

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УДВОЕНИЯ ЧАСТОТЫ МОЩНОГО НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

## MODELING OF THE PROCESS OF FREQUENCY DOUBLING IN HIGH-POWER NEODYMIUM LASER

*А. В. Зубков, В. П. Коваленко, И. А. Белов*

*A. V. Zubkov, V. P. Kovalenko, I. A. Belov*

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

Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics

### Введение

В данной работе представлены результаты численного моделирования процесса генерации второй гармоники в мощном неодимовом лазере. Для получения максимально возможной эффективности преобразования излучения во вторую гармонику, очевидно, необходимо определить и оптимизировать факторы, влияющие на процесс преобразования. Для решения этой задачи была создана расчетная модель зависимости эффективности преобразования от параметров системы «излучение – кристалл-преобразователь». Для этого была написана специальная программа, позволяющая моделировать на персональном компьютере процессы преобразования лазерного излучения во вторую гармонику в нелинейном кристалле KDP с 1-м типом синхронизма. Программа учитывает реальное распределение энергии и расходимости излучения по сечению пучка, временную форму импульса, точность настройки удвоителя на угол синхронизма.

Проводится сравнение расчетов, проведенных по этой программе, с экспериментальными данными, полученными на установке «ЛУЧ» [1]. В качестве преобразователя излучения во вторую гармонику используются опытные образцы кристаллов большой апертуры, изготовленных в ИПФРАН 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.

### Модель для расчета процесса преобразования

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

#### ГВГ I тип

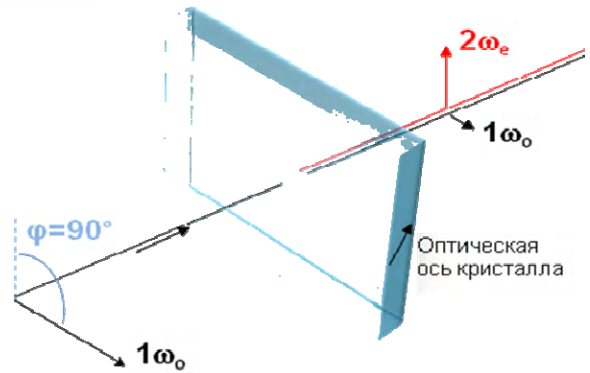


Рис. 1. Оптическая схема преобразования излучения во вторую гармонику при *ооe*-взаимодействии

Частным случаем процесса генерации третьей волны является вырожденное взаимодействие, когда частоты обеих падающих волн  $\omega_1$  и  $\omega_2$  равны. В этом случае частота генерируемой волны  $\omega_3 = 2\omega_1 = 2\omega_2$ . То есть, в среде распространяется три волны: две с равными частотами и третья с удвоенной частотой. 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 обыкновенными, а волна второй гармоники – необыкновенной; это есть случай так называемого *ооо*-синхронизма или, иначе, *ооо*-взаимодействия.

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

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

где

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

$-2 \frac{n_1 \omega_1}{c_0}$  – волновая расстройка,  $\Psi(z) \equiv \varphi_2(z) -$

$-2\varphi_1(z) - \Delta k \cdot z$  – обобщенная фаза,  $A_i = \left( \frac{n_i}{\omega_i} \right)^{1/2} E_i -$

полевые переменные,  $\alpha_i (i = 1, 2)$  – коэффициенты линейного поглощения среды для соответствующих составляющих. Другие переменные, входящие в (1), имеют следующий смысл:

$$\beta = \frac{def}{c_0} \sqrt{\frac{\omega_1^2 \omega_2}{n_1^2 n_2}}; \quad - \text{коэффициент нелинейной}$$

связи, где  $def = d_{36} \sin \Theta_c \sin 2\phi$  – эффективная нелинейность среды,  $d_{36}$  – нелинейный коэффициент [5],  $\Theta_c$  – угол синхронизма, о нем говорится ниже, для наиболее эффективного преобразования кристаллы с  $I$  типом взаимодействия изготавливается таким образом, чтобы параметр  $\phi$  был равен  $\pi/4$ ;  $n_i, \omega_i$  – показатели преломления и частоты соответствующих волн, при чем  $\omega_2 = 2 \omega_1 = 2 \omega$ ;  $c_0$  – скорость света в вакууме.

Эта система уравнений должна быть дополнена граничными условиями в отсутствии 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  $\Psi$  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  $A_{10} = \left( \frac{T_1 Z_0 2I_0}{\omega} \right)^{1/2}$ ,

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.

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 (электрический вектор которой перпендикулярен главной плоскости кристалла) волны 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 ( $\Theta$ ) 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  $2\omega$ .

угол синхронизма  $\Theta_c$  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 ИПФРАН [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:

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

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

Программа расчета процесса преобразования была написана в системе Matlab. При учете реального энергетического и временного профиля излучения прямой расчет на среднемощном компьютере занимает достаточно долгое время, в связи с этим расчетная программа была разбита на два этапа.

На первом этапе создается двумерный массив зависимости эффективности преобразования от интенсивности накачки  $I_0$  и от угловой расстройки угла синхронизма  $\Delta\theta$ . Под эффективностью преобразования подразумевается технический коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику:  $\eta_{2\omega} = \frac{E_{2\omega}}{E_0}$ . Это наиболее ресурсоем-

кий этап, т. к. он требует циклического решения системы дифференциальных уравнений (1) для приращения величин  $I_0$  и  $\Delta\theta$  с достаточно мелким шагом. В результате данного расчета мы получаем матрицу эффективности для кристалла определенной толщины.

Второй этап расчета, использующий матрицу  $\eta_{2\omega}(I_0, \Delta\theta)$  для кристалла толщины  $L$  в качестве библиотеки, позволяет достаточно быстро вычислить преобразование излучения во вторую гармонику в пучках с различными энергетическими и временными профилями, здесь так же могут учитываться расходимость излучения и неплоскостность рабочей поверхности кристалла.

Тестирование этой программы ранее проводилось на установке «Искра-5» в экспериментах по преобразованию излучения йодного лазера во вто-

рую гармонику с помощью кристаллов KDP с 1-м типом взаимодействия. Экспериментально была получена эффективность преобразования  $\sim 50\%$ , что находится в хорошем согласии с расчетом по данной программе [10].

### Расчетные зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от параметров излучения

Далее рассмотрим результаты расчета преобразования излучения неодимового лазера с длиной волны  $\lambda = 1054$  нм во вторую гармонику в кристалле KDP. В качестве удвоителя в расчете используются параметры нелинейных оптических кристаллов KDP, изготовленных в ИПФРАН для преобразования лазерного излучения во вторую гармонику в условиях синхронизма первого типа. Заметим, что в расчете грани кристалла полагались непросветленными. Временная форма импульса лазерного излучения бралась в двух видах: в виде равнобокой трапеции (соотношение временных участков 1:2:1) и в виде гауссовой формы. Распределение плотности энергии по сечению пучка взято в виде «полки». Поглощение излучения накачки задавалось как  $\alpha_1 = 0,06$  см<sup>-1</sup>, а второй гармоники как  $\alpha_2 = 0,005$  см<sup>-1</sup>.

Опыт работ на мощных лазерных установках на неодиме показывает, что диапазон рабочих интенсивностей составляет 1,5–3,5 ГВт/см<sup>2</sup>. Этот диапазон интенсивностей и учитывается далее в интересующих нас вопросах.

На рис. 2 представлены расчетные зависимости эффективности преобразования лазерного излучения с временной формой импульса вида «трапеция» кристаллами различной толщины  $L$  в  $2\omega$  от интенсивности накачки. В расчетах суммарная ошибка попадания в угол синхронизма принималась как  $\Delta\Theta = 100$  мкрад.

Из данного расчета видно что для диапазона интенсивностей  $I_0 = (1,5–3,5)$  ГВт/см<sup>2</sup> и отклонения от направления синхронизма  $\Delta\theta \leq 100$  мкрад оптимальная длина преобразователя во вторую гармонику для импульса с временной формой «трапеция» находится в пределах 18–20 мм. Для таких толщин в выбранном диапазоне интенсивностей эффективность преобразования в этом случае составляет от 65 % до 75 %.

На рис. 3 приведен расчет для гауссовой формы импульса. Из него следует, что оптимальная длина кристалла для излучения с формой импульса «Гаусс» в рабочем диапазоне интенсивно-

стей  $I_0 = (1,5-3,5)$  ГВт/см<sup>2</sup> находится в пределах 19–21 мм. Для таких толщин в выбранном диапазоне интенсивностей эффективность преобразования в этом случае составляет от 58 % до 72 %.

Таким образом делаем вывод, что для представленных временных профилей импульса, опти-

мальная толщина кристалла  $L = 19$  мм. При больших толщинах падает эффективность на высоких интенсивностях, при меньших – будет меньше КПД на малых интенсивностях, что может быть критично при использовании профилированного импульса.

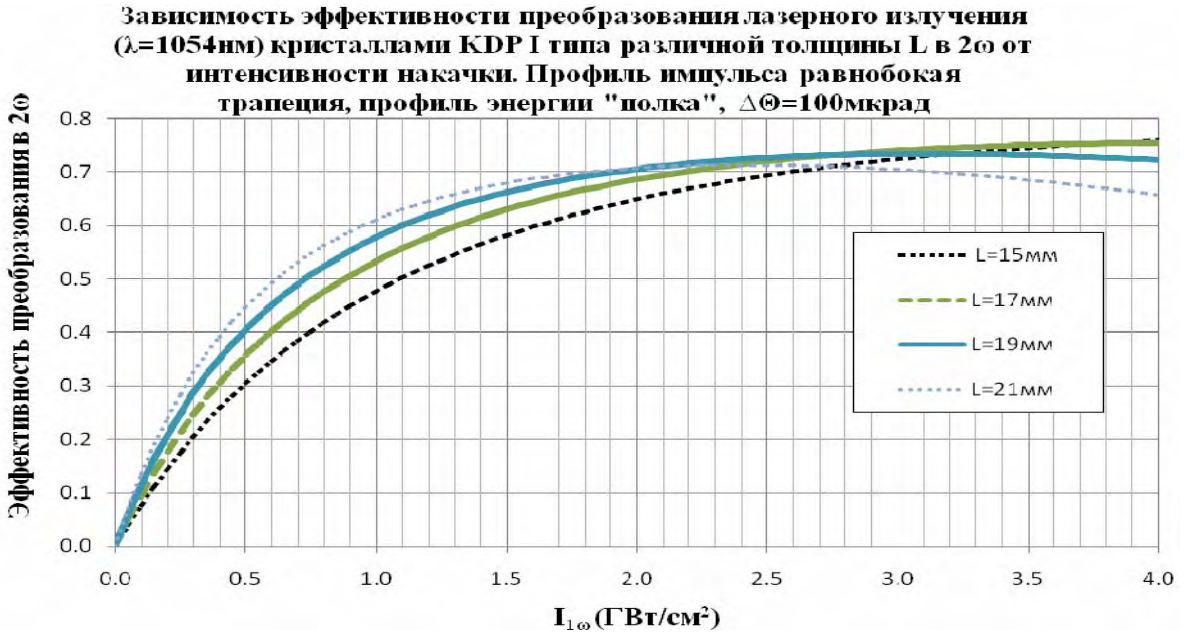


Рис. 2. Эффективность преобразования излучения неодимового лазера во вторую гармонику для временного профиля «трапеция» в кристаллах KDP I-го типа различной толщины

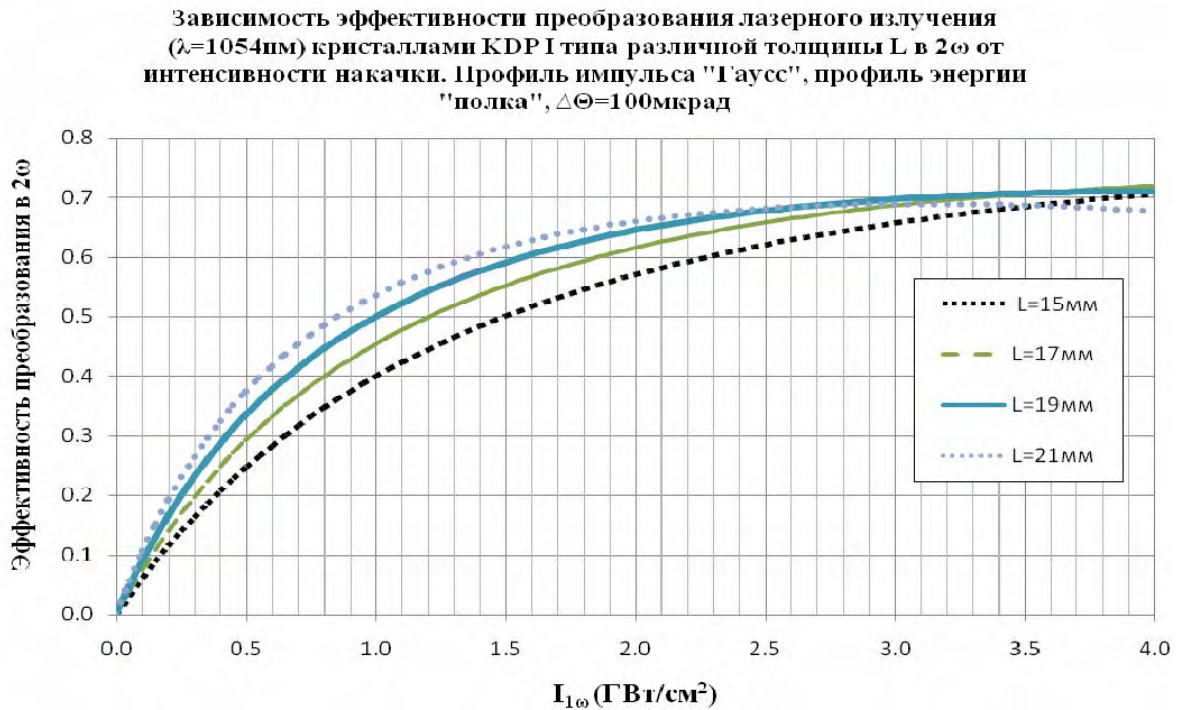


Рис. 3. Эффективность преобразования излучения неодимового лазера во вторую гармонику для гауссового временного профиля в кристаллах KDP I-го типа различной толщины

Для формулировки требований к точности настройки кристалла-преобразователя на угол синхронизма представляет интерес зависимость эффективности преобразования от угловой расстройки  $\Delta\Theta$ . На рис. 4 представлены результаты расчетов в виде зависимостей нормированной эффективности преобразования для трапецеидально по времени импульса от угловой расстройки при различных интенсивностях падающего излучения (длина кристалла  $L = 19$  мм).

Из полученной зависимости видно, что при более высоких интенсивностях накачки требования на угловую точность более жесткие. Более детально при малой угловой расстройке эта зависимость показана на рис. 5. Из этой зависимости видно, что для того чтобы удержать снижение эффективности не более чем на 1% (в относительных единицах), угловая расстройка должна в пределах 20 мкрад, а на 5% – 50 мкрад.

**Зависимость эффективности преобразования лазерного излучения кристаллами KDP I типа в  $2\omega$  от суммарной угловой расстройки для разной интенсивности накачки  $I_{1\omega}$ . Профиль импульса равнобекая трапеция, профиль энергии "полка",  $L=19$ мм**

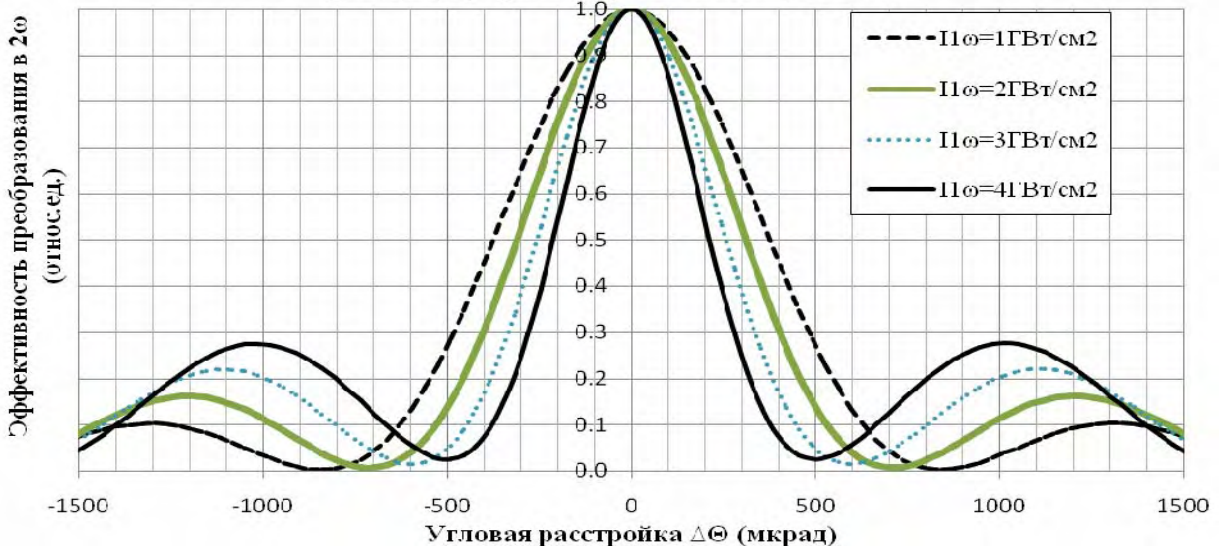


Рис. 4. Зависимость эффективности преобразования от угловой расстройки синхронизма

**Зависимость эффективности преобразования лазерного излучения ( $\lambda=1054$ нм) кристаллами KDP I типа  $L=19$ мм в  $2\omega$  от суммарной угловой расстройки для разной интенсивности накачки  $I_{1\omega}$ . Профиль импульса равнобекая трапеция, профиль энергии "полка"**

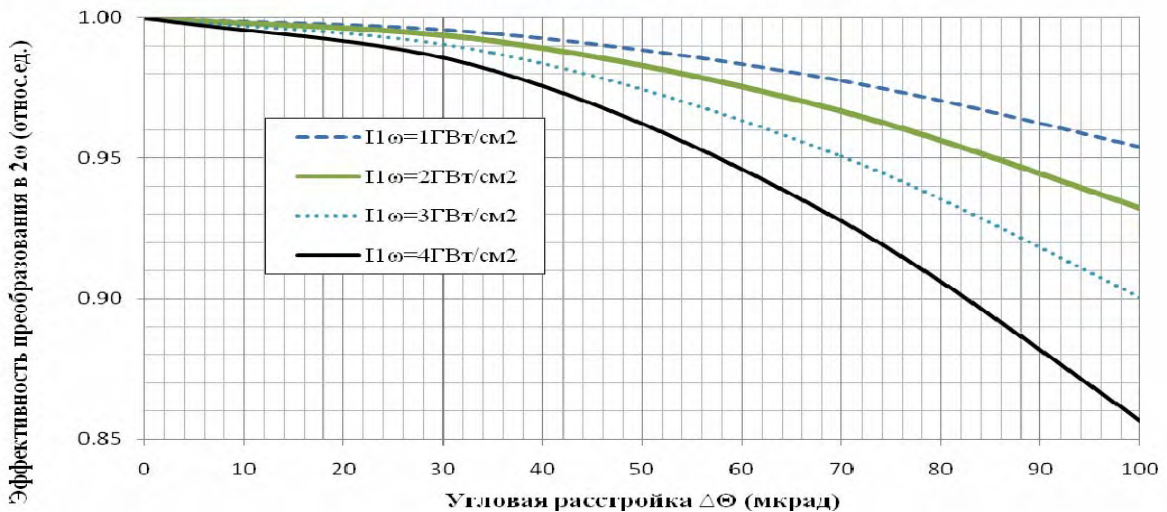


Рис. 5. Зависимость эффективности преобразования от малой угловой расстройки синхронизма

### Сравнение с экспериментальными данными

На установке «ЛУЧ» была проведена серия экспериментов по преобразованию опытными образцами кристалла KDP в пучке апертурой 180 мм\*180 мм лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1054$  нм во вторую гармонику.

Для преобразования в  $2\omega$  по схеме показанной на рис. 1 применялся образец крупноапертурного кристалла KDP (41 × 39 см, толщиной 16,5 мм) быстрого роста производства ИПФРАН [10] с I типом синхронизма. Угол отклонения направления синхронизма относительно нормали к оптической поверхности для  $\lambda = 1054$  нм –  $1 \pm 2'$ . Защитное покрытие «Разакор». Просветление отсутствует.

Примерные углы заклонов кристаллов в горизонтальной и вертикальной плоскости, необходимые для осуществления фазового синхронизма, брались из паспортных данных этих образцов для  $\lambda = 1054$  нм. Вертикальный угол настройки остается равным 0 для данной схемы преобразования.

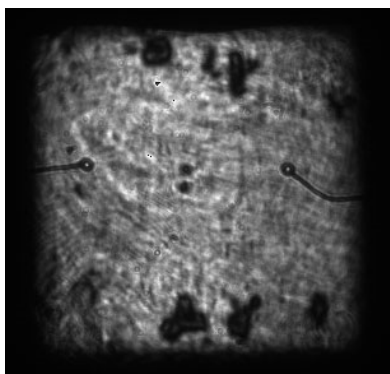


Рис. 6. Изображение БЗ и распределение интенсивности излучения  $1\omega$  по горизонтальному сечению на входе преобразователя

На рис. 6 приведены изображения БЗ и распределение излучения  $1\omega$  по горизонтальному сечению на входе преобразователя в данной серии экспериментов.

Снимок CCD камеры ближней зоны излучения накачки  $1\omega$  был обработан и отнормирован на измеренную энергию данного излучения. Затем полученный энергетический профиль считывался в описанную выше программу расчета.

Пропись временной формы импульса показана на рис. 7. Данная временная форма так же была заложена в программу расчета преобразования в  $2\omega$ .

В табл. 1 приведены результаты эксперимента и расчета с учетом реального распределение энергии излучения по сечению пучка, временной формы импульса.

Сразу отметим, что расчет эффективности преобразования в данных условиях дает значения  $\eta_{2\omega} = 53\%$  (расчет для  $I_0 = 0,92$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $\Delta\Theta = 100$  мкрад, временной профиль рис. 7), а в экс-



Импульс СФОИ ( $t=4,2$ нс)

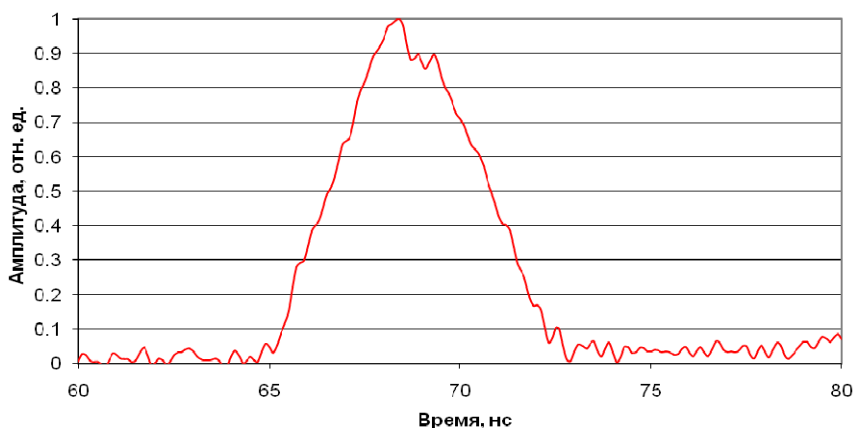


Рис. 7. Временная форма импульса излучения  $1\omega$

перименте получено максимальное значение эффективности  $\eta_{2\omega} = 37\%$ . Для того, чтобы получить совпадение экспериментальных данных с расчетом, в расчет вводилась суммарная угловая расстройка по углу в пределах  $\Delta\Theta = 300\text{--}450$  мкрад.

Таблица 1

$I_0$ (ГВт/см <sup>2</sup> ) (эксперимент)	$\Delta\Theta$ (мкрад) (расчет)	$\eta_{2\omega}$ (%) (расчет)	$\eta_{2\omega}$ (%) (эксперимент)
0,92	300	37	37
0,55	300	28	27
0,65	360	28	28
0,56	445	20	23

Ошибка может быть связана с тем, что у исследуемых кристаллов довольно плохое качество поверхности (отклонение нормали по поверхности кристалла находится в пределах  $\pm 100$  мкрад), и с недостаточной точностью определения угла синхронизма.

Кроме того, как показал данный расчет, учет реального энергетического профиля в пучке не позволяет объяснить наблюдаемые значения КПД, а, напротив, дает увеличение в эффективности преобразования относительно расчета для этой же энергии, но для распределения в виде «полочка», в размере  $\Delta\eta_{2\omega} = 3\%$  (расчет для  $I_0 = 0,92$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $\Delta\Theta = 100$  мкрад).

Из полученных результатов можно сделать вывод, что для достижения расчетной эффективности  $\sim 50\%$  необходимо уменьшить суммарную расстройку угла синхронизма.

## Выводы

1. Проведено численное моделирование процесса генерации второй гармоники в нелинейном кристалле KDP с 1-м типом синхронизма в мощном неодимовом лазере с учетом параметров системы «излучение – кристалл-преобразователь» – реальное распределение энергии и расходимости излучения по сечению пучка, временную форму импульса, точность настройки удвоителя на угол синхронизма.

2. Сформулированы требования для получения эффективности преобразования  $\sim 70\%$  излучения с интенсивностью (1,5–3,5) ГВт/см<sup>2</sup> – толщина кристалла = 19 мм, суммарное отклонение от угла синхронизма не более 50 мкрад

3. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными, полученными на установ-

ке «ЛУЧ». Наблюдаемая разница может быть связана с плохим качеством поверхности у исследуемых кристаллов, и с недостаточной точностью определения угла синхронизма

## Список литературы

1. Безнасюк Н. Н., Галахов И. В., Гаранин С. Г. и др. «Четырехканальная лазерная установка Луч – модуль установки Искра-6», Международная конференция IV Харитоновские тематические научные чтения, Сборник аннотаций, Саров, 2002.

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. 512 с.

4. Звелто О. Принципы лазеров: Пер. с англ. 3-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1990. 560 с.

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. В 2-х томах. Т. II. – М.: Сов. Радио. 1978. 400 с.

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. – 17<sup>th</sup> 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. 33, 321 (1980).

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.

11. Зубков А. В., Коваленко В. П., Тимошин И. В. Исследование генерации второй гармоники излучения йодного лазера «Искра-5» с помощью кристаллов KDP большой апертуры с 1-ым типом взаимодействия – доклад на конференции «Молодежь в науке», Саров, 2017.