

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
(ГОУ ВПО ИГУ)
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Н.А. Иванов

Генерация второй оптической гармоники

Методические рекомендации

Иркутск 2005 г

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Теория	3
3. Описание установки	7
4. Задания	8
Список литературы	10

Генерация второй оптической гармоники

Работа знакомит с одним из основных эффектов нелинейной оптики – генерацией второй гармоники излучения лазера. Представлена краткая теория эффекта. Проводятся измерения энергетических параметров и угловой структуры излучения второй оптической гармоники.

1. Введение

С появлением мощных источников когерентного излучения оптического диапазона (лазеров) стало возможным наблюдение и использование нелинейных оптических явлений, в которых в отличие от обычной линейной оптики происходит нарушение принципа суперпозиции световых волн.

Исследования удвоения частоты в оптическом диапазоне позволили выявить новые закономерности взаимодействия излучения с веществом. Практическим результатом этих исследований явилось создание высокоэффективных (с КПД 50% и более) удвоителей частоты лазерного излучения, а также каскадных умножителей на третью, четвертую и более высокие гармоники, которые находят широкое применение в приборах квантовой электроники.

2. Теория

1. Нелинейная поляризация. Взаимодействие световой волны с веществом на классическом языке описывается вектором поляризации \mathbf{P} . В линейной оптике поляризация связана линейно с напряженностью электрического поля \mathbf{E} световой волны:

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E} \quad (1)$$

Такая связь, естественно, является приближенной. Для того, чтобы судить о применимости соотношения (1), надо сравнить \mathbf{E} с напряженностью внутриатомного поля \mathbf{E}_a , определяющего степень связи атомов или молекул в веществе. Величину \mathbf{E}_a можно подсчитать по закону Кулона: $E_a = e/r_0^2$, где r_0 – характерный радиус электронной орбиты. Подставляя $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и $r_0 = 5,3 \cdot 10^{-11}$ м, получаем $E \approx 10^9$ В/см, что является максимальной величиной внутриатомного поля, определяющего силу связи, действующего на оптический электрон в атоме водорода. В конденсированных средах, и особенно в полупроводниках, где внешние (оптические) электроны экранированы, \mathbf{E}_a значительно слабее и составляет $10^7 - 10^8$ В/см.

Сравним с \mathbf{E}_a напряженность электрического поля световой волны, излучаемой неодимовым лазером в режиме свободной генерации. В этом режиме интенсивность излучения в импульсе составляет несколько киловатт на см^2 в нефокусированном пучке диаметром порядка 1 см. Такому световому потоку $S = (cn/8\pi)E^2$ (c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды) соответствует напряженность электрического поля порядка 10^3 В/см, что значительно меньше внутриатомного поля, и соотношение (1) выполняется с высокой степенью точности. Тем не менее, при определенных условиях, одним из которых является высокая когерентность излучения, волна может претерпеть значительные нелинейные искажения, и в частности преобразоваться в волну второй гармоники.

Появление второй гармоники связано с квадратичным членом в разложении поляризации \mathbf{P} по степеням электрического поля световой волны:

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E} + \chi \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots \quad (2)$$

Для гармонических колебаний поля световой волны $\mathbf{E} = E_0 \cos \omega t$ получим из (2) поляризацию на удвоенной частоте

$$P = cE^2 = cE_0^2 \cos^2 \omega t = \frac{cE_0^2}{2} + \frac{cE_0^2}{2} \cos 2\omega t \quad (3)$$

Для генерации второй гармоники пригодны вещества, не обладающие центром инверсии. Действительно, когда вещество изотропно или имеет центр инверсии, при изменении направления приложенного электрического поля \mathbf{E} поляризация \mathbf{P} должна менять знак. Чтобы удовлетворить этому требованию, члены, содержащие четные степени в уравнении (2), должны отсутствовать.

Рассмотрим идеальный случай, когда плоская волна излучения основной частоты

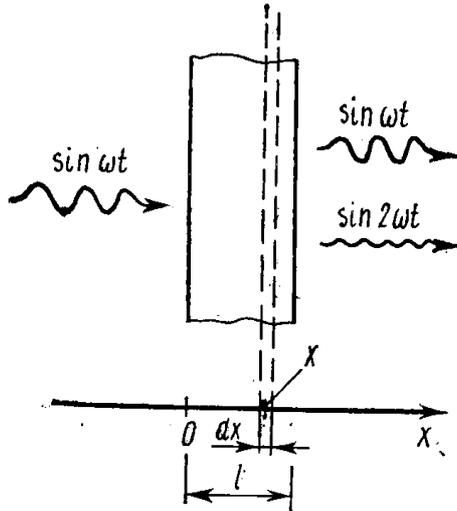


Рис.1. К расчету электрического поля второй гармоники

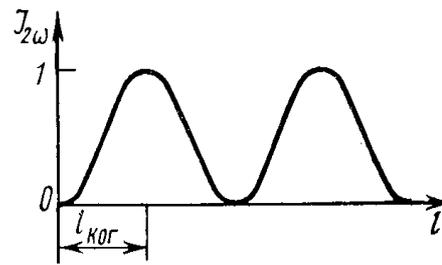


Рис.2. Зависимость интенсивности второй гармоники от координаты внутри кристалла

проходит через безграничный слой кристалла толщиной l (рис. 1). Обозначим поляризацию на частоте 2ω через $P^{2\omega}$, и будем искать выражение для интенсивности излучения на выходной поверхности кристалла. Электрическое поле в кристалле на основной частоте есть $E_0 \cos(2k_1 x - 2\omega t)$ и согласно (3)

$$P^{2\omega} \sim \cos(2k_1 x - 2\omega t) \quad (4)$$

Важно отметить, что волна поляризации на частоте 2ω распространяется с той же фазовой скоростью $2\omega/2k_1 = \omega/k_1 = v_\omega$, что и основная волна, а не волна второй гармоники; скорость последней равна $v_{2\omega} = 2\omega/k_2$, где k_2 – волновой вектор излучения второй гармоники внутри кристалла.

Электрическое поле гармоники $dE^{2\omega}$ на выходной поверхности кристалла, создаваемое гармонической поляризацией $P^{2\omega} dx$ слоя dx (см.рис.1) в кристалле, дается выражением

$$dE^{2\omega} \sim dx \cos[2k_1 x - 2\omega t + k_2(l - x)], \quad (5)$$

где $k_2(l - x)$ – добавка к фазе, которую приобретает волна второй гармоники при распространении внутри кристалла от слоя dx до выходной поверхности. Полное электрическое поле гармоники на выходной поверхности кристалла равно

Интенсивность излучения второй гармоники на выходной поверхности кристалла

$$\int_0^l dE^{2\omega} \approx \frac{1}{2k_1 - k_2} \sin\left[\frac{l}{2}(2k_1 - k_2)\right] \cos\left[lk_1 + \frac{lk_2}{2} - 2\omega t\right]. \quad (6)$$

соответственно пропорциональна

$$I^{2\omega} \approx \left\{ \frac{\sin[l(2k_1 - k_2)/2]}{(2k_1 - k_2)/2} \right\}^2 \approx \left\{ \frac{\sin[(n_1 - n_2)2pl/I]}{(n_1 - n_2)2p/I} \right\}^2, \quad (7)$$

Где λ – длина основной волны в вакууме; n_1 и n_2 – показатели преломления среды на основной и удвоенной частотах соответственно.

Важным следствием этого выражения является то, что при $n_1 = n_2$ интенсивность на выходной поверхности кристалла растет прямо пропорционально l^2 :

Таким образом, увеличивая длину кристалла l , можно достичь значительного

$$\lim_{(n_1 - n_2) \rightarrow 0} I^{2w} \approx l^2.$$

коэффициента преобразования основной волны в волну 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 характерной длиной называемой когерентной длиной. Эта длина в оптически прозрачных кристаллах доходит

$$l_{\text{ког}} = \frac{1}{4} \frac{l}{n_1 - n_2},$$

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.

Выход из этого положения может быть найден при использовании на основной частоте и на второй гармонике волн различной поляризации в двулучепреломляющих кристаллах.

2. Синхронизм. В некоторых кристаллах можно выбрать такое направление распространения, для которого показатель преломления, например, для обыкновенного луча основной частоты, равен показателю преломления необыкновенного луча второй гармоники. На рис.3 схематически показано сечение поверхностей показателей преломления для отрицательного одноосного кристалла (оптическая ось обозначена через z'). Для него на данной фиксированной частоте $n_e < n_o$ (см. [5-6]. Именно таким кристаллом является кристалл KDP (дигидрофосфат калия), применяемый в настоящей лабораторной работе.

Текущие значения необыкновенных показателей преломления (при произвольном угле θ между волновым вектором и оптической осью кристалла) мы будем обозначать индексом «е» вверху: n_i^e . Как видно из рис.3,

$$n_{ie} = n_i^e \Big|_{q=90^\circ}; \quad n_{io} = n_i^e \Big|_{q=0^\circ}; \quad i = 1, 2.$$

Ценным свойством кристалла KDP является то, что для него поверхности $n_o(\omega)$ и

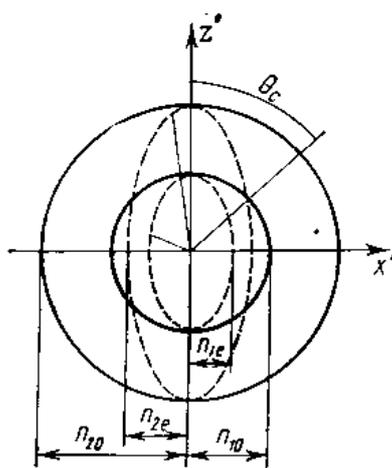


Рис.3. Сечение поверхностей показателя преломления для отрицательного одноосного кристалла.

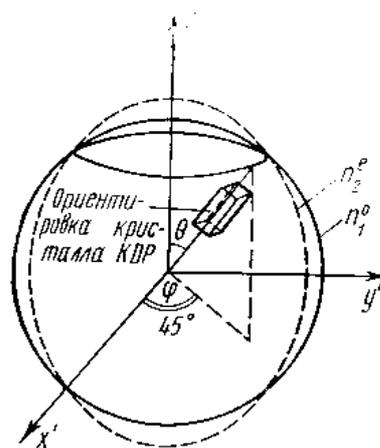


Рис. 4. К расчету угла синхронизма.

$n^e(2\omega)$ пересекаются для частот основного излучения ω , лежащих в довольно широком интервале (куда в частности, попадают частоты излучения рубинового и неодимового

лазеров). На рис.3 видно, что $n_{1o} = n^e(q)$ при распространении волн с частотами ω и 2ω под некоторым углом θ_c к оптической оси кристалла. Следовательно, по этому направлению выполняется равенство называемое условием пространственного синхронизма (для рассматриваемого случая). Так как кристалл KDP является одноосным, то условие синхронизма выполняется по всем направлениям вдоль образующей конуса с углом при вершине $2q_c$ (см. рис.4).

Зная главные значения показателей преломления n_{1o}, n_{2o}, n_{2e} , можно рассчитать угол синхронизма q_c . Поскольку сечение поверхности показателей преломления одноосного кристалла плоскостью $x'z'$ (см. рис.3) представляет собой окружность и эллипс, (поверхность является двуполостной см.[4, 5]), то имеет место равенство

$$n_1^o(q) \equiv n_{1o}; \quad n_2^e(q) = \frac{n_{2e}}{\sqrt{1 - e_2^2 \cos^2 q}}, \quad (9)$$

где $e_2 = \sqrt{1 - (n_{2e}/n_{2o})^2}$ - эксцентриситет эллипса.

Подставляя (9) в условие синхронизма $n_1^o = n_2^e$, получаем для взаимодействия « $o_1o_1e_2$ » (или просто « ooe »)

$$\cos^2 q_c^{ooe} = \frac{1}{e_2^2} \left[1 - \left(\frac{n_{2e}}{n_{1o}} \right)^2 \right].$$

Символ « ooe » означает, что две обыкновенные волны основного излучения взаимодействуют с необыкновенной волной второй гармоники. Говоря о двух волнах основного излучения, мы имеем в виду, что генерация второй гармоники мы можем рассматривать как генерацию суммарной частоты $w + w = w_2$ для двух волн с одинаковой частотой w . При этом другие характеристики этих волн (ориентация плоскости поляризации, волновые векторы), могут в общем случае быть разными.

Равенство (8) является лишь частным случаем общего условия синхронизма На языке фотонов равенство (10) означает выполнение закона сохранения импульса, в то

$$k_1 + k_1' = k_2. \quad (10)$$

время как равенство $w + w = w_2$ отражает закон сохранения энергии.

Для кристалла KDP оказывается возможной синхронная генерация второй гармоники при взаимодействии обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения с необыкновенной волной второй гармоники ($o_1o_1 \rightarrow e_2$). Условие синхронизма для этого взаимодействия имеет следующий вид (если все волны распространяются по одному направлению): $k_{1o} + k_1^e = k_2^e$. Откуда

$$\frac{n_{1o} + n_1^e}{2} = n_2^e, \quad (11)$$

и угол синхронизма с достаточной степенью точности равен

$$\cos^2 q_c^{ooe} \approx 2 - \frac{(n_{1o} + n_{1e})/2 - n_{2e}}{n_{2e}e_2^2 - n_{1e}e_1^2/2}. \quad (12)$$

3. Угловая ширина синхронизма

На практике излучение лазера обладает конечной расходимостью так, что условие синхронизма не может быть выполнено для всего пучка основного излучения. Распределение интенсивности второй гармоники вблизи направления синхронизма можно получить из (7), найдя зависимость расстройки $\Delta n = n_2 - n_1$ от угла α , отсчитываемого от θ_c . Распределение

интенсивности второй гармоники будет иметь вид полос, так как в направлении, перпендикулярном главной плоскости (проходящей через луч и оптическую ось), Δ_n слабо зависит от угла, а при $\theta_c=90^\circ$, т.е. в экваториальной плоскости, не зависит совсем.

На рис.5 представлен график функции (7) в зависимости от угла α вблизи

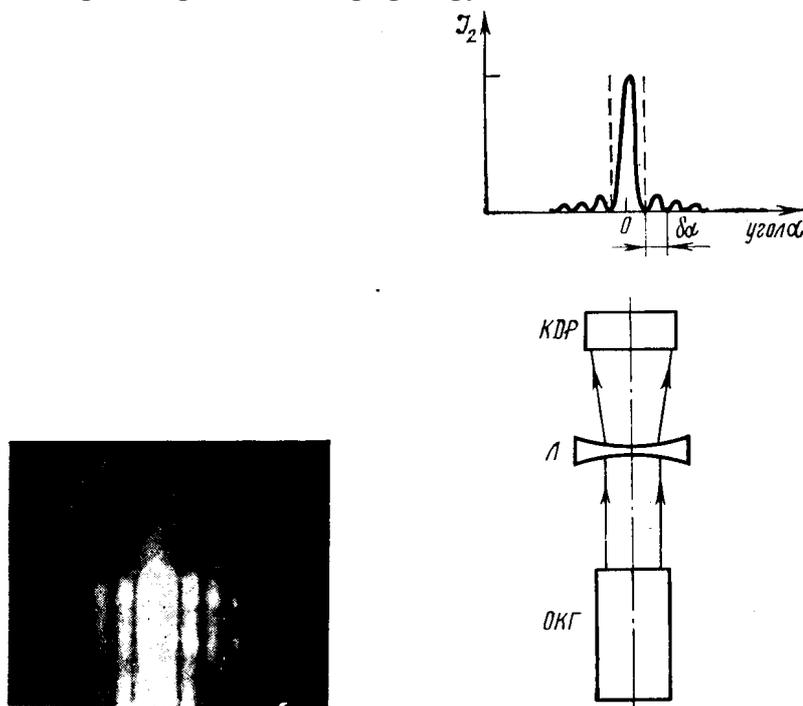


Рис. 5. Зависимость интенсивности второй гармоники от угла в случае расходящихся пучков основного излучения.

направления синхронизма. Расстояние между минимумами находится из условия обращения в нуль (7), что имеет место при $\frac{2pl}{l_1} \Delta_n = p; 2p; \dots; np$. Отсюда ширина каждой полосы (угловое расстояние между соседними минимумами) внутри кристалла равна

$$da = \frac{l_1}{2gl}. \quad (13)$$

Центральная полоса, соответствующая направлению синхронизма, в два раза шире боковых полос. В отличие от минимумов максимумы функции (7) не являются эквидистантными.

Таким образом, полная картина угловой структуры второй гармоники, получающаяся при фокусировке основного излучения в кристалл, имеет следующий вид: для углов $\theta > \theta_c$ наряду с полосатой структурой наблюдается сплошной фон, обусловленный синхронным взаимодействием пересекающихся пучков; для углов $\theta < \theta_c$ – только полосатая структура.

3. Описание установки

Данная лабораторная работа выполняется на экспериментальной установке, в состав которой входят (рис.7.):

1. лазер;
2. нелинейный кристалл для генерации второй гармоники;
3. автоколлиматор и осветитель, используемые для юстировки оптической системы;
4. калориметр для измерения энергии лазерного излучения;
5. оптические элементы (линзы, фильтры).

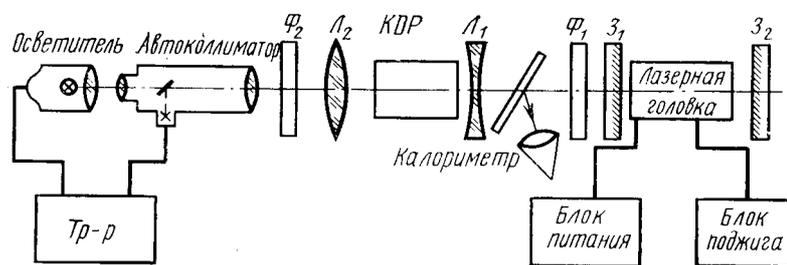


Рис.7. Блок-схема экспериментальной установки

Лазер состоит из лазерной головки, в которую вмонтированы стержень из стекла с неодимом и импульсные лампы, зеркал и блока питания. Лазер работает в импульсном режиме. От выпрямителя заряжаются накопительные конденсаторы, и при подаче на лампы импульса поджига конденсаторы разряжаются через них. Длительность вспышки света составляет примерно 0,5-1 мс. Излучение лазера представляет собой набор вспышек – “пичков”, длительностью 0,1-0,3 мкс каждая. Длина волны неодимового лежит в ближнем инфракрасном диапазоне и составляет $10600 \text{ \AA} = 1060 \text{ нм} = 1,06 \text{ мкм}$.

Установка оснащена системой блокировки, исключающей доступ к высоковольтным частям, а также выключающим блок питания лазера с одновременным закорачиванием накопительных конденсаторов во время юстировки оптической системы.

Нелинейный кристалл для удвоения частоты лазерного излучения вырезан так, что нормаль к его торцам приблизительно совпадает с направлением синхронизма (отклонение до 1-2 град.). При поисках синхронизма и исследовании генерации 2 гармоники в пучках различной структуры используются линзы $L_{1,2}$ (см. рис. 7). Фильтр Φ_1 пропускает инфракрасное излучение лазера и поглощает видимый свет; это устраняет паразитную засветку экрана от импульсных ламп, мешающую наблюдению второй гармоники. Фильтр Φ_2 поглощает излучение лазера и пропускает излучение второй гармоники.

Для крепления оптических элементов установки служит оптическая скамья. Часть из них (лазерная головка, зеркала, кристалл) укреплена на поворотных столиках и в юстируемых оправках. Все элементы можно перемещать по горизонтали и вертикали и тем самым юстировать по лучу света, создаваемого осветителем и коллиматором.

4. Задания

1. Юстировка оптической схемы.

а. Выставление оптических элементов по лучу и грубая юстировка на параллельность.

Опорный луч света создается осветителем и автоколлиматором, закрытом крышкой с небольшим отверстием. Элементы схемы, необходимые того или иного упражнения, последовательно выставляются по лучу (перемещением в пространстве) и грубо выставляются на параллельность (поворотом) так, чтобы отраженный луч попадал в отверстие в крышке коллиматора. Последнее необходимо для того, чтобы отражение от юстируемой поверхности попало в поле коллиматора (наблюдалось в окуляре).

б. Точная юстировка элементов резонатора лазера.

Выполняется с помощью автоколлиматора путем совмещения крестов, соответствующих лучам, отраженным от юстируемых поверхностей. Цель юстировки – выставить зеркала так, чтобы луч света, перпендикулярный одному зеркалу, после прохождения неодимового стержня падал перпендикулярно и на второе. Если торцы стержня параллельны друг другу, то это условие выполняется при параллельном расположении отражающих поверхностей зеркал и торцов стержня. В случае, если между торцами имеется клин, то зеркала должны составлять друг с другом соответствующий угол. В этом случае крест, соответствующий отражению от одного из зеркал (ближнего к автоколлиматору), совмещается с крестом,

соответствующим лучу, прошедшему через стержень, отраженному от второго зеркала и вновь прошедшему через стержень.

2. Измерение энергии излучения лазера и определение порога генерации. Измеряется зависимость энергии излучения лазера от энергии накачки, за которую принимается энергия, запасенная в конденсаторе $W_{\text{нак}}=CV^2/2$ (C -емкость накопительного конденсатора, V - напряжение). Световая энергия, излучаемая импульсными лампами при разряде через них конденсатора, в 2-3 раза меньше электрической. Порог генерации определяется как энергия накачки, при которой генерация возникает (срывается). Энергия накачки измеряется калориметром.

3.Нахождение направления синхронизма в кристалле KDP (визуально).

а. Наблюдая в автоколлиматор отражения от граней кристалла, установить кристалл так, чтобы одно их отражений (торцы кристалла обычно несколько непараллельны друг другу) совпадало с крестом коллиматора. Зафиксировать отсчет поворотного барабана в этом положении.

б. После кристалла KDP (т.е. между кристаллом и коллиматором, но как можно ближе к кристаллу) установить собирающую линзу в фокальной плоскости, которой поместить на экран. К экрану прикрепить засвеченную фотобумагу (эмульсией к лазеру). Произвести вспышку лазера и отметить положение ожога на фотобумаге.

в. Установить перед кристаллом рассеивающую линзу (ее оптическая сила D указана на держателе). Рассеивающая линза увеличивает расходимость излучения лазера, что ускоряет нахождение направления синхронной генерации второй гармоники. Действительно, для того, чтобы найти это направление в кристалле KDP, необходимо поворачивать кристалл от вспышки к вспышке на угол, меньшей расходимости лазера ($\alpha_{\text{лаз}} \approx 10^\circ$). В случае использования линзы расходимость луча после нее равна d/f радиан, где d -диаметр лазерного пучка ($d=10$ мм); f –фокусное расстояние линзы.

Кристалл KDP вырезан так, что отклонение направления синхронизма от нормали к торцу кристалла может достигать нескольких градусов.

Для того, чтобы использовать весь конус лучей, линзу следует поместить как можно ближе к кристаллу.

г. После кристалла установить фильтр, пропускающий излучение гармоники ($\lambda_2=530$ нм) и “отрезающий” излучение лазера ($\lambda_1=1060$ нм).

д. Поворачивая кристалл через интервал, равный половине угла раствора конуса после рассеивающей линзы, найти такое положение, при котором на экране появится вертикальная зеленая полоса (излучение гармоники).

е. Измерить расстояние от полосы до ожога, оставленного лазерным лучом (см.п.б). Разделив это расстояние на фокусное расстояние собирающей линзы, получим угол (в радианах), на который на повернуть кристалл, чтобы полоса прошла через ожог. Это будет означать, что направление синхронизма выставлено по лучу, лазере и генерация гармоники будет иметь место и без рассеивающей линзы.

ж. Снять рассеивающую линзу и тонкой подстройкой кристалла (шагами порядка $1'$ - $3'$) найти генерацию второй гармоники в коллимированном пучке лазера. Зафиксировать положение кристалла, соответствующее максимуму генерации гармоники.

Основным результатом этого упражнения является определение угла $\Delta\theta$, на который отклонено направление синхронизма о нормали к торцу кристалла. При этом необходимо указать, в какую сторону имеет место это отклонение – пояснить рисунком.

4. Регистрация угловой структуры второй гармоники на фотопленку.

Для регистрации угловой структуры второй гармоники используется фотопленка, помещенная в фокальной плоскости объектива автоколлиматора. Для удобства экспозиции и обработки фотопленка заряжается в фотоаппарат, с которого снят объектив. Фотографирование угловой структуры второй гармоники произвести в двух случаях:

без линз между лазером и кристаллом;

в случае, когда перед кристаллом помещена рассеивающая линза.

Негативы, полученные в этих случаях, позволят сделать заключение о следующих характеристиках.

1. О расходимости лазерного луча (на основании пространственной структуры, полученной без линз). За оценочное значение угла расходимости можно принять величину $\alpha=d/f$, где d –размер пятна второй гармоники по вертикали.

2. О “полосатой” структуре излучения второй гармоники, т.е. о законе $(\sin x / x)^2$, по которому зависит интенсивность второй гармоники от расстройки (из анализа пространственной структуры, полученной с использованием рассеивающей линзы). Измерением расстояния между максимумами и минимумами полос можно произвести сравнение эксперимента с теорией – формула (14) или аналогичная ей (для расстояния между максимумами). Для расчета воспользоваться указанными в табл.1 значениями показателей преломления.

Табл.1.

λ , мкм	n_o	n_e
1,06	1,494347	1,460325
0,53	1,512974	1,470974

Расчет провести для взаимодействия “ооо” и “оое” и сделать заключение о том, какой тип взаимодействия имеет место в нашем образце кристалла KDP (обратить внимание на то, что формула (14) дает угол внутри кристалла).

Все расчеты и экспериментальные данные (включая промежуточные) должны быть занесены в рабочую тетрадь.

Результаты, которые должны быть представлены при сдаче работы:

1. График зависимости энергии генерации лазера от энергии накачки. Значения пороговой энергии накачки.
2. Рисунок, иллюстрирующий, в какую сторону отклонено направление синхронизма от нормали к торцу кристалла. Величина этого отклонения. Интервал углов, в котором наблюдается вторая гармоника без использования рассеивающей линзы.
3. Негативы угловой структуры второй гармоники с указанием, в каких условиях каждый из них получен.
4. Оценочная величина угла расходимости лазерного луча.
5. Расчетные значения угловой ширины полос в структуре второй гармоники для взаимодействия “ооо” и “оое”.
6. Измеренное значение этой величины

Список литературы

1. Климонтович Ю.Л. Квантовые генераторы света и нелинейная оптика. М., “Просвещение”, 1966.
2. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. М., “Сов. энциклопедия”, 1969.
3. Хохлов Р.В., Фадеев В.В.. Нелинейная оптика. – В кн.: Наука и человечество. М., “Наука”, 1970, с.170-183.
4. Ладсберг Г.С. Оптика. М., “Наука”, 1976, с.495-525.
5. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., “Мир”, 1967.