

Министерство образования  
Российской Федерации  
Новосибирский государственный университет  
Физический факультет  
Кафедра физики плазмы

Квалификационная работа на соискание степени магистра

**Дисперсионный интерферометр на основе CO<sub>2</sub> лазера**

**Соломахин Александр Леонидович**

Научный руководитель  
д.ф.-м.н. Багрянский П.А.

-----

Новосибирск 2003

# Оглавление

<b>Введение.</b>	<b>3</b>
<b>1 Генерация второй гармоники.</b>	<b>14</b>
1.1 Общие вопросы. . . . .	14
1.2 Фазовый синхронизм. . . . .	16
1.3 Укороченные уравнения. . . . .	22
1.4 Коэффициенты нелинейной связи. . . . .	25
1.5 Гауссовы пучки. . . . .	28
1.6 Генерация второй гармоники в сфокусированном гауссовом пучке. . .	38
1.7 Оптимизация генерации второй гармоники. . . . .	43
<b>2 Эксперименты по генерации второй гармоники.</b>	<b>50</b>
2.1 Перестраиваемый CO <sub>2</sub> лазер. . . . .	50
2.2 Получение второй гармоники. . . . .	55
<b>3 Дисперсионный интерферометр.</b>	<b>63</b>
3.1 Газодинамическая ловушка. . . . .	63
3.2 Настольный вариант. . . . .	65
3.3 Дисперсионный интерферометр на ГДЛ. . . . .	67
<b>4 Заключение.</b>	<b>71</b>
4.1 Благодарности. . . . .	72
<b>Литература</b>	<b>73</b>

## Введение.

Интерференция света является важнейшим проявлением волновой структуры света. Сущность этого явления заключается в следующем. Пусть в некоторой точке пространства одновременно существуют две монохроматические волны одной частоты и поляризации:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \sin(\omega t + \varphi_{01}) \\ E_2 &= E_{02} \sin(\omega t + \varphi_{02}), \end{aligned} \quad (0.1)$$

где  $\omega$ -частота волны,  $\varphi_{01}, \varphi_{02}$ -начальные фазы первой и второй волны соответственно,  $E_{01}, E_{02}$ -амплитуды волн, тогда согласно принципу суперпозиции, напряженность результирующего поля равна:

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \sin(\omega t + \varphi_{01}) + E_{02} \sin(\omega t + \varphi_{02}). \quad (0.2)$$

Интенсивность в этой точке равна:

$$\begin{aligned} I = E^2 &= E_{01}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_{01}) + E_{02}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_{02}) + \\ &+ E_{01} E_{02} (\cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}) \cos(2\omega t + \varphi_{01} + \varphi_{02})). \end{aligned} \quad (0.3)$$

Усредняя это выражение по времени большем периода волны, получаем:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi), \quad (0.4)$$

$$I_{1,2} = \frac{E_{01,02}^2}{2},$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}.$$

Из полученного выражения видно, что интенсивность является гармонической функцией относительно начальной разности фаз исходных волн. Если волны вышли из одного источника, то эта разность фаз представляет собой разность оптических путей рассматриваемых волн

$$\Delta\varphi = k \int_1 n(l)dl - k \int_2 n(l)dl, \quad (0.5)$$

где  $n$ -показатель преломления среды, через которую распространяется волна. Таким образом, изменяя оптический путь одной из волн, можно изменять разность фаз и соответственно интенсивность в точке наблюдения. Это свойство сложения двух э/м волн получило широкое распространение в различных приборах, позволяющих измерять малые отклонения оптической длины пути одной из волн (рабочей) относительно другой (опорной). Как видно из выражения (0.5) изменение оптической длины может происходить за счет изменения показателя преломления или (и) за счет изменения геометрической длины. Эти изменения могут происходить вследствие зависимости показателя преломления или (и) геометрической длины от других параметров среды, которые могут представлять интерес для исследования.

В данной работе объектом исследования являлась плазма. В отсутствии магнитного поля и без учета электрон-ионных столкновений показатель преломления для плазмы:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (0.6)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}, \quad (0.7)$$

где  $\omega_p$ -плазменная частота,  $n_e$ -электронная плотность,  $m$ - масса электрона. В приближении  $\omega_p \ll \omega$  показатель преломления равен:

$$n \approx 1 - \frac{2\pi n_e e^2}{m\omega^2}. \quad (0.8)$$

Если поместить плазму на пути одной из волн, то разность фаз волн в точке наблюдения будет:

$$\Delta\varphi = \frac{e^2}{mc^2} \lambda \int n_e dl + \varphi_0, \quad (0.9)$$

где  $\lambda$ -длина волны,  $\varphi_0$ -набег фазы не связанный с плазмой (в дальнейшем опускается),  $\int n_e dl$ -линейная плотность плазмы. Отсюда видно, что разность фаз зависит только от длины волны, линейной плотности плазмы и мировых констант. Это позволяет непосредственно измерять линейную плотность плазмы, а при многохордовом измерении восстановить локальную плотность.

Интерферометрия плазмы получила широкое распространение в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы. В этих исследованиях можно выделить два направления: инерциальное удержание (ЛТС) и магнитное удержание. В том и другом случаях применяется интерферометрия. Однако при инерционном методе удержания плотность плазмы на много порядков больше, чем во втором методе, поэтому проблемы, возникающие при интерферометрии сверхплотной и очень быстро меняющейся плазмы, принципиально отличаются от проблем, возникающих при интерферометрии плазмы с невысокой плотностью и с большими временами изменения. В дальнейшем будет рассматриваться исключительно магнитное удержание плазмы.

В интерферометрии плазмы существуют две основные проблемы: необходимость регистрации небольших фазовых набегов в плазме и проблема устранения влияния на измерение побочных факторов, на прямую не связанных с линейной плотностью плазмы (рефракция, вибрации, магнитное поле).

Как видно из (0.9) набег фазы пропорционален длине волны зондирующего излучения. Для параметров плазмы современного токамака:  $l = 100$  см и  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, набег фазы 1 радиан реализуется при длине волны: 3.5 мкм. Таким образом, применение излучения с длиной волны  $\ll 3.55$  мкм представляется нецелесообразным из-за малого набег фазы. Применения излучения с длиной волны  $\gg 3.55$  мкм нежелательно в виду сильно большого набег фазы, что делает трудным восстановление линейной плотности из этого набег фазы. Действительно, чувствительность, пропорциональная производной, вблизи точек  $\Delta\varphi = \pi n$ ,  $n \in \mathbf{Z}$  мала, также после прохода этих точек невозможно определить знак производной линейной плотности по времени (накопление или распад), что приводит к неоднозначности восстановления

линейной плотности.

Влияние вибраций можно оценить следующим образом: пусть амплитуда вибраций зеркала интерферометра  $a$ , соответствующий фазовый сдвиг равен:  $\Delta\varphi_v = 2\pi\frac{a}{\lambda}$ . Набегом фазы вследствие вибраций можно пренебречь, если он много меньше набега фазы, обусловленного плазмой (0.9):

$$\frac{e^2}{m^2}\lambda \int n_e dl \gg \frac{2\pi a}{\lambda}. \quad (0.10)$$

Из этого неравенства видно, что, увеличивая длину волны, можно сделать влияние вибраций сколь угодно малым:

$$\lambda^2 \gg \frac{2\pi a m c^2}{e^2 \int n_e dl}. \quad (0.11)$$

Возьмем в качестве примера  $l = 100$  см,  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $a = 10$  мкм, находим, что для длины волны  $\lambda = 337$  мкм ошибка определения  $\int n_e dl$  составляет 0.2%.

В присутствии неоднородностей плазмы зондирующий пучок отклоняется от прямолинейного распространения вследствие рефракции. Угол отклонения определяется соотношением [10]:

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi m c^2} \lambda^2 \int \frac{dn_e}{dx} dz, \quad (0.12)$$

где  $\frac{dn_e}{dx}$ -градиент плотности плазмы, перпендикулярный распространению излучения. Если предположить профиль плотности параболическим, то максимальное отклонение пучка из-за градиента плотности равно

$$\alpha_{max} = \frac{e^2}{\pi m c^2} \lambda^2 n_{e0}. \quad (0.13)$$

Отсюда видно, что целесообразно уменьшать длину волны зондирующего излучения. Например, для  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $\lambda = 337$  мкм и длине пути 10 м отклонение луча составит 10 см это может привести к появлению ложного набега фазы.

Стоит отметить также эффект влияния магнитного поля. При распространении линейно поляризованного излучения поперек магнитного поля волна распадается на обыкновенную волну, поляризованную вдоль поля, и необыкновенную, поляризованную поперек поля. Возникающая после прохождения через плазму с поперечным

размером  $l$  разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами [10]:

$$\Delta\varphi = \frac{e^4}{4\pi^2 m^3 c^6} \lambda^3 \int H^2 n_e dl, \quad (0.14)$$

где  $H$ -магнитное поле. При  $l = 100$  см,  $n_e = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\lambda = 337$  мкм и  $H = 50$  кЭ получаем разность фаз  $\Delta\varphi_H = 2.5$  радиан. При этом набег фазы за счет электронной плотности  $\Delta\varphi_e = 95$  радиан. Более существенен эффект вращения плоскости поляризации при распространении излучения вдоль магнитного поля. Угол поворота равен [10]:

$$\theta = \frac{e^3}{2\pi m^2 c^4} \lambda^2 \int H n_e dl. \quad (0.15)$$

Для  $l = 100$  см,  $n_e = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\lambda = 337$  мкм и  $H = 5$  кЭ получаем  $\theta = 1.5$  радиан. Этот эффект ведет к тому, что, попадая в точку наблюдения, поляризации оказываются скрещенными, это ведет к уменьшению видности получающейся интерференционной картины.

В качестве методов борьбы с нулями чувствительности и неоднозначностью определения  $\int n dl$  обычно применяется гетеродинная схема регистрации. Частота волны одного из лучей каким-либо образом изменяется на 100 кГц - 100 МГц, а затем сигнал интерферометра подвергается гетеродинному преобразованию и фаза регистрируется на частоте сдвига. В качестве методов сдвига в субмиллиметровой области применяются различные двигающиеся механические устройства: вращающиеся диски, по большому радиусу которых нарезаны зубья (штрихи) дифракционной решетки, перемещающиеся зеркала либо применяется два лазера сдвинутые по частоте. В коротковолновом диапазоне обычно применяются ультразвуковые ячейки.

Влияние побочных эффектов приводит к изменению амплитуды и разности фаз интерферирующих волн. Так как фаза не может быть определена непосредственно, а только через измерение амплитуды, то изменение амплитуды приводит к ошибке определения фазы. Но применением специальных методов регистрации амплитуды можно существенно уменьшить влияние изменения амплитуды на измеряемую разность фаз. К таким методам относится, описанное выше, гетеродинирование, то есть регистрация на частоте много большей частот изменения амплитуды. Для уменьше-

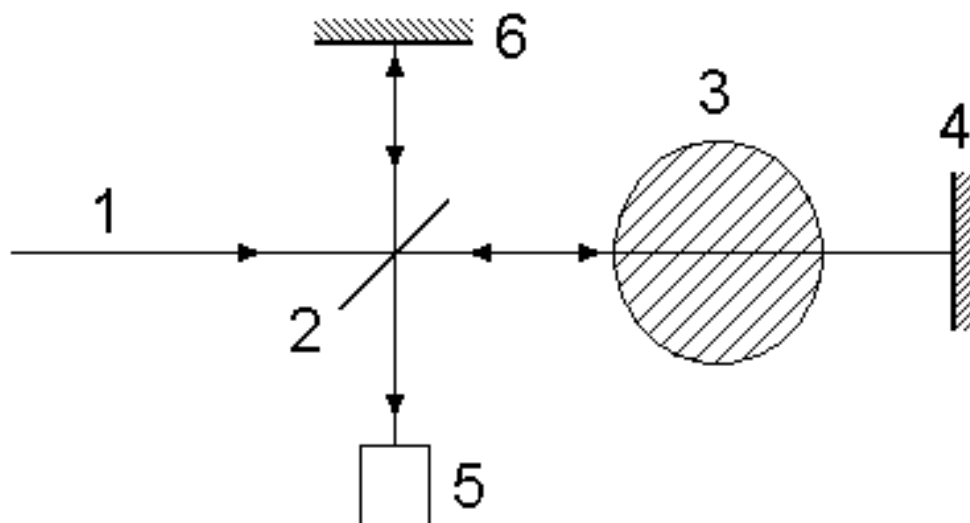


Рис. 0.1: *Схема интерферометра Майкельсона.*

ния влияния побочных эффектов на разность фаз обычно применяются массивные станины из немагнитных материалов, звукоизоляция критичных элементов, а также в дополнение к этому активная стабилизация с применением обратной связи. Сущность которой сводится к следующему. В интерферометр вводится более коротковолновое излучение, пространственно совмещенное с основным излучением в пределах всего интерферометра. Вблизи детектора основное и коротковолновое излучение разделяется. Затем коротковолновое излучение регистрируется системой из двух детекторов, разнесенных на расстояние, соответствующее половине интерференционной полосы. Разностный сигнал с детекторов подается на устройство позволяющее менять разность фаз. Таким образом, удается значительно ослабить влияние вибраций.

Что касается оптических схем применяемых интерферометров, то при всем многообразии схем, используемых в интерферометрии в системах с магнитным удержанием плазмы, в большинстве случаев используются схемы Майкельсона и Маха-Цандера. Это объясняется тем, что эти схемы позволяют сильно пространственно



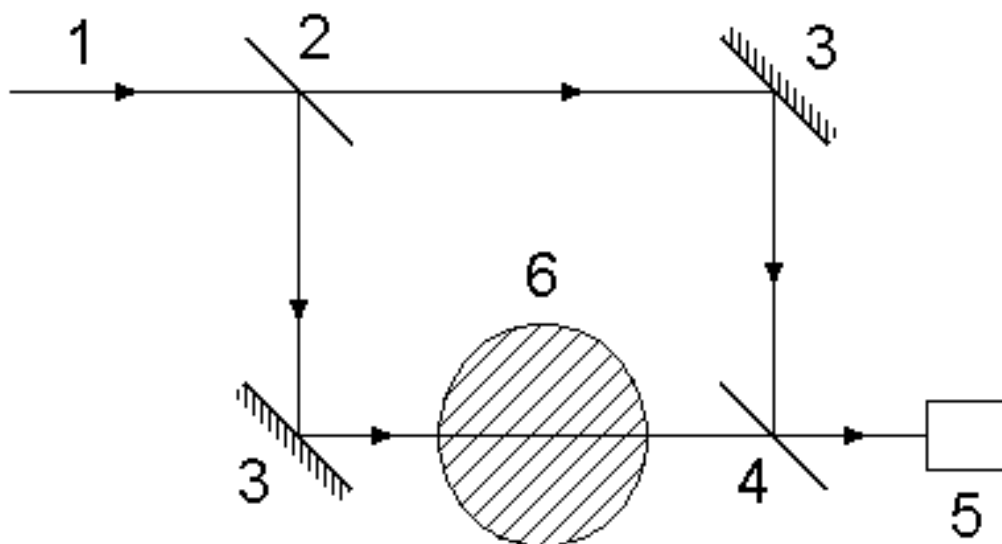


Рис. 0.2: *Схема интерферометра Маха-Цандера.*

разности каналы интерферометра, в соответствии с размерами плазмы  $> 1$  м.

Остановимся теперь подробно на каждой из этих схем. Схема интерферометра Майкельсона представлена на рисунке (0.1). Входной пучок 1 падает на полупрозрачную пластину 2, разделяющую пучок на две части: рабочую, и опорную. Рабочий пучок проходит через плазму 3, затем отражается от зеркала 4, снова проходит через плазму и попадает на полупрозрачную пластину, отражаясь от которой, он попадает на детектор 5. Опорный луч, отражаясь от пластины, затем отражается от зеркала 6 и, проходя через пластину, попадает на детектор. На детекторе рабочий и опорный лучи интерферируют и регистрируются. Отсюда видно, что эта схема обладает в два раза большей чувствительностью за счет двойного прохождения излучения через плазму.

Схема интерферометра Маха-Цандера представлена на рисунке (0.2). Входной пучок 1 разделяется полупрозрачной пластиной 2 на два пучка: рабочий и опорный, которые после отражения от зеркал 3 вновь соединяются полупрозрачной пластиной 4, интерферируют и регистрируются детектором 5. При этом рабочий пучок

проходит через плазму 6 один раз, что дает в два раза меньшую чувствительность по сравнению со схемой Майкельсона. К преимуществам этой схемы по сравнению с предыдущей следует отнести более просто организуемый гетеродинный метод регистрации.

Рассмотрим теперь, какие интерферометры применяются в современных исследованиях по магнитному удержанию плазмы.

- JET: Многохордовый субмиллиметровый интерферометр [21].
- JT-60:
  - Двуххордовый субмиллиметровый (118.8 мкм  $\text{CH}_3\text{OH}$ ) интерферометр Майкельсона стабилизированный (HeNe) с гетеродинной регистрацией. Позволяет измерять линейную плотность с разрешением  $10^{14}$  с временным разрешением 5 мс [22].
  - Два совмещенных  $\text{CO}_2$  10.6 мкм и 9.27 мкм интерферометра стабилизированный HeNe с гетеродинной регистрацией. Позволяет измерять линейную плотность с разрешением  $10^{15}$  с временным разрешением 10 мс [23].
- DIII-D: Четыреххордовый  $\text{CO}_2$  интерферометр Маха-Цандера стабилизированный с гетеродинной регистрацией [20].
- ASDEX: Восьмихордовый субмиллиметровый (135 мкм DCN) интерферометр Маха-Цандера с гетеродинной регистрацией. Позволяет восстанавливать плотность с разрешением  $5 \cdot 10^{11}$  с временным разрешением 1 мс [19].
- LHD:
  - Тринадцатихордовый субмиллиметровый (118.8 мкм  $\text{CH}_3\text{OH}$ ) интерферометр. Позволяет восстанавливать плотность с разрешением  $5 \cdot 10^{12}$  [24].
  - Восьмихордовый  $\text{CO}_2$  интерферометр Маха-Цандера стабилизированный Nd:YAG с гетеродинной регистрацией [25].

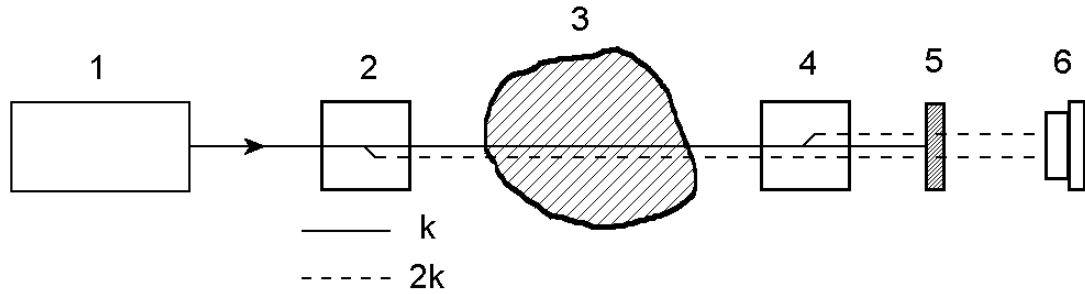


Рис. 0.3: Схема дисперсионного интерферометра.

- ТЕХТОР: Десятихордовый субмиллиметровый (336.6 мкм HCN) интерферометр Маха-Цандера с гетеродинной регистрацией. Позволяет измерять линейную плотность с разрешением  $5 \cdot 10^5$  с временным разрешением 50 мкс [26].

Из представленного выше обзора видно, что в большинстве случаев применяются субмиллиметровые интерферометры. Это в основном вызвано большим уровнем вибраций во время работы установок. Необходимо отметить, что все представленные выше схемы работают за счет разделения исходного излучения по амплитуде. Однако, в начале 80-х Островской, Алум, Ковальчук в нашей стране и независимо Хорф, Томита, Джумайли в США была предложена схема с разделением исходного излучения по частоте. На рисунке (0.3) представлен общий вид подобной схемы. Излучение лазера 1, проходя через нелинейный кристалл 2, частично преобразуется во вторую гармонику. Затем первая и вторая гармоника проходят через плазму 3 где, за счет дисперсии показателя преломления плазмы получают разное приращение фазы. Далее они проходят через второй кристалл 4 где, первая гармоника снова частично удваивается. Затем первая гармоника поглощается фильтром 5, а две вторые гармоники интерферируют и регистрируются приемником 6. Найдем зависимость набега фазы от параметров плазмы. Набег фазы волны, получившейся во втором кристалле:

$$\varphi_1 = 2k \int n_k dl, \quad (0.16)$$

где  $n_k$ -показатель преломления на длине волны первой гармоники, набег фазы вол-

ны, получившейся в первом кристалле:

$$\varphi_2 = 2k \int n_{2k} dl, \quad (0.17)$$

где  $n_{2k}$ -показатель преломления на длине волны второй гармоники. Используя (0.8), получим разность фаз:

$$\Delta\varphi = 2k \int (n_{2k} - n_k) dl = \frac{3e^2}{2m^2} \lambda \int n_e dl, \quad (0.18)$$

где  $\lambda$ -длина волны первой гармоники. Как видно из (0.18) данная схема чувствительна только к дисперсии среды находящейся между кристаллами, поэтому интерферометры подобного типа называют дисперсионными. Из этого следует важный вывод, что данная схема мало чувствительна к вибрациям. Чувствительность к вибрациям проявляется только при разъюстировке оптической схемы, так как это приводит изменению амплитуды регистрируемого сигнала. Шумы амплитуды в отличие от шумов фазы могут быть эффективно подавлены за счет гетеродинного метода регистрации. Необходимо отметить, что в реальной схеме в принципе могут появиться обусловленные вибрацией шумы фазы за счет наличия в оптической схеме между кристаллами элементов с дисперсией (линзы, воздух), но это влияние будет меньше подобного влияния в обычной схеме с амплитудным разделением в  $\frac{n_{2k}-n_k}{n}$  раз, причем сказываются только вибрации перпендикулярные лучу.

Интерферометры, построенные по этому принципу были, изготовлены на ряде установок: С-mod [27]; [28], Kalif [29], ГДЛ [11], и показали свою работоспособность в реальном эксперименте. Однако все эти интерферометры работали на длине волны Nd:YAG лазера (1.06 мкм), что вызвано большой развитостью техники генерации второй гармоники в ближнем ИК диапазоне. Набег фазы за счет плазмы на этой длине волны достаточно мал для установок среднего и малого масштаба, к тому же оптика, находящаяся внутри вакуумной камеры, подвергается сильному воздействию плазмы и быстро выходит из строя для длины волны 0.5 мкм (вторая гармоника).

По этим причинам становится актуальным создание дисперсионного интерферометра (далее ДИ) на длине волны CO<sub>2</sub> лазера. Нами была сделана попытка создания

такого ДИ. Возможность создания такой машины, в основном, определялась возможностью эффективной генерации второй гармоники  $\text{CO}_2$  лазера, поэтому нами была проведена большая работа по исследованию генерации второй гармоники. Также в рамках этой работы был изготовлен перестраиваемый  $\text{CO}_2$  лазер и изготовлен макет ДИ.

# Глава 1

## Генерация второй гармоники.

### 1.1 Общие вопросы.

При наложении электрического поля на диэлектрик электронные оболочки его атомов смещаются относительно ядер, что приводит к возникновению наведенного дипольного момента. Этот эффект называется электронной поляризацией диэлектрика. Электрический дипольный момент единицы объема среды, наведенный внешним полем  $\vec{E}$ , описывается вектором поляризации  $\vec{P}$ .

В линейном приближении:

$$P_i = \alpha_{ik} E_k, \quad (1.1)$$

где  $\alpha_{ik}$ -тензор диэлектрической восприимчивости среды. Этот тензор симметричен, выбором соответствующей системы координат он может быть приведен к диагональному виду:

$$\alpha_{ik} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

Вектор электрической индукции  $\vec{D}$ , как известно, равен:

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}. \quad (1.3)$$

Учитывая, (1.1), получаем:

$$D_i = E_i + 4\pi\alpha_{ik}E_k = (\delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik})E_k. \quad (1.4)$$

Таким образом, вводим тензор диэлектрической проницаемости среды  $\varepsilon_{ik}$ :

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}. \quad (1.5)$$

Учтем теперь зависимость тензора восприимчивости среды от напряженности поля:

$$P_i = \overline{\alpha_{ik}(\vec{E})}E_k. \quad (1.6)$$

Разложим  $\overline{\alpha_{ik}(\vec{E})}$  в ряд по степеням  $\vec{E}$ , причем учтем только два первых члена:

$$\overline{\alpha_{ik}(\vec{E})} = \alpha_{ik} + \chi_{ikj}E_j, \quad (1.7)$$

где  $\alpha_{ik}$ -тензор линейной восприимчивости,  $\chi_{ikj}$ -тензор квадратичной нелинейной восприимчивости. Этот тензор определяется симметрией среды. Например, для изотропных сред, жидкостей, газов и кристаллов, обладающих центром симметрии, тензор  $\chi_{ikj}$  равен нулю. Поэтому нелинейность указанных сред определяется следующим членом разложения - тензором кубичной нелинейной восприимчивости.

Разложим теперь  $\vec{P}$  на линейную часть  $\vec{P}$  и нелинейную:  $\vec{P}$ :

$$P_i = P_{ли} + P_{нли}, \quad (1.8)$$

где

$$P_{ли} = \alpha_{ik}E_k, \quad (1.9)$$

$$P_{нли} = \chi_{ikj}E_kE_j. \quad (1.10)$$

Вектор  $\vec{P}_{нли}$  отвечает за генерацию второй гармоники. Действительно, пусть в среде с ненулевым  $\vec{P}_{нли}$  возникла волна с частотой  $\omega$ , тогда за счет произведения  $E_kE_j$  в среде появится волна с частотой  $2\omega$ . Для конкретной реализации этой возможности необходимо выполнение условия фазового синхронизма.

## 1.2 Фазовый синхронизм.

Пусть в среде с квадратичной нелинейностью распространяется по оси  $z$  волна частоты  $\omega$  [1]:

$$E_\omega = A \cos(\omega t - kz). \quad (1.11)$$

Эта волна будет наводить в среде локальные дипольные моменты, то есть в среде в том же направлении и с той же скоростью будет распространяться волна квадратичной поляризации частотой  $2\omega$ :

$$P_{2\omega} = B \cos(2\omega t - 2kz). \quad (1.12)$$

Наведенные диполи будут переизлучать на частоте  $2\omega$ . Переизлученные в разных точках среды световые волны распространяются вдоль оси  $z$  и интерферируют друг с другом. Пусть граница нелинейной среды  $z = 0$ . Волна второй гармоники в точке  $z$ , переизлученная в точке  $z'$ , есть:

$$E_\omega = C \cos(2\omega t - 2kz' - K(z - z')), \quad (1.13)$$

где  $K$ -волновой вектор второй гармоники, равный:

$$K = \frac{2\omega}{c}n(2\omega). \quad (1.14)$$

Волновой вектор первой гармоники:

$$k = \frac{\omega}{c}n(\omega). \quad (1.15)$$

Введем волновую расстройку  $\Delta k$ :

$$\Delta k = K - 2k. \quad (1.16)$$

Теперь найдем суммарную волну второй гармоники на расстоянии  $z$ , просуммировав по всем переизлученным волнам:

$$E_{2\omega} = A_2 \int_0^z \cos(2\omega t - 2kz' - K(z - z')) dz' =$$



$$\begin{aligned}
&= \frac{A_2(\sin(2\omega t - kz + \Delta kz) - \sin(2\omega t - kz))}{\Delta k} = \\
&= \frac{2A_2}{\Delta k} \sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right) \cos\left(2\omega t - kz + \frac{\Delta kz}{2}\right).
\end{aligned} \tag{1.17}$$

Таким образом, интенсивность второй гармоники:

$$A_{2\omega} = A^2 z^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta kz}{2}\right). \tag{1.18}$$

Кривая, определяемая (1.18), называется кривой синхронизма. Наибольшая интенсивность второй гармоники достигается при выполнении условия:

$$\Delta k = 0, \tag{1.19}$$

или, используя (1.14 и 1.15):

$$n(2\omega) = n(\omega). \tag{1.20}$$

При выполнении этого условия волны первой и второй гармоники распространяются с одинаковой фазовой скоростью. К сожалению, в изотропных средах, из-за наличия дисперсии, выполнить это условие очень сложно. Однако в анизотропных средах это вполне реально.

Свойства анизотропной среды по отношению к э/м волнам определяются тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ik}$ , который, согласно (1.5) и 1.2, при некотором определенном выборе осей координат может быть представлен в следующем диагональном виде:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}. \tag{1.21}$$

Оптические свойства среды зависят в первую очередь от количества независимых компонент этого тензора.

Если три главных значения тензора совпадают:  $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33}$ , то среда по своим оптическим свойствам не отличается от изотропной. При этом направление главных осей вполне произвольно.

Если совпадают только два главных значения, например:  $n_e = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} \neq \varepsilon_{33} = n_o$ , то среда называется одноосной. Направление оптической оси совпадает с главной осью соответствующей главному значению отличному от других главных значений. Направление других двух осей произвольно в плоскости перпендикулярной оптической оси.

И, наконец, если все три главных значения отличны друг от друга:  $\varepsilon_{11} \neq \varepsilon_{22} \neq \varepsilon_{33}$ , то среда называется двуосной. Это наиболее общий случай анизотропной среды и в дальнейшем он рассматриваться не будет, так как основное внимание будет уделяться одноосным кристаллам.

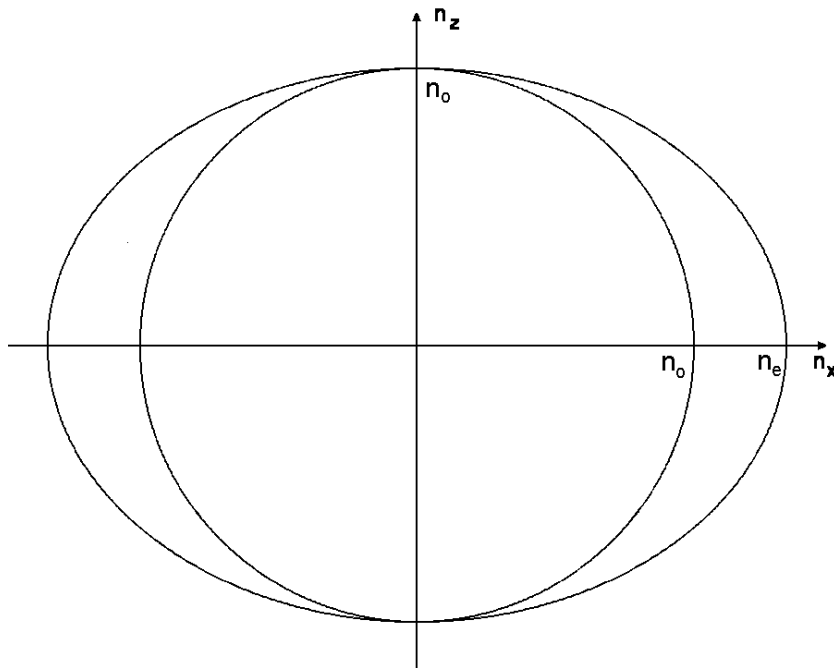


Рис. 1.1: Индикатрисы показателя преломления в одноосных положительных кристаллах.

В анизотропной среде в выбранном направлении распространяются две линейно-поляризованные волны одной частоты, но с разными показателями преломления, причем векторы поляризации волн взаимно перпендикулярны. Каждой волне соответствует своя зависимость показателя преломления от направления волнового

вектора. В одноосных кристаллах одна из индикатрис (поверхность значений) показателя преломления есть сфера, а другая эллипсоид вращения вокруг оптической оси кристалла (Рис. 1.1). Первая индикатриса соответствует обыкновенной волне, ее вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен плоскости, образованной оптической осью и волновым вектором. Вторая индикатриса соответствует необыкновенной волне, ее вектор  $\vec{E}$  лежит в указанной выше плоскости. Показатель преломления обыкновенной волны не зависит от направления волнового вектора и всегда равен  $n_o$ . Показатель преломления необыкновенной волны зависит от направления вектора  $\vec{k}$  следующим образом (оптическая ось совпадает с осью  $z$ ):

$$n_z^2/n_o^2 + n_x^2/n_e^2 = 1, \quad (1.22)$$

где  $n_z, n_x$ -компоненты вектора  $\vec{n}_e(\theta)$ , которые равны с точностью до  $\omega/c$  соответствующим компонентам вектора  $\vec{k}$ . Модуль вектора  $\vec{n}_e$  определяет показатель преломления необыкновенной волны. Стоит отметить, что если в кристалле  $n_e < n_o$ , то он называется отрицательным, а если  $n_e > n_o$ , то он называется положительным. В дальнейшем рассматриваться будут только положительные кристаллы.

Из (1.4) видно, что в анизотропной среде вектора  $\vec{E}$  и  $\vec{D}$  имеют различное направление. Так как направление волнового вектора  $\vec{k}$ , определяющего распространение фазы, определяется вектором  $\vec{D}$ , а направление лучевого вектора  $\vec{s}$ , определяющего распространение энергии, определяется вектором  $\vec{E}$ , то между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{s}$  существует ненулевой угол. Найдем этот угол. Уравнение индикатрисы показателей преломления (поверхности волновых векторов) можно записать в виде  $f(\omega, \vec{k}) = 0$  [2]. Продифференцируем это уравнение по  $\vec{k}$  и выразим отсюда групповую скорость:

$$\frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = -\frac{\partial f}{\partial \vec{k}} / \frac{\partial f}{\partial \omega}. \quad (1.23)$$

Так как направление групповой скорости совпадает с направлением лучевого вектора, то из (1.23) видно, что лучевой вектор пропорционален вектору  $\frac{\partial f}{\partial \vec{k}}$ , а значит и вектору  $\frac{\partial f}{\partial \vec{n}}$  (производная берется при постоянном  $\omega$ ). В свою очередь вектор  $\frac{\partial f}{\partial \vec{n}}$  направлен по нормали к поверхности волновых векторов. Продифференцируем

уравнение поверхности волновых векторов (1.22) по  $n_x$  и выразим отсюда  $dn_z/dn_x$ :

$$\frac{dn_z}{dn_x} = -\frac{n_o^2 n_x}{n_e^2 n_z}. \quad (1.24)$$

Производная  $-dn_z/dn_x$  есть тангенс угла между лучевым вектором и оптической ось  $\theta_s$ , в свою очередь отношение  $n_x/n_z$  есть тангенс угла между оптической осью и волновым вектором  $\theta_k$ . Таким образом получаем:

$$\tan(\theta_s) = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan(\theta_k) \quad (1.25)$$

Далее путем несложных преобразований получаем угол между лучевым и волновым вектором  $\beta = \theta_k - \theta_s$ :

$$\tan(\beta) = \frac{(n_e^2/n_o^2 - 1) \tan(\theta_k)}{n_e^2/n_o^2 + \tan^2(\theta_k)}. \quad (1.26)$$

В области прозрачности диэлектрика дисперсия показателя преломления является нормальной: с ростом частоты показатель преломления увеличивается. На рисунке (1.2) показаны сечения индикатрис показателя преломления положительного одноосного кристалла для первой гармоники (штриховые линии) и второй гармоники (непрерывные кривые). Из рисунка видно, что в направлениях, показанных стрелками, выполняется условие фазового синхронизма 1.20, то есть показатель преломления необыкновенной волны первой гармоники и обыкновенной волны второй гармоники. Для выполнения условия синхронизма (1.19) волновые векторы волн первой и второй гармоники должны быть ориентированы по направлениям, указанным стрелками, то есть составлять угол  $\theta_c$  с оптической осью кристалла (ось  $z$ ), при этом волна первой гармоники должна быть необыкновенной, а волна второй гармоники обыкновенной. Это направление называется направлением синхронизма, а угол  $\theta_c$ -углом синхронизма. В пространстве эти направления образуют конус синхронизма. Такой синхронизм называют - скалярным *eeo* синхронизмом.

Найдем угол синхронизма. Показатель преломления необыкновенной волны  $n_{e1}(\theta)$  согласно (1.22):

$$n_z^2/n_{o1}^2 + n_x^2/n_{e1}^2 = 1, \quad (1.27)$$

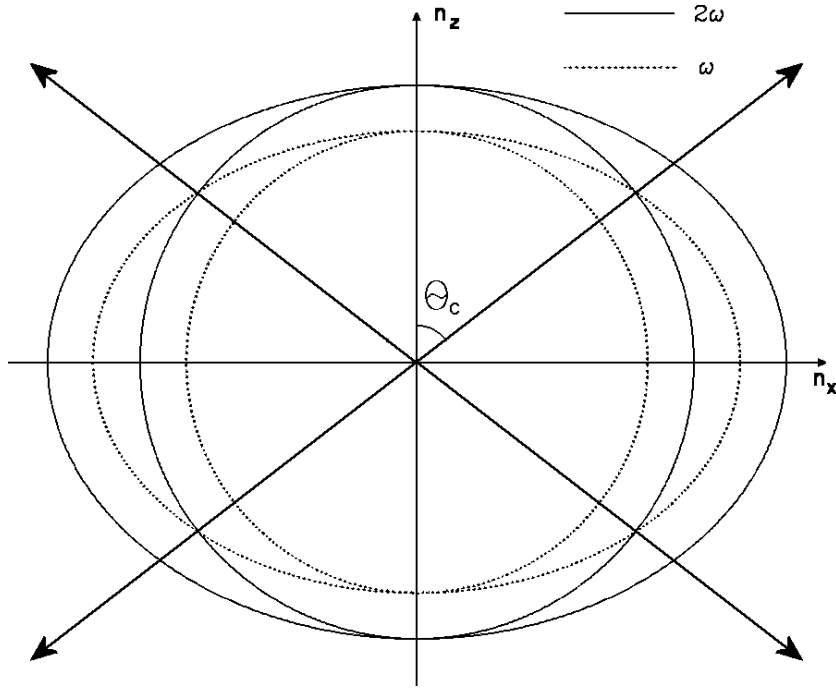


Рис. 1.2: Фазовый синхронизм в положительном одноосном кристалле.

где  $n_z, n_x$ -компоненты вектора  $\vec{n}_{e1}(\theta)$ .

$$\frac{n_{e1}(\theta)^2 \cos^2 \theta}{n_{o1}^2} + \frac{n_{e1}(\theta)^2 \sin^2 \theta}{n_{e1}^2} = 1. \quad (1.28)$$

Отсюда находим:

$$n_{e1}(\theta) = \frac{n_{o1} n_{e1}}{\sqrt{n_{o1}^2 + (n_{e1}^2 - n_{o1}^2) \cos^2(\theta)}}. \quad (1.29)$$

Показатель преломления обыкновенной волны не зависит от  $\theta$ :

$$n_{o2}(\theta) = n_{o2}. \quad (1.30)$$

Воспользовавшись (1.20), получим:

$$\cos(\theta_{cin}) = \frac{n_{o1}}{n_{o2}} \sqrt{\frac{n_{o2}^2 - n_{e1}^2}{n_{o1}^2 - n_{e1}^2}}. \quad (1.31)$$

Необходимо отметить, что в таком кристалле могут существовать еще по крайней мере, три вида синхронизма (один скалярный и два векторных), но мы не будем их рассматривать.

Найдем волновую расстройку  $\Delta k$ . Согласно (1.16):

$$\Delta k(\theta) = \frac{2\omega}{c}(n_{o2} - n_{e1}(\theta)). \quad (1.32)$$

Используя (1.29), находим:

$$\Delta k(\theta) = \frac{2\omega}{c} \left( n_{o2} - \frac{n_{o1}n_{e1}}{\sqrt{n_{o1}^2 + (n_{e1}^2 - n_{o1}^2) \cos^2(\theta)}} \right). \quad (1.33)$$

Найдем теперь закон преломления для необыкновенной волны. Пусть оптическая ось кристалла направлена под углом  $\theta_c$  к нормали его поверхности. Из условия сохранения тангенциальной компоненты волнового вектора получаем:

$$\sin(\psi) = n_e(\varphi)(\sin(\varphi)), \quad (1.34)$$

где  $\psi$  и  $\varphi$ -углы падения и преломления соответственно. Подставим теперь сюда (1.29):

$$\sin(\psi) = \frac{n_o n_e \sin(\varphi)}{\sqrt{n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2) \cos^2(\theta_c - \varphi)}}. \quad (1.35)$$

Закон преломления для обыкновенной волны, очевидно, соответствует закону преломления для изотропной среды.

### 1.3 Укороченные уравнения.

Перейдем теперь к выводу системы дифференциальных уравнений определяющих амплитуду второй гармоники. Весь нижеописанный вывод основывается на изложении [1].

Будем исходить из уравнений Максвелла и уравнений (1.3), (1.8):

$$\begin{cases} \operatorname{rot}(\vec{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; & \operatorname{rot}(\vec{H}) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div}(\vec{D}) = 0; & \operatorname{div}(\vec{B}) = 0; \\ \vec{D} = \vec{E} + 4\pi(\vec{P}_L + \vec{P}_{HL}); & \vec{B} = \vec{H}. \end{cases} \quad (1.36)$$

Применяя оператор ротора к первому уравнению из этой системы и подставляя другие уравнения, получаем:

$$\text{rot rot } \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{E} + 4\pi \vec{P}_\text{л}) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_\text{нл}. \quad (1.37)$$

С учетом (1.9), (1.10) и (1.5) переписываем:

$$\text{rot rot } \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon : \vec{E}) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\chi : \vec{E} \vec{E}). \quad (1.38)$$

Введем теперь ряд упрощений. Во-первых, будем считать, что амплитуда поля волны меняется достаточно медленно во времени и пространстве:

$$\partial A / (\omega \partial t) \ll A; \quad \partial A / (k \partial \vec{r}) \ll A, \quad (1.39)$$

где  $A$ -амплитуда волны. Во-вторых, ограничимся рассмотрением только двух различных волн - на частоте первой гармоники  $\omega$  и на частоте второй гармоники  $2\omega$ . Таким образом, мы рассматриваем скалярный  $eeo$  синхронизм и не учитываем генерации других, помимо второй, гармоник. В-третьих, будем рассматривать стационарную задачу: две волны со стационарными амплитудами распространяются вдоль оси  $z$ . Таким образом, в соответствии с указанными упрощениями представим световое поле в виде суперпозиции поля волны на частоте  $\omega$  и поля волны на частоте  $2\omega$ :

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} (\vec{e}_1 A_1(x, y, z) \exp(i(\omega t - kz)) + \vec{e}_2 A_2(x, y, z) \exp(i(2\omega t - Kz)) + \text{к.с.}). \quad (1.40)$$

Подставим это выражение в (1.10) и удержим только члены с частотами  $\omega$  и  $2\omega$ :

$$\begin{aligned} \vec{P}_\text{нл}(z, t) = & \frac{1}{4} \chi : (\vec{e}_1 \vec{e}_1 A_1^2(x, y, z) \exp(i(2\omega t - 2kz)) + \\ & + 2\vec{e}_1 \vec{e}_2 A_1^*(x, y, z) A_2(x, y, z) \exp(i(\omega t - (K - k)z)) + \text{к.с.}). \end{aligned} \quad (1.41)$$

Используя известное соотношение векторного анализа, представим:

$$\text{rot rot } \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} - \Delta \vec{E}. \quad (1.42)$$

Полагая, что  $\text{div } \vec{E} = 0$ , получаем:

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\Delta \vec{E}. \quad (1.43)$$

Подставим теперь (1.43) и (1.41) в (1.38):

$$\begin{aligned}
& -\frac{\partial^2}{\partial x^2}\vec{E} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\vec{E} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\vec{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\varepsilon : \vec{E}) = \\
& = -\frac{\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\chi : (\vec{e}_1\vec{e}_1 A_1^2(x, y, z) \exp(i(2\omega t - 2kz)) + \\
& + 2\vec{e}_1\vec{e}_2 A_1^*(x, y, z)A_2(x, y, z) \exp(i(\omega t - (K - k)z)) + \text{к.с.})). \tag{1.44}
\end{aligned}$$

Поскольку левая часть линейна по полю, то это уравнение можно разбить на четыре уравнения - отдельно для каждой гармоник ( $\omega$ ,  $2\omega$  и два комплексно сопряженных уравнения). Выпишем их, произведя необходимое дифференцирование:

$$\begin{aligned}
& \left( -\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + 2ik\frac{\partial A_1}{\partial z} + k^2 A_1 - \frac{\omega^2}{c^2}A_1\varepsilon : \right) \vec{e}_1 \exp(i(\omega t - kz)) = \\
& = \frac{4\pi\omega^2}{c^2}\chi : \vec{e}_1\vec{e}_2 A_1^* A_2 \exp(i(\omega t - (K - k)z)); \tag{1.45}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left( -\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} + 2iK\frac{\partial A_2}{\partial z} + K^2 A_2 - \frac{4\omega^2}{c^2}A_2\varepsilon : \right) \vec{e}_2 \exp(i(2\omega t - Kz)) = \\
& = \frac{8\pi\omega^2}{c^2}\chi : \vec{e}_1\vec{e}_1 A_1^2 \exp(i(2\omega t - 2kz)); \tag{1.46}
\end{aligned}$$

Учитывая медленность изменения амплитуд, будем полагать, что выполняются неравенства:

$$\partial^2 A_1/\partial z^2 \ll 2k dA_1/dz; \quad \partial^2 A_2/\partial z^2 \ll 2K dA_2/dz. \tag{1.47}$$

Исходя из этого, пренебрежем слагаемыми  $\partial^2 A_1/\partial z^2$  и  $\partial^2 A_2/\partial z^2$ , кроме того, учтем, что:

$$\begin{cases} k^2 \vec{e}_1 = (\omega^2/c^2) \text{Re } \varepsilon(\omega) : \vec{e}_1; \\ K^2 \vec{e}_2 = (4\omega^2/c^2) \text{Re } \varepsilon(2\omega) : \vec{e}_2, \end{cases} \tag{1.48}$$

наконец разделив правую и левую части уравнений на соответствующие экспоненты, получим:

$$\begin{aligned}
& \left( \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} + 2ik\frac{dA_1}{dz} + i\frac{\omega^2}{c^2}A_1 \text{Im } \varepsilon(\omega) : \right) \vec{e}_1 = \\
& = \frac{4\pi\omega^2}{c^2}\chi(\omega) : \vec{e}_1\vec{e}_2 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz); \tag{1.49}
\end{aligned}$$



$$\left( \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} + 2iK \frac{dA_2}{dz} + i \frac{4\omega^2}{c^2} A_2 \operatorname{Im} \varepsilon(2\omega) \right) \vec{e}_2 = \frac{8\pi\omega^2}{c^2} \chi(2\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_1 A_1^2 \exp(i\Delta kz). \quad (1.50)$$

Введем обозначения:

$$\begin{cases} \delta_1 = k \vec{e}_1 (\operatorname{Im} \varepsilon(\omega) : \vec{e}_1) / 2n^2(\omega); \\ \delta_2 = K \vec{e}_2 (\operatorname{Im} \varepsilon(2\omega) : \vec{e}_2) / 2n^2(2\omega); \end{cases} \quad (1.51)$$

$$\begin{cases} \sigma_1 = 2\pi k \vec{e}_1 (\chi(\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_2) / n^2(\omega); \\ \sigma_2 = \pi K \vec{e}_2 (\chi(2\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_1) / n^2(2\omega). \end{cases} \quad (1.52)$$

Коэффициенты  $\delta_1$  и  $\delta_2$  называют коэффициентами линейного поглощения, а  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  - коэффициентами нелинейной связи. Умножим теперь правую и левую части уравнения (1.49) на  $\frac{\vec{e}_1}{2ik}$ , а уравнения (1.50) на  $\frac{\vec{e}_2}{2iK}$ , затем подставим туда (1.51) и (1.52) и получим в результате следующую систему укороченных уравнений для комплексных амплитуд  $A_1(z)$  и  $A_2(z)$ :

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} - \frac{1}{2ik} \left( \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) + \delta_1 A_1 = -i\sigma_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz); \\ \frac{dA_2}{dz} - \frac{1}{2iK} \left( \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) + \delta_2 A_2 = -i\sigma_2 A_1^2 \exp(i\Delta kz). \end{cases} \quad (1.53)$$

Эта система уравнений должна быть дополнена граничными условиями:

$$A_1(z)|_{z=0} = A_{10}; \quad A_2(z)|_{z=0} = A_{20}. \quad (1.54)$$

## 1.4 Коэффициенты нелинейной связи.

Найдем теперь конкретный вид коэффициентов (1.52). Для этого распишем входящие в состав (1.52) тензорные выражения:

$$\vec{e}_1 (\chi(\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_2); \quad \vec{e}_2 (\chi(2\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_1). \quad (1.55)$$

Введем обозначения:

$$\vec{p}_1(\omega) = \chi(\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_2; \quad \vec{p}_2(2\omega) = \chi(2\omega) : \vec{e}_1 \vec{e}_1. \quad (1.56)$$

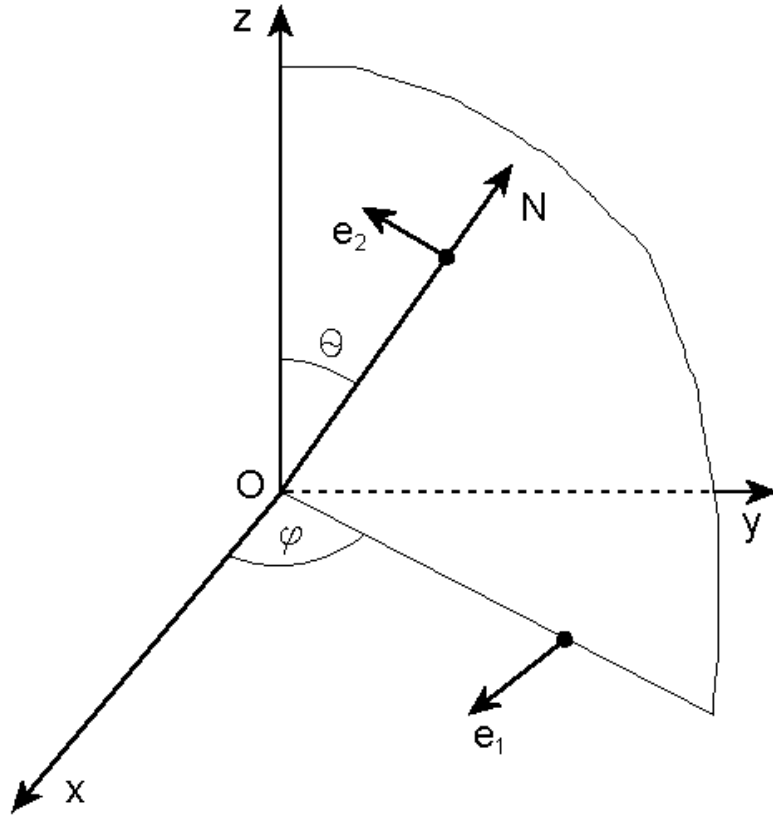


Рис. 1.3: Расположение векторов поляризации относительно кристаллографических осей.

Эти вектора определяются поляризацией волн и тензором  $\chi$ , то есть симметрией данного кристалла. Вектора  $e_{1,2}$  не зависят от выбора кристалла и определяются типом синхронизма. Для рассматриваемого *eeo* синхронизма волна первой гармоники является необыкновенной и, следовательно, вектор  $e_1$  лежит в плоскости главного сечения (Рис. (1.3)). Введем углы  $\theta$  и  $\varphi$ , отсчитываемые от оптической оси  $z$  и от кристаллографической оси  $x$  соответственно. Волна распространяется вдоль  $ON$ ,  $M$  - плоскость главного сечения. Заметим, что мы не учитываем здесь двулучепреломления. Таким образом, получаем:

$$\begin{cases} e_{1x} = -\cos(\theta) \cos(\varphi); & e_{1y} = -\sin(\theta) \cos(\varphi); & e_{1z} = \sin(\theta); \\ e_{2x} = \sin(\varphi); & e_{2y} = -\cos(\varphi); & e_{2z} = 0. \end{cases} \quad (1.57)$$

Тензор  $\chi$  полностью определяется симметрией кристалла. Для вычисления коэффициентов нелинейной связи выберем кристалл  $\text{ZnGeP}_2$ . Для начала видоизменим

тензор нелинейной восприимчивости  $\chi$ , чтобы привести его к табличным значениям. Из определения тензора  $\chi$  (1.10) следует, что он симметричен относительно перестановки двух последних индексов:

$$\chi_{ikj} = \chi_{ijk}. \quad (1.58)$$

Это позволяет перейти от системы трех индексов ( $i, j, k = 1, 2, 3$ ) к системе из двух индексов ( $i = 1, 2, 3; l = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ ). При этом (1.10) принимает вид:

$$P_{i\text{нл}} = d_{il}F_l, \quad (1.59)$$

где

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \\ F_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^3 \\ 2E_2E_3 \\ 2E_1E_3 \\ 2E_1E_2 \end{pmatrix}. \quad (1.60)$$

Таким образом:

$$\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{111} & \chi_{122} & \chi_{133} & \chi_{123} & \chi_{113} & \chi_{112} \\ \chi_{211} & \chi_{222} & \chi_{233} & \chi_{223} & \chi_{213} & \chi_{212} \\ \chi_{311} & \chi_{322} & \chi_{333} & \chi_{323} & \chi_{313} & \chi_{312} \end{pmatrix}. \quad (1.61)$$

Кристалл  $\text{ZnGeP}_2$  принадлежит к тетрагональной системе, кристаллографическому классу  $\bar{4}2m - D_{2d}$  и имеет в области прозрачности следующий тензор нелинейной восприимчивости [7]:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}. \quad (1.62)$$

Найдем компоненты вектора  $\vec{p}_1$ , подставляя (1.62), (1.61), (1.57) в (1.56):

$$p_{1x} = d_{14}(e_{1y}e_{2z} + e_{1z}e_{2y}) = -d_{14} \sin(\theta) \cos(\varphi). \quad (1.63)$$

Аналогично находим остальные компоненты  $\vec{p}$ :

$$p_{1y} = d_{14}(e_{1x}e_{2z} + e_{1z}e_{2x}) = d_{14} \sin(\theta) \sin(\varphi); \quad (1.64)$$

$$p_{1z} = d_{36}(e_{1x}e_{2y} + e_{1y}e_{2x}) = d_{36} \cos(\theta) \cos(2\varphi). \quad (1.65)$$

Подставим теперь (1.63), (1.64) и (1.65) в (1.52) и найдем первый коэффициент нелинейной связи  $\sigma_1$ :

$$\sigma_1 = \frac{\pi k}{n_\omega^2} (d_{14} + d_{36}) \cos(2\varphi) \sin(2\theta). \quad (1.66)$$

Аналогично найдем второй коэффициент нелинейной связи  $\sigma_2$ :

$$p_{2x} = -2d_{14} \cos(\theta) \sin(\theta) \sin(\varphi); \quad (1.67)$$

$$p_{2y} = -2d_{14} \cos(\theta) \sin(\theta) \cos(\varphi); \quad (1.68)$$

$$p_{2z} = 2d_{36} \cos^2(\theta) \sin(\varphi) \cos(\varphi); \quad (1.69)$$

$$\sigma_2 = \frac{\pi K}{n_{2\omega}^2} d_{14} \cos(2\varphi) \sin(2\theta). \quad (1.70)$$

## 1.5 Гауссовы пучки.

Для увеличения эффективности преобразования первой гармоники во вторую необходимо, как следует из второго уравнения системы (1.53), увеличить амплитуду первой гармоники. При постоянной мощности источника первой гармоники это можно сделать с помощью фокусировки излучения в нелинейный кристалл.

Перейдем к изучению этого вопроса. Для начала получим уравнение, описывающее э/м волну, распространяющуюся в изотропной среде. Будем исходить из уравнения (1.38). Воспользовавшись векторным соотношением (1.43), и положив  $\chi = 0$ , получим:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.71)$$

Предположим, что решение есть световой пучок, в котором поле сконцентрировано около одной продольной координаты (оси пучка) и быстро спадает в поперечном направлении. Любую компоненту поля волны можно представить следующим образом:

$$u = A(x, y, z) \exp(i\omega t - ikr), \quad (1.72)$$

где  $A$  удовлетворяет условиям (1.39). Подставляя это решение в уравнение (1.71), пренебрегая членом  $\partial^2 A / \partial z^2$  по сравнению с  $k\partial A / \partial z$ , и используя дисперсионное соотношение:

$$k^2 = \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2}, \quad (1.73)$$

получаем:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (1.74)$$

Это уравнение называется параболическим.

Решением уравнения (1.74), обладающим круговой симметрией, является гауссов пучок [6]:

$$A_{mn}(x, y, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega} H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega} \right) \times \\ \times \exp \left( -i \frac{k(x^2 + y^2)}{2R} - \frac{x^2 + y^2}{\omega^2} + i(1 + m + n) \arctan \left( \frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2} \right) \right), \quad (1.75)$$

где  $H_n$ -полином Эрмита  $n$ -ого порядка, который можно представить следующим образом:

$$H_n(\xi) = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{d^n}{d\xi^n} (e^{-\xi^2}). \quad (1.76)$$

$\omega_0$  - минимальный радиус по уровню  $e^{-1}$  пучка нулевой моды ( $m, n = 0$ ), который находится в точке  $z = z_0$ . Текущий радиус  $\omega$  пучка нулевой моды равен:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left( 1 + \frac{4(z - z_0)^2}{k^2 \omega_0^4} \right). \quad (1.77)$$

Радиус кривизны  $R$  пучка определяется формулой:

$$R(z) = (z - z_0) \left( 1 + \frac{k^2 \omega_0^4}{4(z - z_0)^2} \right). \quad (1.78)$$

В дальнейшем будет предполагаться  $n, m = 0$ , то есть рассматриваться исключительно нулевая мода:

$$A(x, y, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega} \exp \left( -i \frac{k(x^2 + y^2)}{2R} - \frac{x^2 + y^2}{\omega^2} + i \arctan \left( \frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2} \right) \right). \quad (1.79)$$

Первое слагаемое в показателе экспоненты (1.79) описывает волновой фронт пучка, второе поперечный размер пучка и третье отличие фазы пучка от фазы плоской волны.

Уравнение (1.74) допускает более общее решение, а именно, решение в виде эллиптических гауссовых пучков. Это решение для нулевой моды имеет следующий вид [6]:

$$A(x, y, z) = \sqrt{\frac{\omega_{0x}\omega_{0y}}{\omega_x\omega_y}} \exp \left( -i \frac{kx^2}{2R_x} - i \frac{ky^2}{2R_y} \right) \exp \left( -\frac{x^2}{\omega_x^2} - \frac{y^2}{\omega_y^2} \right) \times \exp \left( \frac{i}{2}\delta_x + \frac{i}{2}\delta_y \right), \quad (1.80)$$

где  $\omega_x$  и  $\omega_y$ -минимальный радиус пучка по оси  $x$  и  $y$  соответственно;  $z_{0x}$  и  $z_{0y}$  - положение этих минимумов на оси  $z$ ; текущий радиус пучка по осям  $x$  и  $y$  вычисляется по следующим формулам:

$$\omega_x^2(z) = \omega_{0x}^2 \left( 1 + \frac{4(z - z_{0x})^2}{k^2\omega_{0x}^4} \right), \quad (1.81)$$

$$\omega_y^2(z) = \omega_{0y}^2 \left( 1 + \frac{4(z - z_{0y})^2}{k^2\omega_{0y}^4} \right); \quad (1.82)$$

Радиусы кривизны пучка в плоскостях  $(xz)$  и  $(yz)$  вычисляются следующим образом:

$$R_x(z) = (z - z_{0x}) \left( 1 + \frac{k^2\omega_{0x}^4}{4(z - z_{0x})^2} \right), \quad (1.83)$$

$$R_y(z) = (z - z_{0y}) \left( 1 + \frac{k^2\omega_{0y}^4}{4(z - z_{0y})^2} \right); \quad (1.84)$$

Дополнительные набег фаз  $\delta_x$  и  $\delta_y$  равны:

$$\delta_x = \arctan \left( \frac{2(z - z_{0x})}{k\omega_{0x}^2} \right), \quad (1.85)$$

$$\delta_y = \arctan \left( \frac{2(z - z_{oy})}{k\omega_{0y}^2} \right), \quad (1.86)$$

Из (1.80) следует, что поперечное сечение пучка есть эллипс с полуосями параллельными осям  $x$  и  $y$ . Из (1.80)-(1.86) можно также заключить, что при распространении полуоси эллипса сохраняют свое направление, изменяя лишь свою длину, причем независимо друг от друга.

Рассмотрим теперь, как преобразуются гауссовы пучки. Основные свойства такого пучка определяются комплексным параметром  $q(z)$ :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{2}{k\omega^2}. \quad (1.87)$$

При распространении пучка из точки 1 в точку 2 на расстояние  $d$  его параметр  $q$  преобразуется следующим образом:

$$q_2 = q_1 + d; \quad (1.88)$$

$$q_1 = d + \frac{ik\omega_0^2}{2}; \quad (1.89)$$

$$\frac{1}{q_1} = \frac{d - \frac{ik\omega_0^2}{2}}{d^2 + \frac{k^2\omega_0^4}{4}} = \frac{1}{R} - \frac{i2}{k\omega^2}; \quad (1.90)$$

$$R = d + \frac{k^2\omega_0^4}{4d} = d \left( 1 + \frac{k^2\omega_0^4}{4d^2} \right); \quad (1.91)$$

$$\omega^2 = \frac{4d^2}{k^2\omega_0^2} + \omega_0^2 = \omega_0^2 \left( 1 + \frac{4d^2}{k^2\omega_0^4} \right). \quad (1.92)$$

Таким образом, видим, что (1.92) совпадает с (1.77) и (1.91) совпадает с (1.78).

Для фокусировки пучков обычно применяются линзы. Если считать линзу идеальной, то при фокусировке преобразуется только радиус кривизны пучка и не нарушается поперечная структура поля. Как известно сферическая волна радиуса  $R_1$  преобразуется линзой с фокусным расстоянием  $f$  в сферическую волну радиуса  $R_2$  по закону:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}. \quad (1.93)$$

Так как гауссов пучок имеет сферическую фазовую поверхность, то его радиус кривизны преобразуется по такому же закону. Таким образом, используя (1.93) и (1.87),

получаем, что пучок с параметром  $q_1$  преобразуется в пучок с параметром  $q_2$  по формуле:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f}. \quad (1.94)$$

Для эллиптических пучков вместо одного параметра  $q$  вводится два параметра  $q_x$  и  $q_y$ :

$$\frac{1}{q_{x,y}} = \frac{1}{R_{x,y}} - i \frac{2}{k\omega_{x,y}^2}. \quad (1.95)$$

Эти параметры преобразуются аналогичным (1.88), (1.94) образом.

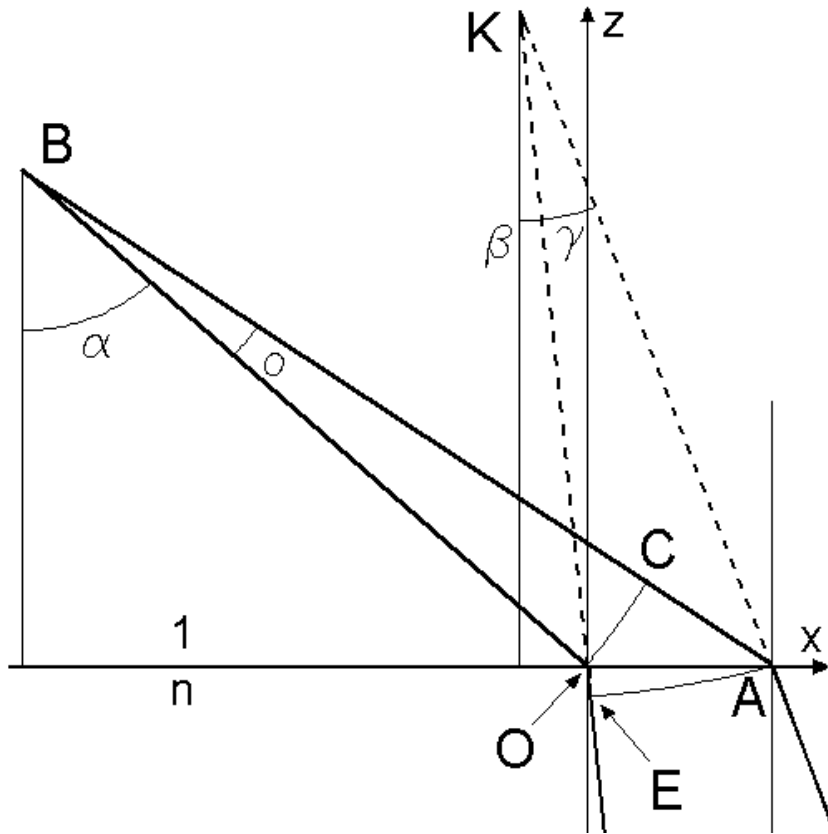


Рис. 1.4: Преломление пучка на границе кристалла.

Рассмотрим теперь вопрос о том, как преобразуется круговой гауссов пучок при преломлении его на границе кристалл-воздух. При этом пучок падает на поверхность раздела под любым углом. Задачу будем решать в геометрическом приближении, то есть представим пучок набором узких лучей, применим закон преломления



к каждому лучу, а потом полученную совокупность лучей объединим в пучок. Ясно, что при этом первоначально круговой пучок становится эллиптическим.

Пусть пучок падает на кристалл под углом  $\alpha$  (Рис. 1.4). Будем рассматривать два луча: идущий вдоль оси пучка и луч идущий под углом  $\theta$  к первому лучу. Линии  $OC$  и  $EA$  на рисунке соответствуют поверхностям постоянной фазы. Найдем расстояние  $AC$ :

$$BO = BC = R, \quad (1.96)$$

где  $R$ -радиус кривизны;

$$AC = AB - R; \quad (1.97)$$

$$AB \cos(\alpha + \theta) = R \cos(\alpha). \quad (1.98)$$

Таким образом:

$$AC = \frac{R(\cos(\alpha) - \cos(\alpha + \theta))}{\cos(\alpha + \theta)}. \quad (1.99)$$

После преломления луч  $BO$  будет идти в кристалле под углом  $\beta$ , а луч  $BA$  под углом  $\beta + \gamma$ . Найдем теперь  $OE$ :

$$KE = KA = r, \quad (1.100)$$

где  $r$ -радиус кривизны пучка в кристалле;

$$OE = r - KO; \quad (1.101)$$

$$KO \cos(\beta) = r \cos(\beta + \gamma). \quad (1.102)$$

Таким образом:

$$OE = \frac{r(\cos(\beta) - \cos(\beta + \gamma))}{\cos(\beta)}. \quad (1.103)$$

Так как точки  $O, C$  и  $E, A$  лежат на поверхностях постоянной фазы следовательно, оптический путь  $OE$  должен быть равен  $CA$ :

$$AC = nOE; \quad (1.104)$$

Подставляя сюда (1.99) и (1.103), получаем:

$$\frac{R(\cos(\alpha) - \cos(\alpha + \theta))}{\cos(\alpha + \theta)} = \frac{nr(\cos(\beta) - \cos(\beta + \gamma))}{\cos(\beta)}. \quad (1.105)$$

Учитывая, что  $\theta, \gamma \ll 1$ , получаем:

$$R\theta \tan(\alpha) = nr\gamma \tan(\beta). \quad (1.106)$$

Используя законы преломления и малость углов  $\theta$  и  $\gamma$ :

$$\sin(\alpha) = n \sin(\beta); \quad (1.107)$$

$$\sin(\alpha + \theta) = n \sin(\beta + \gamma); \quad (1.108)$$

$$\theta \cos(\alpha) = n\gamma \cos(\beta). \quad (1.109)$$

Подставляем (1.109) и (1.107) в (1.106):

$$r = \frac{R(n^2 - \sin^2(\alpha))}{n \cos^2(\alpha)}. \quad (1.110)$$

Как легко понять из рисунка (1.4) поперечный размер пучка изменяется следующим образом:

$$\frac{\omega_1}{\cos(\alpha)} = \frac{\omega_2}{\cos(\beta)}, \quad (1.111)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$ -поперечный размер пучка до преломления и после соответственно. Используя далее (1.107), получаем:

$$\omega_2 = \frac{\omega_1 \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)}}{n \cos(\alpha)}. \quad (1.112)$$

Применим полученные формулы к круговому гауссову пучку, падающему на поверхность кристалла под углом  $\alpha$  в плоскости  $(xz)$ . Пусть на поверхности кристалла он имел радиус кривизны  $R$  и поперечный размер  $w$ . После преломления в плоскости  $(xz)$  он согласно (1.110) и (1.112) имеет:

$$\begin{aligned} R_{1x} &= \frac{R(n^2 - \sin^2(\alpha))}{n \cos^2(\alpha)}; \\ \omega_{1x} &= \frac{\omega \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)}}{n \cos(\alpha)}. \end{aligned} \quad (1.113)$$

В плоскости  $(yz)$  он имеет угол падения  $\alpha = 0$ , следовательно:

$$\begin{aligned} R_{1y} &= Rn; \\ \omega_{1y} &= \omega. \end{aligned} \quad (1.114)$$

Найдем теперь уравнение преломленного пучка. Ось  $z$  направим вдоль луча который, до преломления совпадал с осью  $z$ . Ось  $x$  направим так, чтобы она лежала в плоскости падения и была перпендикулярна оси  $z$ , а ось  $y$  соответственно перпендикулярно осям  $x$  и  $z$ . За начало отсчета возьмем границу кристалла. Теперь необходимо по известным радиусам кривизны и поперечным размерам (1.113) и (1.114) найти  $z_{0x}$ ,  $z_{0y}$ ,  $\omega_{0x}$  и  $\omega_{0y}$ . Для этого воспользуемся уравнениями (1.81)-(1.84), приняв во внимание, что в кристалле  $k_{\text{кристалл}} = nk_{\text{вакуум}}$  и разрешим системы относительно неизвестных параметров:

$$\begin{cases} \omega_x^2 = \omega_{0x}^2 \left( 1 + \frac{4(-z_{0x})^2}{k^2 n^2 \omega_{0x}^4} \right); \\ R_x = (-z_{0x}) \left( 1 + \frac{k^2 n^2 \omega_{0x}^4}{4(-z_{0x})^2} \right); \end{cases} \quad (1.115)$$

$$\begin{cases} \omega_y^2 = \omega_{0y}^2 \left( 1 + \frac{4(-z_{0y})^2}{k^2 n^2 \omega_{0y}^4} \right); \\ R_y = (-z_{0y}) \left( 1 + \frac{k^2 n^2 \omega_{0y}^4}{4(-z_{0y})^2} \right). \end{cases} \quad (1.116)$$

После несложных преобразований получаем:

$$\omega_{0x}^2 = \frac{4R_x^2 \omega_x^2}{4R_x^2 + k^2 n^2 \omega_x^4}; \quad z_{0x} = -\frac{R_x^2 k^2 n^2 \omega_x^4}{4R_x^2 + k^2 n^2 \omega_x^4}; \quad (1.117)$$

$$\omega_{0y}^2 = \frac{4R_y^2 \omega_y^2}{4R_y^2 + k^2 n^2 \omega_y^4}; \quad z_{0y} = -\frac{R_y^2 k^2 n^2 \omega_y^4}{4R_y^2 + k^2 n^2 \omega_y^4}; \quad (1.118)$$

Подставляя полученные выражения в (1.80), можно получить уравнения гауссова пучка в кристалле.

Для дальнейшего нам необходимо ввести несколько обозначений, относящихся к каустике сфокусированного гауссова пучка. На рисунке (1.5) показано продольное сечение гауссова пучка, сфокусированного в кристалл.  $AA$  и  $BB$ -асимптоты каустики,  $\varphi$ -половина угла расходимости пучка,  $\omega_0$ -радиус перетяжки,  $z_0$ -расстояние от перетяжки пучка до входной грани кристалла. На рисунке также выделена опорная плоскость  $\Pi_z$  в некоторой точке  $z$  оси пучка;  $\omega$  и  $R$ -радиус пучка и радиус кривизны волнового фронта пучка соответственно для выделенной опорной плоскости.

Найдем угол расходимости. Для этого в уравнении (1.77) перейдем к пределу больших  $z$ , таким образом получаем:

$$\tan(\varphi) = \frac{2}{k\omega_0}. \quad (1.119)$$

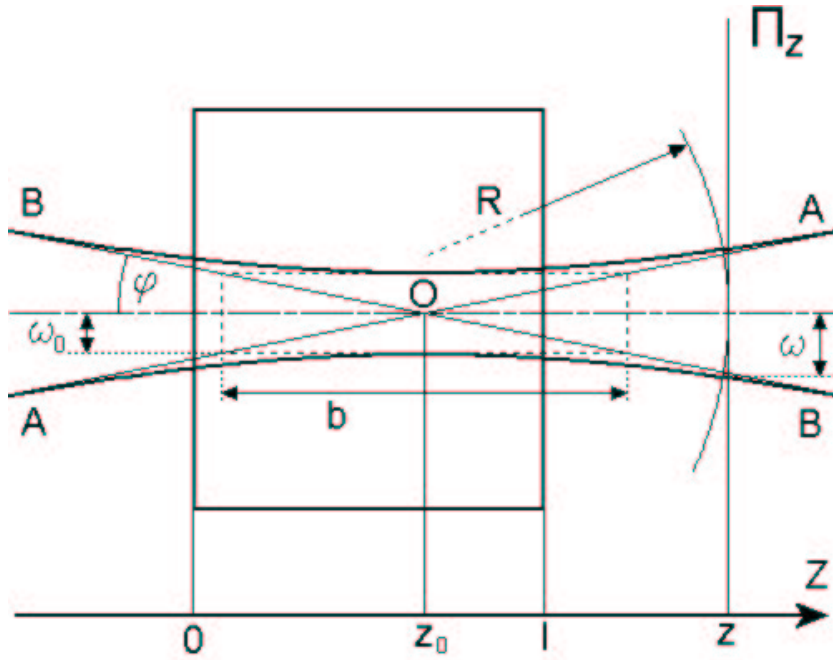


Рис. 1.5: Фокусировка гауссова пучка в кристалл.

Теперь введем величину называемую конфокальным параметром:

$$b = k\omega_0^2 = \frac{2\omega_0}{\tan \varphi}. \quad (1.120)$$

Этот параметр равен продольному размеру фокального пятна. Отношение длины кристалла  $l$  к конфокальному параметру называют параметром фокусировки  $\xi$ :

$$\xi = \frac{l}{b} = \frac{l}{k\omega_0^2}. \quad (1.121)$$

Этот параметр характеризует жесткость фокусировки. Относительное положение фокуса  $O$  (Рис. (1.5)) внутри кристалла определяется параметром

$$\mu = \frac{(l - 2z_0)}{l}. \quad (1.122)$$

Если фокус находится в середине кристалла ( $z_0 = l/2$ ), то  $\mu = 0$ .

Для упрощения дальнейшего интегрирования необходимо изменить формулу для амплитуды гауссова пучка. Введем новую переменную  $\tau$ :

$$\tau = \frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2}. \quad (1.123)$$

С помощью этой переменной выражение (1.79) можно записать:

$$A(x, y, z) = \frac{A_0}{1 - i\tau} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2(1 - i\tau)}\right). \quad (1.124)$$

Действительно, используя (1.77), (1.78) и (1.123) получаем:

$$\frac{1}{1 - i\tau} = \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left(i \arctan\left(\frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2}\right)\right); \quad (1.125)$$

$$\frac{1}{\omega_0^2(1 - i\tau)} = \frac{1}{\omega^2} + \frac{ik}{2R}. \quad (1.126)$$

Уравнения (1.119)-(1.126) справедливы и для эллиптического пучка, необходимо только каждое из этих уравнений использовать отдельно для  $x$ -овых и  $y$ -овых величин.

Найдем мощность излучения гауссова пучка. Как известно плотность мощности э/м волны  $S$  равна:

$$S = cn \frac{E^2}{4\pi}. \quad (1.127)$$

Используя (1.72) и усредняя по периоду волны, получаем:

$$S = cn \frac{|A^2(x, y, z)|}{8\pi}. \quad (1.128)$$

Подставив теперь сюда (1.124) и проинтегрировав по поперечным координатам, получим полную мощность:

$$P = \frac{cnA_0^2 \omega_0^2}{8\pi \omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2}\right) dx dy; \quad (1.129)$$

$$P = \frac{cnA_0^2 \omega_0^2}{16}. \quad (1.130)$$

Аналогично для эллиптического пучка:

$$P = \frac{cnA_0^2 \omega_{0x} \omega_{0y}}{16}. \quad (1.131)$$

## 1.6 Генерация второй гармоники в сфокусированном гауссовом пучке.

Попробуем теперь решить полученные в (1.3) уравнения. Решать будем с помощью квазигеометрического метода, основываясь на изложении [1], дополнив его рассмотрением эллиптических пучков, и учтем поглощение. Будем исходить из системы укороченных уравнений (1.53). Предположим, что нелинейная среда абсолютно прозрачна и амплитуда поля второй гармоники по всей длине нелинейной среды мала:

$$A_2 \ll A_1, \quad (1.132)$$

где  $A_1$  и  $A_2$ -амплитуда поля первой и второй гармоники соответственно. Тогда можно рассматривать задачу в приближении заданного поля основного излучения. В таком случае в первом уравнении системы (1.53) следует пренебречь слагаемым  $i\sigma_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz)$ . В результате получаем:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} - \frac{1}{2ik} \left( \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) = 0; \\ \frac{dA_2}{dz} - \frac{1}{2iK} \left( \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) = -i\sigma_2 A_1^2 \exp(i\Delta kz). \end{cases} \quad (1.133)$$

Первое уравнение в системе совпадает с уравнением (1.74). Таким образом, его решением будет гауссов пучок.

Выберем опорную плоскость  $\Pi_Z$  на расстоянии  $Z$  от начала кристалла, меньшем, чем длина кристалла  $l$ . Поле первой гармоники будем считать эллиптическим гауссовым пучком, который, согласно (1.124), можно представить в точке  $(X, Y, Z)$  в следующем виде:

$$A_1(x, y, Z) = \frac{A_{10}}{\sqrt{1 - iT_x} \sqrt{1 - iT_y}} \exp \left( -\frac{X^2}{\omega_{0x}^2 (1 - iT_x)} - \frac{Y^2}{\omega_{0y}^2 (1 - iT_y)} \right), \quad (1.134)$$

где

$$T_{x,y} = 2(Z - z_{0x,y})/k\omega_{0x,y}^2. \quad (1.135)$$

Подставим теперь это выражение во второе уравнение системы (1.133). Пренебрегая слагаемыми со вторыми производными, получаем:

$$\frac{dA_2}{dZ} = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{(1 - iT_x)(1 - iT_y)} \exp\left(-\frac{2X^2}{\omega_{0x}^2(1 - iT_x)} - \frac{2Y^2}{\omega_{0y}^2(1 - iT_y)}\right) \exp(i\Delta k Z). \quad (1.136)$$

Выделим в кристалле в промежутке между опорными плоскостями  $\Pi_Z$  и  $\Pi_{Z+\Delta Z}$  элемент объема занятый волной первой гармоники (Рис.(1.6)). Приращение амплитуды второй гармоники на этом промежутке:

$$\Delta A_2 = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{(1 - iT_x)(1 - iT_y)} \exp\left(-\frac{2X^2}{\omega_{0x}^2(1 - iT_x)} - \frac{2Y^2}{\omega_{0y}^2(1 - iT_y)}\right) \exp(i\Delta k Z) \Delta Z. \quad (1.137)$$

В приближении заданного поля основного излучения амплитуда  $\Delta A_2$  не зависит от

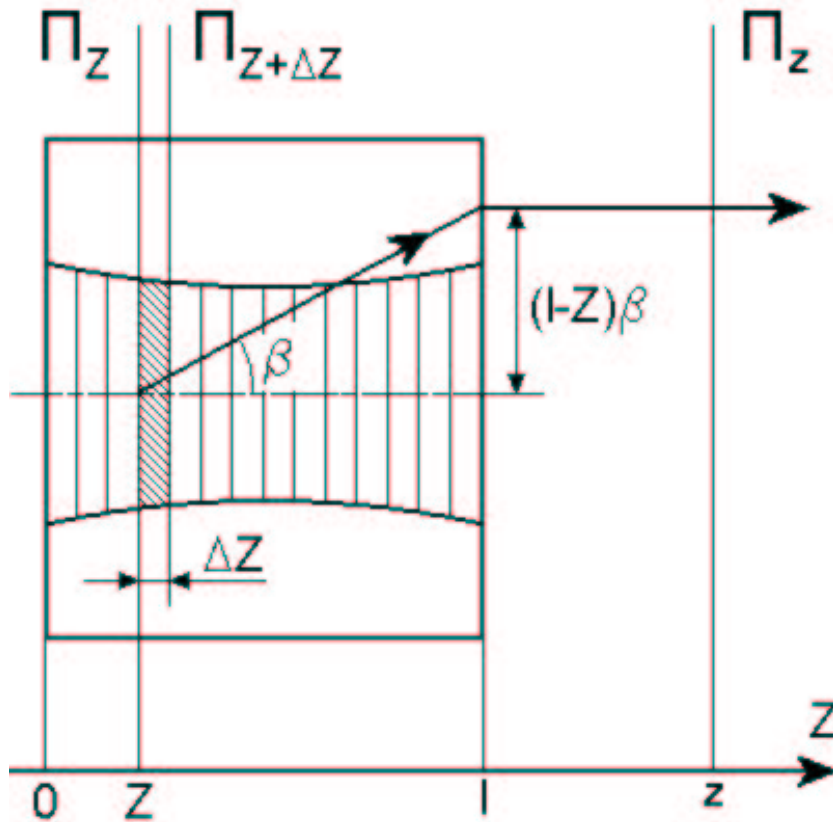


Рис. 1.6: Снос излучения второй гармоники.

$A_2$  следовательно, мощность второй гармоники в некоторой плоскости наблюдения  $\Pi_z$  (Рис. (1.6)) есть сумма амплитуд  $\Delta A_2$  от каждого слоя.

Здесь необходимо учесть анизотропию кристалла. Так как волна первой гармоники - необыкновенная волна (положительный кристалл), то волновой вектор (распространение фазы) этой не совпадает с лучевым вектором (распространение энергии). Волна второй гармоники - обыкновенная волна, следовательно, ее волновой вектор совпадает с ее лучевым вектором. Для выбранного синхронизма ( $eeo$ ) волновые векторы волн совпадают, следовательно, волна второй гармоники сносится в направлении перпендикулярном направлению распространения энергии первой гармоники. Угол сноса  $\beta$  определяется соотношением (1.26).

Учтем этот эффект следующим образом. При распространении от плоскости  $\Pi_{Z+\Delta Z}$  до плоскости  $\Pi_z$  волна второй гармоники сместится по оси  $x$ . Это означает, что амплитуда  $\Delta A_2$  в точке  $x$  плоскости  $\Pi_z$  определяется амплитудой  $\Pi_z$  в точке:

$$X = x - (l - Z)\beta \quad (1.138)$$

плоскости  $\Pi_{Z+\Delta Z}$  ( $X$ -координата в кристалле).

Приведем (1.137) к виду гауссова пучка:

$$\Delta A_2 = \Delta V(Z) \frac{1}{\sqrt{1 - iT_x} \sqrt{1 - iT_y}} \exp \left( -\frac{2X^2}{\omega_{0x}^2(1 - iT_x)} - \frac{2Y^2}{\omega_{0y}^2(1 - iT_y)} \right), \quad (1.139)$$

где:

$$\Delta V(Z) = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{\sqrt{1 - iT_x} \sqrt{1 - iT_y}} \exp(i\Delta k Z) \Delta Z \quad (1.140)$$

может рассматриваться как амплитуда пучка. Соотношение (1.139) описывает пучок на плоскости  $\Pi_{Z+\Delta Z}$ . Перейдем к плоскости  $\Pi_z$ , учтя анизотропию и сделав замену переменных только в выражении для гауссова пучка:

$$T \rightarrow \tau; \quad X \rightarrow x; \quad Y \rightarrow y, \quad (1.141)$$

где  $\tau = 2(z - z_0)/k\omega_0^2$  и  $x$  зависит от  $X$  посредством выражения (1.138). При этом амплитуда  $\Delta V(Z)$  остается неизменной. В результате получаем:

$$\Delta A_2 = \Delta V(Z) \frac{1}{\sqrt{1 - i\tau_x} \sqrt{1 - i\tau_y}} \exp \left( -\frac{2(x - (l - Z)\beta)^2}{\omega_{0x}^2(1 - i\tau_x)} - \frac{2y^2}{\omega_{0y}^2(1 - i\tau_y)} \right). \quad (1.142)$$



Теперь проинтегрируем по всем слоям:

$$A_2 = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{\sqrt{1-i\tau_x}\sqrt{1-i\tau_y}} \int_0^l \frac{\exp(i\Delta k Z)}{\sqrt{1-iT_x}\sqrt{1-iT_y}} \times \\ \times \exp\left(-\frac{2(x-(l-Z)\beta)^2}{\omega_{0x}^2(1-i\tau_x)} - \frac{2y^2}{\omega_{0y}^2(1-i\tau_y)}\right) dZ. \quad (1.143)$$

В данный момент можно учесть поглощение среды. Будем считать поглощение линейным, таким образом, интенсивность  $I$  излучения при прохождении среды изменяется следующим образом:

$$I = I \exp(-\delta z), \quad (1.144)$$

где  $\delta$ -коэффициент поглощения по интенсивности. Подставим это выражение в (1.143), учитывая, что поглощение первой гармоники происходит от начала кристалла до точки  $Z$ , а поглощение второй гармоники происходит от точки  $Z$  до конца кристалла:

$$A_2 = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{\sqrt{1+i\tau_x}\sqrt{1+i\tau_y}} \int_0^l \frac{\exp(i\Delta k Z)}{\sqrt{1+iT_x}\sqrt{1+iT_y}} \times \\ \times \exp\left(-\frac{2(x-(l-Z)\beta)^2}{\omega_{0x}^2(1-i\tau_x)} - \frac{2y^2}{\omega_{0y}^2(1-i\tau_y)}\right) \exp(-\delta_1 Z - (\delta_2/2)(l-Z)) dZ, \quad (1.145)$$

где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  коэффициент поглощения по интенсивности для первой и второй гармоники соответственно. Рассмотрим поле второй гармоники в дальней зоне, то есть при  $\tau \ll 1$ . В этом случае:

$$(1-i\tau)^{-1} \approx (1+i\tau)/\tau^2. \quad (1.146)$$

Сделаем замену переменных:

$$s_x = (x - (l - z_{0x})\beta)/\omega_{0x}\tau_x; \quad s_y = y/\omega_{0y}\tau_y; \quad \alpha = \beta k \omega_{0x}/2. \quad (1.147)$$

В новых обозначениях имеем:

$$x - (l - Z)\beta = s_x \omega_{0x} \tau_x + \alpha \omega_{0x} T_x. \quad (1.148)$$

С учетом всего этого получаем:

$$\frac{(x - (l - Z)\beta)^2}{\omega_{0x}^2(1-i\tau_x)} \approx (1+i\tau_x)s_x^2\left(1 + \frac{\alpha T_x}{s_x \tau_x}\right)^2 \approx (1+i\tau_x)s_x^2 - 2is_x\alpha T_x. \quad (1.149)$$

В результате (1.145) преобразуется в:

$$A_2 = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{\sqrt{1-i\tau_x}\sqrt{1-i\tau_y}} \exp(-2(1+i\tau_x)s_x^2 - 2(1+i\tau_y)s_y^2) \times \\ \times \int_0^l \frac{\exp(i\Delta k Z)}{\sqrt{1-iT_x}\sqrt{1-iT_y}} \exp(4i\alpha s_x T_x) \exp(-\delta_1 Z + (\delta_2/2)(l-Z)) dZ. \quad (1.150)$$

Введем обозначения:

$$\nu = k\omega_x^2 \Delta k / 2 + 4\alpha s_x, \quad (1.151)$$

и заменим переменную  $Z$  на переменную  $T_x$  согласно (1.135):

$$A_2 = \frac{-i\sigma_2 A_{10}^2}{\sqrt{1-i\tau_x}\sqrt{1-i\tau_y}} \frac{k\omega_{0x}^2}{2} \exp(-2(1+i\tau_x)s_x^2 - 2(1+i\tau_y)s_y^2) \times \\ \times \exp(i\Delta k z_{0x}) \exp(-\delta' l / 2) \exp(\mu l \delta / 2) \int_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} \frac{\exp((i\nu - b\delta/2)T_x)}{\sqrt{1-iT_x}\sqrt{1-iT_y}} dT_x, \quad (1.152)$$

где  $\delta = \delta_1 - \delta_2/2$  и  $\delta' = \delta_1 + \delta_2/2$ . Используя (1.135) находим:

$$T_y = \frac{T_x \omega_{0x}^2}{\omega_{0y}^2} + \frac{2(z_{0x} - z_{0y})}{k\omega_{0y}^2}. \quad (1.153)$$

Подставляя это в (1.152) вводим так называемую апертурную функцию:

$$H = \frac{1}{2\pi} \int_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} \frac{\exp((i\nu - b\delta/2)T_x)}{\sqrt{1-iT_x}\sqrt{1-i\left(\frac{T_x \omega_{0x}^2}{\omega_{0y}^2} + \frac{2(z_{0x} - z_{0y})}{k\omega_{0y}^2}\right)}} dT_x. \quad (1.154)$$

Таким образом, амплитуда второй гармоники переписывается следующим образом:

$$A_2 = \frac{-i\pi\sigma_2 A_{10}^2 k\omega_{0x}^2}{\sqrt{1-i\tau_x}\sqrt{1-i\tau_y}} \exp(-2(1+i\tau_x)s_x^2 - 2(1+i\tau_y)s_y^2) \times \\ \times \exp(i\Delta k z_{0x}) \exp(-\delta' l / 2) \exp(\mu l \delta / 2) H(s_x). \quad (1.155)$$

Найдем плотность потока мощности второй гармоники. Учитывая, что

$$\left| \frac{1}{\sqrt{1-i\tau_x}\sqrt{1-i\tau_y}} \right| \approx \frac{1}{\sqrt{\tau_x \tau_y}}, \quad (1.156)$$

и формулу (1.128):

$$S = \frac{cn_2\pi\sigma_2^2 A_{10}^4 k^2 \omega_{0x}^4}{8\tau_x \tau_y} \exp(-4(s_x^2 + s_y^2)) \exp(-\delta' l) \exp(\mu l \delta) |H(s_x)|^2. \quad (1.157)$$

Найдем теперь полную мощность второй гармоники, проинтегрировав по поперечным координатам (x,y). В соответствии с (1.147) получаем:

$$P = \frac{cn_2\pi\sigma_2^2 A_{10}^4 k^2 \omega_{0x}^5 \omega_{0y}}{8} \exp(-\delta'l) \exp(\mu l \delta) \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-4(s_x^2 + s_y^2)) |H(s_x)|^2 ds_x ds_y. \quad (1.158)$$

Проинтегрируем по  $s_y$ :

$$P_2 = \frac{cn_2\sqrt{\pi^3}\sigma_2^2 A_{10}^4 k^2 \omega_{0x}^5 \omega_{0y}}{16} \exp(-\delta'l) \exp(\mu l \delta) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-4s_x^2) |H(s_x)|^2 ds_x. \quad (1.159)$$

Введем новую функцию:

$$h = \frac{2\sqrt{\pi^3}}{\xi} \exp(\mu l \delta) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-4s_x^2) |H(s_x)|^2 ds_x. \quad (1.160)$$

Таким образом, мощность второй гармоники:

$$P_2 = \frac{cn_2\sigma_2^2 A_{10}^4 kl\omega_{0x}^3 \omega_{0y}}{32} \exp(-\delta'l) h. \quad (1.161)$$

Наконец подставим в эту формулу (1.131), (1.48) и (1.52) и получим:

$$P_2 = \frac{32\pi^2 (\vec{e}_2 \chi : \vec{e}_1 \vec{e}_1)^2 P_1^2 l \omega^3 \omega_{0x}}{\omega_{0y} c^4 n_2 n_1} \exp(-\delta'l) h, \quad (1.162)$$

где  $\omega$ -частота волны первой гармоники,  $P_1$ -мощность первой гармоники.

## 1.7 Оптимизация генерации второй гармоники.

Эффективность преобразования излучения первой гармоники в излучение второй гармоники при постоянной мощности первой гармоники и для заданного кристалла и типа синхронизма, как видно из выражения (1.162), зависит от параметров фокусировки (радиуса пучка в фокусе, положения фокуса в кристалле и др.) и углов установки кристалла. Попробуем оптимизировать эффективность преобразования по этим параметрам.

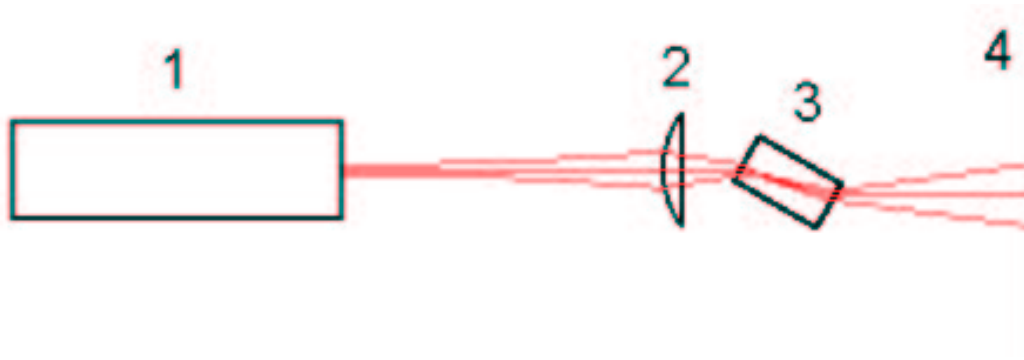


Рис. 1.7: Схема для расчета второй гармоники.

За основу возьмем схему представленную на рисунке (1.7). Излучение лазера 1 фокусируется линзой 2 в нелинейный кристалл. Мощность второй гармоники считается в плоскости 4.

Источником первой гармоники будет служить  $\text{CO}_2$  лазер, работающий на длине волны 9.55 мкм и дающий круговой гауссов пучок нулевой моды. Будем считать, что на выходе лазер формирует пучок с плоским волновым фронтом, радиусом  $\omega_0 = 0.05$  см и мощностью 1 Вт. Линза отстоит от лазера на расстоянии  $l_0 = 10$  см.

В качестве нелинейного материала будем использовать кристалл  $\text{ZnGeP}_2$ . Основные нелинейно-оптические свойства этого кристалла уже описаны выше в разделе (1.4). Добавим только, что коэффициент  $d_{14}$  в формуле (1.70) равен  $d_{14} = 111$  пМ/В [7]. Коэффициенты поглощения возьмем из графика (1.8) [15]. Где  $\delta$  коэффициент поглощения по интенсивности. Стоит подчеркнуть, что значения коэффициента поглощения сильно отличаются у разных авторов особенно для длины волны первой гармоники [13] и [16]. По-видимому это связано с разным качеством изготовления кристаллов. Значения показателей преломления также отличаются у разных авторов. Возьмем их из следующего уравнения Селлмейера [15]:

$$\begin{aligned} n_o^2 &= 9.7465 + \frac{0.7096}{\lambda^2 - 0.1169} - 0.00271\lambda^2; \\ n_e^2 &= 10.0039 + \frac{0.7205}{\lambda^2 - 0.1531} - 0.00279\lambda^2, \end{aligned} \quad (1.163)$$

где  $\lambda$ -длина волны, измеряемая в мкм. На основании этих уравнения по формуле (1.31) можно рассчитать угол синхронизма. Для длины волны 9.57 мкм он составля-

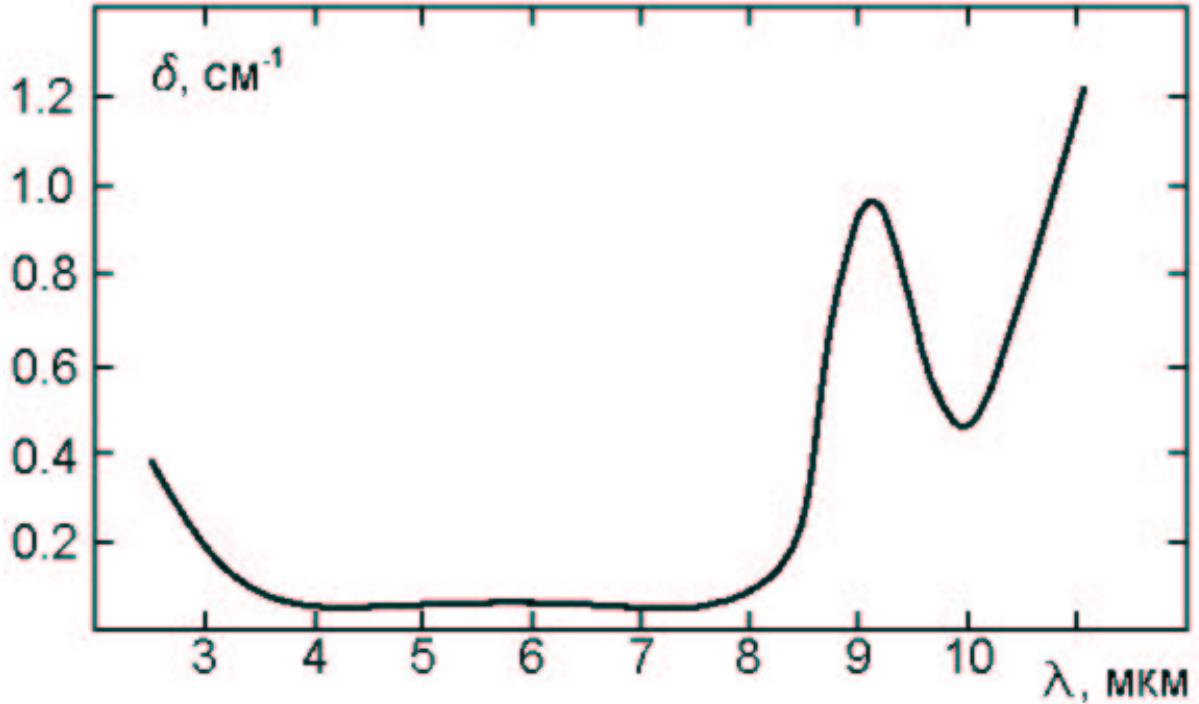


Рис. 1.8: Зависимость коэффициента поглощения от длины волны.

ет примерно  $60^\circ$ . Внешний угол установки кристалла рассчитаем по формуле (1.35), учитывая, что угол среза равен  $76^\circ$ . Таким образом, получаем, что он составляет примерно  $30^\circ$ . Коэффициент отражения от граней кристалла рассчитаем по формулам Френеля, принимая малость анизотропии у выбранного кристалла. Для первой гармоники вектор  $\vec{E}$  лежит в плоскости падения (необыкновенная волна и оптическая ось также лежит в этой плоскости), следовательно, получаем коэффициент отражения [5]:

$$R_1 = \left( \frac{\tan(\varphi_1 - \varphi_2)}{\tan(\varphi_1 + \varphi_2)} \right)^2, \quad (1.164)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — углы падения и преломления соответственно. Для второй гармоники наоборот вектор  $\vec{H}$  лежит в плоскости отражения, таким образом:

$$R_2 = \left( \frac{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2)} \right)^2. \quad (1.165)$$

Линзу считаем идеальной, просветленной и не отражающей.

Таким образом, мощность второй гармоники в плоскости 4 (Рис. 1.7) дается следующей формулой:

$$P_{2g} = P_2(1 - R_1)^2(1 - R_2), \quad (1.166)$$

где  $P_2$ -мощность второй гармоники без учета отражений (1.162). Параметры излучения первой гармоники, используемые в формуле (1.162) получаем следующим образом. По формулам (1.77) и (1.78) определяем параметры гауссова пучка на входе линзы. Затем по формуле (1.94) находим параметры пучка на выходе линзы. Далее по формуле (1.117) определяем начальные параметры этого пучка, которые затем подставляем в формулы (1.77) и (1.78) и получаем параметры пучка на входе кристалла. По формулам (1.113) и (1.114) находим параметры преломленного пучка при этом пучок становится эллиптическим. Наконец находим по формулам (1.117) и (1.118) начальные параметры пучка в кристалле и подставляем их в формулу мощности второй гармоники (1.162). Используя полученную формулу, строим зависимость мощности второй гармоники от фокусного расстояния линзы при нулевой волновой расстройке и оптимальном положении фокуса внутри кристалла. На рисунке (1.9) представлена зависимость мощности второй гармоники  $P_2$  и максимальной плотности мощности первой гармоники  $S_1$  от фокусного расстояния линзы. Из рисунка видно, что максимум второй гармоники наблюдается при  $f = 5$  см и составляет примерно 80 мкВт. При этом размер пучка в фокусе составляет  $\omega_{0x} = 57$  мкм и  $\omega_{0y} = 50$  мкм. Расстояние от начала кристалла до фокуса по  $x$  (плоскость падения)  $z_{0x} = 4.4$  мм и по  $y$   $z_{0y} = 3.4$  мм. Параметр фокусировки составляет  $\xi \approx 5$ . При более жесткой фокусировке мощность второй гармоники падает, несмотря на то, что плотность мощности первой гармоники растет. Это можно объяснить тем, что при уменьшении фокусного расстояния линзы увеличивается расходимость излучения первой гармоники, что ведет к уменьшению длины на которой происходит генерация второй гармоник. При жесткой фокусировке также начинается сказываться эффект анизотропии кристалла так называемый диафрагменный апертурный эффект (ДАЭ), что также уменьшает эффективность преобразования.

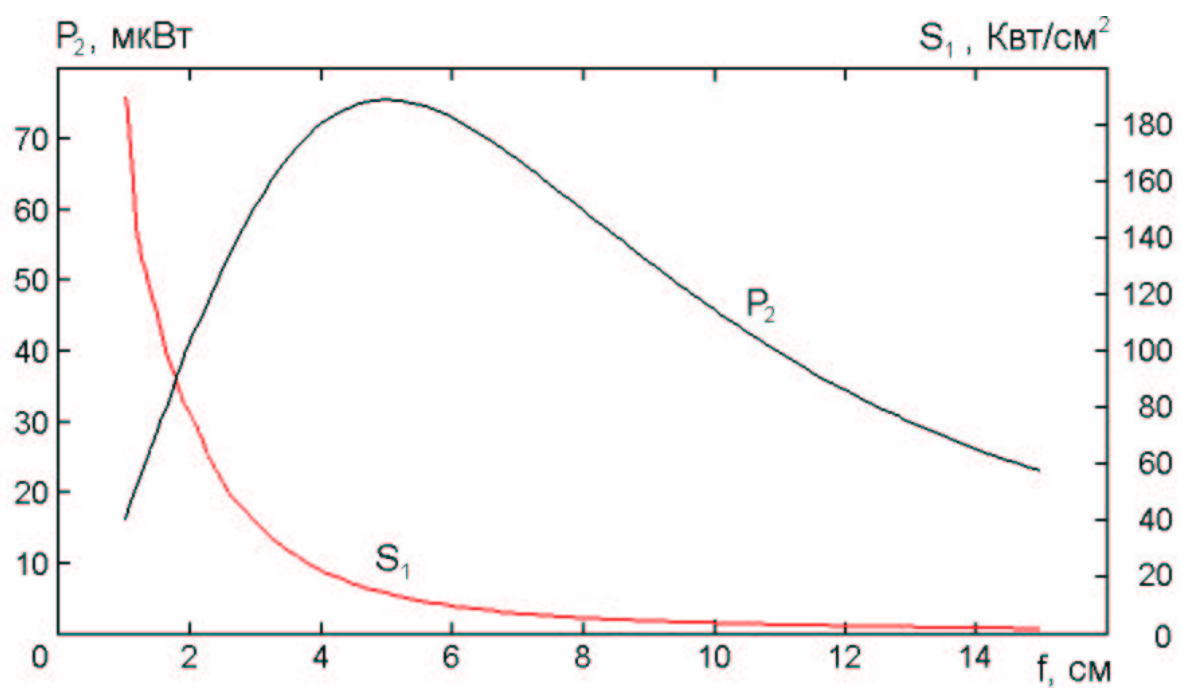


Рис. 1.9: Зависимость мощности второй гармоники  $P_2$  и максимальной плотности мощности первой гармоники  $S_1$  от фокусного расстояния линзы.

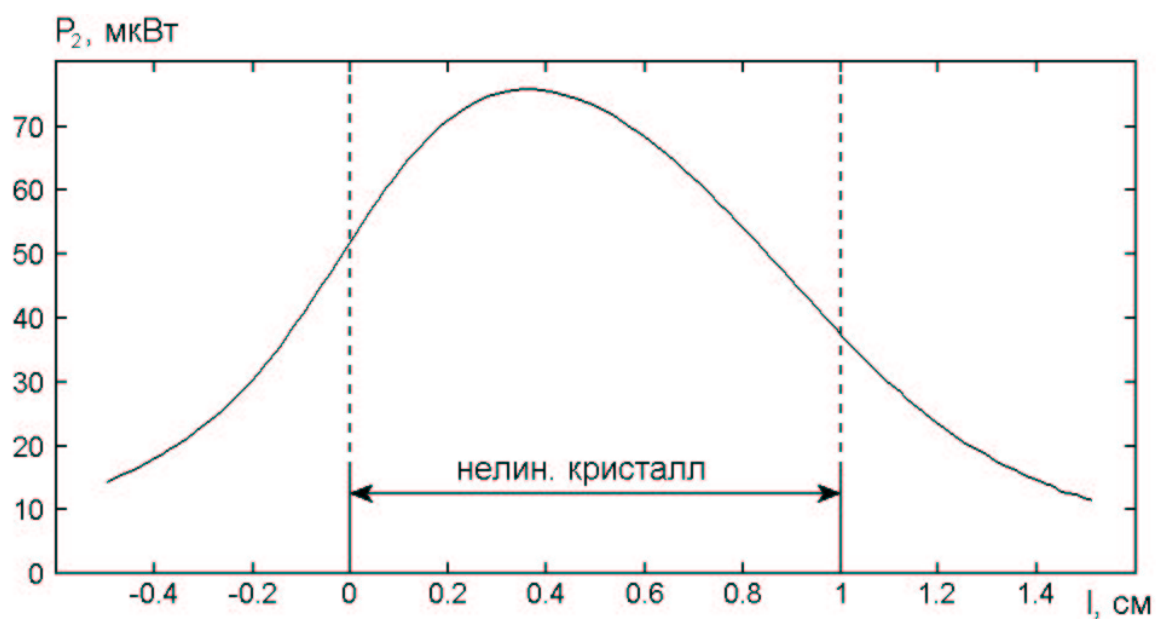


Рис. 1.10: Зависимость мощности второй гармоники от положения фокуса в кристалле.

На рисунке (1.10) показана зависимость мощности второй гармоники от положения фокуса в кристалле. Положение фокуса определялось как среднее положение между фокусами пучка по  $x$  и по  $y$ . Из рисунка видно, что максимальная эффективность преобразования наблюдается не в середине кристалла, а несколько ближе к его началу. Это объясняется тем, что поглощение первой гармоники намного выше поглощения второй гармоники.

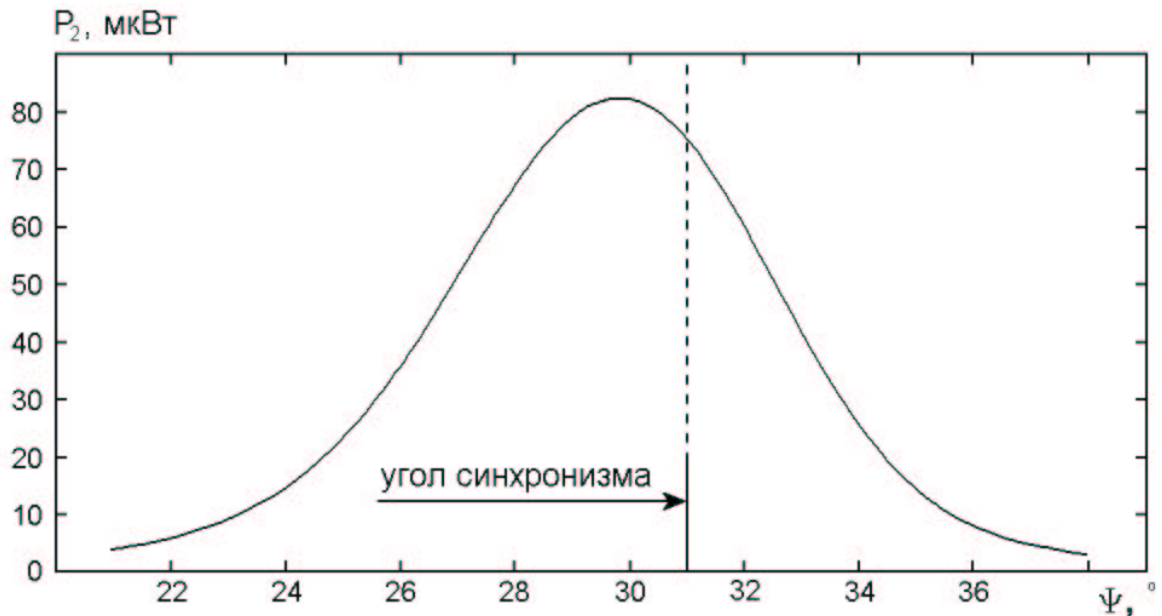


Рис. 1.11: Зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла.

На рисунке (1.11) показана зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла. Эта зависимость отражает влияние синхронизма на эффективность преобразования. Из рисунка видно, что внешняя ширина синхронизма составляет примерно  $7^\circ$  при этом максимум мощности наблюдается при ненулевой отстройке от синхронизма. Это можно объяснить влиянием членов (1.85) и (1.86) в показателе экспоненты амплитуды гауссова пучка (1.80). За счет этих членов при проходе пучком каустик (по  $x$  и  $y$ ) он получает дополнительный набег фазы равный  $2\pi$ . Из формул (1.85) и (1.86) видно, что основной набег фазы происходит на расстоянии  $b = k\omega_0^2$ . Из рисунка (1.5), что это расстояние равно как раз размеру каустики. В случае жесткой фокусировки (при  $f = 5$  см  $b = 1.8$  мм) каустика целиком находит-



ся внутри кристалла. При этом основная генерация второй гармоники происходит внутри каустики, поэтому этот дополнительный набег фазы равносителен волновой расстройке. Таким образом, введение принудительно расстройки противоположного знака компенсирует этот эффект. Действительно, при уменьшении угла падения излучения на кристалл увеличивается угол между волновым вектором первой гармоники и оптической осью (1.35). Это ведет к увеличению показателя преломления волны первой гармоники (1.29) и соответственно к появлению волновой расстройки, причем  $\Delta k < 0$  (1.16). Так как члены с  $\Delta kz$  в соответствии с (1.136) и с (1.85) в соответствии с (1.80) входят с одним знаком, то происходит компенсация и соответственно увеличивается эффективности преобразования.

## Глава 2

# Эксперименты по генерации второй гармоники.

### 2.1 Перестраиваемый CO<sub>2</sub> лазер.

Для исследования генерации второй гармоники в рамках данной работы был изготовлен специальный CO<sub>2</sub> лазер. Необходимость этого была продиктована тем, что для имевшихся в наличии кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> эффективность преобразования по данным ([12]) максимальна при длине волны CO<sub>2</sub> лазера 9.6 мкм, а для стандартной для CO<sub>2</sub> лазера длины волны 10.6 мкм очень низка.

Исходя из этого, было принято решение создать лазер, работающий на длине волны в районе 9.5 мкм. Схема лазера представлена на рисунке (2.1). При создании лазера за основу была взята трубка от серийного лазера ИЛГН-711. Трубка имела длину  $\approx 1$  м и имела в своем составе: объем с газовой смесью; рубашку водяного охлаждения; разрядную трубку; электроды; выходное окно, выполненное из GaAs и наклоненное под углом Брюстера; глухое сферическое зеркало. Данная трубка была помещена в раму, собранную из инваровых стержней. Вблизи выходного окна на специальном поворотном узле была закреплена дифракционная решетка. Между решеткой и лазерной трубкой помещались диафрагма и механический модулятор излучения. Накачка лазера производилась непрерывным разрядом, поддерживае-

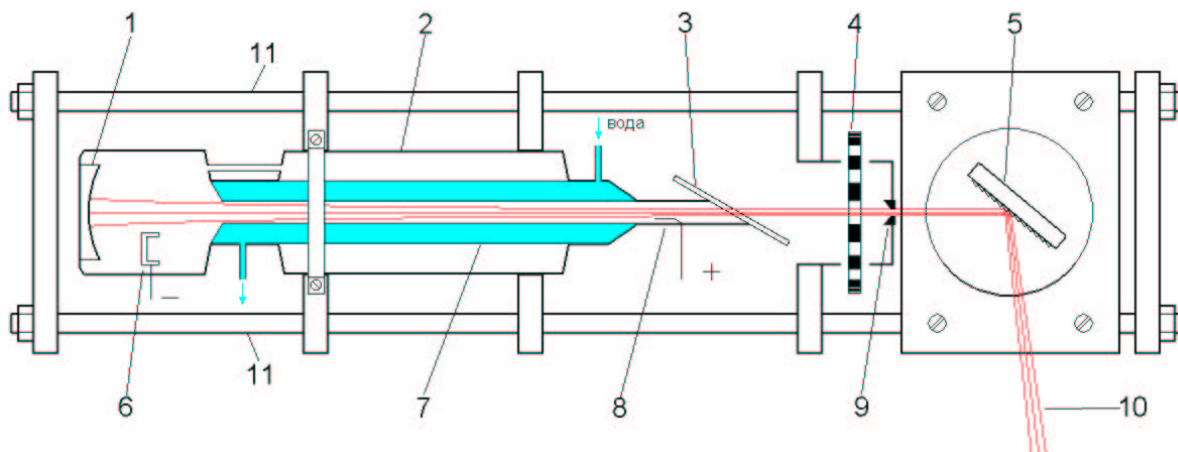


Рис. 2.1: *Схема CO<sub>2</sub> лазера:*

1-глухое сферическое зеркало; 2-лазерная трубка; 3-выходное окно; 4-механический модулятор; 5-дифракционная решетка; 6-катод; 7-рубашка охлаждения; 8-анод; 9-диафрагма; 10-выходное излучение; 11-инваровый стержень.

мым серийным источником питания (входил в комплект с трубкой). Примененная дифракционная решетка была профилированной фазовой решеткой и имела следующие параметры: 150 штрихов/мм, угол блеска соответствовал длине волны 10.6 мкм. Перестройка длины волны осуществлялась поворотом дифракционной решетки, при этом отражение в нулевой порядок использовалось для вывода излучения, а отражение в первый порядок для поддержания генерации (второе зеркало резонатора). Модулятор представлял собой металлический диск с отверстиями, нанесенными по кругу. Диск вращался с помощью электродвигателя. Частота модуляции составляла 200 Гц.

Данный лазер работал на наиболее интенсивных переходах в областях длин волн 9.2 – 9.7 мкм и 10.1 – 10.7 мкм. Длина волны определялась приближенно методом сканирования по всему диапазону и измерением расстояния от края полосы до нужной линии. Мощность излучения определялась калориметрическим измерителем мощности ИМО-2. Выходная мощность лазера при одномодовой генерации составляла для полосы 9 мкм до  $\approx 2$  Вт, для полосы 10 мкм до  $\approx 5$  Вт. Одномо-

вая генерация достигалась подбором диаметра диафрагмы. Оптимальный диаметр диафрагмы составлял 6 мм при этом выходной пучок имел круглое сечение с радиусом 1 мм по спаду интенсивности в два раза. Стабильность лазера на временах  $> 1$  мкс измерялась с помощью пироприемника МГ-30. Возможность работы пироприемника на временах  $> 100$  мс обеспечивалась модулятором. На рисунке (2.2)

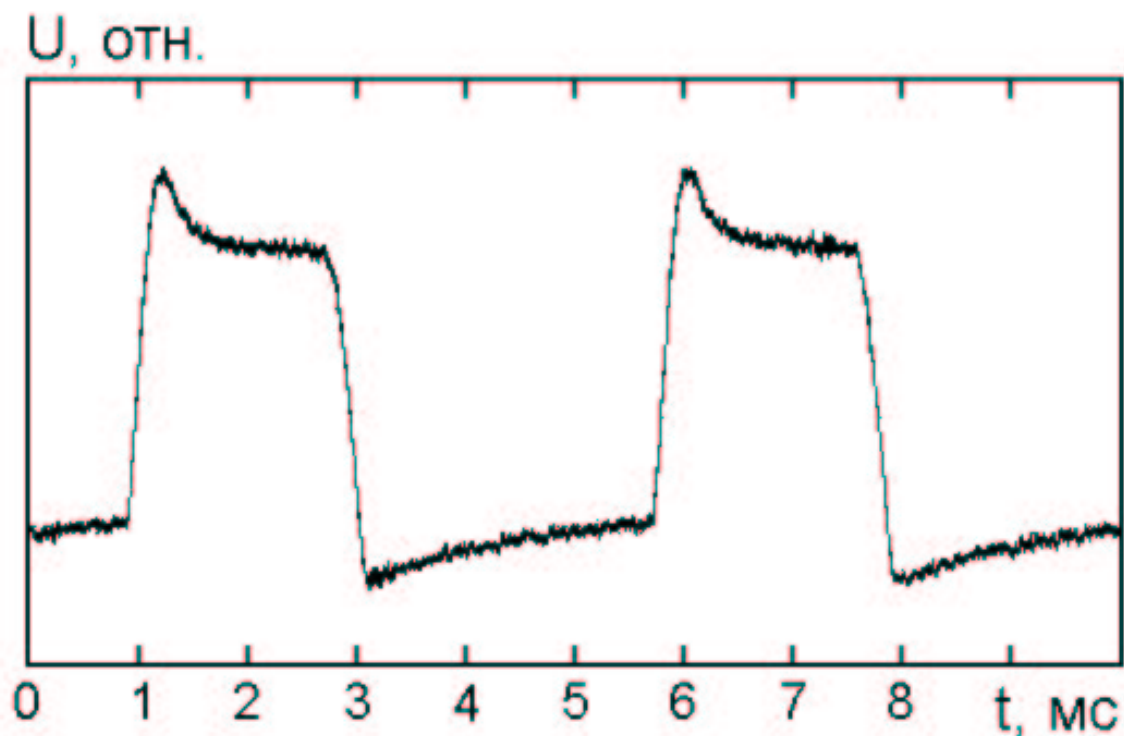


Рис. 2.2: Осциллограмма выходной мощности лазера от времени.

представлена осциллограмма выходной мощности лазера от времени, позволяющая судить о стабильности лазера на временах  $< 1$  мс. Стабильность лазера на временах  $< 1$  мс составляла  $\approx 4 - 5\%$ . На временах  $> 1$  мс большое влияние на стабильность лазера оказывают механические вибрации. В частности был зафиксирован шум на частоте  $\approx 100$  Гц, связанный с вибрациями электродвигателя модулятора. Чувствительность лазера к вибрациям сильно возросла при уменьшении выходной мощности за счет изменения длины резонатора. Долговременная стабильность определялась изменением длины резонатора. Хотя лазер был собран на инваровых

стержнях, время его прогрева составляло много часов и в процессе работы он требовал постоянной юстировки. Причиной этого была конструкция лазерной трубки. Сферическое зеркало и катод находились в одном объеме на небольшом расстоянии при этом эта часть трубки не охлаждалась водой (Рис. (2.1)). В процессе работы катод нагревался и соответственно нагревал окружающие конструкции и изменял длину резонатора. Кроме того, катод располагался несимметрично относительно оси, что приводило к разъюстировке резонатора.

При настройке лазера было замечено, что максимальная выходная мощность лазера сильно зависит от угла поворота трубки относительно ее оси. Этот эффект можно объяснить поляризующим действием дифракционной решетки. Так как период решетки  $d = 6.7$  мкм меньше длины волны, то коэффициент отражения решетки зависит от поляризации падающего излучения, причем в нулевой порядок решетки преимущественно отражается волна с вектором  $\vec{E}$  направленным вдоль штрихов, а в первый порядок наоборот преимущественно отражается поляризация с  $\vec{E}$  направленным поперек штрихов решетки. Исходя из этого, работу лазера можно описать следующим образом. Пусть выходное окно лазерной трубки повернуто на произвольный угол относительно штрихов решетки. Волна, вышедшая из активной среды лазера, проходя через выходное окно, поляризуется так, чтобы вектор  $\vec{E}$  лежал в плоскости падения волны на окно. Затем волна отражается от решетки, при этом волна распадается на две поляризации: вдоль штрихов и перпендикулярно штрихам. Волна, поляризованная вдоль штрихов, отражается в нулевой порядок и выходит из резонатора. Волна, поляризованная поперек штрихов, отражается в первый порядок обратно в лазер. Далее отраженная в первый порядок волна попадает на выходное окно, где она распадается на две волны, поляризованные в плоскости падения и перпендикулярно этой плоскости. Первая волна проходит, не отражаясь, внутрь трубки. Вторая волна проходит сильно ослабляясь за счет отражения. Таким образом, выходное окно поворачивает плоскость поляризации. Далее волна проходит через активную среду, отражается от глухого зеркала и снова попадает на выходное окно. Здесь она снова поворачивается за счет отражения волны, поляри-

зованной перпендикулярно плоскости падения. Таким образом, цикл замыкается. В подтверждении этого можно сказать, что выходной луч поляризован в вертикальном направлении, при этом выходное окно повернуто на угол  $\sim 30^\circ$  и наблюдается луч, отраженный от выходного окна. В дальнейшей работе луч, отраженный от выходного окна, активно использовался для контроля генерации лазера, так как его направления не зависит от положения решетки.

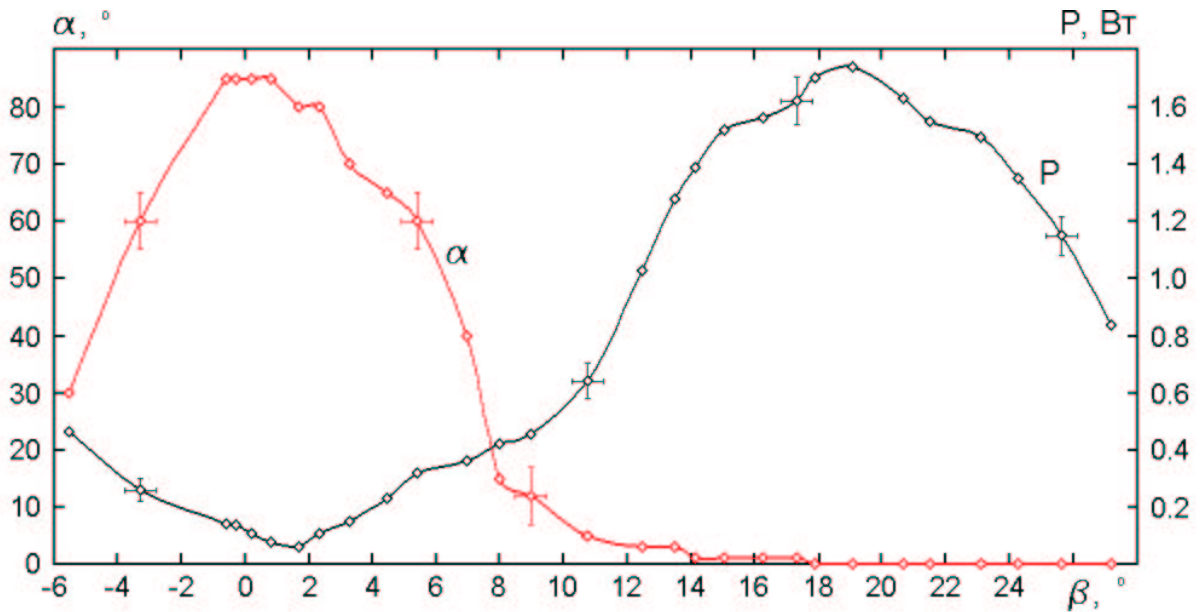


Рис. 2.3: Зависимость мощности и поляризации выходного излучения от угла поворота лазерной трубки.

Была также измерена зависимость мощности и поляризации выходного луча от угла поворота трубки. Эта зависимость представлена на рисунке (2.3). Здесь  $\alpha$ -угол между направлением вектора  $\vec{E}$  волны и вертикальной осью,  $\beta$ -угол поворота трубки, отсчитываемый от положения, в котором плоскость падения горизонтальна. Из рисунка видно, что при  $\beta = 0$  выходная мощность минимальна, при этом выходной луч поляризован в горизонтальной плоскости. Таким образом, излучение всюду поляризовано в горизонтальной плоскости. Для такой поляризации коэффициент отражения в нулевой порядок очень мал и как следствие мала выходная мощность. При повороте трубки на небольшой угол появляется проекция вектора  $\vec{E}$  на верти-

кальную ось. Именно эта часть излучения и выходит из резонатора. При увеличении угла поворота выходная мощность растет, так увеличивается доля мощности, выходящей из резонатора, при этом правда возрастает и доля мощности теряемой за счет отражения от выходного окна. При увеличении выходной мощности уменьшается добротность резонатора и как следствие мощности излучения в резонаторе и при некотором угле выходная мощность начинает падать.

. Таким образом, в результате проделанной работы был создан лазер, позволяющий проводить исследования по генерации второй гармоники.

## 2.2 Получение второй гармоники.

Основываясь на вышеописанном лазере, была создана оптическая схема для генерации второй гармоники (Рис. 2.4). Излучение лазера с помощью зеркала направлялось на линзу, которая фокусировала излучение в нелинейный кристалл. В кристалле часть излучения первой гармоники преобразовывалась во вторую гармонику. Затем вторая гармоника фокусировалась второй линзой на фотосопротивление, первая гармоника поглощалась фильтром. В эксперименте использовались линзы из ВаF<sub>2</sub> с фокусным расстоянием  $f = 12$  см. В качестве фильтра использовалась пластинка из сапфира. Излучение первой гармоники контролировалось с помощью пироприемника, который измерял мощность луча, отраженного от выходного окна лазера. Излучение второй гармоники регистрировалось с помощью фотосопротивления Ge:Au (ФСГ). В качестве нелинейного кристалла использовался ZnGeP<sub>2</sub>. Характерные осциллограммы излучения второй гармоники приведены на рисунке (2.5).

Уровень шумов второй гармоники определялся в области времен  $< 1$  мс, так как на больших временах сильно возрастает шум фотоприемника, что затрудняет измерение. Относительный уровень шумов второй гармоники, за вычетом шумов фотоприемника, был примерно вдвое выше относительного уровня шумов первой

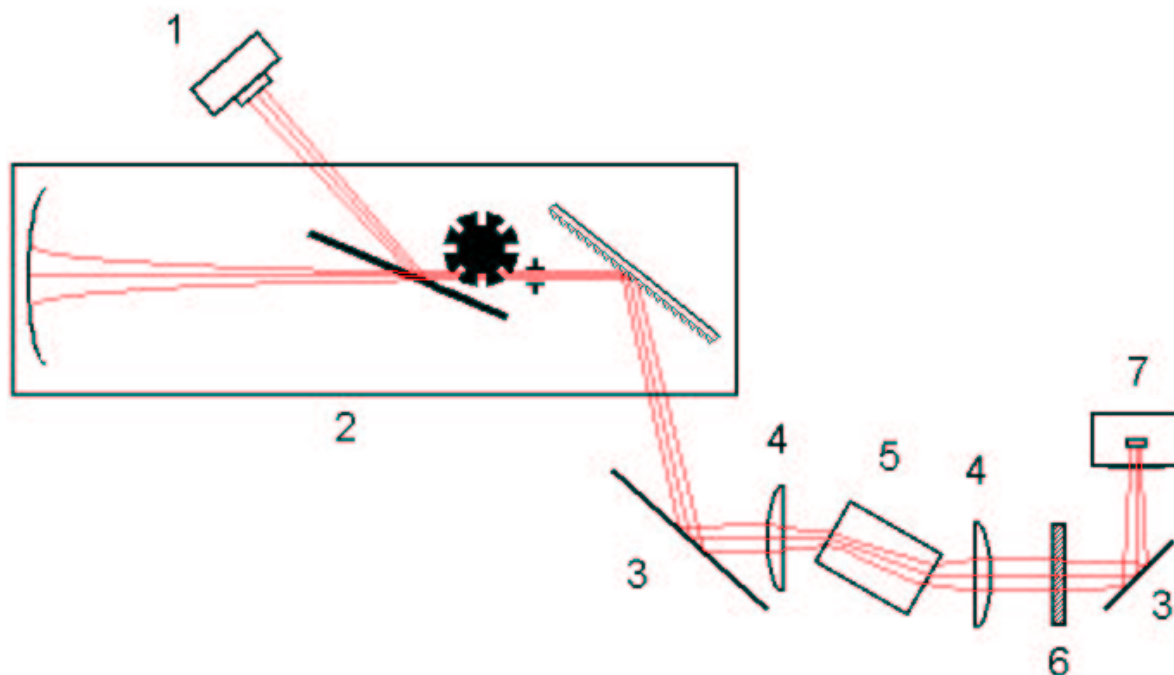


Рис. 2.4: Схема генерации второй гармоники:

1-пироприемник; 2- $\text{CO}_2$  лазер; 3-зеркало; 4-линза; 5-нелинейный кристалл; 6-фильтр; 7-фотосопротивление.

гармоники и составлял  $\approx 9 - 10\%$ .

На описанном стенде были проведены измерения зависимости мощности второй гармоники от угла установки кристалла для разных длин волн излучения первой гармоники. Полученные данные были сопоставлены с теоретической зависимостью. Теоретическая кривая считалась по формуле (1.166), в которую добавлено ослабление излучения за счет линз и фильтра. Мощность первой гармоники считалась равной 1 Вт. Так как длина волны первой гармоники известна с точностью до  $\approx 0.1$  мкм и существующая конструкция поворотного узла кристалла обеспечивает точность определения угла наклона кристалла  $\approx 2^\circ$ , то полученные экспериментальные точки сдвигались по углу до наилучшего совпадения с теоретической кривой. Нужно также отметить, что точная калибровка приемника не проводилась, поэтому полу-



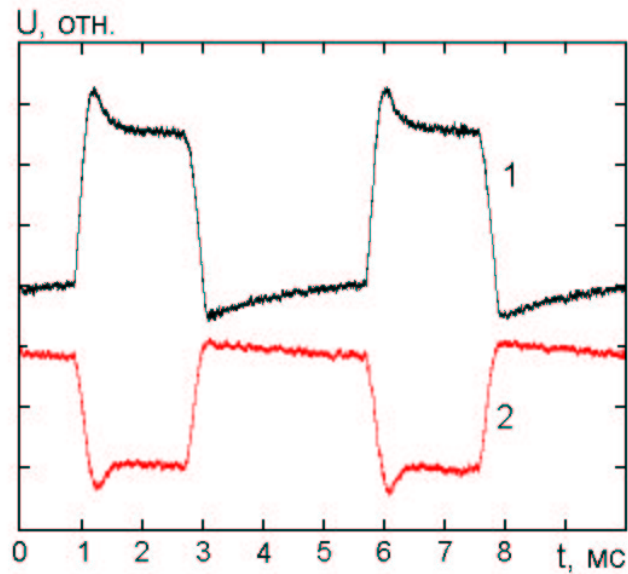


Рис. 2.5: Осциллограммы мощности первой и второй гармоник:

1-первая гармоника; 2-вторая гармоника.

ченая мощность второй гармоники известна лишь приближенно. К тому же один из исследуемых кристаллов имел просветляющее покрытие, параметры которого неизвестны. И наконец, коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла  $\text{ZnGeP}_2$  в разных источниках отличается в полтора раза [7] и [18], следовательно, мощность второй гармоники будет отличаться в 2 раза. Исходя из этого, экспериментальные точки нормировались на теоретические кривые.

На рисунке (2.6) приведены теоретическая (кривая) и экспериментальная (точки с "усами") зависимости мощности второй гармоники от угла установки кристалла для длины волны первой гармоники  $\approx 9.4$  мкм. Кристалл  $\text{ZnGeP}_2$  имел длину 11.6 см и угол среза  $\theta_c = 76^\circ$ . В расчете предполагалось, что гауссов пучок первой гармоники на выходе из лазера имеет радиус (по спаду интенсивности в два раза) 0.1 см, линза находится от лазера на расстоянии 100 см. Коэффициенты поглощения излучения первой и второй гармоник (по интенсивности) были измерены на спектрофотометре и составляли для длины рассматриваемых длин волн  $\delta_{9.4} = 0.6 \text{ см}^{-1}$ ,  $\delta_{4.7} = 0.05 \text{ см}^{-1}$ . Из рисунка видно, что ширины теоретической и экспериментальной кривой

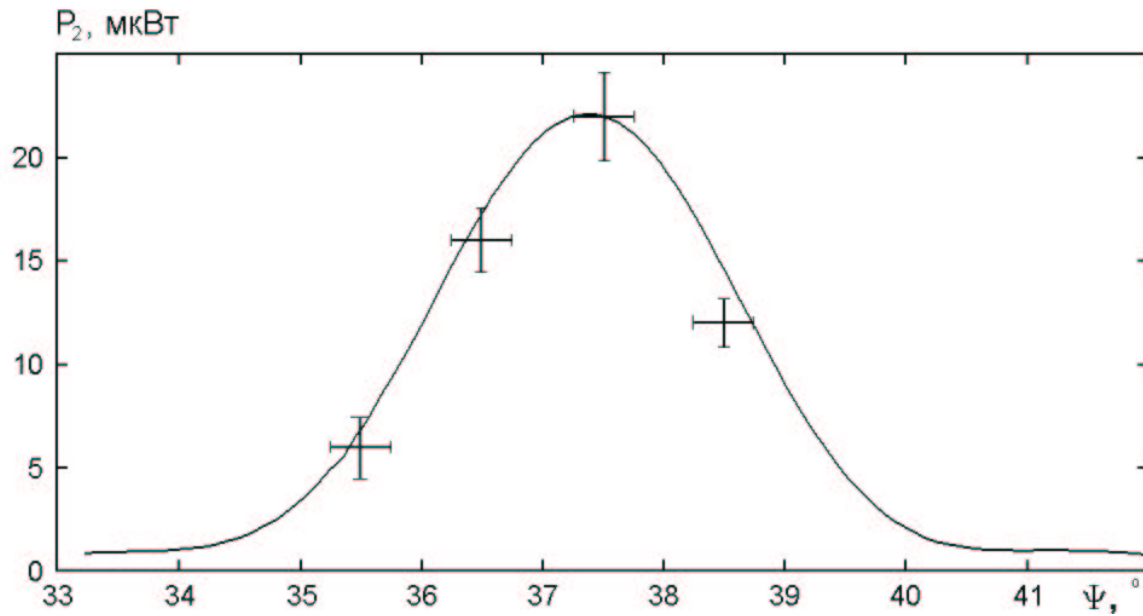


Рис. 2.6: Зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла для длины волны первой гармоники  $\approx 9.4$  мкм.

немного отличаются это можно объяснить ошибкой определения параметров пучка первой гармоники (радиус и расстояние от лазера до линзы) и ошибкой определения длины волны.

На рисунке (2.7) представлена зависимость аналогичная предыдущей для длины волны  $\approx 9.5$  мкм. Параметры фокусировки те же. Коэффициенты поглощения  $\delta_{9.5} = 0.5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\delta_{4.75} = 0.05 \text{ см}^{-1}$ .

На рисунке (2.8) представлена зависимость для длины волны 9,57 мкм. Здесь использовался другой лазер, поэтому в этом случае длина волны известна точно. Также здесь использовался другой кристалл, который имел длину 0.97 см и угол среза  $\theta_c = 76^\circ$ . Для этого случая начальный радиус пучка 0.05 см и расстояние от линзы до лазера 110 см. Коэффициент поглощения для второй гармоники не изменился, а для первой составил  $\delta_{9.57} = 0.4 \text{ см}^{-1}$ . В этом случае фокусировка получилась более жесткой, поэтому мощность второй гармоники заметно больше. На рисунке (2.9) представлена зависимость для длины волны  $\approx 10.2$  мкм. Здесь параметры эксперимента такие же, как в первых двух случаях. Коэффициент ослабления первой

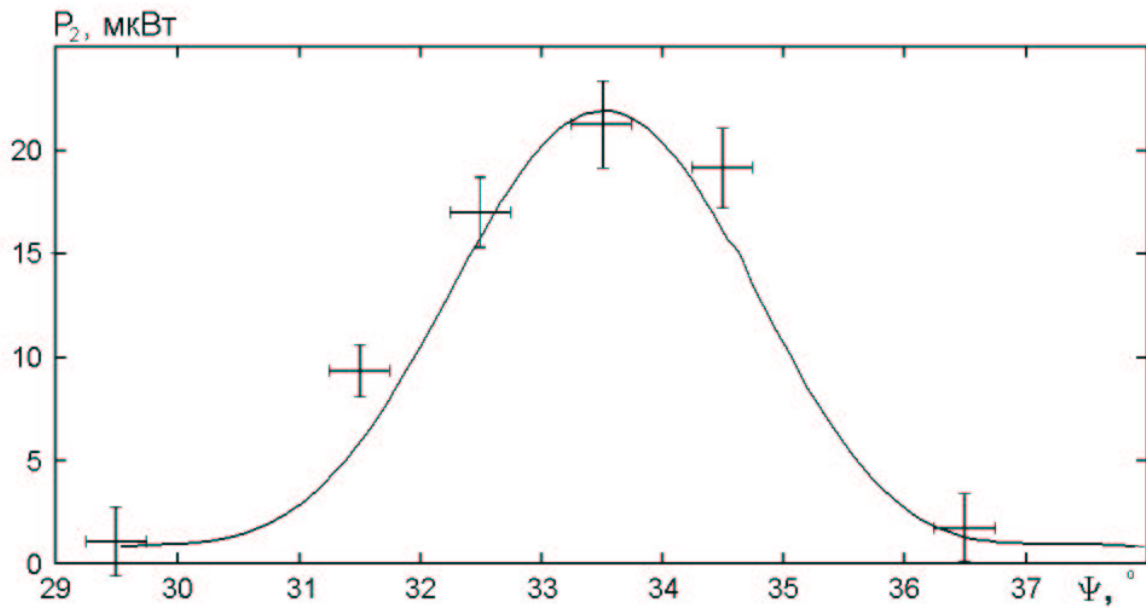


Рис. 2.7: Зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла для длины волны первой гармоники  $\approx 9.5$  мкм.

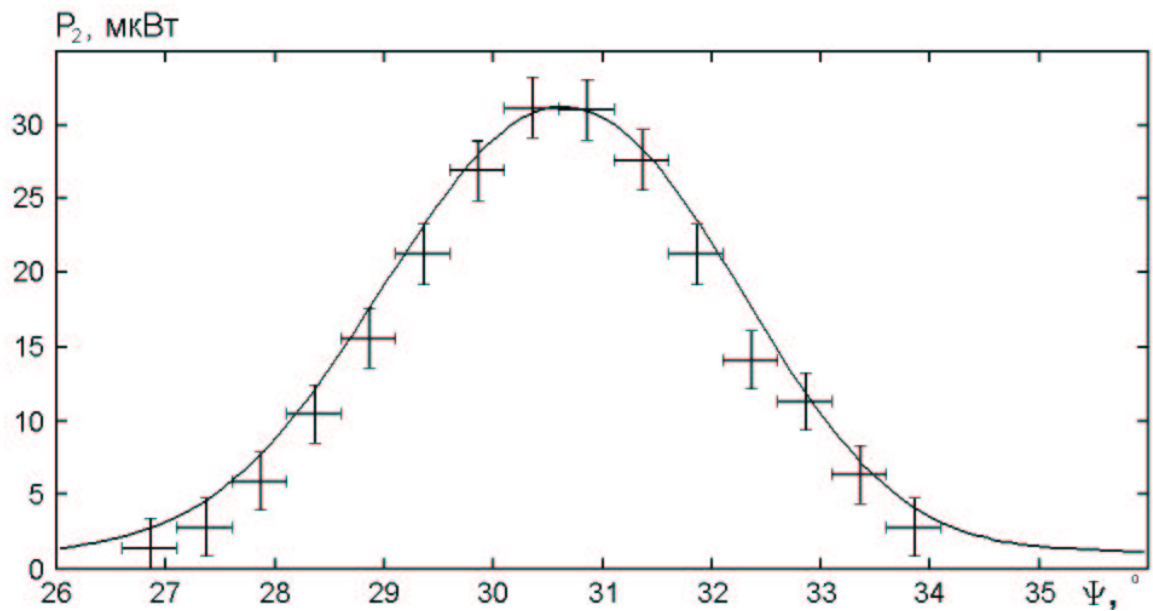


Рис. 2.8: Зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла для длины волны первой гармоники  $\approx 9.57$  мкм.

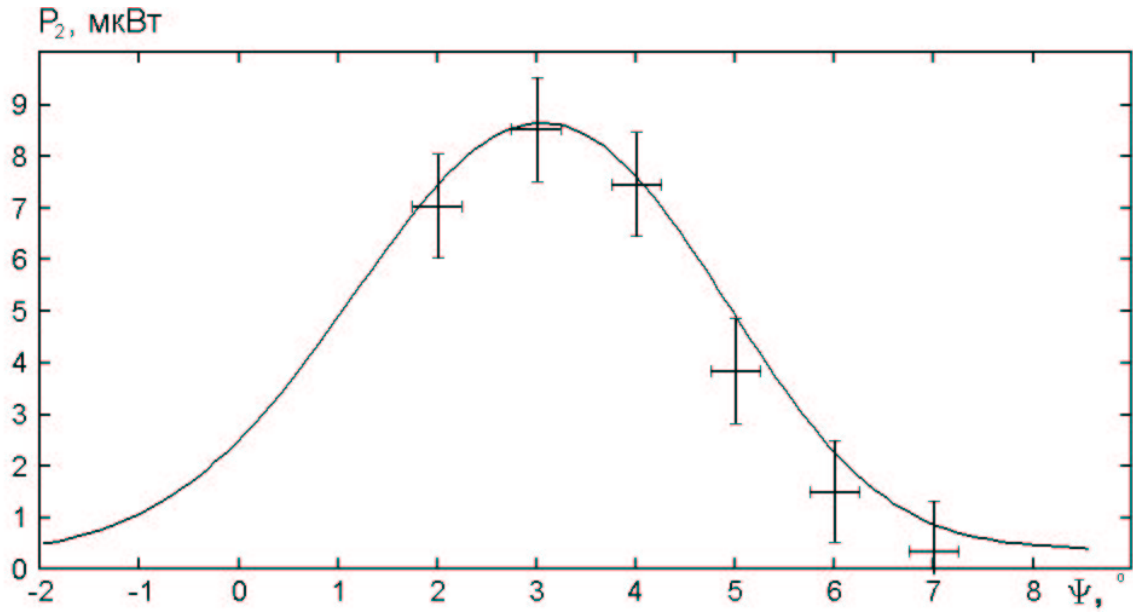


Рис. 2.9: Зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла для длины волны первой гармоники  $\approx 10.2$  мкм.

гармоники  $\delta = 0.3 \text{ см}^{-1}$ , а для второй гармоники неизменен.

Из полученных зависимостей видно, что с увеличением длины волны растет ширина синхронизма это можно объяснить тем, что, во-первых, при увеличении длины волны в этом кристалле угол синхронизма приближается к  $\pi/2$ . При угле синхронизма равном  $\pi/2$  (так называемый 90 градусный синхронизм) показатель преломления первой гармоники максимален, следовательно, в этой точке показатель преломления слабо зависит от угла и получается максимальная ширина синхронизма. Однако при приближении угла синхронизма к  $\pi/2$  уменьшается коэффициент нелинейной связи, согласно (1.70), что и видно из полученных кривых: эффективность преобразования сильно падает при увеличении длины волны.

Также была измерена зависимость мощности второй гармоники от положения кристалла относительно фокуса линзы (Рис. 2.10). Здесь использовался лазер с длиной волны 9.57 мкм. Параметры фокусировки аналогичны случаю измерения зависимости от угла установки для длины волны 9.57 мкм. Небольшое несовпадение экспериментальных точек с теоретической кривой вблизи максимума объясня-

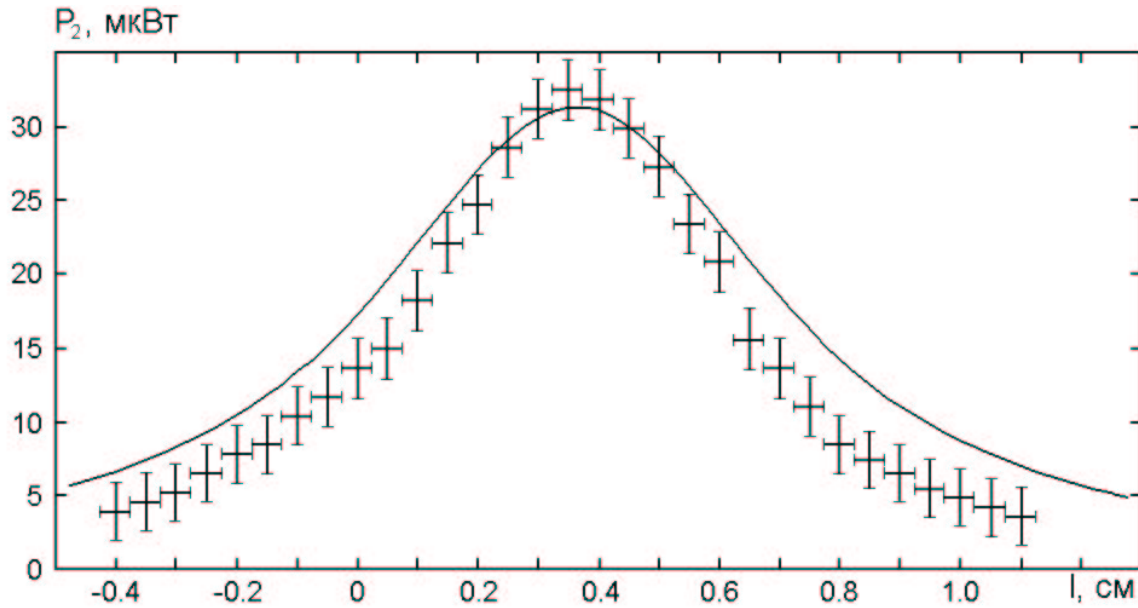


Рис. 2.10: Зависимость мощности второй гармоники от положения кристалла относительно фокуса линзы.

ется ошибкой определения параметров фокусировки и коэффициентов поглощения кристалла. Несовпадение вдали от максимума объясняется выходом излучения из апертуры кристалла (0.5 \* 0.5 см).

В рамках данной работы было проведено исследование генерации второй гармоники в кристалле GaSe. Этот кристалл в отличие от ZnGeP<sub>2</sub> отрицательный. Вследствие этого, фазовый синхронизм в этом кристалле достигается другим, в отличие от ZnGeP<sub>2</sub>, способом. Например, синхронизм может быть организован, если волна первой гармоники является обыкновенно, а второй необыкновенной волной (ооe). Этот кристалл принадлежит кристаллической группе 62m. Используя данные по симметрии тензора нелинейной восприимчивости [7], для выбранного типа синхронизма способом аналогичным описанному в (1.4) был получен коэффициент нелинейной связи:  $d = d_{22} \cos(\theta) \sin(3\varphi)$ . Формула (1.162) при замене кристалла ZnGeP<sub>2</sub> на GaSe не меняется, нужно только изменить формулу для  $\Delta k$ . Уравнения Селлмейера на показатели преломления и другие необходимые константы были взяты из [30]. Таким образом была рассчитана зависимость мощности второй гармоники от

угла установки кристалла. Эта зависимость определялась также экспериментально. На рисунке (2.11) эти данные сопоставлены. При этом параметры излучения накач-

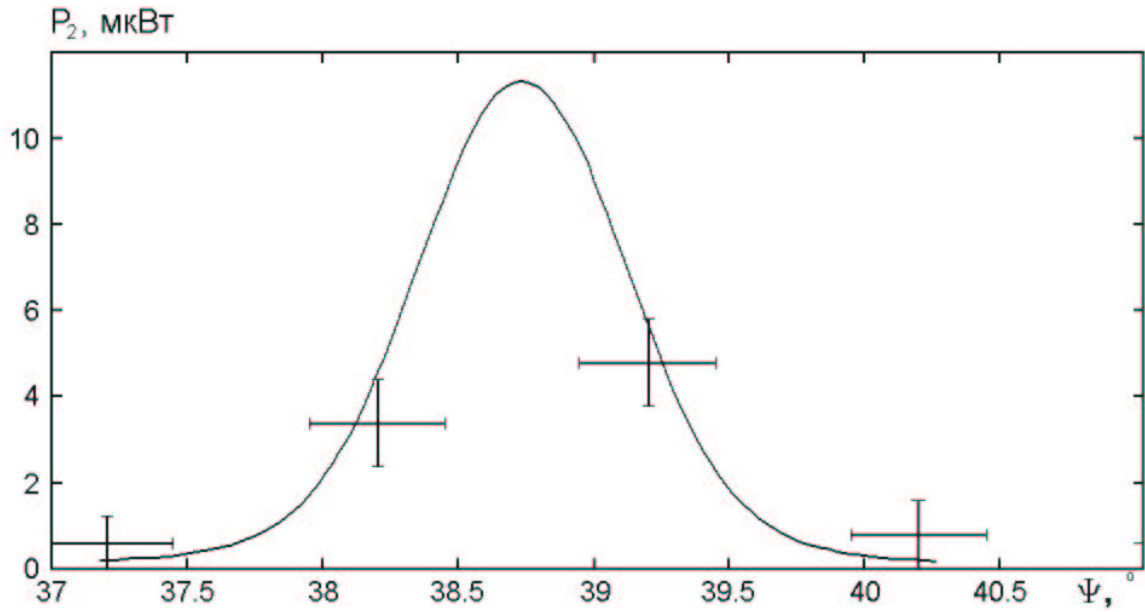


Рис. 2.11: Зависимость мощности второй гармоники от угла установки кристалла  $GaSe$ .

ки такие же как на кривой (2.6). Так как экспериментальных точек довольно мало, то нельзя говорить о совпадении зависимостей, но качественно поведение похоже. Ширина синхронизма для этого кристалла в несколько раз меньше чем для  $ZnGeP_2$ . Это можно объяснить большей анизотропией и как следствие большей производной  $d(\Delta k)/d\theta$ , чем в кристалле  $ZnGeP_2$ .

## Глава 3

# Дисперсионный интерферометр.

### 3.1 Газодинамическая ловушка.

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) (Рис. 3.1) представляет собой длинный аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением.

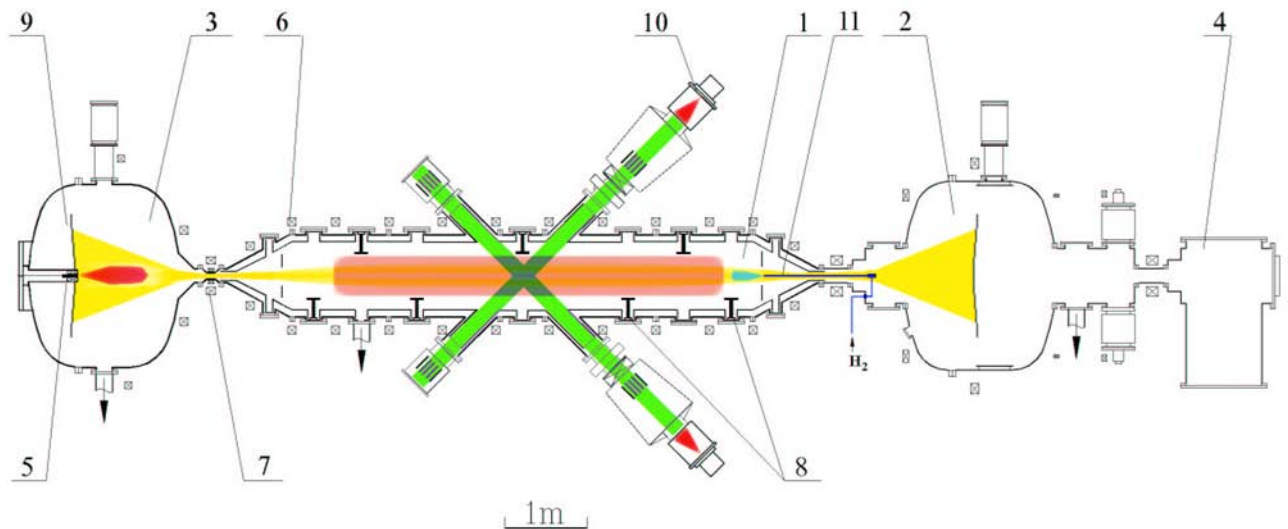


Рис. 3.1: ГДЛ: 1-центральная ячейка; 2-касп (антипробкотрон); 3-расширитель; 4-торцевой бак; 5-плазменная пушка; 6-катушки магнитной системы; 7-пробочный узел; 8-электродуговые испарители титана; 9-плазмоприемник; 10-атомарный инжектор; 11-подача холодного газа.

Плазма в этой ловушке состоит из двух компонент: относительно холодной и плотной мишенной плазмы, удерживаемой в газодинамическом режиме, то есть длина свободного пробега иона относительно рассеяния в конус потерь много меньше расстояния между пробками, и популяции быстрых анизотропных ионов, совершающих продольные колебания между точками отражения, расположенными вблизи магнитных пробок. Мишенная плазма создается с помощью дугового источника плазмы (пушки). Быстрые ионы получают в результате захвата мишенной плазмой атомарных пучков, инжектируемых в ловушку поперек магнитного поля. В таблице (3.1) представлены основные параметры ГДЛ.

Таблица 3.1: Параметры ГДЛ.

Параметр	Значение
Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле в центре	0.28 Т
в пробках	$2.5 \div 15$ Т
Плотность мишенной плазмы	$3 \div 6 \cdot 10^{13}$ см <sup>-3</sup>
радиус в центральной плоскости	$6 \div 7$ см
электронная температура	$\approx 90$ эВ
Энергия атомарных пучков	$15 \div 17$ КэВ
время работы	1 мс
Инжектируемая мощность	$3.9 \div 4.0$ МВт
Угол инжекции	$45^\circ$
Плотность быстрых ионов в точке остановки	$\approx 10^{13}$ см <sup>-3</sup>
Средняя энергия быстрых ионов	$\approx 10$ КэВ
Максимальное локальное плазменное $\beta$	0.4



## 3.2 Настольный вариант.

На основе опыта получения второй гармоники был создан простейший макет интерферометра, представленный на рисунке (3.2). За основу макета была взята

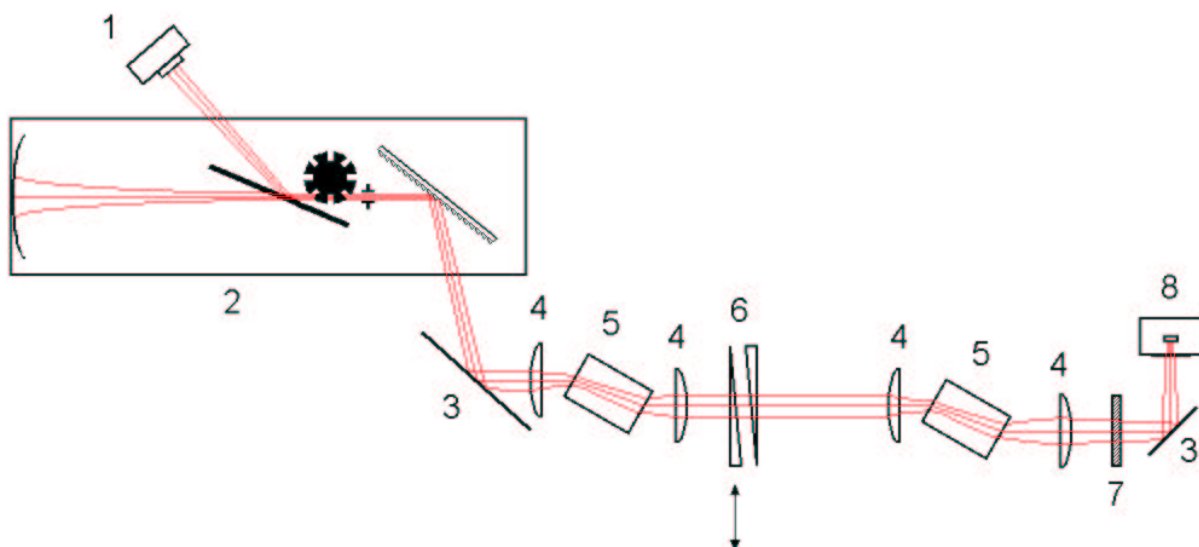


Рис. 3.2: Схема настольного макета интерферометра:

1-пироприемник; 2-лазер; 3-зеркало; 4-линза 5-нелинейный кристалл; 6-клинья; 7-фильтр; 8-фотоприемник.

схема генерации второй гармоники (Рис. 2.4). В нее был добавлен второй кристалл с соответствующей фокусирующей оптикой и клинья, которые позволяли менять разность набегов фазы между первой и второй гармоникой. Два клина необходимы для того, чтобы компенсировать расхождение лучей первой и второй гармоник при отражении от наклонной поверхности клина из-за дисперсии. Клинья были выполнены из ВаF<sub>2</sub> и имели угол 1°. Перемещая один из клиньев относительно другого, можно изменять оптический путь, проходимый лучами первой и второй гармоник. Так как показатели преломления для первой и второй гармоник разные, то при перемещении клина изменяется разность набегов фазы.

Интерферометр, собранный по этой схеме, показал свою работоспособность. Максимальная видность картины составляла 0.5. Шум в полосе частот 1 КГц-1 МГц составлял  $\approx 10\%$  и определялся в основном шумом первой гармоники. Определим какому набегу фазы соответствует этот шум. При малой разности фаз двух интерферирующих волн формулу (0.4) можно записать:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \Delta\varphi. \quad (3.1)$$

При наличии шума:

$$I = I_1 + I_2 + I_n, \quad (3.2)$$

где  $I_n$ -интенсивность шума. Таким образом, набег фазы соответствующий шуму равен:

$$\Delta\varphi = \frac{2I_n}{2\sqrt{I_1 I_2}}. \quad (3.3)$$

Введем видность:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (3.4)$$

где  $I_{max}$  и  $I_{min}$  интенсивность при  $\Delta\varphi = 0$  и  $\Delta\varphi = \pi$  соответственно. Теперь перепишем соотношение (3.3):

$$\Delta\varphi = 2k_n/V, \quad (3.5)$$

где  $k_n = I_n/(I_1 + I_2)$  относительный уровень шума. В нашем случае получаем, что минимально измеримый набег фазы равен 0.2 радиана. Из (0.9) получаем, что минимально измеримое  $nl$  равно  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Так как этот шум определяется шумами первой гармоники, то уменьшить его можно, только улучшая стабильность лазера. С этой целью был куплен новый лазер LCD-15WG. Этот лазер был поставлен вместо старого. В новой схеме шумы лазера были меньше разрядности АЦП осциллографа (8), поэтому не были определены. Один квант соответствует 0.4%. Для видности  $V = 0.5$  минимально измеримое  $nl$  равно  $4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Шумы фотоприемника  $\approx 0.04\%$  и соответствующее  $nl$  равно  $4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Таким образом, минимально измеримое  $nl \leq 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>.

### 3.3 Дисперсионный интерферометр на ГДЛ.

На основе настольной схемы был создан интерферометр на ГДЛ. На рисунке (3.3) показана оптическая схема этого интерферометра. Излучение лазера с помощью си-

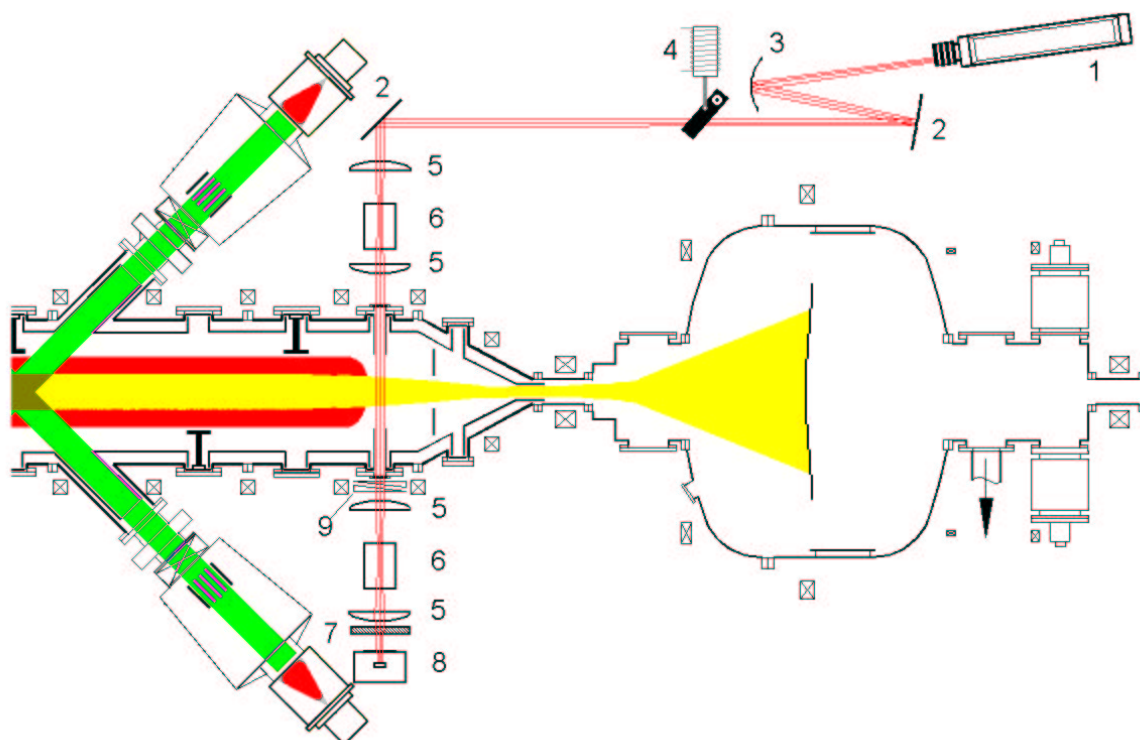


Рис. 3.3: Схема дисперсионного интерферометра на ГДЛ:

1-лазер; 2-плоское зеркало; 3-сферическое зеркало; 4-модулятор; 5-линза; 6-нелинейный кристалл; 7-фильтр; 8-фотопремник; 9-клинья.

стемы зеркал направляется на первую линзу. Сферическое зеркало применяется для создания на входе линзы пучка нужного диаметра. После удвоения первая и вторая гармоники проходят через плазму, где, за счет дисперсии показателя преломления плазмы, имеют разный оптический путь. После этого лучи проходят через клинья, получая дополнительную разность оптических путей. Затем часть первой гармоника удваивается на втором кристалле. Далее первая гармоника поглощается фильтром.

Интерференционная картина двух вторых гармоник регистрируется фотоприемником. Так как мощность используемого лазера 16 Вт, то при непрерывной работе кристаллы могут перегреться и выйти из строя. С целью предотвращения этого излучение подается на кристаллы только во время выстрела установки. Модуляция излучения осуществляется электромеханическим реле, которое открывает заслонку в нужные моменты времени.

Работает интерферометр следующим образом. Перед выстрелом с помощью клина измеряются максимальная и минимальная интенсивность. Затем клин выставляется в положение соответствующее максимальной чувствительности (среднее между максимальной и минимальной интенсивностями). После выстрела с помощью измеренных максимальной и минимальной интенсивностей восстанавливается фаза:

$$\Delta\varphi = \frac{2I - (I_{max} + I_{min})}{I_{max} - I_{min}}. \quad (3.6)$$

С помощью этого интерферометра было измерено  $nl$  плазмы в двух режимах. В первом режиме работает только плазменная пушка. Магнитное поле в центре 1.8 кГс. Пробочное отношение равно 12. На рисунке (3.4) представлена зависимость  $nl$  плазмы от времени в этом режиме. Во втором режиме кроме плазменной пушки работает также инжекция нейтральных частиц. Магнитное поле в центре 2.5 кГс. Пробочное отношение равно 30. На рисунке (3.5) представлена зависимость  $nl$  плазмы от времени в этом режиме. В обоих режимах видно влияние вибраций. В первом режиме магнитное поле меньше поэтому там влияние вибраций несколько меньше, чем во втором. Вибрации определяют минимально измеримое  $nl$  плазмы. Для первого режима  $nl_{min} \approx 5 \cdot 10^{13}$  для второго режима  $nl_{min} \approx 10^{14}$ . Как уже говорилось во введении вибрации могут влиять как на амплитуду, так и на фазу измеряемого сигнала. С целью выяснить, на что в нашем случае влияют вибрации, был проведен специальный эксперимент, в котором один из кристаллов поворачивался на  $180^\circ$  относительно нормали. При этом не происходит разъюстировка схемы, но удвоения частоты в этом кристалле не происходит. В такой схеме была проведена серия измерений, которая показала, что вибрации влияют в основном на амплитуду сигнала.

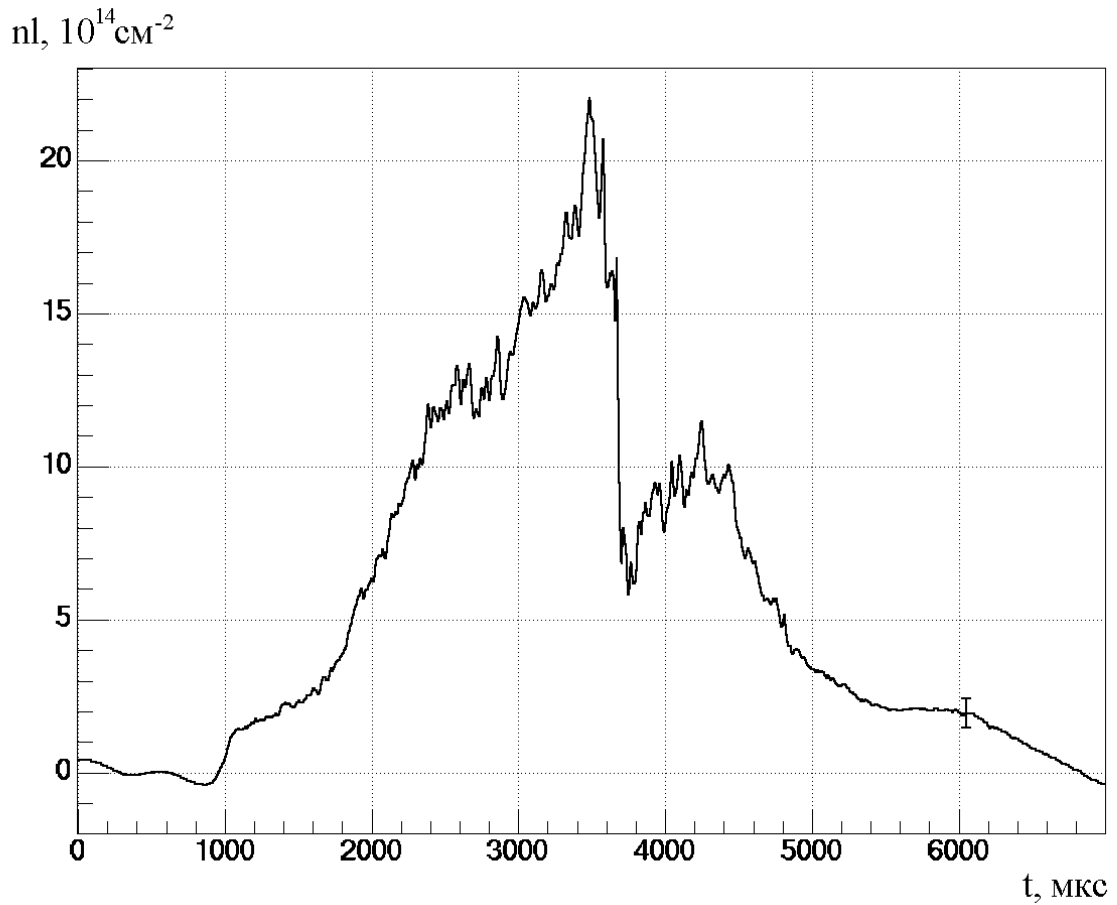


Рис. 3.4: Зависимость  $nl$  плазмы от времени в первом режиме.

Это происходит за счет ухода луча из апертуры приемника. Также были проведены исследования влияния нестабильности лазера на измеряемый сигнал. В результате, было выяснено, что этот эффект ограничивает минимально измеримую  $nl$  на уровне нескольких единиц на  $10^{13}$ . Шумы фотоприемника и остальной электроники были измерены в режиме с выключенным лазером. Эти шумы ограничивают  $nl$  на уровне  $10^{12}$ .

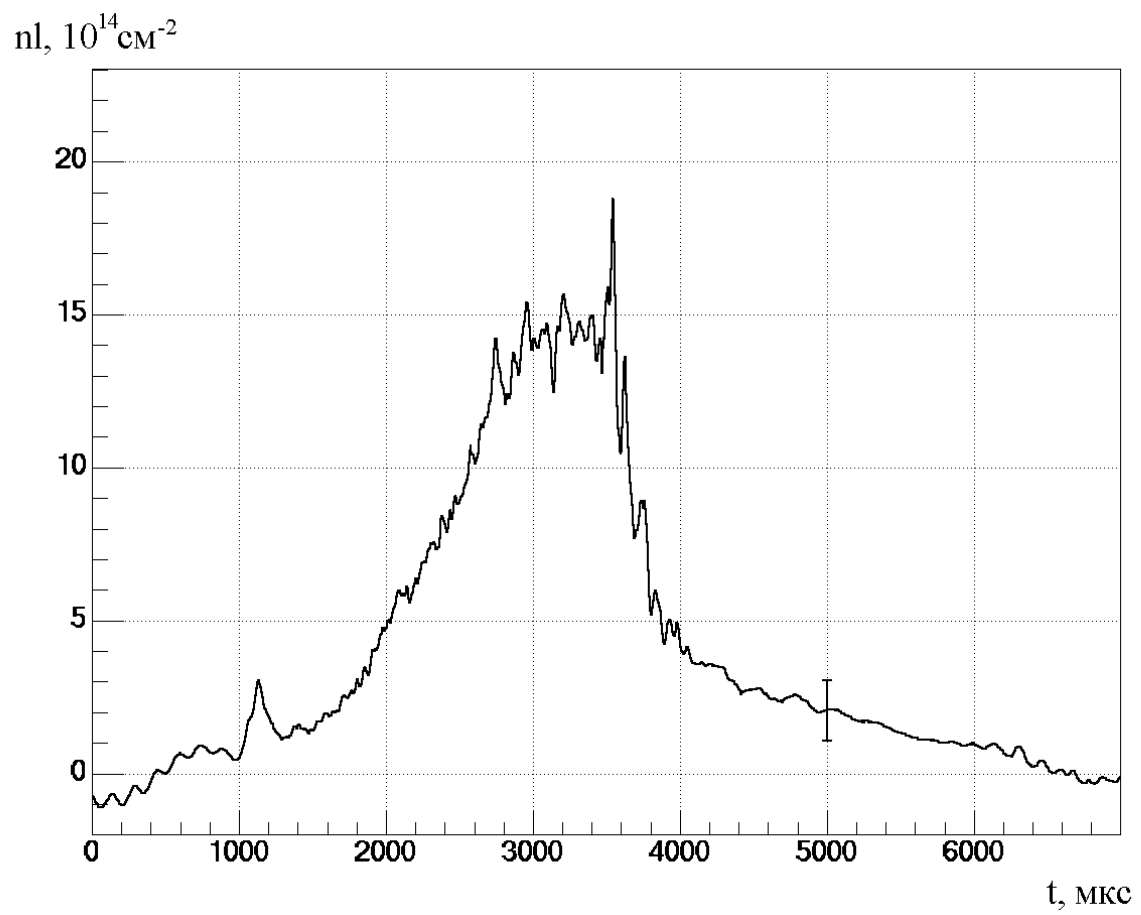


Рис. 3.5: Зависимость  $n_l$  плазмы от времени во втором режиме.

## Глава 4

### Заключение.

Подводя итоги, кратко сформулируем основные результаты настоящей работы:

1. Создан экспериментальный стенд для изучения генерации второй гармоники излучения в среднем ИК диапазоне. Основной частью стенда является созданный в ходе работы перестраиваемый одномодовый  $\text{CO}_2$  лазер. Достигнута одномодовая генерация на наиболее интенсивных переходах в областях 9.2 – 9.7 мкм и 10.1 – 10.7 мкм.
2. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование генерации второй гармоники в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{GaSe}$ . Получено качественное соответствие между теорией и экспериментом.
3. Создан настольный макет дисперсионного интерферометра. Получено разрешение  $nl_{min} \leq 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .
4. Изготовлен действующий дисперсионный интерферометр на установке ГДЛ. Проведено измерение  $nl$  в реальном эксперименте. Достигнуто разрешение  $nl_{min} = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .
5. Показано, что при оптимизации параметров дисперсионного интерферометра на основе  $\text{CO}_2$  лазера, точность измерения линейной плотности плазмы может достигать  $nl_{min} \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

## 4.1 Благодарности.

Хочу поблагодарить людей, которые внесли большой вклад в работу: Л. В. Анкудинова, П. А. Багрянского, А. А. Зуева, В. В. Максимова и других сотрудников лаборатории 9-1, а также сотрудников лабораторий 9-0 и 9-7 за полезные консультации и помощь в работе.



## Литература

- [1] *Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В.* Прикладная нелинейная оптика. — М.: Радио и связь, 1982.
- [2] *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
- [3] *Криксунов Л. З.* Справочник по основам инфракрасной техники. — М.: Советское радио, 1978.
- [4] *Карлов Н. В.* Лекции по квантовой электронике. — М.: Наука, 1988.
- [5] *Калитеевский Н. И.* Волновая оптика. — М.: Высшая школа, 1995.
- [6] *Гончаренко А. М.* Гауссовы пучки света. — Минск: Наука и техника, 1977.
- [7] Справочник по лазерам. — М.: Советское радио, 1978.
- [8] *Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П.* Оптические материалы для инфракрасной техники. — М.: Наука, 1965.
- [9] *Витteman В. Д.* СО<sub>2</sub>-лазер. — М.: Мир, 1990.
- [10] *Кругляков Э. П.* Методы оптической интерферометрии в системах с магнитным удержанием плазмы. — Новосибирск, 1986. — (Препринт/ИЯФ СО РАН; 86-156).
- [11] *Drachev V. P., Krasnikov Yu. I., Bagryansky P. A.* Dispersion interferometer for controlled fusion devices. — Новосибирск, 1991. — (Препринт/Институт теплофизики СО АН СССР; 248-91).

- [12] Андреев Ю. М., Воеводин В. Г., Грибенюков А. И., Зырянов О. Я., Ипполитов И. И., Морозов А. Н., Соснин А. В., Хмельницкий Г. С. Эффективная генерация второй гармоники излучения перестраиваемого CO<sub>2</sub>-лазера в ZnGeP<sub>2</sub>. // Квантовая электроника. — 1984. 11, N 8.
- [13] Барыкин А. А., Давыдов С. В., Дорохов В. П., Захаров В. П., Бутузов В. В. Генерация второй гармоники излучения импульсного CO<sub>2</sub>-лазера в кристалле ZnGeP<sub>2</sub>. // Квантовая электроника. — 1993 20, N 8.
- [14] Андреев Ю. М., Батурич И. С., Гейко П. П., Гусамов А. И. Удвоение частоты CO<sub>2</sub>-лазеров в новом нелинейном кристалле AgGa<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Se<sub>2</sub>. // Квантовая электроника. — 1999. 29, N 1.
- [15] Захаров С. В., Негин А. Е., Филиппов П. Г., Жилис Э. Ф. Уравнение Селлмейера и преобразование излучения импульсно-периодического перестраиваемого ТЕА CO<sub>2</sub>-лазера во вторую гармонику в кристалле ZnGeP<sub>2</sub>. // Квантовая электроника. — 1999. 28, N 3.
- [16] Горшунов Н. М., Зотин Г. Е., Карчевский А. И., Митин К. В., Серегин А. М. Преобразование импульсно-периодического излучения CO<sub>2</sub>-лазера во вторую гармонику в кристаллах AgGaSe<sub>2</sub>. // Квантовая электроника. — 1995. 22, N 3.
- [17] Андреев Ю. М., Быканов А. Н., Грибенюков А. И., Зуев В. В., Карышев В. Д., Кислецов А. В., Ковалев И. О., Конов В. И., Кузьмин Г. П., Нестеренко А. А., Осоргин А. Е., Стародумов Ю. М., Чаплиев Н. И. Преобразование импульсного лазерного излучения диапазона 9.3 – 9.6 мкм во вторую гармонику в кристаллах ZnGeP<sub>2</sub>. // Квантовая электроника. — 1990. 17, N 4.
- [18] Андреев Ю. М., Бадиков В. В., Воеводин В. Г., Гейко Л. Г., Гейко П. П., Иващенко М. В., Карапузиков А. И., Шерстов И. В. Лучевая стойкость нелинейных кристаллов на длине волны 9.55 мкм. // Квантовая электроника. — 2001. 31, N 12.

- [19] ASDEX Upgrade Database. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association. February 15, 2000.  
(<http://www.ipp.mpg.de/eng/for/projekte/asdex/database2/>)
- [20] *Howald A.* Four-Chord, Real-Time, Vibration Compensated CO<sub>2</sub> Interferometer for Electron Density Measurements on the DIII-D Tokamak. January 30, 1994.  
(<http://web.gat.com/diag/co2/interferometer.pdf>).
- [21] EFDA-JET: Report of Activities. 1 Jan 2000 - 31 Mar 2001.  
(<http://www.jet.efda.org/pages/rep-of-activ.html>)
- [22] *Fukuda T., Nagashima A.* Frequency stabilized single mode cw 118.8 mkm CH<sub>3</sub>OH waveguide laser for large tokamak diagnostics. // *Rev.Sci.Instrum.*60(6),June,1989
- [23] *Kawano Y., et. al.,* Dual CO<sub>2</sub> laser interferometer with a wavelength combination of 10.6 and 9.27 mkm for electron density measurement on large tokamaks. // *Rev. Sci. Instrum.* 67, 1520 (1996).
- [24] Diagnostics for LHD.  
([http://dg1.nifs.ac.jp/e/lhd\\_diag\\_table.html](http://dg1.nifs.ac.jp/e/lhd_diag_table.html)).
- [25] Вячеславов Л. Н. Изображающий CO<sub>2</sub> интерферометр для измерения профиля плотности и микротурбулентности на LHD. Семинар плазменных лабораторий. ИЯФ 25.03.2003.
- [26] *Koslowski H. R., Soltwisch H.* Electron density and q profile measurements with the far-IR interferometer-polarimeter on the TEXTOR tokamak. // *Fusion Engineering and Design* 34-35 (1997) 143-150.
- [27] *Bretz N., Jobs F., Irby.* The design of a second harmonic tangential array interferometer for C-Mod. // *Rev. Sci. Instrum.* —1997. 68, N 1.
- [28] *Bretz N., Jobs F.* A prototype imaging second harmonic interferometer. // *Rev. Sci. Instrum.* —1997. 68, N 1.

- [29] *Licht V.* A sensitive dispersion interferometer with high temporal resolution for electron density measurements. // Rev. Sci. Instrum. —2000. 71, N 7.
- [30] EKSMA. Infrared nonlinear crystals.  
(<http://www.eksma.lt/crystals.non/infra.htm>).