

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЙОДНОГО ЛАЗЕРА «ИСКРА-5» НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ТРЕТЬЮ ГАРМОНИКУ

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

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

Введение

Мощная лазерная установка «Искра-5» [1, 2] разработана во ВНИИЭФ для исследований в области лазерного термоядерного синтеза и представляет собой импульсный 12-канальный йодный фотодиссоционный лазер с длиной волны излучения $\lambda = 1315$ нм.

В настоящее время на одном из каналов установки проводится серия экспериментов по преобразованию основного излучения в третью гармонику [3]. Одна из главных задач, которую необходимо решить при этом, заключается в получении максимального коэффициента преобразования энергии $\eta_{3\omega} \sim 50\%$. Для этого, очевидно, необходимо определить и оптимизировать факторы, влияющие на процесс преобразования.

В связи с этим, наряду с экспериментальными исследованиями, было решено построить расчетную модель зависимости эффективности преобразования от параметров системы «излучение – кристаллы-преобразователи». Для этого была написана специальная программа, позволяющая моделировать на персональном компьютере процессы преобразования излучения йодного лазера в третью гармонику в нелинейных кристаллах DKDP.

Модель для расчета процесса преобразования

Для преобразования излучения йодного лазера в третью гармонику в основном используются кристаллы DKDP, так как они имеют большую лучевую прочность при облучении импульсами субнаносекундной длительности, небольшое линейное и двухфотонное поглощение на длинах волн 1ω , 2ω и 3ω , и могут быть выращены в виде монокристаллов больших размеров (до 40–50 см) высокого оптического качества [4, 5].

Для преобразования излучения в 3ω обычно используется каскадное преобразование частоты в двух, последовательно расположенных кристаллах – удвоителе и смесителе. В первом кристалле происходит удвоение частоты ($1\omega + 1\omega = 2\omega$), а во втором – смешивание (сложение) излучения полученной второй гармоники 2ω и непреобразованной части 1ω ($2\omega + 1\omega = 3\omega$). Наиболее распространенной схемой утроения в йодном лазере (по типам взаимодействия волн) является схема тип II/тип II из-за больших

сложностей изготовления кристаллов DKDP большой апертуры для синхронизма 1-го типа.

Из двух основных схем утроения частоты со вторым типом синхронизма (схема с угловой расстройкой и схема поляризационного рассогласования [6]), для йодного лазера наиболее оптимальной является схема поляризационного рассогласования, так как она имеет относительно широкий диапазон интенсивностей основного излучения, в пределах которого сохраняется эффективность преобразования.

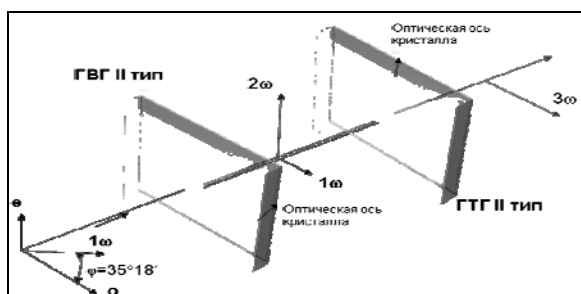


Рис. 1. Классическая схема преобразования излучения в третью гармонику с поляризационным рассогласованием [6]

В схеме, рис. 1, оба кристалла (для генерации второй гармоники (ГВГ) и генерации третьей гармоники (ГТГ)) используют взаимодействие 2-го типа, причем угол поворота плоскости поляризации волны 1ω относительно o -поляризации составляет величину $\varphi = \arctg(1/\sqrt{2}) = 35^\circ 18'$. Это связано с условием равенства числа фотонов 1ω и 2ω , необходимого для достижения максимального преобразования в третью гармонику, что приводит к отношению их энергий как 1:2 на выходе кристалла-удвоителя. Это значит, что при использовании кристаллов с непросветленными гранями нужно получить эффективность преобразования во вторую гармонику в первом кристалле $\sim 55\%$. При этом, непреобразованное излучение на частоте 1ω имеет подходящую поляризацию для следующего каскада утроения.

Расчетная модель так же была разделена на два этапа. На первом этапе происходит расчет процесса удвоения в первом кристалле. Исходное излучение 1ω при входе в кристалл-удвоитель разлагается на обыкновенную и необыкновенную волну, и они, 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. Распространение волн в направлении оси z описывается системой четырех действительных уравнений для приведенных амплитуд и обобщенной фазы трех взаимодействующих волн [7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial z} &= -0,5 \cdot \alpha_1 \cdot u_1 - \beta \cdot u_2 \cdot u_3 \cdot \sin(u_4) \\ \frac{\partial u_2}{\partial z} &= -0,5 \cdot \alpha_2 \cdot u_2 - \beta \cdot u_1 \cdot u_3 \cdot \sin(u_4) \\ \frac{\partial u_3}{\partial z} &= -0,5 \cdot \alpha_3 \cdot u_3 + \beta \cdot u_2 \cdot u_1 \cdot \sin(u_4) \\ \frac{\partial u_4}{\partial z} &= \Delta k + \beta \cdot \left(\frac{u_1 \cdot u_2}{u_3} - \frac{u_2 \cdot u_3}{u_1} - \frac{u_1 \cdot u_3}{u_2} \right) \cdot \cos(u_4) \end{aligned} \quad (1)$$

где: u_4 – разность фаз между генерируемой в нелинейной среде и входящими в нее волнами, u_1 и u_2 – нормированные амплитуды входящих волн, u_3 – нормированная амплитуда волны, генерируемой в нелинейной среде; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – коэффициенты поглощения среды для соответствующих составляющих; другие переменные, входящие в (1), имеют следующий смысл: $\Delta k = \frac{n_3 \cdot \omega_3}{c} - \frac{n_2 \cdot \omega_2}{c} - \frac{n_1 \cdot \omega_1}{c}$; – волновая рас-

стройка, $\beta = \frac{def}{c} \cdot \sqrt{\frac{\omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \omega_3}{n_1 \cdot n_2 \cdot n_3}}$ – коэффициент нелинейной связи (*def* – эффективная нелинейность среды: $def = d_{36} \cdot \sin(2 \cdot \Theta_c)$, Θ_c – угол синхронизма, d_{36} – коэффициент нелинейной связи); $n_1, n_2, n_3, w_1, w_2, w_3$ – показатели преломления и частоты соответствующих волн; c – скорость света в вакууме.

В нашем случае нелинейной средой является отрицательный ($n_o > n_e$) одноосный кристалл DKDP. В выбранном направлении в анизотропном одноосном кристалле в общем случае распространяются две линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях волны на одной и той же частоте. Они распространяются с различными фазовыми скоростями из-за разницы показателей преломления ($n_o \neq n_e$).

Условие, когда волновая расстройка равна нулю, есть условие фазового синхронизма: $k_1 + k_2 = k_3$. Из условия фазового синхронизма определяются углы синхронизма.

Крупноапертурные кристаллы DKDP ($33 \times 32 \times 2$ см) со II типом синхронизма, используемые на установке «Искра-5», выращены в ИПФРАН (г. Нижний Новгород) методом скоростного роста [8]. Угол между оптической осью кристалла и нормалью к его поверхности $\sim 43^\circ$.

В литературе [5, 9] существует несколько способов вычисления показателей преломления для данного материала и длины волны падающего излучения. И, как показали вычисления, все они приводят к несколько различным результатам. Нами был вы-

бран способ [3], для которого угол синхронизма был наиболее близок к углу синхронизма полученного экспериментально ($\Theta_c = 52,8372^\circ$).

В итоге, проинтегрировав систему (1) от 0 до L (путь, пройденный волнами в нелинейной среде) можно найти интенсивности второй гармоники с необыкновенной поляризацией (но для кристалла-смесителя эта поляризация будет обыкновенной) и первой гармоники с обыкновенной поляризацией (но для кристалла-смесителя эта поляризация будет необыкновенной) на выходе из кристалла-удвоителя в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_{2w}^e &= \frac{4n_3 w_3}{2Z_0(n_3 + 1)^2} (u_3)^2; \\ I_w^o &= \frac{4n_3 w_2}{2Z_0(n_2 + 1)^2} (u_2)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

где Z_0 – волновое сопротивление вакуума.

Далее, на втором этапе расчетной модели, производится расчет процесса смешивания частот во втором кристалле путем решения аналогичной системы уравнений, записанной для процесса смешивания частот.

Основные аспекты программы

Программа была написана в системе Matlab. Временная форма импульса лазерного излучения считалась гауссовой, и для интегрирования (1) она разбивалась на 10 временных интервалов. В модели деполаризации излучения учитывалось общее отклонение вектора исходной поляризации от вертикали. Переменными параметрами в программе являлись энергия первой гармоники на входе системы преобразования, ошибка попадания излучения в угол синхронизма (при котором фазы волн согласованы), длительность импульса по уровню 0,5 и угол деполаризации падающего на кристалл излучения.

Расчетные зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику в схеме поляризационного рассогласования от интенсивности накачки

На первом этапе экспериментов по исследованию преобразования в третью гармонику нужно было получить эффективность преобразования в 2ω близкую к 55 %. В связи с этим предварительно провели расчеты по первой части программы. Далее была проведена серия экспериментов на выходе одного из каналов установки «Искра-5» по преобразованию во вторую гармонику при повороте кристалла на угол $\varphi = 35^\circ 18'$. На рис.2 представлены расчетные зависимости эффективности преобразования в 2ω от интенсивности накачки для кристаллов толщиной 14,9 и 13,4 мм и полученные экспериментальные значения. В расчете бралась деполаризация основного излучения 0,5 %, ошибка наведения на угол синхронизма равнялась 100 мкрад. Видно неплохое согласование эксперимента с расчетом.

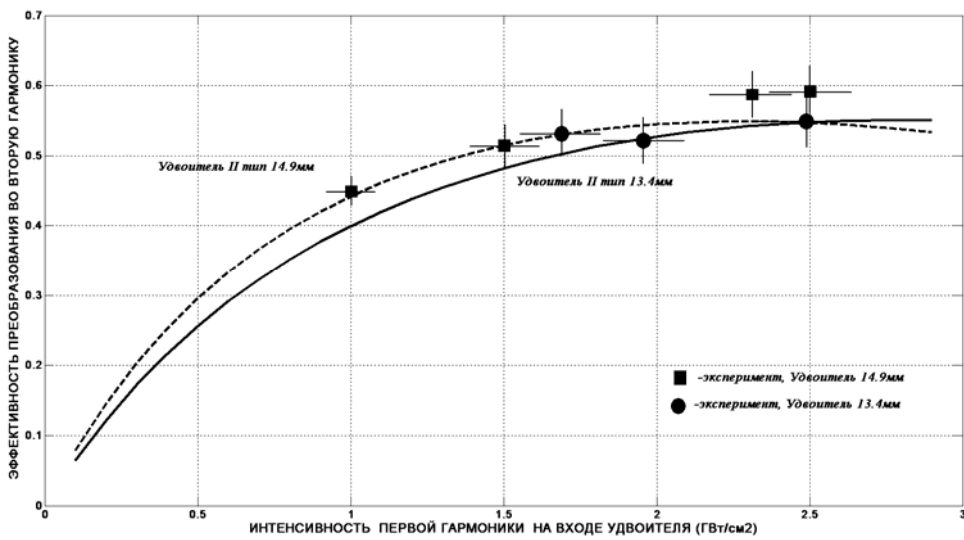


Рис. 2. Расчетная зависимость эффективности преобразования (пунктирная линия – 14,9 мм удвоитель, сплошная линия – 13,4 мм удвоитель) в 2ω от интенсивности накачки и экспериментальные результаты (маркеры)

Расчетные зависимости эффективности преобразования в третью гармонику в схеме поляризационного рассогласования от параметров излучения

На втором этапе экспериментов нужно было получить эффективность преобразования в 3ω близкую к 50%. При подготовке экспериментов по вышеописанной программе были рассчитаны зависимости эффективности преобразования в 3ω от параметров системы излучение-кристаллы.

На рис. 3 показаны расчетные зависимости эффективности преобразования от интенсивности накачки для различных комбинаций толщин кристаллов

(удвоителя и смесителя). Для получения максимальной энергии в третьей гармонике при интенсивностях накачки в диапазоне $1-3 \text{ ГВт/см}^2$ был выбран вариант с толщиной кристалла-удвоителя 13,5 мм и толщиной кристалла-смесителя 15 мм. Далее расчетные зависимости представлены именно для этого варианта соотношения толщин.

Расчетные зависимости эффективности преобразования от интенсивности накачки для отклонения углов φ (рис. 1) поворота плоскости поляризации волны 1ω от величины $\varphi = 35^\circ 18'$ представлены на рис. 4. Из него можно оценить влияние поворота вектора поляризации на эффективность преобразования.

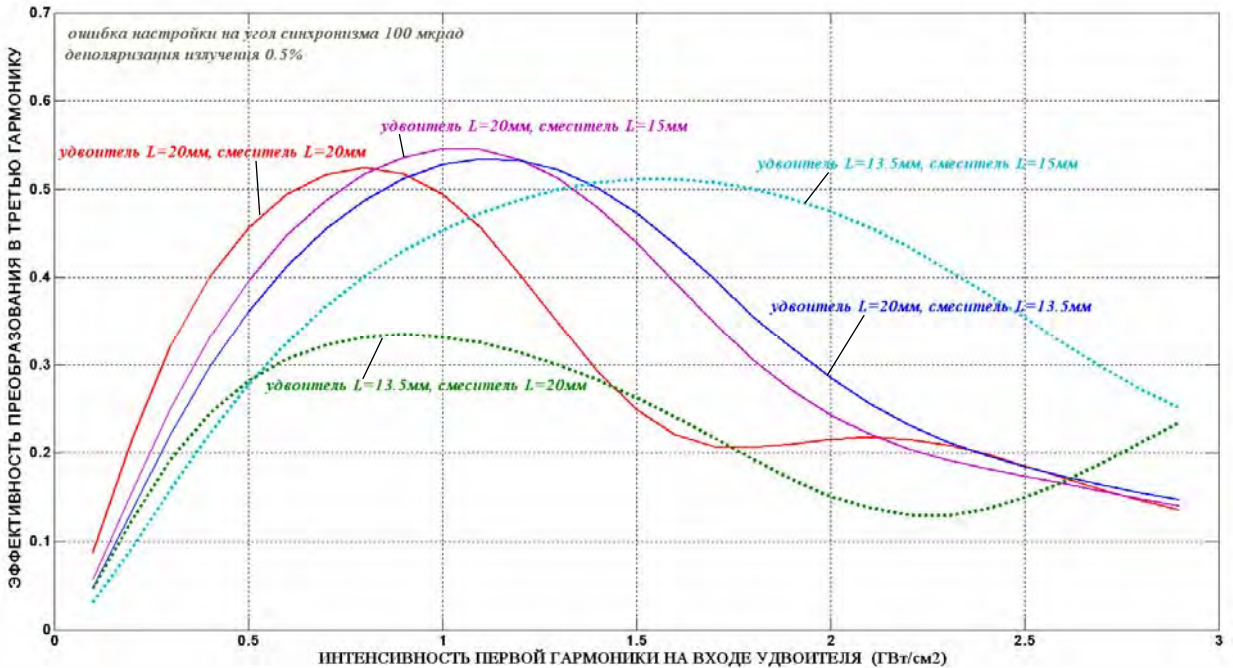


Рис. 3. Расчетная зависимость эффективности преобразования 3ω от интенсивности накачки для разных толщин кристаллов-преобразователей

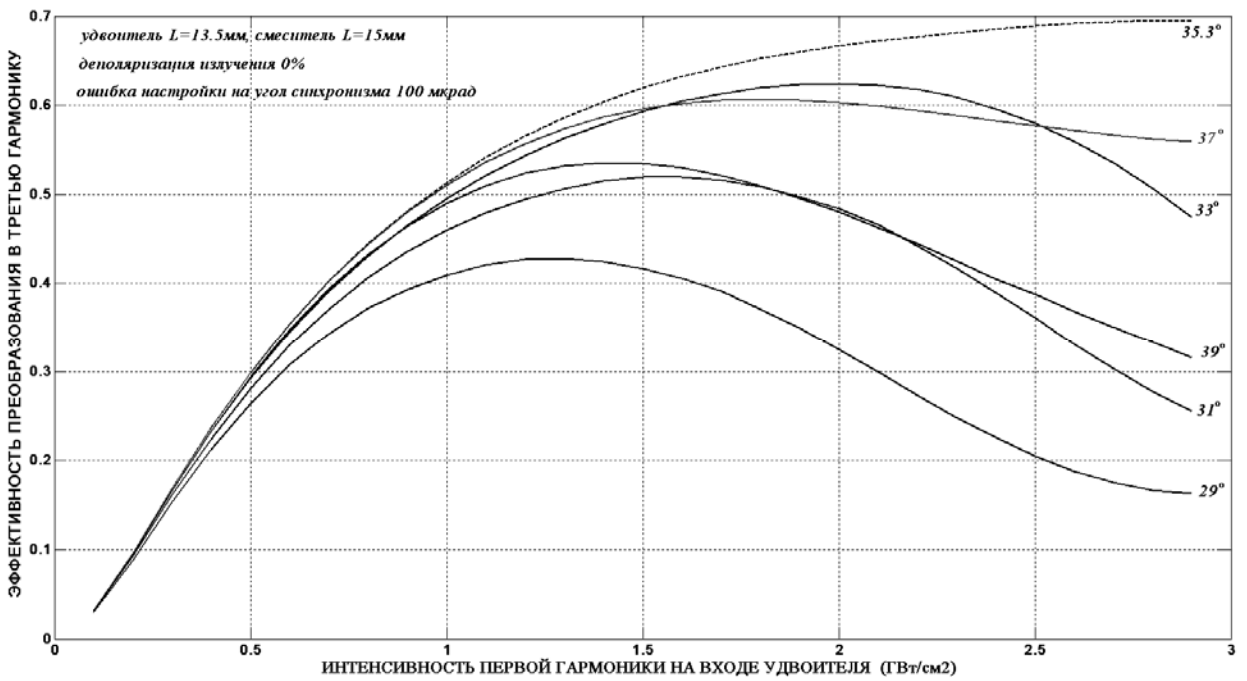


Рис. 4. Расчетная зависимость эффективности преобразования в 3ω от интенсивности накачки для разных углов φ (рис. 1) поворота поляризации основного излучения 1ω

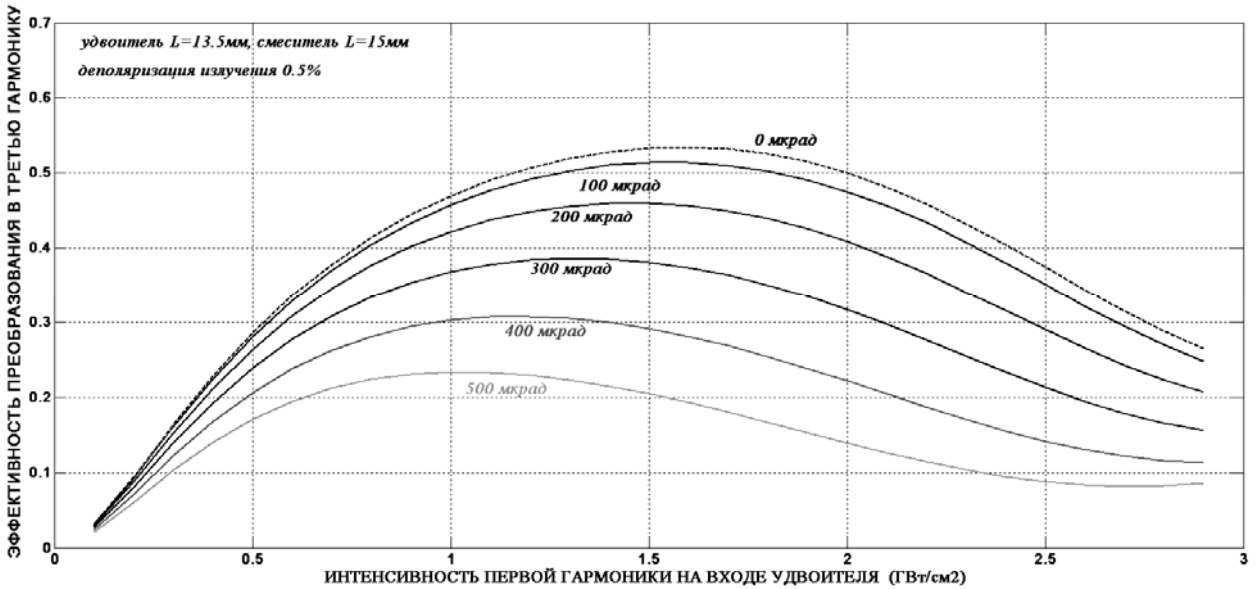


Рис. 5. Расчетная зависимость эффективности преобразования в 3ω от интенсивности накачки при различных углах отклонения от направления синхронизма

На рис. 5 приведены расчетные кривые эффективности преобразования при различных отклонениях от синхронизма (ошибка наведения).

После проведения экспериментов по преобразованию основного излучения в 3ω для двух соотношений толщин кристаллов экспериментальные точки были нанесены на расчетные графики. Полученные результаты представлены на рис. 6. Из него видны

характерные зависимости для различных соотношений толщин кристаллов-преобразователей и неплохое соотношение экспериментальных результатов с расчетом.

В расчете бралась деполяризация основного излучения равная 0,5 %, ошибка наведения на угол синхронизма равнялась 100 мкрад.

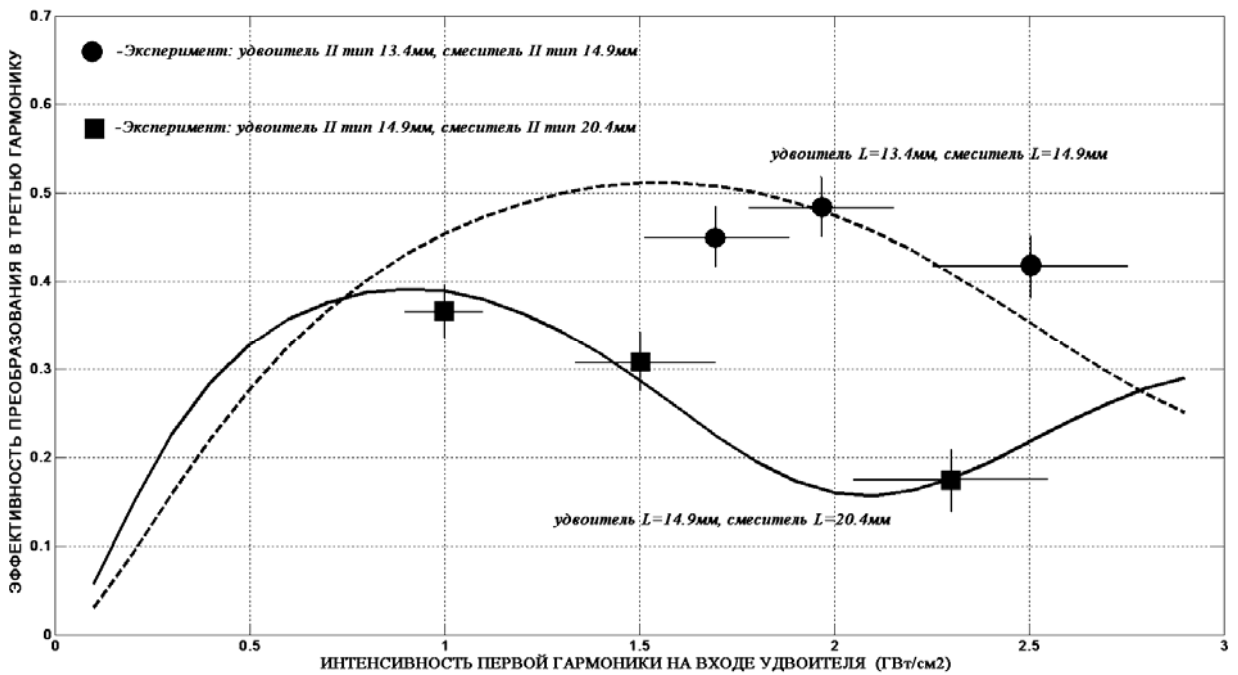


Рис. 6. Расчетные зависимости эффективности преобразования в 3ω от интенсивности накачки (сплошная линия – 14,9 мм удвоитель и 20,4 мм смеситель, пунктирная линия – 13,4 мм удвоитель и 14,9 мм смеситель) и экспериментальные результаты (маркеры)

Выводы

В результате проведенной работы написана программа, позволяющая моделировать на персональном компьютере процессы преобразования излучения йодного лазера во третью гармонику в нелинейных кристаллах DKDP в условиях установки «Искра-5» в зависимости от параметров излучения первой гармоники и параметров кристалла. Полученная расчетная программа позволяет оценить степень влияния различных параметров системы «излучение–кристаллы–преобразователи» на эффективность преобразования в третью гармонику.

Расчетным способом подтверждено, что при использовании кристаллов II-го типа DKDP с толщиной 13-15 мм, повернутых на угол $\varphi = 35^\circ 18'$, на установке «Искра-5» получена практически максимальная эффективность преобразования в третью гармонику с $\eta_{3\omega} = 49\%$.

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

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. Анненков В. И., Беспалов В. И., Бредихин В. И. и др. Перевод йодного лазера «Искра-5» в режим работы на второй гармонике. – *Квант. электроника*, 2005, том **35**, № 11, С. 993–995.

3. 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.

4. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. – М.: «Энергоатомиздат», 1985, 160 с.

5. Гурздян Г. Г., Дмитриев В. Г., Никогосян Д. Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применения в квантовой электронике: справочник. – М.: «Радио и связь», 1991, 160 с.

6. Staxton R. S. High efficiency tripling schemes for high-power Nd:glass lasers. – *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, Vol. **QE-17**, № 9, P. 1771–1782.

7. Ярив А. Квантовая электроника: Пер. с англ. / Под ред. Я. И. Ханина. 2-е изд. – М.: «Сов. Радио», 1990, 488 с.

8. Беспалов В. И., Бредихин В. И., Ершов В. П. и др. Оптические свойства кристаллов KDP и DKDP, выращенных с большой скоростью. – *Квантовая электроника*, 1982, том **9**, № 11, С. 2343–2345.

9. 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.