \frac{\partial^2 P_2}{\partial t^2} &= -(\omega_3 - \omega_1)^2 4dE_3(z)E_1^*(z)e^{-i[(\omega_3 - \omega_1)t - (k_3 - k_1)z]}, \\ \frac{\partial^2 P_3}{\partial t^2} &= -(\omega_1 + \omega_2)^2 4dE_1(z)E_2(z)e^{-i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z]}.\end{aligned}\quad (2.9)$$

Предполагая, что комплексная амплитуда поля медленно меняется с расстоянием z , то есть $\frac{kdE}{dz} \gg \frac{d^2E}{dz^2}$, что практически всегда реализуется на практике, мы пренебрегаем производными порядка выше первого и получаем

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = [k_1^2 E_1(z) - 2ik_1 \frac{dE_1}{dz}]e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)}.\quad (2.10)$$

Учитывая, что $\frac{\varepsilon\omega_1^2}{c^2} = k_1^2$, получаем из (6), (9) и (10)

$$\begin{aligned}\frac{dE_1(z)}{dz} &= -i \frac{8\pi\omega_1^2}{k_1 c^2} dE_2^*(z)E_3(z)e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z}, \\ \frac{dE_2(z)}{dz} &= -i \frac{8\pi\omega_2^2}{k_2 c^2} dE_1^*(z)E_3(z)e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z}, \\ \frac{dE_3(z)}{dz} &= -i \frac{8\pi\omega_3^2}{k_3 c^2} dE_1(z)E_2(z)e^{-i(k_2 + k_1 - k_3)z}.\end{aligned}\quad (2.11)$$

Это и есть система укороченных уравнений для амплитуд трех взаимодействующих волн. Каждое уравнение описывает изменение с расстоянием амплитуды поля на одной частоте в зависимости от амплитуд на двух других частотах и от разности фаз между волной поляризации и электромагнитной волной. Введем обозначение: $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$

Все три амплитуды связаны друг с другом. В результате общее решение системы (2.11) нельзя выразить в элементарных функциях. Однако если предположить, что мощность генерируемой волны настолько мала, что амплитуды двух падающих волн можно считать постоянными по всей длине нелинейной среды (такое приближение называют приближением заданного поля), то тогда три уравнения сводятся к одному, которое можно проинтегрировать. Если предположить, что E_1 и E_2 постоянны, то можно записать:

$$E_3 = -i \frac{8\pi\omega_3^2}{k_3 c^2} dE_1 E_2 \int_0^L e^{i\Delta kz} dz, \quad (2.12)$$

Проинтегрировав (12) получим:

$$E_3 = -i \frac{8\pi\omega_3^2}{k_3 c^2 \Delta k} dE_1 E_2 (e^{i\Delta kL} - 1), \quad (2.13)$$

где L - длина кристалла. Поскольку $\omega_3 = 2\pi c/\lambda_3$ и $k_3 = 2\pi/\lambda_3$, то можно также написать, что

$$E_3 = -\frac{16\pi^2}{n_3 \lambda_3 \Delta k} dE_1 E_2 (e^{i\Delta kL} - 1) \quad (2.14)$$

Мощность пучка, проходящего через единичную площадку в среде с показателем преломления n, равна:

$$S = \frac{cn}{8\pi} \mathfrak{I}^2 = \frac{cn}{2\pi} EE^* \quad (15)$$

Умножив выражение (2.14) на комплексно сопряженное и подставив результат в выражение (2.15), получим плотность мощности (интенсивность) на выходе из кристалла:

$$S_3 = \frac{512\pi^5 L^2 d^2 S_1 S_2}{n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2 c} \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2, x = \Delta kL/2. \quad (2.16)$$

Частным случаем процесса смешения частот является ГВГ, когда частоты обеих падающих волн равны. В этом случае частота выходной волны в два раза больше частоты входной волны. Чтобы получить уравнения, связывающие амплитуды взаимодействующих волн, нельзя просто положить $\omega_1 = \omega_2$ в уравнениях (2.11), поскольку тогда поляризация на частоте 2ω будет в два раза больше, чем это есть на самом деле. Так получается потому, что суммарная частота возникает из двух членов $\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_2 + \omega_1$, в то время как вторая гармоника возникает лишь за счет члена с частотой $\omega_1 + \omega_1$, взятого один раз. Повторяя процедуру, используемую при анализе для генерации суммарной частоты, получим для генерации второй гармоники следующие выражения:

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = -i \frac{8\pi\omega_1^2}{k_1 c^2} dE_1^*(z) E_2(z) e^{-i\Delta kz}, \quad (2.17)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = -i \frac{16\pi\omega_1^2}{k_2 c^2} dE_1^2(z) e^{i\Delta kz}, \quad (2.18)$$

где $\omega_2 = 2\omega_1$, $\Delta k = 2k_1 - k_2$.

Для интенсивности второй гармоники в приближении заданного поля основного излучения получим:

$$S(2\omega) = \frac{512 \pi^5 L^2 d^2 S^2(\omega)}{n(2\omega)n^2(\omega)\lambda^2 c} \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2, \quad (2.19)$$

где $x = \Delta kL/2$,

λ, ω - длина и частота волны основного излучения соответственно.

Запишем уравнение для мощности второй гармоники в системе СИ:

$$P(2\omega) = \frac{2\pi^2 L^2 d^2 P^2(\omega)}{\varepsilon_0 n(2\omega)n^2(\omega)\lambda^2 c} \left(\frac{\sin \frac{\Delta kL}{2}}{\frac{\Delta kL}{2}}\right)^2. \quad (2.20)$$

Эта функция имеет максимум при $x=0$, что соответствует условию $k_2 = 2 \cdot k_1$, или, максимальное значение функции $n_1 = n_2 \sin^2 x/x^2$ при $x=0$ равно 1. Это соответствует идеальному фазовому синхронизму между волной излучения накачки и волной второй гармоники, когда вся длина кристалла является когерентной длиной. Интенсивность второй гармоники в этом случае, в приближении плоских волн прямо пропорциональна квадрату толщины кристалла.

К сожалению, в среде с нормальной дисперсией $n=f(\lambda)$ и подобный случай не реализуется. Однако если кристалл обладает двулучепреломлением, 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. 2.1). $n_o^\omega, n_o^{2\omega}$ - показатель преломления обыкновенной волны для основной и второй гармоники; $n_e^\omega, n_e^{2\omega}$ - то же самое для необыкновенной волны.

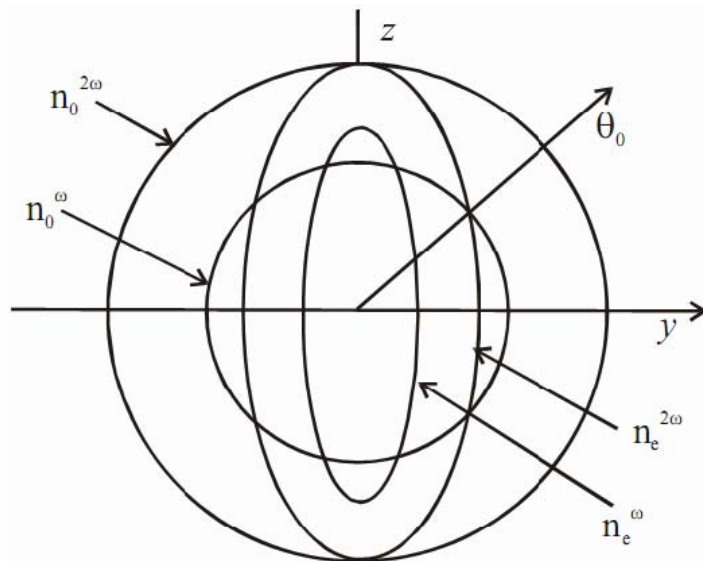


Рисунок 2.1 - Сечения поверхностей показателя преломления в оптически отрицательном кристалле

Из рисунка 2.1 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:

$$\mathbf{k}_1^o + \mathbf{k}_1^o = \mathbf{k}_2^e \quad (2.13)$$

Обычно его называют взаимодействием типа $00 \rightarrow e$ или первым типом взаимодействия. Выражение (13) представляет закон сохранения импульсов фотонов при генерации второй гармоники.

$$\Delta k = 2 \cdot k_1 - k_2 = 0, \quad (2.14)$$

В общем случае направления векторов основной волны и второй гармоники \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 не совпадают, поэтому $2 \mathbf{k}_1 \neq \mathbf{k}_2$. Поэтому условие фазового синхронизма следует записывать в виде

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_1^* - \mathbf{k}_2 = 0, \quad (2.15)$$

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

Для одноосного кристалла индикатриса показателей преломления определяется простым соотношением:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.16)$$

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

$$n_e^{2a_1}(\theta_0) = n_o^{a_1} \quad (2.17)$$

Из (2.16) следует

$$\frac{\cos^2 \theta_0}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta_0}{n_e^2} = \frac{1}{n_e^2(\theta)} \quad (2.19)$$

С учетом условия (17) получим

$$\frac{\cos^2 \theta_0}{(n_o^{2a_1})^2} + \frac{\sin^2 \theta_0}{(n_e^{2a_1})^2} = \frac{1}{(n_o^{a_1})^2}, \quad (2.20)$$

где показатель преломления для второй гармоники. n^{2a_1}

Последнее выражение (2.20) позволяет определить угол фазового синхронизма:

$$\sin \theta_0 = \frac{n_e^{2\omega_1}}{n_0^{2\omega_1}} \cdot \sqrt{\frac{(n_0^{2\omega_1})^2 - (n_0^{\omega_1})^2}{(n_0^{2\omega_1})^2 - (n_e^{2\omega_1})^2}} \quad (2.21)$$

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. 2.2) и фазовый синхронизм становится значительно менее критичным (по углу), его называют не критичным фазовым синхронизмом.

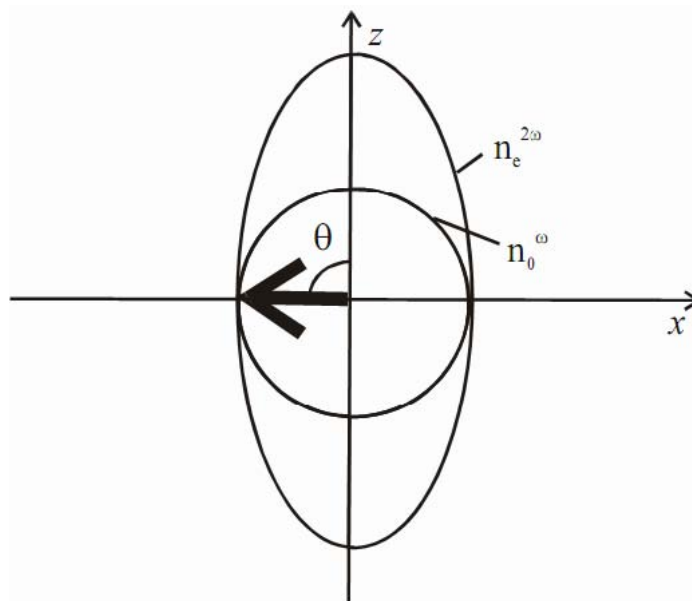


Рисунок 2.2 - Фазовый синхронизм при $\theta_0 = 90^\circ$

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

В реальных процессах преобразования частоты невозможно достичь точного фазового согласования, т.е. выполнить условие $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3 = 0$ для трехчастотных взаимодействий, здесь k_i – волновые числа. Возникает практическая потребность знать угловую спектральную и температурную ширины синхронизма для конкретного преобразователя частоты. Эти величины позволяют оценить допустимую расходимость излучения, спектральную ширину линии источника накачки, а также случайное или систематическое изменение температуры кристалла – преобразователя частоты. Тогда в линейном приближении Δk можно представить в виде разложения:

$$\Delta k = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta\theta)} \delta\theta + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\lambda} \Delta\lambda + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \Delta T \quad (22)$$

Уменьшение вдвое мощности преобразованного излучения происходит при волновой расстройке

$$\Delta k = 0,886\pi / L,$$

где L – длина кристалла.

С учетом этого можно оценить ширины синхронизма:

$$\Delta\theta = 1,772\pi \left\{ L \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta\theta)} \right\}^{-1}, \quad \Delta\lambda = 1,772\pi \left\{ L \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\lambda} \right\}^{-1}, \quad \Delta T = 1,772\pi \left\{ L \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \right\}^{-1}, \quad (2.23)$$

Отметим, что вблизи не критичного синхронизма по тому или иному параметру (θ , λ , T) необходим учет вторых производных в разложении (22), например, в случае 90 -го синхронизма.

В частном случае одноосных отрицательных кристаллов для генерации второй гармоники фазовое рассогласование Δk имеет вид:

$$\Delta k = 2 \left[\frac{2\pi n_1^o}{\lambda_1} \right] - \frac{2\pi n_2^e(\theta)}{\lambda_2}, \quad (2.24)$$

$$n_2^e(\theta) = \frac{n_2^o n_2^e}{(n_2^{e2} \cos^2 \theta + n_2^{o2} \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (2.25)$$

Используя соответствующие дисперсионные уравнения Сельмейера для главных значений показателей преломления, получим:

$$\frac{\partial\Delta k}{\partial\theta} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ (n_2^e(\theta))^3 \cos\theta \sin\theta \left[\frac{1}{(n_2^o)^2} - \frac{1}{(n_2^e)^2} \right] \right\} \quad (26)$$

$$\frac{\partial\Delta k}{\partial\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{(n_1^o)^3}{(n_2^o)^3} \cos^2 \theta \frac{\partial n_2^o}{\partial\lambda_2} + \frac{(n_1^o)^3}{(n_2^e)^3} \sin^2 \theta \frac{\partial n_2^e}{\partial\lambda_2} \right] - \frac{\partial n_1^o}{\partial\lambda_1} \right\} \quad (27)$$

$$\frac{\partial\Delta k}{\partial T} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ \frac{(n_1^o)^3}{(n_2^o)^3} \cos^2 \theta \frac{\partial n_2^o}{\partial T} + \frac{(n_1^o)^3}{(n_2^e)^3} \sin^2 \theta \frac{\partial n_2^e}{\partial T} - \frac{\partial n_1^o}{\partial T} \right\} \quad (28)$$

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.

2.2 Контрольные вопросы

1. Объясните возникновение эффекта генерации второй гармоники.
2. Как зависит интенсивности второй гармоники от длины кристалла?
3. Что такое направление синхронизма?
4. Запишите условие фазового синхронизма.
5. Запишите формулу для расчета угла фазового синхронизма.
6. Что такое некритичный фазовый синхронизм?
7. Что такое угловая ширина синхронизма? Что показывает эта величина?
8. Запишите формулу для угловой ширины синхронизма.
9. Для чего используются фильтры в лабораторной установке?
10. Когда интенсивность второй гармоники становится равной нулю?

3 Экспериментальная часть

3.1 Описание экспериментальной установки

В данной работе для изучения генерации второй гармоники используется твердотельный Nd: лазер, работающий на длине волны 1,053 мкм.

Для получения второй гармоники в данной работе используется кристалл ниобата лития LiNbO_3 . Длина кристалла 1,1 см. При некотором угле, определяемом длиной волны на-качки, возникает синхронизм типа $00 \rightarrow e$. Показатели преломления для обыкновенной и не-обыкновенной волн для LiNbO_3 можно определить из следующих формул:

$$n_o^2 = 4,9130 + \frac{0,1173 + 1,65 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{\lambda^2 - (0,212 + 2,7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2)^2} - 2,78 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^2, \quad (3.1)$$

$$n_e^2 = 4,5567 + 2,605 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 + \frac{0,097 + 2,7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{\lambda^2 - (0,201 + 5,4 \cdot 10^{-8} \cdot T^2)^2} - 2,24 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^2, \quad (3.2)$$

где λ выражена в микронах, $T=293$ К – комнатная температура.

Схема лабораторной установки представлена на рисунке 3.1.

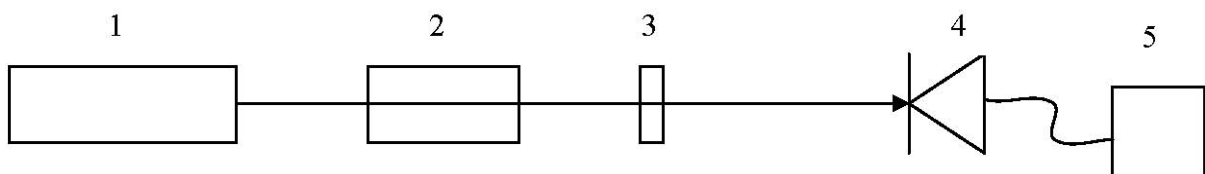


Рисунок 3.1- Схема установки

- 1 – твердотельный лазер LCS-DTL-328QT (1053 нм)
- 2 – кристалл LiNbO_3
- 3 – фильтры
- 4 – фотодиод ФД-24К
- 5 – цифровой вольтметр В7-78

Излучение от лазера 1 попадает в нелинейный кристалл 2. Нелинейный кристалл может юстироваться с помощью микровинта по углу в горизонтальной плоскости. При определенном угле возникает эффект генерации второй гармоники, который может быть зарегистрирован визуально (видимое излучение зеленого цвета). Чтобы зарегистрировать эффект генерации второй гармоники введены фильтры 3, поглощающие излучение на длине волны генерации лазера и пропускающие излучение второй гармоники. Сигнал второй гармоники регистрируется с помощью фотодиода 4, сигнал с которого, измеряется с помощью осциллографа 5.

Чтобы найти коэффициенты нелинейного преобразования току фотодиода нужно по-ставить в соответствие мощность излучения лазера.

Для этого нужно ввести калибровочные коэффициенты : $k_{\text{фд}}$

0,35 кГц $k=0,35$

1 кГц $k=0,3$

3 кГц $k=0,2$

6 кГц $k=0,1$

10 кГц $k=0,15$

Так же нужно учесть, что фильтры гасят излучение второй гармоники и для расчета коэффициентов нелинейного преобразования ввести коэффициент $k_{\text{фильтров}} = 2,61$.

Следовательно, коэффициент нелинейного преобразования для всех случаев рассчитывается по формуле:

$$KПД = \frac{I_{\text{вт.г.}}}{I_{\text{изл}}} \cdot k_{\text{фильтров}} \cdot k_{\text{фд}} \cdot 100 \% \quad (3.3)$$

где $I_{\text{изл}}$ - величина сигнала лазерного излучения, мА;

$I_{\text{вт.г.}}$ - величина сигнала второй гармоники, мА;

$k_{\text{фильтров}} = 2,61$ - коэффициент, поглощения излучения с длиной волны 526,5 нм фильтрами;

$k_{\text{фд}}$ - калибровочный коэффициент фотодиода.

Подготовка лабораторной установки

Попадание лазерного излучения в глаз вызовет серьезные повреждения и, возможно, слепоту. Будьте внимательны!

Для того чтобы включить лазер поверните ключ на передней панели блока питания в положение «ON». Светодиодный индикатор мощности «OUTPUT ENERGY, μJ » должен сразу засветиться. После того, как температура лазерных диодов стабилизируется, загорится индикатор «READY». При первом запуске или после долгого перерыва для более стабильной работы блока питания рекомендуется подождать ~ 10 минут после того, как загорелся индикатор «READY».

После этого нажмите кнопку включения накачки. Светодиодный индикатор «PUMPING ON/OFF» над кнопкой начнет мигать. После 5-10 секунд индикатор засветится непрерывно, показывая, что ток накачки лазерных диодов вышел на режим.

Теперь лазер готов и энергия импульса излучения показана на цифровом индикаторе «OUTPUT ENERGY, μJ » на передней панели. Далее необходимо дождаться пока стабилизируется выходная мощность (значения на дисплеи не должны меняться, может занять порядка 10 минут).

Кнопками на лицевой панели «Display mode selector switch» можно выбирать пара-метр, который будет отображать на дисплеи: средняя выходная мощность «mW», энергию в импульсе « μJ », частота повторения лазерных импульсов «kHz».

Используя кнопки «Increase/Decrease parameter value regulator» можно устанавливать параметры лазерного излучения, которые в данный момент индицируются - мощность, энергия или частота.

Диапазон частот, который следует использовать для лабораторной работы, составляет: 0.35 Гц - 10 кГц.

Включите осциллограф и подключите к нему фотодиод. Выставьте на блоке управления лазером частоту излучения, равную 0,35 кГц. Вращая кристалл в двух плоскостях добейтесь максимальной генерации второй гармоники по данным фотодиода (грубая настройка). Зафиксируйте вертикальный угол. За начало отсчета в горизонтальной плоскости принять угол равный 182 градусам на столике, т.к. при этом положении входная грань кристалла перпендикулярна излучению лазера. Не забывайте прерываться после каждого опыта на 1-2 минуты и закрывать кристалл от излучения, для того чтобы кристалл не нагревался.

3.2 Порядок выполнения работы

Расчетная часть

1. Рассчитать показатели преломления для LiNbO_3 по формулам 3.1 и 3.2 для длин волн: $\lambda_1 = 1,053$ мкм; $\lambda_2 = \lambda_1/2 = 0,5265$ мкм при температуре $T = 285$ К

2. Рассчитать угол фазового синхронизма по формуле (2.21).

3. Рассчитать ширину углового синхронизма по формуле (2.26).

Экспериментальная часть

1. Измерьте зависимость мощности второй гармоники от горизонтального угла поворота кристалла. Построить эту зависимость. Повторите снятие зависимости для пяти частот излучения (0,35; 1; 3; 6 и 10 кГц).

2. Из полученных данных найдите ширину углового синхронизма для каждого случая (по графику: найти ширину основного максимума на его полувысоте). Сравните полученную величину с расчетной. Объясните полученные результаты.

3. Найдите коэффициенты нелинейного преобразования для каждого случая по формуле (3.3) и сравните их.

4. Найдите угол, при котором коэффициент нелинейного преобразования будет максимальным. Сравните полученную величину с расчетной.

По завершению работы выключение лазера должно производиться следующим образом. Нажмите кнопку выключения накачки «PUMPING ON/OFF». Дождитесь пока светодиодный индикатор над кнопкой погаснет. Только затем поверните ключ в положение «OFF».

3.3 Содержание отчета

1. При составлении отчета необходимо руководствоваться общими требованиями и правилами оформления отчета о лабораторной работе.

2. В соответствующих разделах отчета необходимо представить:

- 1) задание;
- 2) таблицы экспериментальных данных;
- 3) результаты расчетов, предусмотренных заданием;
- 4) выводы.

Учебное пособие

Гейко Павел Пантелеевич

Эффективность генерации второй гармоники
ограниченными пучками света

Методические указания к лабораторной работе
по дисциплине «Взаимодействие оптического излучения с веществом»

Усл. печ. л. _____ Препринт
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40