

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЙОДНОГО ЛАЗЕРА «ИСКРА-5» С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ KDP БОЛЬШОЙ АПЕРТУРЫ С 1-ЫМ ТИПОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

И. В. Тимонин, А. В. Зубков, В. П. Коваленко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

В данной работе приводятся первые результаты экспериментальных исследований влияния различных параметров излучения основной частоты ($\lambda = 1315$ нм) йодного лазера «Искра-5» [1] на процесс генерации второй гармоники в крупноапертурных кристаллах KDP с I типом синхронизма.

В качестве преобразователя излучения во вторую гармонику используются опытные образцы кристаллов увеличенных размеров, изготовленных в ИПФ РАН для лазерной установки нового поколения на основе неодимового стекла [2]. В настоящее время исследуются физико-технические свойства представленных образцов на предмет их применимости в качестве удвоителей частоты в мощных лазерных пучках большого размера. Одна из главных задач, которую необходимо решить при этом, заключается в получении максимального коэффициента преобразования энергии. Для этого, очевидно, необходимо определить и оптимизировать факторы, влияющие на процесс преобразования.

Дополнительно приводятся результаты численного моделирования процесса генерации, которое учитывает интенсивность, форму импульса и отклонение от фазового синхронизма излучения $1\omega_0$.

Исследовав опытные образцы и получив расчетную модель, согласующуюся с экспериментами, проведенными на установке «Искра-5», впоследствии можно смоделировать процесс преобразования лазерного излучения во вторую гармонику данными кристаллами уже в неодимовых лазерах.

Модель для расчета процесса преобразования

В настоящее время теория генерации второй гармоники (ВГ) хорошо известна. Две линейно поляризованные волны, распространяясь в одном направлении в нелинейной среде, возбуждают третью волну.

Частным случаем процесса генерации третьей волны является вырожденное взаимодействие, когда частоты обеих падающих волн ω_1 и ω_2 равны. В этом случае частота генерируемой волны $\omega_3 = 2 \cdot \omega_1 = 2 \cdot \omega_2$. То есть, в среде распространяется три волны: две с равными частотами и третья с удвоенной частотой.

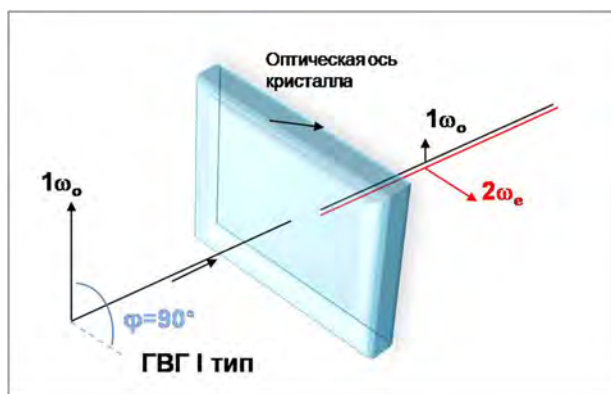


Рис. 1. Классическая схема преобразования излучения во вторую гармонику при ооe-взаимодействии

В нашем случае нелинейной средой является отрицательный одноосный кристалл ($n_o > n_e$) KDP с первым типом синхронизма. При синхронизме первого типа обе волны на основной частоте имеют одну и ту же линейную поляризацию, а волна на частоте второй гармоники имеет перпендикулярную поляризацию. В случае отрицательного одноосного кристалла синхронизм первого типа может быть реализован, когда обе волны на основной частоте являются обычными, а волна второй гармоники – необыкновенной; это есть случай так называемого ооe-синхронизма или, иначе, ооe-взаимодействия. Кроме того, следует различать скалярный и векторный синхронизмы. При скалярном синхронизме волновые векторы взаимодействующих световых волн коллинеарны, а при векторном не коллинеарны. На установке «Искра-5» и других мощных лазерных установках используется скалярный синхронизм. Именно этот вид взаимодействия и рассматривается в данной работе.

Распространение волн в кристалле в направлении оси z для взаимодействия типа I описывается системой укороченных уравнений для вещественных амплитуд и обобщенной фазы взаимодействующих волн [3, 4]:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{1}{2} \cdot \alpha_1 \cdot A_1 + \beta \cdot A_2 \cdot A_1 \cdot \sin(\psi) \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{1}{2} \cdot \alpha_2 \cdot A_2 - \frac{1}{2} \beta \cdot A_1^2 \cdot \sin(\psi) \\ \frac{\partial \psi}{\partial z} = \beta \cdot \left(2 \cdot A_2 - \frac{A_1^2}{2 \cdot A_2} \right) \cdot \cos(\psi) - \Delta k \end{cases} \quad (1)$$

где индексы 1,2 обозначают волны первой и второй гармоники соответственно, $\Delta k = \frac{n_2 \cdot \omega_2}{c_0} - 2 \cdot \frac{n_1 \cdot \omega_1}{c_0}$ –

волновая расстройка, $\Psi(z) \equiv \varphi_2(z) - 2\varphi_1(z) - \Delta k \cdot z$ – обобщенная фаза, $A_i = \left(\frac{n_i}{\omega_i} \right)^{1/2} \cdot E_i$ – полевые переменные, α_i ($i = 1, 2$) – коэффициенты линейного поглощения среды для соответствующих составляющих. Другие переменные, входящие в (1), имеют следующую

смысл: $\beta = \frac{def}{c_0} \cdot \sqrt{\frac{\omega_1^2 \cdot \omega_2}{n_1^2 \cdot n_2}}$; – коэффициент нелинейной связи, где $def = d_{36} \cdot \sin \Theta_c \cdot \sin 2\varphi$ – эффективная нелинейность среды, d_{36} – нелинейный коэффициент [5], Θ_c – угол синхронизма, о нем говорится ниже, для наиболее эффективного преобразования кристаллы с I типом взаимодействия изготавливаются таким образом, чтобы параметр φ был равен $\pi/4$; n_i , ω_i – показатели преломления и частоты соответствующих волн, при чем $\omega_2 = 2 \cdot \omega_1 = 2\omega$; c_0 – скорость света в вакууме.

Эта система уравнений должна быть дополнена граничными условиями в отсутствие ВГ на входе кристалла:

$$\begin{cases} A_1(z)|_{z=0} = A_{10} \\ A_2(z)|_{z=0} = 0 \\ \psi(z)|_{z=0} = -\frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (2)$$

обобщенная фаза Ψ на входе кристалла ($z = 0$), для случая $A_{20} = 0$, должна быть равна $-\pi/2$, так как при этом $\sin(\Psi) = -1$; это обеспечивает максимум производной $\partial A_2 / \partial z$ во втором уравнении системы (1) и, следовательно, наибольший «темп» роста $A_2(z)$ [3]. Первая гармоника на входе кристалла определяется

из выражения $A_{10} = \left(\frac{T_1 \cdot Z_0 \cdot 2 \cdot I_0}{\omega} \right)^{1/2}$, где T_1 – коэффициент пропускания границы раздела двух сред (воздух-кристалл) для первой гармоники, Z_0 – волновое сопротивление вакуума, I_0 – интенсивность падающего на кристалл излучения.

Наибольший позитивный интерференционный эффект (наибольшая интенсивность второй гармоники) достигается при выполнении условия $\Delta k = 0$. Это

и есть условие волнового или фазового синхронизма. Таким образом, для рассматриваемого взаимодействия волн, условием синхронизма является равенство показателей преломления обыкновенной волны на основной частоте и необыкновенной волны на частоте второй гармоники ($n_1 = n_2$). В анизотропном одноосном кристалле показатель преломления обыкновенной волны, электрический вектор которой перпендикулярен главной плоскости кристалла, первой гармоники не зависит от направления распространения:

$$n_1 = n_o.$$

В то время как показатель преломления волны второй гармоники, электрический вектор которой лежит в главной плоскости кристалла, (необыкновенная волна) зависит от отклонения (θ) волновой нормали относительно оптической оси кристалла по следующему закону:

$$n_2(\theta) = \left[\left(\frac{\sin(\theta)}{n_{2e}} \right)^2 + \left(\frac{\cos(\theta)}{n_{2o}} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где n_{2o} , n_{2e} – главные значения обыкновенного и необыкновенного показателей преломления для 2ω .

Угол синхронизма Θ_c находится из следующего равенства:

$$n_o - \left[\left(\frac{\sin(\theta_c)}{n_{2e}} \right)^2 + \left(\frac{\cos(\theta_c)}{n_{2o}} \right)^2 \right]^{-1/2} = 0. \quad (3)$$

В литературе [5, 6, 7] существует несколько способов вычисления главных значений показателей преломления n_o , n_e , n_{2o} , n_{2e} для данного материала и длины волны падающего излучения. И, как показали вычисления (об этом же сказано в [6, 7]), все они приводят к несколько различным результатам. Нами был выбран способ наиболее близкий к ранее полученным экспериментальным данным при работе с кристаллами производства ИПФ РАН [8].

В итоге, проинтегрировав систему (1) от 0 до L (путь, пройденный волнами в нелинейной среде) можно найти интенсивность второй гармоники на выходе из кристалла-удвоителя в следующем виде:

$$I_{2\omega} = \frac{T_2 \cdot 2\omega}{2 \cdot Z_0} \cdot (A_2)^2; \quad (4)$$

где T_2 – коэффициент пропускания границы раздела двух сред (кристалл-воздух) для излучения второй гармоники.

Программа расчета процесса преобразования была написана в системе Matlab. Временная форма импульса лазерного излучения считалась гауссовой, и для интегрирования (1) она разбивалась на 10 временных интервалов. Распределение плотности энергии по сечению пучка взято в виде «полки». Переменными параметрами в программе являлись энер-

гия первой гармоники на входе системы преобразования, ошибка попадания излучения в угол синхронизма (при котором фазы волн согласованы) и длительность импульса по уровню 0,5.

Экспериментальная часть

В 1980 году, в Гарчинге, в институте Макса Планка на йодном лазере Asrelix III при использовании кристаллов KDP с I типом синхронизма были проведены эксперименты по преобразованию излучения во вторую гармонику. В пучке диаметром 6 мм с интенсивностью $I_{1\omega} \sim 1 \text{ ГВт/см}^2$ была получена эффективность преобразования 12 % [9]. Далее, из-за достаточно высокого поглощения ($\sim 30\%/см$) на $\lambda = 1315 \text{ нм}$, кристаллы KDP на йодных лазерах не использовались.

Для преобразования в 2ω по схеме, показанной на рис. 1 применялись образцы крупноапертурных кристаллов KDP ($41 \times 39 \text{ см}$, толщиной 15–16,5 мм) быстрого роста производства ИПФ РАН [10] с I типом синхронизма. Угол отклонения направления синхронизма относительно нормали к оптической поверхности для $\lambda = 1054 \text{ нм}$ – $1' \pm 2'$. Защитное покрытие «Разакор». Просветление отсутствует.

Для настройки кристаллов по углу $\varphi = 90^\circ$ использовалась схема, приведенная на рис. 2.

Широкий параллельный пучок He-Ne лазера падает на линзу Л1, далее сходящийся пучок проходит через кристалл и анализатор, затем после линзы Л2 параллельный пучок падает на экран с реперными полосами, который установлен таким образом, чтобы нанесенные на нем линии составляли угол $\varphi = 90^\circ$ с горизонтом.

Излучение, проходя через кристалл, меняет свое состояние поляризации, после анализатора на

экране образуется система интерференционных полос, перпендикулярных главной плоскости кристалла. Вращая кристалл в азимутальном направлении по углу φ , добиваемся параллельности интерференционных и реперных полос на экране. Точность такого метода установки кристалла по углу φ относительно вертикали составляет $0,5^\circ$ [8]. Как показывает расчет, ошибка настройки по этому углу в 5° приводит к падению эффективности преобразования на 0,6 %.

Примерные углы заклонов кристаллов в горизонтальной и вертикальной плоскости, необходимые для осуществления фазового синхронизма, вычислялись из паспортных углов этих образцов для $\lambda = 1054 \text{ нм}$. Вертикальный угол настройки остается равным 0 для данной схемы преобразования. Горизонтальный угол настройки вычисляется следующим образом:

– по формуле (3), с учетом дисперсии показателей преломления, высчитывается разность между углами синхронизма $\Delta\Theta_c$ для длин волн 1315 нм и 1054 нм,

– угол внутри кристалла $\Delta\Theta_c$ пересчитывается на внешний угол $\Delta\Theta_{c, \text{внеш}} = \arcsin(\sin(\Delta\Theta_c) * n_1)$, который и будет являться углом настройки для $\lambda = 1315 \text{ нм}$.

Для более точного нахождения направления синхронизма кристалл-удвоитель облучался расходящимся излучением и определялось угловое положение максимума преобразования во вторую гармонику.

Оптическая схема таких экспериментов приведена на рис. 3. В качестве излучения накачки 1ω ($\lambda = 1315 \text{ нм}$) моноимпульсное излучение после усилителя У1 установки «Искра-5». Энергия излучения 1ω составляла $\sim 6 \text{ Дж}$, апертура $\varnothing 3,5 \text{ см}$, длитель-

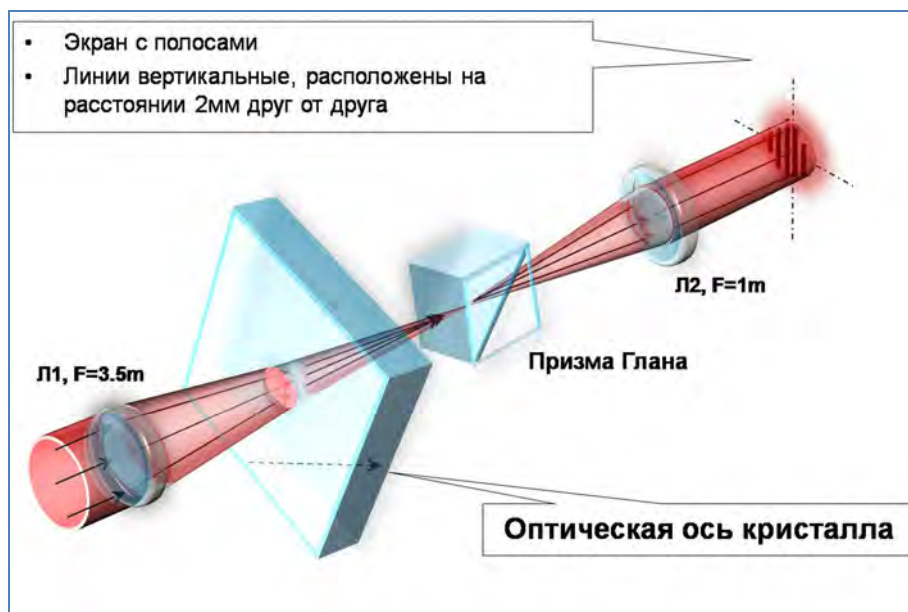


Рис. 2. Стенд для настройки кристаллов по углу φ

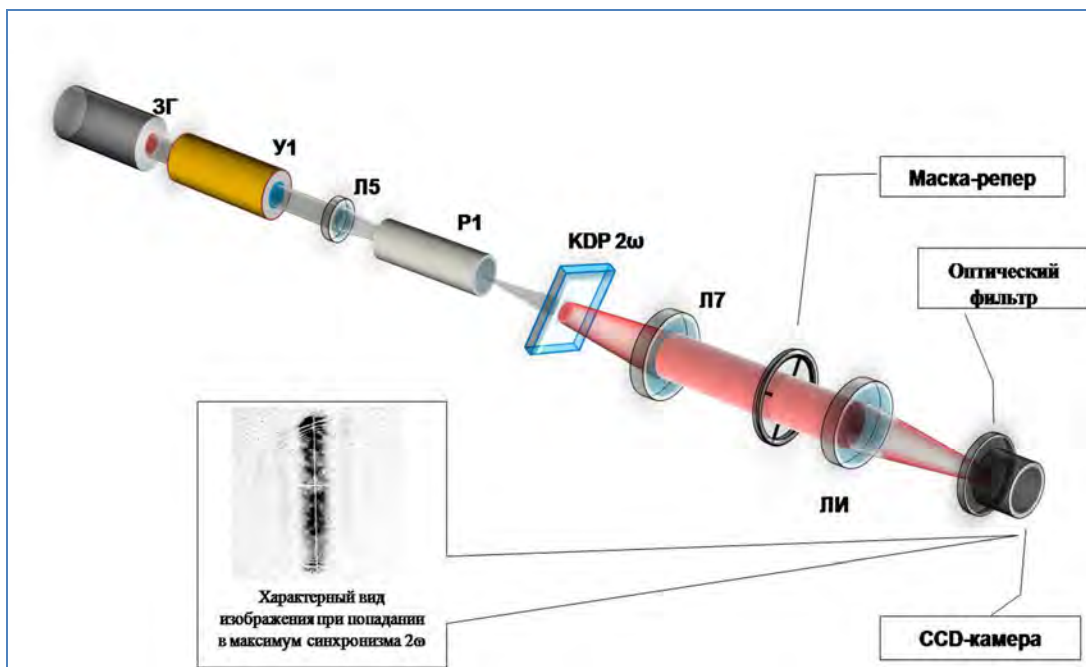


Рис. 3. Схема измерения угла синхронизма для генерации второй гармоники: ЗГ – задающий генератор, У1 – усилитель, Л5, Л7 – линзы оптического тракта, ЛИ – линза измерительная, Р1 – пространственный фильтр, KDP 2 ω – исследуемый кристалл

ность $\sim 0,4$ нс. Для создания расходящегося пучка, излучение 1ω фокусировалось линзой Л5 ($F = 3,5$ м), и во избежание оптического пробоя в воздухе пропускалось через вакуумный пространственный фильтр Р1.

Предварительные оценки, описанные выше, являлись исходным при настройке кристалла-удвоителя.

Кристалл-удвоитель располагался на выходе ПФ Р1 и облучался расходящимся пучком излучения 1ω с угловым раствором 10 мрад. Углы заклона кристалла выставлялись примерно на требуемые значения, и затем, в последующих опытах уточнялись по результатам регистрации излучения 2ω на ССD-камере в фокусе линзы-анализатора Л7 ($F = 5,5$ м). Угловое положение максимума излучения второй гармоники, т. е. направление синхронизма, определялось относительно креста-репера, предварительно выставляемого по настроенному He-Ne лазеру, относительно которого производился отсчет углов заклона кристалла. Излучение 1ω на ССD-камере отрезалось светофильтром. Уточнение угла производилось до тех пор, пока положение центрального максимума излучения 2ω в пределах погрешности измерений не совпадало с положением репера. Характерная регистрация излучения 2ω для такого случая приведена на рис. 4.

С помощью описанной методики было произведено определение углов заклона, необходимых для обеспечения синхронизма 2ω для двух образцов кристаллов KDP толщиной 15 и 16,5 мм. Точность измерения углов составляет $25''$, что (как показано ниже)

является достаточным для обеспечения синхронизма генерации второй гармоники.

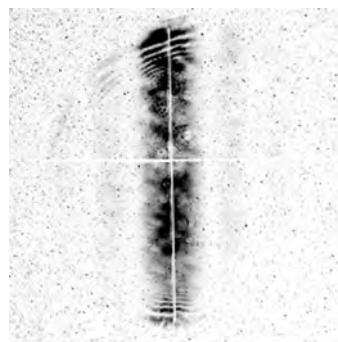


Рис. 4. Регистрация излучения 2ω при настройке в направлении синхронизма

Так как кристаллы KDP практически не использовались как удвоители в йодных лазерах, то необходимо было измерить поглощение лазерного излучения на длине волны накачки $\lambda = 1315$ нм. Данный коэффициент поглощения был измерен непосредственно в силовом опыте в широком параллельном пучке на выходе канала установки «Искра-5» при сильной расстройке синхронизма. В опытах кристалл ставился с углом отклонения от направления синхронизма $\sim 10^\circ$ с целью устранения генерации второй гармоники. Проводилось измерение энергии первой гармоники на входе и первой и второй гармоники на выходе кристалла-удвоителя. Оптическая схема измерения энергии и калориметры были прокалиброваны в отсутствии преобразователя. В результате чего относительная точность измерения энергии составила $\leq 5\%$.

Получаем: $T = \frac{E_{\text{ВЫХ}}}{E_{\text{ВХ}}}$ – коэффициент пропуска-
ния кристалла; $T' = \frac{T}{(1-R)^2}$ – коэффициент пропус-
кания, без учета Френелевских потерь; где R – коэф-
фициент отражения от передней грани,
$$R = \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2.$$

Коэффициент поглощения α_1 вычислялся по
формуле $\alpha_1 = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{T'}$ и составил $\alpha_1 = (0,213 \pm$
 $\pm 0,002) \text{ см}^{-1}$. Именно этот коэффициент использо-
вался в расчетах. Коэффициент поглощения для вто-
рой гармоники α_2 менее значителен и был взят из
справочника как $\alpha_2 = (0,008) \text{ см}^{-1}$ [5].

Используя полученные выше результаты, было
сделано сравнение распределения излучения второй
гармоники по горизонтальному сечению изображе-
ния с CCD-камеры (рис.4) на выходе преобразовате-
ля с расчетной кривой зависимости эффективности
преобразования в 2ω от угла расстройки попадания в
синхронизм. Сравнение эксперимента с расчетом
представлено на рис. 5.

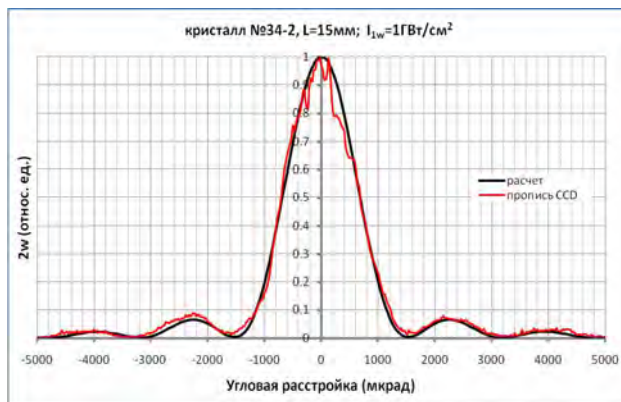


Рис. 5. Распределение излучения второй гармоники по
горизонтальному сечению расходящегося пучка на выходе

Из рис. 5 следует неплохое соответствие расче-
та эксперименту. Видно совпадение расчетных и экс-
периментальных минимумов преобразования в пре-
делах 100–150 мкрад.

Далее была проведена серия экспериментов по
исследованию эффективности преобразования от-
клонения от направления синхронизма непосредст-
венно в силовых опытах в той же схеме, в которой
измерялось поглощение кристалла. В опытах изме-
нялся угол падения излучения на переднюю грань
преобразователя путем наклона преобразователя в
главной плоскости кристалла, при этом интенсив-
ность падающего на преобразователь излучения под-
держивалась примерно одинаковой от опыта к опыту
 $I \approx 2,6 \text{ ГВт/см}^2$. Экспериментальные результаты
представлены на рис. 6.

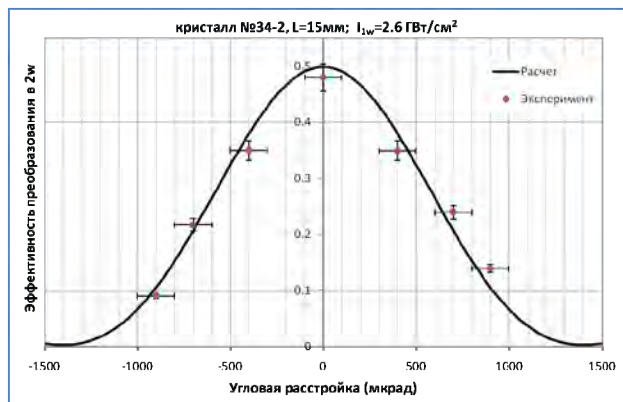


Рис. 6. Экспериментальная и расчетная зависимость эф-
фективности преобразования от угловой расстройки
синхронизма

На рис. 6 сплошной линией показан расчет при
интенсивности падающего излучения $I = 2,6 \text{ ГВт/см}^2$
для образца кристалла № 34-2. Ширина главного
максимума синхронизма по основанию составила
 $\Delta\theta_{\text{синх}} \approx 2,8$ мрад. Наблюдается хорошее согласие рас-
четных и экспериментальных данных.

Как видно из данной зависимости, при угловой
отстройке $\Delta\theta = 3,5 \cdot 10^{-4}$ рад при средней интен-
сивности ЛИ $I_{1\omega} = 2,6 \text{ ГВт/см}^2$ эффективность преобра-
зования падает на $\sim 10\%$ относительно максимального
значения.

На втором этапе силовых опытов нужно было
построить экспериментальную зависимость эффек-
тивности преобразования от интенсивности 1ω на
входе кристалла-преобразователя в лазерном пучке
большой апертуры ($\varnothing 35 \text{ см}$). А так же получить мак-
симальную эффективность преобразования в 2ω при
 $I_{1\omega} \approx 3 \text{ ГВт/см}^2$. Была проведена серия таких экспе-
риментов на выходе одного из каналов установки
«Искра-5. На рис. 7 представлены расчетные зависи-
мости эффективности преобразования в 2ω от интен-
сивности накачки для образца кристалла #59-3 тол-
щиной 16,5 мм и полученные экспериментальные
значения. В расчете бралась ошибка наведения на
угол синхронизма 100 мкрад. Видно, что в пределах
погрешности измерений, процесс преобразования
совпадает с расчетной моделью.

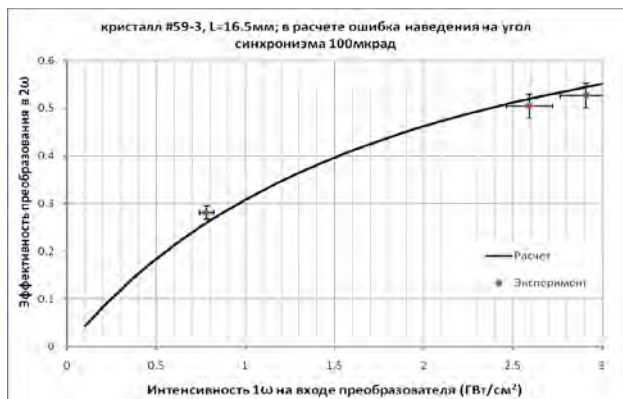


Рис. 7. Экспериментальная и расчетная зависимость эффе-
ктивности преобразования в 2ω от интенсивности накачки

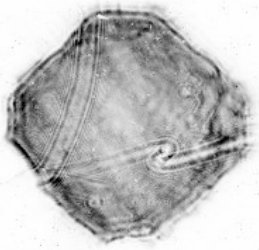


Рис. 8. Изображение ближней зоны

Некое расхождение экспериментальных результатов и расчетов, по-видимому, обусловлено неоднородностью интенсивности излучения накачки в ближней зоне.

На рис. 8 приведены изображения ближней зоны, на рис. 9 – распределение излучения по горизонтальному сечению на выходе преобразователя во второй гармонике.

Выводы

В результате проведенной работы экспериментально измерен коэффициент поглощения излучения с $\lambda = 1315$ нм в представленных образцах кристаллов KDP I-го типа. Его величина составила $\alpha_{1\omega} = (0,213 \pm 0,002) \text{ см}^{-1}$.

Экспериментально исследована угловая кривая синхронизма для представленных образцов при интенсивности падающего излучения йодного лазера $I \approx 2,6 \text{ ГВт/см}^2$. Ширина главного максимума синхронизма по основанию составляет 2,8 мрад. Угловая расстройка $\Delta\theta = 3,5 \cdot 10^{-4}$ рад приводит к падению эффективности преобразования на $\sim 10\%$;

Максимально полученная эффективность преобразования во вторую гармонику при использовании кристаллов KDP I типа размером 41×38 см, и толщиной 16,5 мм в пучке лазера апертурой 35 см при интенсивности основного излучения $2,9 \text{ ГВт/см}^2$ на установке «Искра-5» составляет 53 %, что соответствует 250 Дж полученной энергии в 2ω .

Результаты численных расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными на установке «Искра-5».



Рис. 9. Распределение интенсивности излучения по горизонтальному сечению на выходе

Литература

1. Анненков В. И., Багрецов В. А., Кротов В. А. и др. – Импульсный лазер мощностью 120 ТВт «Искра-5». Квантовая электроника, 1991 том 18, № 5, С. 536–537.
2. Гаранин С. Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии / УФН, 2011. Т. 181, № 4, С. 434–441.
3. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика. 2-е изд., перераб. и доп. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. С. 512.
4. Звелто О. Принципы лазеров: Пер. с англ. 3-е перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1990. С. 560.
5. Гурдазян Г. Г., Дмитриев В. Г., Никогосян Д. Н. Нелинейно-оптические кристаллы. М., 1991.
6. Бредихин В. И., Кузнецов С. П. «Исследование дисперсии показателей преломления кристаллов DKDP методом генерации гармоник». Оптика и спектроскопия, 1986. Т. 61, вып. 1, с. 103–106.
7. Справочник по лазерам / Под ред. акад. А. М. Прохорова. В2-х томах. Т. II.-М.: Сов. Радио. 1978. 400 с., ил.
8. Zubkov A. V., Kalipanov S. V., Kovalenko V. P., Kurnopyalov S. P., Fayzullin V. S. – The efficiency research of laser energy conversion to the third harmonic for “Iskra-5” iodine laser. – 17th International Conference “Laser Optics 2016”, Saint-Petersburg, Russia, June 27-July 1, 2016.
9. Fill E. E. Generation of higher harmonics of iodine laser radiation. Opt. Commun. 1980. 33, 321.
10. Беспалов В. И., Бредихин В. И., Ершов В. П. и др. Оптические свойства кристаллов KDP и DKDP, выращенных с большой скоростью // Квантовая электроника, 1982. Т. 9, № 11, С. 2343–2345.