PACS 42.65.An; 42.65.Re; 42.60.Jf

Повышение временного контраста мощного лазерного излучения в анизотропной среде с кубической нелинейностью

М.С.Кузьмина, Е.А.Хазанов

Рассмотрены методы повышения временного контраста сверхмощных лазерных импульсов, основанные на преобразовании поляризации излучения в среде с кубической нелинейностью. Для среды со слабым двулучепреломлением и изотропной нелинейностью предложена новая схема увеличения временного контраста. Для среды с анизотропной нелинейностью показано, что эффективность процесса оптимизации временного контраста определяется не только пространственной ориентацией кристалла и B-интегралом, но и типом симметрии кристаллической решетки.

Ключевые слова: *временной контраст, фемтосекундные лазерные импульсы, анизотропная среда с кубической нелинейностью, B-интеграл.*

1. Введение

Развитие технологии усиления чирпированных импульсов – CPA (chirp pulse amplification) обусловило создание лазеров петаваттной мощности. Петаваттные лазеры открывают широкие возможности для проведения фундаментальных исследований взаимодействия лазерного излучения с веществом в ультрарелятивистском режиме. Фемтосекундный лазерный импульс в общем случае имеет сложную временную структуру. Перед основным импульсом следуют предымпульсы меньшей интенсивности, являющиеся следствием различных процессов, происходящих в лазерной системе, а основной импульс имеет выраженный пьедестал пикосекундной длительности. Поскольку предваряющие импульсы могут просто разрушить структуру мишени или исказить результаты исследований взаимодействия лазерного импульса с веществом еще до прихода основного импульса, то необходимо минимизировать интенсивность предымпульсов, иначе говоря – повысить контраст фемтосекудного лазерного импульса.

Если не применять специальных методов, то временной контраст импульса на выходе из компрессора будет на несколько порядков меньше, чем требуется (как минимум 10^{10}) для многих приложений. Повысить временной контраст можно, используя плазменные зеркала [1, 2] и устройства, основанные на генерации второй гармоники [3, 4]. Потери энергии при этом составляют 30%–50%, причем плазменные зеркала необходимо заменять после каждого «выстрела», а для генерации второй гармоники нужны тонкие нелинейные кристаллы большой апертуры, изготовление которых вызывает значительные практические трудности.

Широкое распространение получила техника DCPA (double chirp pulse amplification), когда после системы предварительного лазерного усиления повышение контраста происходит при миллиджоульной энергии [5]. Временная и пространственная неоднородность лазерного излучения приводит к низкой эффективности генерации излучения с повышенным контрастом, поэтому применяется повторное растяжение и усиление фемтосекундного лазерного импульса. По этой причине техника DCPA не так чувствительна к потерям энергии, несмотря на необходимость установки дополнительного стретчера и компрессора. Это позволяет использовать нелинейный круговой интерферометр Саньяка [6], насыщающийся поглотитель [7, 8] и устройства, основанные на возникающих в среде с кубической нелинейностью эффектах: вращении эллипса поляризации [9, 10] и генерации волн с ортогональной поляризацией [11, 12] – XPW (cross polarised wave generation). Метод XPW является наиболее перспективным с точки зрения повышения временного контраста – возможное увеличение контраста составляет 4–5 порядков и ограничено контрастом поляризаторов. Дополнительное преимущество заключается в возможности одновременного уширения спектра, что позволяет существенно уменьшить длительность лазерного импульса. Один из самых последних результатов [13] получен в схеме с двумя кристаллами фторида бария – линейно поляризованное излучение с интенсивностью 0.6–0.9 ТВт/см^2 и гауссовым пространственно-временным профилем было преобразовано в ортогонально поляризованное излучение с эффективностью 24%–30%. Длительность импульса уменьшилась от 25 до 10 фс, временной контраст увеличился, по крайней мере, на два порядка и составил 10^{10}. Дальнейшее повышение (по оценкам, до 40%) эффективности генерации излучения с ортогональной поляризацией связано с увеличением интенсивности входного излучения, что ограничено порогом развития мелкомасштабной самофокусировки.

Несмотря на значительный прогресс в развитии метода XPW, появляются новые работы, в которых используется кубическая нелинейность среды. Например, в [14] используется самодифракция. При взаимодействии двух пересекающихся лазерных пучков образуется интерференционное световое поле, под действием которого в среде

М.С.Кузьмина, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: kmsnn@mail.ru, khazanov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 29 января 2015 г., после доработки – 10 февраля 2015 г.

возникает периодическое изменение диэлектрической проницаемости и, как следствие, появляются пучки, распространяющиеся в новых направлениях. Преимущество данного метода по сравнению с XPW состоит в отсутствии ограничения на увеличение временного контраста, обусловленного контрастом поляризатора, однако эффективность преобразования невелика и составляет 12%.

В разд.2 описывается традиционный метод повышения контраста, основанный на вращении эллипса поляризации в изотропной нелинейной среде. В разд.3 предложен новый метод, основанный на эффекте вращения эллипса поляризации в двулучепреломляющей среде. Проводится сравнение этого метода с традиционным.

В работах [11, 13] приводятся результаты экспериментов по повышению временного контраста в процессе генерации ортогонально поляризованного излучения в двух нелинейных кристаллах – фторидах бария и кальция. Однако, с точки зрения повышения эффективности данного метода, интерес могут представлять и другие нелинейные среды, в том числе одноосные кристаллы. В литературе задача для анизотропного кристалла и критерии поиска оптимального нелинейного кристалла и его оптимальной ориентации представлены недостаточно полно. В разд.4 нами рассмотрена возможность использования для XPW нелинейных кристаллов (кубических и одноосных) с различными типами симметрии кристаллической решетки и обобщены известные из литературы данные по тензорам кубической нелинейности различных кристаллов. Отметим, что результаты вычислений, приведенные в работе, получены в приближении плоских волн.

2. Изотропная среда

Прежде чем рассматривать анизотропные среды, приведем основные результаты исследований по повышению контраста для изотропной среды. Метод повышения временного контраста, основанный на эффекте вращения эллипса поляризации в изотропной среде с кубической нелинейностью, достаточно подробно исследован в работах [9, 10]. Схема данного метода представлена на рис.1. Нелинейный элемент (НЭ) *3* расположен между скрещенными поляризаторами *1* и двумя четвертьволновыми пластинками *2*, оптические оси которых повернуты вокруг оси z на углы θ и $\theta + \pi/2$ соответственно. Варьируя θ, можно получить любую эллиптичность поляризации на входе в НЭ. При малой интенсивности линейно поляризованное излучение сохраняет тип поляризации после второй четвертьволновой пластинки и полностью проходит через второй скрещенный поляризатор. С увеличением интенсивности поляризация излучения после второй четвертьволновой пластинки становится эллиптической из-за поворота эллипса поляризации в НЭ. В этом случае только часть лазерного изучения проходит через второй скрещенный поляризатор: компонента изучения с поляризацией, ортогональной исходной, выводится поляризатором из системы. Описанная схема повышения временного контраста позволяет отделить излучение с низкой интенсивностью (предымпульс) от излучения с высокой интенсивностью (основной импульс).

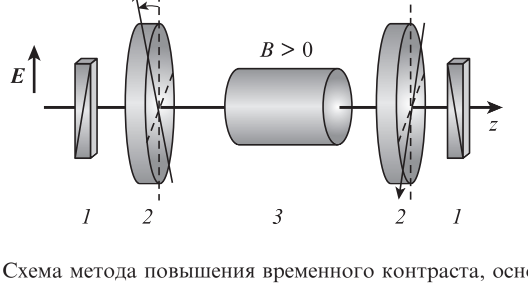


Рис.1. Схема метода повышения временного контраста, основанного на эффекте поворота эллипса поляризации в изотропной среде с кубической нелинейностью:
1 – скрещенные поляризаторы; *2* – пластинки $\lambda/4$; *3* – НЭ.

Уравнения для право- и левоциркулярно поляризованных компонент поля излучения $E_\pm = (E_x \pm \mathrm{i}E_y)/\sqrt{2}$ имеют вид [15, 16]

$$\frac{\mathrm{d}E_+}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{i}\pi k_0 \chi_{xxxx}}{n_0}(|E_+|^2 + 2|E_-|^2)E_+,$$
$$\frac{\mathrm{d}E_-}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{i}\pi k_0 \chi_{xxxx}}{n_0}(|E_-|^2 + 2|E_+|^2)E_-, \qquad (1)$$

где E_x, E_y – поперечные декартовы компоненты вектора напряженности электрического поля $\boldsymbol{E}$; χ_{xxxx} – диагональная компонента тензора нелинейной восприимчивости четвертого ранга $\chi^{(3)}$; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны; n_0 – линейная часть показателя преломления среды. Здесь мы учли только электронный механизм нелинейности, обусловленный электронной поляризуемостью атомов и молекул среды [17]. Решение (1) имеет вид

$$E_\pm = E_{0\pm}\exp\{\mathrm{i}B\{1 \pm {}^1/_3\cos[(\pi/2)(\Sigma + 1)]\}\},$$

где величина $\Sigma = (4/\pi)\arctan(|E_-|/|E_+|) - 1$ определяет эллиптичность поляризации; B-интеграл задается выражением

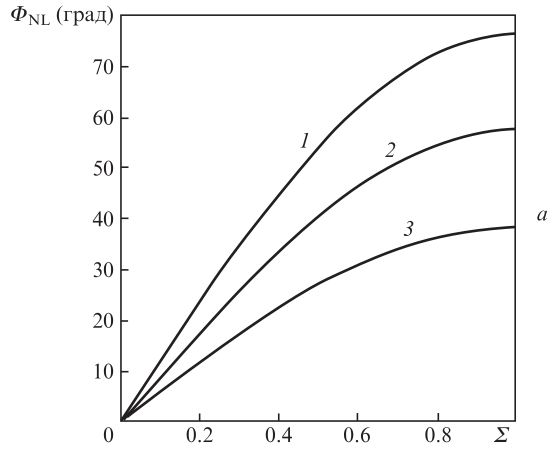
$$B = \frac{12\pi^2 k_0}{n_0^2 c}\chi_{xxxx} IL; \qquad (2)$$

c – скорость света в вакууме; I – интенсивность излучения; L – длина НЭ. Угол поворота эллипса поляризации на выходе из нелинейной среды $\Phi_{\mathrm{NL}} = (B/3)\cos[(\pi/2)(\Sigma + 1)]$, его зависимость от B и Σ показана на рис.2,*а*.

Важной характеристикой процесса повышения временного контраста является эффективность η, которую определим как долю интенсивности в компоненте излучения с поляризацией, ортогональной той, которая была бы в отсутствие нелинейности. Зная угол поворота Φ_{NL}, для зависимости $\eta(B, \Sigma)$ легко получить аналитическое выражение

$$\eta = \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\Sigma\right)\sin^2\left[\frac{B}{3}\sin\left(\frac{\pi}{2}\Sigma\right)\right].$$

Из рис.2,*б* видно, что оптимальная (с точки зрения эффективности преобразования поляризации) эллиптичность поляризации Σ слабо меняется с увеличением B-интеграла и примерно равна ± 0.5 (+ (–) относится к правополяризованной (левополяризованной) волне). При этом угол $\theta = 22.5°$. Данный вывод можно пояснить, обратившись к рис.2,*а*. Угол поворота эллипса поляризации $\Phi_{\mathrm{NL}} = 0$ в случае распространения в среде линейно поляризованного излучения ($\Sigma = 0$) при любых значениях B. Когда излучение циркулярно поляризовано ($\Sigma = \pm 1$), угол поворота максимален. Однако наибольшая эффективность преобразования имеет место при промежуточной эллип-



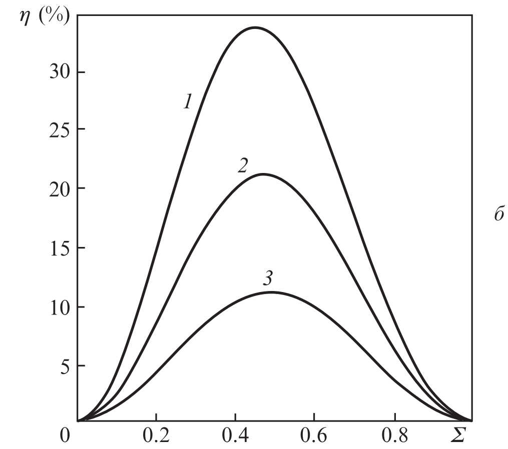


Рис.2. Зависимости угла поворота эллипса поляризации (*а*) и эффективности преобразования η (*б*) от эллиптичности Σ при $B = 4$ (*1*), 3 (*2*) и 2 (*3*).

тичности $\Sigma \approx \pm 0.5$, т.к. при значениях Σ, близких к ± 1, поляризация близка к циркулярной, и ее поворот даже на 90° лишь незначительно меняет поляризацию.

3. Среда со слабым двулучепреломлением и изотропной нелинейностью

В работе [18] мы исследовали метод подавления поляризационных искажений в активных элементах лазерных усилителей, вызванных появлением термонаведенного двулучепреломления и влиянием кубической нелинейности. В приближении плоской волны была обнаружена значительная остаточная термонаведенная деполяризация при $B > 0$ в схеме, состоящей из двух идентичных активных элементов и 90-градусного вращателя поляризации. Установлено, что зависимость степени деполяризации исходно линейно поляризованного излучения от термонаведенной разности фаз δ собственных волн среды является немонотонной. Максимум степени деполяризации достигается при небольшом значении термонаведенного двулучепреломления – $\delta = 3\pi/5$, что соответствует слабой анизотропии среды. Предполагалось, что искажение тензора нелинейной восприимчивости исходно изотропной среды вследствие термоупругих напряжений является эффектом второго порядка, т. е. нелинейные свойства среды остаются изотропными.

В настоящей работе мы исследуем возможность использования этого эффекта для повышения временного контраста мощных лазерных импульсов. Рассмотрим два НЭ с повернутыми на 90° относительно друг друга оптическими осями (рис.3), изготовленные из материала, обладающего слабым и однородным по поперечному сечению двулучепреломлением. Примером среды с такими свойствами является пластинка из кристалла с группами симметрии 622, 6mm, $\bar{6}$m2, 6/mmm, 32, 3m, $\bar{3}$m, у которого оптическая ось наклонена под малым углом к оси распространения лазерного излучения (подробнее см. разд.4). Другим примером может быть пластинка из пластика, слабое двулучепреломление в которой возникает из-за однородной механической деформации. Полную информацию о данном примере можно найти в теоретической и экспериментальной работах [19, 20]. Заметим, что благодаря практически неограниченной апертуре пластик может быть использован не только в технике DCPA, но и непосредственно на выходе петаваттных лазеров.

Исследуем преобразование поляризации лазерного излучения при прохождении через схему, показанную на рис.3. Пусть исходная поляризация – линейная и вектор напряженности электрического поля составляет угол φ с осью x. Распространение лазерного излучения в среде с изотропной кубической нелинейностью и анизотропным показателем преломления описывается следующей системой дифференциальных уравнений [21]:

$$\frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_x}\chi_{xxxx}[|E_x|^2 E_x + {}^1\!/\!_3(2|E_y|^2 E_x + E_y^2 E_x^*)] - \frac{\mathrm{i}k_0}{2}(n_x - n_y)E_x,$$
$$\frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_y}\chi_{xxxx}[|E_y|^2 E_y + {}^1\!/\!_3(2|E_x|^2 E_y + E_x^2 E_y^*)] + \frac{\mathrm{i}k_0}{2}(n_x - n_y)E_y, \quad (3)$$

где n_x и n_y – показатели преломления для собственных ортогонально поляризованных волн среды; $\delta = k_0(n_x - n_y)L$ – разность фаз собственных волн среды. Нетрудно показать, что для изотропной среды, т. е. при $\delta = 0$, система (3) при замене переменных $E_\pm \to (E_x \pm \mathrm{i}E_y)/\sqrt{2}$ переходит в систему (1). Уравнения (3) решались численно.

Проанализируем влияние величин δ, φ и B-интеграла на эффективность преобразования линейно поляризованного излучения в ортогонально поляризованное в схеме на рис.3. С практической точки зрения удобно, чтобы при $B = 0$ выходное излучение было линейно поляризованным. Для этого разности фаз δ должны быть равны по абсолютной величине и противоположны по знаку в двух

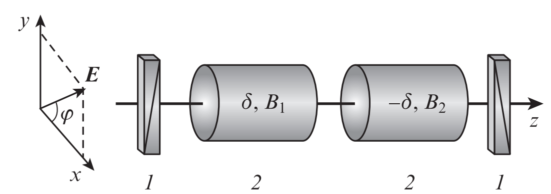


Рис.3. Схема метода повышения временного контраста, основанного на эффекте поворота эллипса поляризации в слабо анизотропной среде с кубической нелинейностью:
1 – скрещенные поляризаторы; *2* – НЭ.

НЭ. Пусть величины B-интегралов в первом и во втором НЭ B_1 и B_2 связаны соотношением $B_1 = qB_2$, где q принимает значения из интервала [0; 1], а $B = B_1 + B_2$ – суммарный B-интеграл.

На практике величины δ и φ легко варьировать, подбирая оптимальные значения, поэтому определим максимумы функции $\eta(\delta,\varphi)$ при различных значениях B и B_1. Каждая точка зависимостей на рис.4,*а* соответствует оптимальным (отвечающим наибольшей эффективности η) значениям $\delta_{\max}$ и $\varphi_{\max}$. Легко заметить, что максимум функции $\eta(\delta_{\max},\varphi_{\max},B_1)$ достигается при $B_1 = 0$. Полученный результат объясним, если проанализировать зависимость η и эллиптичности поляризации излучения Σ на входе во второй НЭ от угла φ и разности фаз δ (рис.4,*б* и *г*) при $B_1 = 0$, $B = 3$. При $\delta = \delta_{\max}$, $\varphi = \varphi_{\max}$ величина η достигает максимума, а эллиптичность поляризации на входе во второй НЭ составляет –0.5, что совпадает с оптимальным значением эллиптичности в схеме с изотропной средой (рис.1). Другими словами, первый элемент в этом случае является просто фазовой пластинкой, обеспечивающей необходимую эллиптичность поляризации на входе во второй НЭ. Зависимость оптимального угла $\varphi_{\max}$ от величины B_1 при B = 2, 3, 4 представлена на рис.4,*в*. Оптимальное значение δ слабо зависит от величин B и B_1 и примерно равно 0.45π.

Для схемы на рис.3 также был исследован случай распространения эллиптически поляризованного излучения. Получено, что значения η в этом случае меньше, чем для линейно поляризованного излучения. Результаты вычислений позволяют отказаться от использования менее удобной с точки зрения практического применения эллиптической поляризации.

Отметим, что при малых значениях B-интеграла эффективности преобразования излучения в ортогонально поляризованное в предложенной схеме и схеме на рис.1 сопоставимы, а при больших его значениях в новой схеме наблюдается увеличение η: при $B = 4$ значение η больше на 5%. Кроме того, предложенная схема не требует использования четвертьволновых пластинок, что особенно важно при больших апертурах пучка.

4. Среда с анизотропной нелинейностью

Для среды с анизотропной кубической нелинейностью тензор нелинейной восприимчивости имеет диагональные и недиагональные компоненты [22]. В настоящей работе ограничимся рассмотрением практически удобного случая линейной поляризации входного излучения и одного НЭ из изотропного (кубического) кристалла или одноосного кристалла, ориентированного вдоль оптической оси (рис.5). При другой ориентации одноосного кристалла существенное различие групповых скоростей обыкновенной и необыкновенной волн приведет к пространственному разделению входного импульса на два. Таким

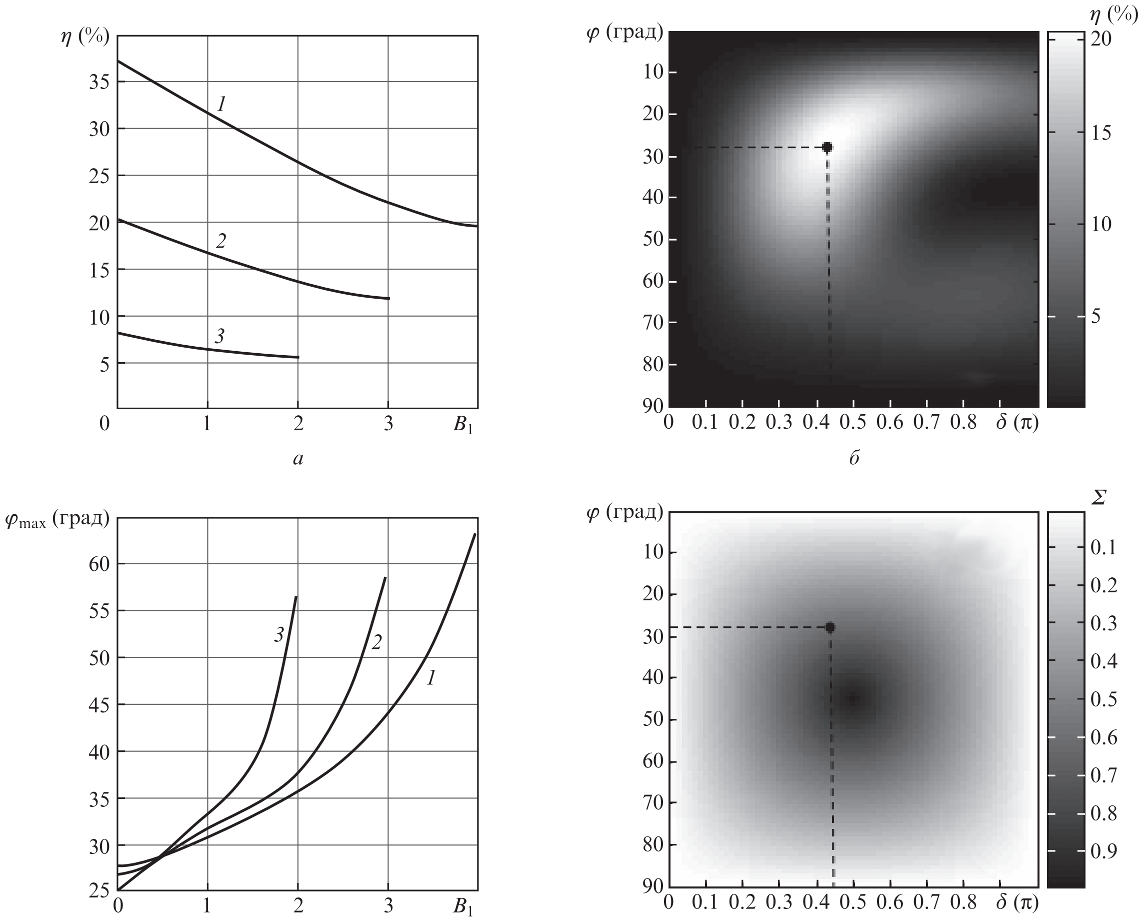


Рис.4. Зависимости эффективности преобразования (*а*) и оптимального угла $\varphi_{\max}$ (*в*) на выходе из системы на рис.3 от величины B-интеграла в первом элементе B_1 при B = 4 (*1*), 3 (*2*) и 2 (*3*), а также зависимости эффективности преобразования (*б*) и эллиптичности поляризации после первого НЭ (*г*) от δ и φ при $B = 3$, $B_1 = 0$. Точки на рис.4,*б* и *г* соответствуют оптимальным значениям δ и φ.

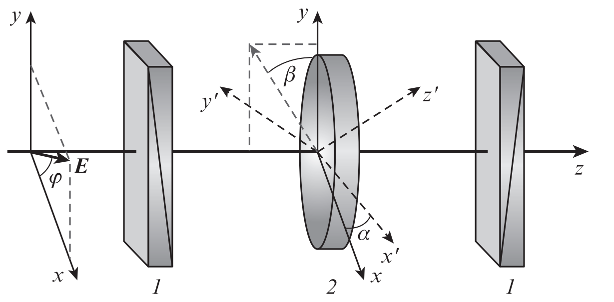


Рис.5. Схема метода повышения временного контраста лазерного излучения, основанного на генерации ортогонально поляризованной компоненты излучения в анизотропной нелинейной среде: *1* – скрещенные поляризаторы; *2* – НЭ.

образом, в случае одноосного кристалла система координат совпадает с осями кристалла. В этом случае вид системы дифференциальных уравнений для компонент вектора электрического поля E_x и E_y зависит от симметрии кристаллической решетки. В общем случае система имеет вид (4), а в частных случаях она упрощается до системы (5) или (6) (соответствие систем уравнений группам симметрии приведено в табл.1):

$$\frac{\partial E_x}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}[\chi_{xxxx}|E_x|^2E_x + \chi_{xxyy}(2|E_y|^2E_x + E_y^2E_x^*) + \chi_{xxxy}(E_x^2E_y^* + 2|E_x|^2E_y - |E_y|^2E_y)],$$
$$\frac{\partial E_y}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}[\chi_{xxxx}|E_y|^2E_y + \chi_{xxyy}(2|E_x|^2E_y + E_x^2E_y^*) - \chi_{xxxy}(E_y^2E_x^* + 2|E_y|^2E_x - |E_x|^2E_x)], \quad (4)$$

$$\frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}\{\chi_{xxxx}[|E_x|^2E_x + {}^1\!/_3(2|E_y|^2E_x + E_y^2E_x^*)] + \chi_{xxxy}(E_x^2E_y^* + 2|E_x|^2E_y - |E_y|^2E_y)\},$$
$$\frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}\{\chi_{xxxx}[|E_y|^2E_y + {}^1\!/_3(2|E_x|^2E_y + E_x^2E_y^*)] - \chi_{xxxy}(E_y^2E_x^* + 2|E_y|^2E_x - |E_x|^2E_x)\}, \quad (5)$$

$$\frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}[\chi_{xxxx}|E_x|^2E_x + \chi_{xxyy}(2|E_y|^2E_x + E_y^2E_x^*)],$$
$$\frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} = \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}[\chi_{xxxx}|E_y|^2E_y + \chi_{xxyy}(2|E_x|^2E_y + E_x^2E_y^*)], \quad (6)$$

где n_o – показатель преломления для обыкновенной волны. В силу симметрии Клейнмана [22] были использованы равенства для ненулевых компонент тензора $\chi^{(3)}$: $\chi_{xxyy} = \chi_{xyxy} = \chi_{xyyx}$ и $\chi_{xxxy} = \chi_{xxyx} = \chi_{xyxx} = -\chi_{xyyy}$. В общем случае эффективность XPW зависит от величины B-интеграла, угла φ и двух параметров анизотропии:

$$\sigma_1 = 1 - 3\chi_{xxyy}/\chi_{xxxx}, \quad \sigma_2 = \chi_{xxxy}/\chi_{xxxx}.$$

Поскольку на практике угол φ может быть выбран любым, будем считать его оптимальным, т.е. таким, при котором эффективность преобразования η принимает максимальное значение $\eta_{\max}$.

Если $\sigma_2 = \sigma_1 = 0$, т.е. анизотропия нелинейности отсутствует, то системы уравнений (4), (5) и (6) переходят в систему (1). Кристаллы с группами симметрии 622, 6mm, $\bar{6}$m2, 6/mmm, 32, 3m, $\bar{3}$m, для которых $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ (табл.1), не имеют анизотропии нелинейности (если оптическая ось параллельна оси z) и не могут использоваться для XPW, т.е. $\eta_{\max} = 0$. Это согласуется с результатами, приведенными в разд.2, поскольку для линейной поляризации вращение эллипса поляризации отсутствует. В то же время эти кристаллы при небольшой непараллельности оптической оси и оси z могут быть использованы в схеме, описанной в предыдущем разделе (рис.3).

Если $\sigma_1 = 0$, а $\sigma_2 \neq 0$, что соответствует кристаллам с группами симметрии 3, $\bar{3}$, 6, $\bar{6}$, 6/m, то система (4) переходит в (5). Величина $\eta_{\max}$ зависит только от двух параметров: σ_2 и B. Соответствующая зависимость приведена на рис.6,*а*.

Если $\sigma_2 = 0$, а $\sigma_1 \neq 0$, что соответствует тетрагональным кристаллам с группами симметрии 422, 4mm, 42m, 4/mm (табл.1), то система (4) переходит в (6), и величина $\eta_{\max}$ зависит только от σ_1 и B. Соответствующая зависимость показана на рис.6,*б*.

Если $\sigma_2 \neq 0$ и $\sigma_1 \neq 0$ (тетрагональные кристаллы с группами симметрии 4, $\bar{4}$, 4/m), то необходимо решать систему (4). На рис.6,*г* приведена зависимость $\eta_{\max}(\sigma_1,\sigma_2)$ при $B = 3$. Видно, что предпочтительнее использовать

Табл.1. Эффективность генерации ортогонально поляризованной компоненты в одноосных и кубических кристаллах.

Кристаллическая решетка	Группа симметрии	Ориентация	σ_1	σ_2	Система уравнений	η
Тригональная	32, 3m, $\bar{3}$m	[001]	0	0	(1) или (3) при $\delta = 0$	0
	3, $\bar{3}$	[001]	0	$\neq 0$	(5)	см. рис.6,*а*
Гексагональная	622, 6mm, $\bar{6}$m2, 6/mmm	[001]	0	0	(1), (3) при $\delta = 0$	0
	6, $\bar{6}$, 6/m	[001]	0	$\neq 0$	(5)	см. рис.6,*а*
Тетрагональная	422, 4mm, 42m, 4/mmm	[001]	$\neq 0$	0	(6)	см. рис.6,*б*
	4, $\bar{4}$, 4/m	[001]	$\neq 0$	$\neq 0$	(4)	см. рис.6,*г*
Кубическая	23, m3, 432, m3m, 43m	[001]	$\neq 0$	0	(6)	см. рис.6,*б*
		[101]	$\neq 0$	0	(9)	см. рис.6,*в*
		[*nml*]	$\neq 0$	0	(8)	

Примечание: $n, m, l = 0, 1$.

кристаллы с отрицательным σ_1, в то время как знак σ_2 значения не имеет.

В кубических кристаллах двулучепреломления нет, поэтому ориентация кристалла может быть произвольной и, следовательно, появляются еще два свободных параметра – углы Эйлера α и β. В этом случае (рис.5) система координат уже не совпадает с осями кристалла, поэтому тензор $\chi^{(3)}$ должен быть преобразован с помощью матрицы $U(\alpha,\beta)$ по правилу [23]

$$\tilde{\chi}_{ijkl} = \sum_{p,q,m,n=1}^{3} U_{ip} U_{jq}\, U_{km} U_{ln} \chi_{pqmn}\,, \tag{7}$$

где χ_{pqmn} – компоненты тензора в системе координат, связанной с осями кристалла; $\tilde{\chi}_{ijkl}$ – компоненты тензора в лабораторной системе координат. В системе, связанной с осями кристалла, при выполнении симметрии Клейнмана тензор $\chi^{(3)}$ имеет лишь две независимые и ненулевые компоненты – χ_{xxxx} и χ_{xxyy}, т. е. $\sigma_2 = 0$, $\sigma_1 \neq 0$. Кубический кристалл описывается системой уравнений (6), решение которой приведено на рис.6,*в*. Однако при произвольных α и β после преобразования координат (7) у тензора $\chi^{(3)}$ появляются новые независимые ($\tilde{\chi}_{yyyy}$) и ненулевые ($\tilde{\chi}_{xyxx}$, $\tilde{\chi}_{xyyy}$) компоненты, а система дифференциальных уравнений для компонент вектора электрического поля E_x и E_y принимает вид [24]

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} &= \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}\,[\tilde{\chi}_{xxxx}|E_x|^2E_x + \tilde{\chi}_{xxyy}(2|E_y|^2E_x + E_y^2E_x^*) \\ &\quad + \tilde{\chi}_{xyxx}(2|E_x|^2E_y + E_x^2E_y^*) + \tilde{\chi}_{xyyy}|E_y|^2E_y], \\ \frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} &= \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}\,[\tilde{\chi}_{yyyy}|E_y|^2E_y + \tilde{\chi}_{xxyy}(2|E_x|^2E_y + E_x^2E_y^*) \\ &\quad + \tilde{\chi}_{xyyy}(2|E_y|^2E_x + E_y^2E_x^*) + \tilde{\chi}_{xyxx}|E_x|^2E_x]. \end{aligned} \tag{8}$$

При ориентации кристалла [101] ($\alpha = \pi/4$, $\beta = 0$) система уравнений (8) упрощается и имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} &= \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}\,\chi_{xxxx}\{(1-\sigma_1/2)\,|E_x|^2E_x \\ &\quad + [(1-\sigma_1)/3](2|E_y|^2E_x + E_y^2E_x^*)\}, \\ \frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} &= \frac{3\mathrm{i}\pi k_0}{2n_\mathrm{o}}\,\chi_{xxxx}\{|E_y|^2E_y \\ &\quad + [(1-\sigma_1)/3](2|E_x|^2E_y + E_x^2E_y^*)\}. \end{aligned} \tag{9}$$

Сравнение рис.6,*б* и *в* показывает, что эффективность $\eta_{\max}$ в кубических кристаллах с ориентацией [101] несколько больше, чем с ориентацией [001]. Этот же вывод сделан

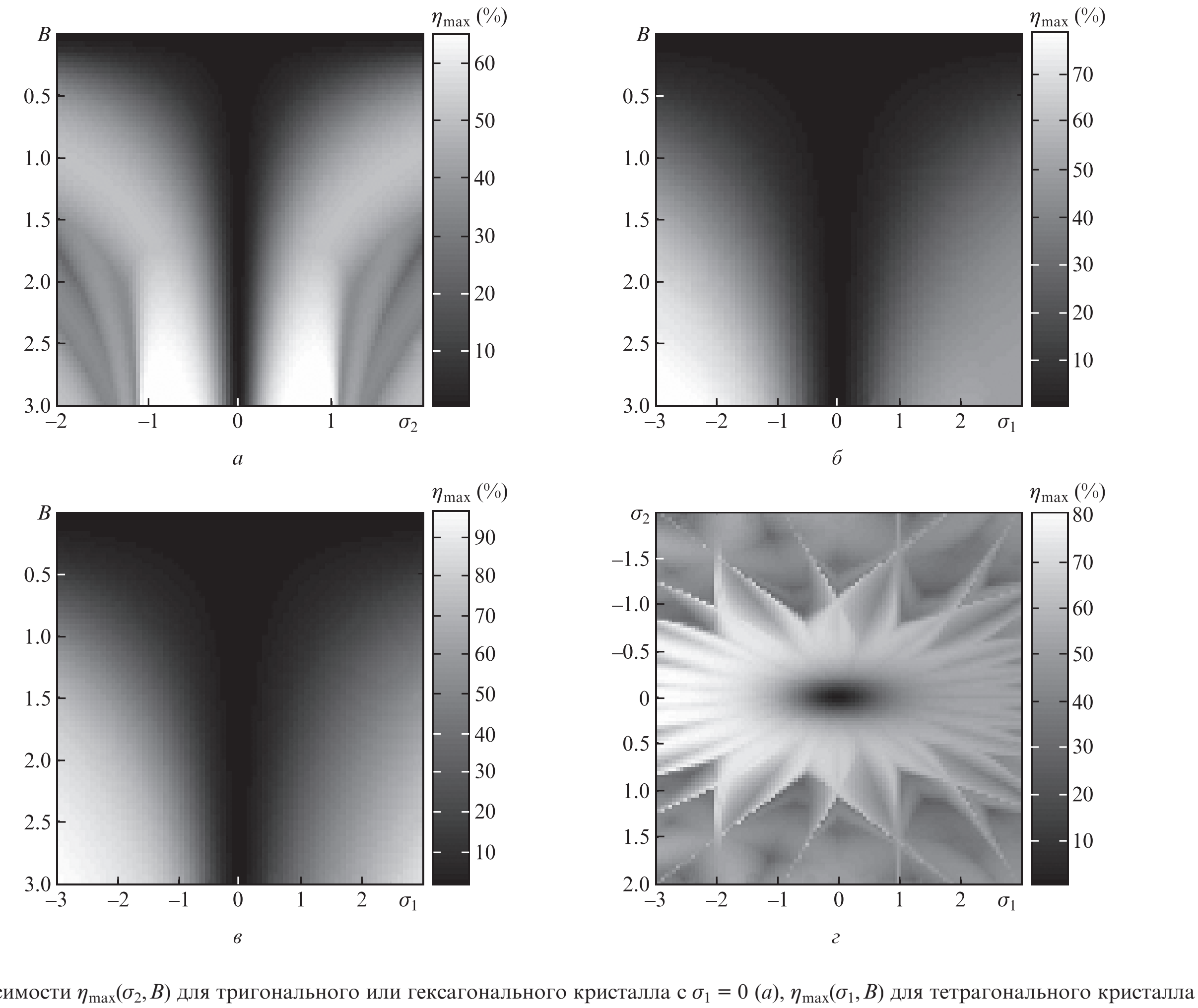


Рис.6. Зависимости $\eta_{\max}(\sigma_2, B)$ для тригонального или гексагонального кристалла с $\sigma_1 = 0$ (*а*), $\eta_{\max}(\sigma_1, B)$ для тетрагонального кристалла с $\sigma_2 = 0$ или кубического кристалла с ориентацией [001] (*б*), $\eta_{\max}(\sigma_1, B)$ для кубического кристалла с ориентацией [101] (*в*) и $\eta_{\max}(\sigma_1, \sigma_2)$ при $B = 3$ (*г*).

в работах [11,13]. В то же время важно отметить, что указанное преимущество ориентации [101] имеет место при одной и той же интенсивности, т. е. при одном и том же значении B-интеграла, определяемого величиной χ_{xxxx} (см. формулу (2)). На практике значение B-интеграла ограничено неустойчивостью плоской волны, приводящей к мелкомасштабной самофокусировке [25–27]. Следовательно, физически корректным является сравнение различных ориентаций кубического кристалла при одинаковом инкременте неустойчивости – величине h, характеризующей экспоненциальный рост амплитуды мелкомасштабных гармонических возмущений с поперечным волновым вектором $\boldsymbol{\kappa}$ на фоне плоской волны ($\propto \cos(\boldsymbol{\kappa} r_\perp)\exp(hz)$) при развитии неустойчивости в нелинейной среде. Эта задача решалась для случаев распространения излучения с линейной [28], круговой [28] и эллиптической [29] поляризациями в изотропной среде. Согласно классической работе [28] максимальный инкремент неустойчивости для линейной и круговой поляризаций равен удвоенному значению B-интеграла, соответствующего каждой из поляризаций. Точное определение инкремента для анизотропной нелинейности, т. е. для систем уравнений (6) и (9), представляет собой отдельную задачу, выходящую за рамки данной статьи. В качестве грубой оценки можно считать, что инкремент определяется средним арифметическим диагональных компонент тензора нелинейной восприимчивости $\tilde{\chi}_{xxxx}$ и $\tilde{\chi}_{yyyy}$. Для ориентации [001] это среднее равно χ_{xxxx}, для ориентации [101] – $\chi_{xxxx}(1-\sigma_1/4)$. Таким образом, эффективный B-интеграл для ориентации [101] в $1-\sigma_1/4$ раз больше, чем для [001]. При использованном в [11,13] для BaF_2 параметре $\sigma_1 = -1.2$ B-интеграл для ориентации [101] в 1.3 раза больше, чем для [001] при той же интенсивности излучения. С учетом этого детальное сравнение рис.6,*б* и *в*, а также анализ зависимостей, приведенных в [11,13], показывают, что при физически корректном сравнении ориентация [001] лучше, чем [101].

Таким образом, для корректного сравнения различных ориентаций и выбора оптимальной из них необходимо определить инкремент мелкомасштабной неустойчивости плоской волны в среде с анизотропной нелинейностью, что для любой из систем уравнений ((4)–(6), (8) или (9)) представляет собой отдельную задачу. В связи с этим вопрос об оптимальной ориентации кубического кристалла остается открытым.

Заметим, что даже относительно небольшое увеличение эффективности (например, от 60% до 75%) может быть весьма значимым при использования XPW на выходе последнего компрессора, особенно для излучения петаваттной мощности, потому что любые потери в этом случае особенно важны (в отличие от DCPA). Кроме того, на выходе мощных лазерных систем распределение интенсивности излучения, как правило, квазиоднородно, и связанное с этим уменьшение эффективности незначительно. Что касается потерь, обусловленных формой импульса, то для приложений обычно имеет значение не энергия импульса, а его мощность. Более того, в ряде приложений укорочение импульса с пропорциональным уменьшением энергии (именно это и происходит при XPW) может быть дополнительным преимуществом.

В заключение обсудим, какие кристаллы наиболее перспективны для XPW. Измерение всех компонент тензора нелинейной восприимчивости кристаллов требует отдельного и трудоемкого исследования, поэтому в литературе не так много данных. Обзор справочных данных показал,

Табл.2. Значения компонент тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ и параметра анизотропии σ_1.

Кристалл	Группа симметрии	χ_{xxxx} (10^{-22} м^2/В^2)	χ_{xxyy} (10^{-22} м^2/В^2)	$\sigma_1 = 1 - 3\chi_{xxyy}/\chi_{xxxx}$	Литература
ADP	42m	4.16	3.92	−1.83	[30]
CVD-алмаз	m3m	11	10.27	−1.8	[31]
RbI	m3m	29.3	22.3	−1.28	[32]
BaF_2	m3m	1.59	1.1	−1.2	[33]
		1.96	1.08	−0.65	[32]
		1.45	0.96	−0.99	[34]
SrF_2	m3m	0.82	0.56	−1.1	[35]
		0.98	0.59	−0.8	[32]
		1.06	0.63	−0.78	[34]
LiCl	m3m	7.4	5.2	−1.1	[32]
MgS	m3m	30.2	20	−0.98	[32]
CaF_2	m3m	1.1	0.55	−0.5	[32]
		0.9	0.5	−0.65	[34]
MgO	m3m	5.6	2.9	−0.58	[32]
		4.1	1.98	−0.45	[34]
LiF	m3m	0.73	0.34	−0.4	[32]
		0.53	0.24	−0.36	[34]
C-алмаз	m3m	6.95	2.95	−0.27	[35]
YVO_4	4/mmm	13	−0.43	1.1	[11]
KDP	42m	1.73	0.24	0.58	[34]
		3.49	0.49	0.58	[36]
		1.99	0.28	0.58	[37]
		3.3	0.56	0.5	[38]
TiO_2	4/mmm	128.25	25.65	0.4	[39]
GGG	m3m	11.95	3.22	0.19	[39]

что относительно полно исследованы кубические кристаллы, имеющие две независимые компоненты тензора $\chi^{(3)}$: χ_{xxxx} и χ_{xxyy}, а данных об одноосных кристаллах совсем мало (табл.2). Кроме того, значения σ_1, которые приводятся в разных экспериментальных и теоретических работах, для одного и того же кристалла могут различаться на 30%–40% (см. данные для SrF_2 и BaF_2). Это еще более затрудняет выбор оптимального кристалла.

Как показано выше, следует выбирать кристаллы с отрицательным значением σ_1, причем чем меньше σ_1, тем лучше. По данным табл.2 к наиболее перспективным кристаллам относятся CVD-алмаз, SrF_2, BaF_2 и ADP. Первые три из них имеют кубическую кристаллическую решетку, Криталл ADP является одноосным. На сегодняшний день кристалл BaF_2 наиболее часто используется для XPW. Однако из-за неполноты и расхождения данных по параметру σ_1 задача поиска новых кристаллов для высокоэффективной генерации ортогонально поляризованного излучения остается актуальной. Кроме того, одноосные кристаллы, практически не используемые для XPW (кроме кристалла YVO_4 [11]), также могут быть достаточно эффективными.

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрены два метода повышения временного контраста мощного излучения, основанные на влиянии кубической нелинейности на поляризацию лазерного излучения. В первом методе исследуется изменение поляризации излучения при его распространении в слабо анизотропной среде с изотропной нелинейностью. Предложена новая схема, состоящая из двух одинаковых НЭ с осями, развернутыми на 90° относительно друг друга. Показано, что эффективность применения данного метода сравнима с эффективностью метода, в котором используется изотропная нелинейная среда (а при $B > 3$ даже превышает ее).

Второй рассмотренный метод повышения контраста основан на генерации ортогонально поляризованной компоненты излучения в анизотропной среде с кубической нелинейностью. Получены зависимости максимальной эффективности генерации $\eta_{\max}$ от параметров анизотропии тензора нелинейности σ_1 и σ_2, а также от величины B-интеграла для одноосных и кубических кристаллов всех типов симметрии. Показано, что для корректного определения оптимальной ориентации кубического кристалла необходимо для каждой ориентации определить эффективный B-интеграл, для чего требуется рассчитать инкремент неустойчивости мелкомасштабной самофокусировки в среде с анизотропией нелинейности. Эта задача представляет самостоятельный интерес и является предметом дальнейших исследований.

1. Yanovsky V.P., Perry M.D., Brown C.G., Feit M.D., Rubenchik A. *Proc. Ultrafast Optics Conf.* (Monterey, CA, 1997, paper WD-2).
2. Doumy G., Quere F., Gobert O., Pedrix M., Martin Ph., Audebert P., Gauthier J.C., Geindre J.-P., Wittmann T. *Phys. Rev. E*, **69**, 026402 (2004).
3. Mironov S., Lozhkarev V., Ginzburg V., Khazanov E. *J. Appl. Opt*., **48**, 2051 (2009).
4. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18** (1), 7 (2012).
5. Kalashnikov M.P., Risse E., Schönnagel H., Sandner W. *Opt. Lett*., **30** (8), 923 (2005).
6. Renault A., Auge-Rochereau F., Planchon T., d'Oliveira P., Auguste T., Chériaux G., Chambaret J.-P. *Opt. Commun*., **248**, 535 (2005).
7. Itatani J., Faure J., Nantel M., Mourou G., Watanabe S. *Opt. Commun.*, **148**, 70 (1998).
8. Yanovsky V., Saleh N., Milathianaki D., Felix C., Flippo K., Nees J., Maksimchuk A., Umstadter D., Mourou G., Squicr J. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2000)* (Nice, 2000, vol. 39, paper CWK2).
9. Homoelle D., Gaeta A.L., Yanovsky V., Mourou G. *Opt. Lett*., **27** (18), 1646 (2002).
10. Jullien A., Auge-Rochereau F., Cheriaux G., Chambaret J.-P., d'Oliveira P., Augusta T., Falcoz F. *Opt. Lett*., **29**, 2184 (2004).
11. Minkovski N., Petrov G.I., Saltiel S.M., Albert O., Etchepare J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1659 (2004).
12. Jullien A., Albert O., Burgy F., Hamoniaux G., Rousseau J.-P., Chambaret J.-P., Auge-Rocherau F., Cheriaux G., Etchepare J., Minkovski N., Saltiel S. *Opt. Lett.*, **30**, 920 (2005).
13. Ramirez L.P., Papadopoulos D., Hanna M., Pellegrina A., Friebel F., Georges P., Druon F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30** (10), 2607 (2013).
14. Liu J., Okamura K., Kida Y., Kobayashi T. *Opt. Express*, **18** (21), 22245 (2010).
15. Власов С.Н., Крыжановский В.И., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **9** (1), 14 (1982).
16. Власов Д.В., Коробкин В.В., Серов Р.В. *Квантовая электроника*, **6** (7), 1542 (1979).
17. Fibich G., Ilan B. *Phys. Rev. E*, **67** (3), 036622 (2003).
18. Kuzmina M.S., Martyanov M.A., Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Shaykin A.A. *Opt. Express*, **19** (22), 21977 (2011).
19. Oda M., Nemat-Nasser S., Konishi J. *Soils and Foundations*, **25** (3), 85 (1985).
20. Deyra L., Balembois F., Guilbaud A., Villeval P., Georges P. *Opt. Express*, **22** (19), 23315 (2014).
21. Kochetkova M.S., Martyanov M.A., Poteomkin A.K., Khazanov E.A. *Opt. Express*, **18** (12), 12839 (2010).
22. Sutherland R. *Handbook of Nonlinear Optics* (New York: Basel, 2003).
23. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров* (М.: Наука, 1984).
24. Kourtev S., Minkovski N., Canova L., Jullien A., Albert O., Saltiel S.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26** (7), 1269 (2009).
25. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
26. Brown D.C. *High-Peak-Power Lasers* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer, 1981).
27. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990).
28. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7** (2), 410 (1980).
29. Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **43** (1), 21 (2013).
30. Wang C.C., Baardsen E.L. *Appl. Phys. Lett*., **70**, 396 (1969).
31. http://www.cvd-diamond.com/.
32. Ching W.Y., Gan F., Huang Ming-Zhu. *Phys. Rev. B*, **52** (3), 1596 (1995).
33. DeSalvo R., Sheik-Behae M., Said A.A., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *Opt. Lett*., **18** (3), 194 (1993).
34. Adair R., Chase L.L., Payne S.A. *Phys. Rev. B*, **39**, 3337 (1989).
35. Levenson M.D., Bloembergen N. *Phys. Rev. B*, **10**, 4447 (1974).
36. Kulagin I.A., Ganeev R.A., Tugushev R.I., Ryasnyansky A.I., Usmanov T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23** (1), 75 (2006).
37. Прохоров А.М. *Справочник по лазерам. Т.2* (М.: Сов. радио, 1978).
38. Eichler H.J., Fery H., Knof J., Eichler J. *Z. Physik B*, **28**, 297 (1977).
39. Petrocelli G., Pichini E., Scudieri F., Martellucci S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 918 (1993).