УДК 535.012

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ В КУБИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

М. С. Кузъмина*, Е. А. Хазанов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Теоретически исследовано развитие мелкомасштабной пространственной неустойчивости плоской волны в кубическом кристалле с ориентацией [111], [001] и [101]. Показано, что развитие неустойчивости в кристаллах с ориентацией [111] происходит при меньшей интенсивности, чем в кристаллах с ориентацией [001] и [101], причём в кристаллах с последними двумя ориентациями неустойчивость может быть значительно подавлена выбором оптимальной поляризации излучения. Показано, что при небольшом интеграле распада B наибольшая эффективность метода повышения временно́го контраста лазерных импульсов с помощью генерации излучения с ортогональной поляризацией достигается для ориентации [101]. В то же время при B > 3 предпочтительнее использовать ориентацию [001].

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время оптические элементы, изготовленные из кубических кристаллов, широко применяются при создании мощных лазерных комплексов. Одной из наиболее интересных областей приложения таких элементов можно назвать генерацию ортогонально поляризованной компоненты лазерного излучения. Данный процесс является основой перспективного метода повышения временного контраста мощных сверхкоротких лазерных импульсов (метод XPW, crossed polarized wave). К преимуществам этого метода относятся возможность уширения спектра в процессе кросс- и самовоздействия и, как следствие, уменьшения длительности сигнала. В работах [1–4] подробно проанализировано влияние интенсивности лазерного излучения, нелинейнооптических свойств и ориентации кристалла на эффективность преобразования исходно линейно поляризованного излучения в ортогонально поляризованное. В работе [3] в схеме с двумя кристаллами фторида бария линейно поляризованное излучение с гауссовым пространственновременны́м профилем и интенсивностью 0,6÷0,9 ТВт/см² было преобразовано в ортогонально поляризованное излучение с эффективностью 24÷30 %. Длительность импульса сократилась с 25 до 10 фс, временной контраст увеличился по крайней мере на два порядка и составил 10¹⁰. Дальнейшее повышение эффективности генерации компоненты с ортогональной поляризацией связано с повышением интенсивности входного излучения, что ограничено усилением пространственных возмущений, приводящим к мелкомасштабной самофокусировке (ММСФ) [5]. Таким образом, кубическая нелинейность является одновременно и положительным эффектом, на котором основан метод ХРW, и паразитным, приводящим к ММСФ. Заметим, что при использовании метода ХРW ортогонально поляризованная компонента на входе в среду отсутствует, в то время как для ММСФ требуется ненулевой пространственный шум. Ещё одним важным отличием является то, что задача о теоретическом описании метода ХРW решается точно, а задача о ММСФ — в рамках теории возмущений.

В работе [6] сделан вывод о том, что при одинаковой интенсивности излучения ориентация кристалла [101] предпочтительнее, чем [001]: использование первой позволяет заметно повысить

^{*} kmsnn@mail.ru

2016

Ориентация	θ , рад	β , рад	A	D	C	
[001]	0	0	1	1	$(1-\sigma)/3$	
[101]	$\pi/4$	0	$1 - \sigma/2$	1	$(1-\sigma)/3$	
[111]	$\operatorname{arctg} \sqrt{2}$	$\pi/4$	$1 - \sigma/2$	$1 - \sigma/2$	$1/3 - 167\sigma/1000$	

Таблица 1. Коэффициенты А, D, C для ориентаций кристалла [001], [101] и [111]

эффективность генерации ортогонально поляризованной компоненты лазерного излучения. Преимущество ориентации этого вида обусловлено особенностями зависимости компонент тензора нелинейной восприимчивости 4-го ранга $\chi^{(3)}$ от взаимной ориентации главных осей кристалла и вектора напряжённости электрического поля на входе в кристалл. Например, диагональная компонента тензора $\chi^{(3)}$ для кристалла BaF₂ может быть в 1,6 раза больше при ориентации [101] чем при ориентации [001]. Возможное различие в диагональной компоненте этого тензора для перечисленных ориентаций также определяет характер развития мелкомасштабной неустойчивости в нелинейном кристалле: максимальный инкремент неустойчивости и, следовательно, коэффициент усиления мелкомасштабных возмущений могут быть больше при ориентации [101]. Другими словами, преимущество этой ориентации с точки зрения большей эффективности генерации ортогонально поляризованной компоненты не столь очевидно, если принять во внимание ММСФ, на что впервые было указано в работе [7].

Кубические кристаллы широко используются в мощных лазерах также в качестве активных и магнитоактивных элементов, окон и т.п. Как правило, толщина этих оптических элементов составляет величину от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, что налагает ограничения на интенсивность проходящего лазерного излучения вследствие развития ММСФ. В этом случае, в отличие от метода XPW, кубическая нелинейность является только паразитным эффектом. Однако развитие ММСФ в кубических кристаллах и, тем более, влияние ориентации кристалла на ММСФ ранее не исследовались.

В теории ММСФ рассматривают развитие гармонических мелкомасштабных пространственных возмущений на фоне интенсивной плоской волны, проходящей через нелинейную среду. В рамках линеаризованной теории В.И. Беспаловым и В.И. Талановым [5] были найдена граница области неустойчивости возмущений и её максимальный инкремент. Следующая задача расчёт коэффициента усиления шумовой компоненты как функции её пространственной частоты и фазы на входе в нелинейную среду. В случае изотропной среды для излучения с линейной поляризацией эта задача решена в работе Н. Н. Розанова и В. А. Смирнова [8]. Для произвольной поляризации в рамках линеаризованной теории было рассмотрено экспоненциально растущее решение, найдены граница области неустойчивости и её максимальный инкремент [9, 10]. Согласно классическим работам, максимальный инкремент неустойчивости пропорционален диагональной компоненте тензора $\chi^{(3)}$.

Кубический кристалл представляет собой среду с изотропными линейными свойствами, но с анизотропией нелинейности: в тензоре $\chi^{(3)}$ появляются дополнительные элементы. Это приводит к необходимости учёта двух важных параметров — ориентации кристалла и угла наклона вектора поляризации излучения (здесь и далее мы ограничимся линейной поляризацией падающего излучения). В данной работе проведено сравнение коэффициентов усиления возмущений для ориентаций [001], [111] и [101]. На его основе определены оптимальная для метода ХРW ориентация, а также оптимальная ориентация кристалла и поляризация излучения в других оптических элементах.

1. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ В КУБИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

Рассмотрим распространение лазерного излучения в кристалле с кубической кристаллической решёткой, обладающем одной из трёх наиболее часто используемых ориентаций: [001], [101] и [111]. Пусть исходная поляризация излучения линейная, вектор напряжённости электрического поля **E** наклонён на угол φ к оси x, ориентация кристалла определяется углами β и θ (рис. 1). Изменение поляризации лазерного излучения в среде с анизотропной кубической нелинейностью и изотропными линейными свойствами можно проанализировать при помощи следующей системы дифференциальных уравнений [6, 11]:

$$2ik_0n_0 \frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}z} + \Delta_{\perp}E_x + \alpha \left[A |E_x|^2 E_x + C(2|E_y|^2 E_x + E_y^2 E_x^*)\right] = 0,$$

$$2ik_0n_0 \frac{\mathrm{d}E_y}{\mathrm{d}z} + \Delta_{\perp}E_y + \alpha \left[D |E_y|^2 E_y + C(2|E_x|^2 E_y + E_x^2 E_y^*)\right] = 0,$$
 (1)



где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, n_0 — линейная часть показателя преломления среды, Δ_{\perp} — оператор Лапласа по поперечной координате r_{\perp} , $\alpha = 3\pi k_0^2 \chi_{xxxx}$, $\sigma = 1 - 3\chi_{xxyy}/\chi_{xxxx}$, χ_{xxxx} и χ_{xxyy} — диагональная и недиагональная компоненты тензора нелинейной восприимчивости четвёртого ранга $\chi^{(3)}$ соответственно. Значения A, D и Cзависят от ориентации кристалла (см. табл. 1).

Рис. 1. Распространение лазерного излучения в анизотропной нелинейной среде: 1 — скрещённые поляризаторы, 2 — нелинейный кристалл К

Система уравнений (1) справедлива в приближении медленно меняющейся амплитуды плоской волны: дисперсионные эффекты в ней не учитываются. Решение системы (1) определяет пере-

распределение энергии между компонентами лазерного излучения с различными ориентациями вектора напряжённости электрического поля **E** при его распространении в нелинейной среде. Изменение поляризации лазерного излучения на выходе из нелинейного кристалла зависит от следующих параметров: начального угла наклона вектора поляризации φ , параметра анизотропии σ тензора нелинейной восприимчивости, ориентации кристалла и *B*-интеграла

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

где *с* — скорость света в вакууме, *I* — интенсивность излучения, *L* — длина нелинейного элемента.

Исследуем неустойчивость решения системы (1), т. е. определим инкремент неустойчивости — величину h, характеризующую экспоненциальный рост амплитуды мелкомасштабных гармонических возмущений (пропорциональных $\cos(\kappa r_{\perp})\exp(ihz)$) с поперечным волновым числом κ на фоне интенсивной плоской волны. Исследование неустойчивости проведём аналогично работе [5]. Подставим в (1) решение для компонент E_x и E_y в виде

$$E_x(z,r_{\perp}) = (E_{x0} + \delta_x) \exp(i\varphi_x), \qquad E_y(z,r_{\perp}) = (E_{y0} + \delta_y) \exp(i\varphi_y),$$

где $E_{x0}(z) \exp[i\varphi_x(z)]$ и $E_{y0}(z) \exp[i\varphi_y(z)]$ являются невозмущёнными решениями системы (1) без учёта дифракционных эффектов, а компоненты возмущения равны $\delta_x(z, r_{\perp}) = [a_x(z) + ib_x(z)] \cos(\kappa r_{\perp}), \ \delta_y(z, r_{\perp}) = [a_y(z) + ib_y(z)] \cos(\kappa r_{\perp}),$ причём $\{|\delta_x|, |\delta_y|\} \ll \{E_{x0}, E_{y0}\}$. Невозмущённые решения находились численным интегрированием системы (1) без оператора Лапласа с граничными условиями $E_{x0}(z=0) = E_0 \cos \varphi, \ E_{y0}(z=0) = E_0 \sin \varphi, \ \varphi_x(z=0) = \varphi_y(z) = 0,$

М. С. Кузъмина, Е. А. Хазанов

т. е. при z = 0 поляризация излучения линейная, а вектор напряжённости электрического поля **E** наклонён к оси x на угол φ (см. рис. 1). Заметим, что произвольное возмущение можно представить как суперпозицию возмущений рассматриваемого вида. Оставляя только члены первого порядка малости, получим линейные уравнения для действительных и мнимых частей компонент возмущения:

$$2ik_0n_0 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \left(a_x + ib_x\right) - 2k_0n_0 \frac{\mathrm{d}\varphi_x}{\mathrm{d}z} \left(a_x + ib_x\right) - \kappa^2(a_x + ib_x) + a_x \left(A_{1,1} + A_{1,2} + iD_y\right) + b_x \left[D_y + i \left(A_{1,1} - A_{1,2}\right)\right] + a_y \left(4\alpha C E_{x0} E_{y0} + D_2 + iD_3\right) + b_y \left(iD_2 - D_3\right) = 0,$$

$$2ik_0n_0 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \left(a_y + ib_y\right) - 2k_0n_0 \frac{\mathrm{d}\varphi_y}{\mathrm{d}z} \left(a_y + ib_y\right) - \kappa^2 (a_y + ib_y) + a_y \left(B_{1,1} + B_{1,2} - iD_x\right) + b_y \left[-D_x + i \left(B_{1,1} - B_{1,2}\right)\right] + a_x \left(4\alpha C E_{x0} E_{y0} + D_2 - iD_3\right) + b_x \left(iD_2 + D_3\right) = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{split} A_{1,1} &= 2\alpha A E_{x0}^2 + 2\alpha C E_{y0}^2, \qquad B_{1,1} &= 2\alpha D E_{y0}^2 + 2\alpha C E_{x0}^2, \\ A_{1,2} &= \alpha A E_{x0}^2 + \alpha C E_{y0}^2 \cos(2\,\Delta\varphi), \qquad B_{1,2} &= \alpha D E_{y0}^2 + \alpha C E_{x0}^2 \cos(2\,\Delta\varphi), \\ D_y &= \alpha C E_{y0}^2 \sin(2\,\Delta\varphi), \qquad D_x &= \alpha C E_{x0}^2 \sin(2\,\Delta\varphi), \\ D_2 &= 2\alpha C E_{x0} E_{y0} \cos(2\,\Delta\varphi), \qquad D_3 &= 2\alpha C E_{x0} E_{y0} \sin(2\,\Delta\varphi), \qquad \Delta\varphi &= \varphi_y - \varphi_x. \end{split}$$

Увеличение квадрата модуля комплексной амплитуды возмущения при прохождении нелинейной среды удобно описывать с помощью коэффициента передачи по интенсивности $G(\kappa, \varphi_0, \varphi, z)$:

$$G(\kappa,\varphi,z) = \left[|\delta_x(z)|^2 + |\delta_y(z)|^2 \right] / \left[|\delta_x(z=0)|^2 + |\delta_y(z=0)|^2 \right],$$

где φ_0 — начальная фаза возмущения. Коэффициент передачи по интенсивности вычислен при одновременном решении системы уравнений для основной компоненты излучения и системы (2). В качестве граничных условий при z = 0 примем, что поляризация возмущения совпадает с поляризацией основной волны, его амплитуда произвольная, а фаза изменяется в интервале от 0 до 2π . При решении практических задач важно определять коэффициент усиления компоненты возмущения не на определённой пространственной частоте κ , а во всём интервале неустойчивости. Для корректного сравнения усиления возмущений в нелинейном кристалле с ориентациями [001] и [101] проведём усреднение (обозначено угловыми скобками) по фазе возмущения φ_0 и волновому числу κ в интервале $0 < \kappa^2 < \kappa_{th}^2$:

$$\langle G(\varphi,B)\rangle = \frac{1}{\pi\kappa_{\rm th}^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\kappa_{\rm th}} G\kappa \,\mathrm{d}\kappa \,\mathrm{d}\varphi_0,$$

где значение $\kappa_{\rm th}$ разумно выбрать таким, чтобы за пределами интервала $[0, \kappa_{\rm th}^2]$ все инкременты неустойчивости были равны нулю. В то же время очевидно, что $\langle G \rangle$ стремится к единице при $\kappa_{\rm th} \to \infty$, т.е. при слишком больши́х $\kappa_{\rm th}$ величина $\langle G \rangle$ теряет физический смысл. Для рассматриваемой в данной работе области параметров мы выбрали $\kappa_{\rm th} = 5 \cdot 10^{-2} k_0$.

М. С. Кузъмина, Е. А. Хазанов

2016

<i>В</i> , рад		3	4	5
$\langle G(\varphi_{\max}) \rangle$ для [101]	41	645	$3,2\cdot 10^4$	$1,1\cdot 10^6$
$\langle G(\varphi_{\max}) \rangle$ для [001]	31	303	$3,\!0\cdot 10^{3}$	$2,\!2 \cdot 10^{4}$
$\eta(arphi_{ ext{max}})$ для [101], $\%$	43	71	84	88
η для [101] при $\langle G_{[101]} \rangle = \langle G_{[001]} \rangle, \%$	43	62	64	46
$\eta(arphi_{ ext{max}})$ для [001], $\%$	34	60	77	87

Таблица 2. Эффективность генерации в методе XPW для ориентаций [001] и [101] при $\varphi = \varphi_{\max}$ (соответствует максимуму η) и одинаковых коэффициентах усиления $\langle G \rangle$

2. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛА ВаF₂ ДЛЯ МЕТОДА ХРW

На рис. 2 для кристалла BaF2 ($\sigma = -1,2$ [12]) для ориентаций [001] и [101] изображены зависимости $\langle G(\varphi) \rangle$ (а также рассчитанные в работе [6] зависимости эффективности генерации ортогонально поляризованной компоненты излучения η (т. е. отношения мощности ортогонально поляризованной компоненты к полной мощности излучения на выходе из нелинейной среды) от φ . Для ориентации [111] эффективность метода XPW очень мала [13, 14], поэтому в данном разделе мы эту ориентацию рассматривать не будем. Зависимости на рис. 2 построены на интервале $\varphi \in [0, \pi/2]$, т. к. функции $\langle G(\varphi) \rangle$ и $\eta(\varphi)$ периодические с периодом $\pi/2$.

Зависимости эффективности генерации ортогонально поляризованной компоненты излучения η и среднего коэффициента усиления $\langle G \rangle$ от угла φ для ориентации [001] симметричны относительно угла $\varphi = 45^{\circ}$. Положение максимума функции $\langle G \rangle(\varphi)$ соответствует углу $\varphi = 45^{\circ}$ при всех *B*. Зависимости η и $\langle G \rangle$ от угла φ для ориентации [101] несимметричны. Положение максимума функции $\langle G \rangle(\varphi)$ для этой ориентации также не меняется с изменением *B*-интеграла и соответствует углу $\varphi = 35^{\circ}$.

Заметим, что величина $\langle G \rangle$ для кристалла BaF₂ всегда больше, чем для изотропной среды с тем же значением χ_{xxxx} . Более того, для оптимальных для метода XPW углов φ величина $\langle G \rangle$ в кубическом кристалле значительно больше, чем в изотропной среде.

Из рис. 2 видно, что при оптимальных углах φ эффективность метода XPW η больше для ориентации [101], но в то же время величина $\langle G \rangle$ меньше для ориентации [001]. Корректное сравнение ориентаций следует проводить при одинаковых $\langle G \rangle$, а не одинаковых B. При таком сравнении мы нашли для ориентации [101] такой угол φ , при котором значение $\langle G \rangle$ становится таким же, как и для ориентации [001]. Результаты резюмированы в табл. 2, из которой видно (ср. две последние строки), что при не очень больши́х значениях B-интеграла ориентация [101] предпочтительнее, чем [001], а при больши́х B, наоборот, метод XPW более эффективен при ориентации [001].

3. ПОДАВЛЕНИЕ ММСФ В ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ ИЗ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

В мощных лазерах используется большое число различных кубических кристаллов — гранатов, фторидов, полуторных оксидов. Они применяются в качестве активной среды, оптических окон, элементов изоляторов Фарадея, пассивных модуляторов добротности и т. п. Поскольку у кубических кристаллов линейный показатель преломления изотропен, то в большинстве случаев ориентация кристалла и угол наклона вектора поляризации могут быть любыми. Таким образом, оба этих параметра могут быть использованы для минимизации (подавления) ММСФ, т.е.

2016



Рис. 2. Зависимости среднего коэффициента усиления $\langle G \rangle$ (левый столбец, в т. ч. врезки) и эффективности генерации η ортогонально поляризованной компоненты излучения на выходе из кристалла BaF₂ [6] (правый столбец) от угла φ для ориентаций [101] (кривые 1) и [001] (2) при B = 2 (a, δ), B = 3 (e, z), B = 4 (d, e) и B = 5 (xc, s); значения $\langle G \rangle$ для изотропной среды ($\sigma = 0$) показаны линиями 3

М. С. Кузъмина, Е. А. Хазанов



Рис. 3. Зависимость B_{max} для ориентаций [101] (кривые 1), [111] (2) и [001] (3) при $\langle G \rangle = 62$ для $\sigma = -1, 2$ (a) и $\sigma = 0, 2$ (б). Для изотропной среды ($\sigma = 0$; линии 4) $B_{\text{max}} = 3$

для повышения максимальной возможной пиковой мощности. Определим ориентацию и поляризацию излучения, которые оптимальны с точки зрения минимизации ММСФ в оптических элементах, не связанных с реализацией метода XPW, т.е. в случае, когда кубическая нелинейность играет исключительно негативную роль. В этом разделе мы будем рассматривать также ориентацию [111], не используемую в XPW-фильтрах, но весьма часто применяемую в других оптических элементах.

Анизотропия кубической нелинейности тем сильнее, чем больше отличается от нуля параметр σ . Для стёкол он равен нулю и ММСФ никак не зависит от ориентации и угла наклона вектора поляризации. Значения σ известны для небольшого числа кристаллов, и зачастую данные их измерений, приведённые в разных работах, сильно отличаются (см. сводную табл. в [7]). В частности, для таких широко используемых кристаллов, как YAG (алюмо-иттриевый гранат) и TGG (тербий-галлиевый гранат), значения σ неизвестны, поэтому рассмотрим возможность подавления ММСФ при произвольном σ .

Анализ графиков (в данной работе не приводятся), аналогичных приведённым в левом столбце на рис. 2 для различных значений σ показал, что характер зависимости коэффициента усиления $\langle G \rangle$ от угла φ (положение экстремумов и симметрия функции $\langle G \rangle$) остаётся прежним для ориентаций [001] и [101], однако при смене знака σ точки максимума $\langle G(\sigma < 0) \rangle$ становятся точками минимума $\langle G(\sigma > 0) \rangle$ и наоборот. Для ориентации [111] положения экстремумов и симметрия функции $\langle G \rangle$ такие же, как и для [001]. Величина $\langle G \rangle$ в этом случае вообще слабо зависит от угла φ при B < 2 для $\sigma < 0$ и при любых B для $\sigma > 0$.

На рис. 3 показаны зависимости от угла φ величины B_{max} (т.е. значения *B*-интеграла, при котором $\langle G \rangle = 62$) для кристалла BaF₂ и кристалла GGG (гадолиний-галлиевый гранат; $\sigma = 0,2$ [7]). В изотропной среде с таким же χ_{xxxx} при B = 3 величина $\langle G \rangle$ как раз равняется 62. Чем больше B_{max} , тем больше максимальная интенсивность излучения, под которой мы понимаем интенсивность, соответствующую случаю B = 3 для изотропной среды. Отношение максимальных и минимальных значений B_{max} для каждой кривой на рис. 3 (для каждой ориентации кристалла) показывает, во сколько раз отличаются максимальные интенсивности излучения для оптимальной и неоптимальной поляризаций. На рис. 4 построена зависимость $B_{\text{max}}(\sigma)$ для экстремальных поляризаций — наилучших на рис. 4a и наихудших на рис. 46.



Рис. 4. Зависимости $B_{\max}(\sigma)$ для наилучшей (a) и наихудшей (b) поляризации: кривые 1 соответствуют виду ориентации [101] и углу $\varphi = 90^{\circ}$, 2 - [101] и $\varphi = 35^{\circ}$, 3 - [111], 4 - [001] и $\varphi = 45^{\circ}$. Кривые, соответствующие случаю [001] и $\varphi = 0^{\circ}$, 90° , совпадают с кривыми 4 при $\sigma < 0$ на панели a и при $\sigma > 0$ на панели δ

Из рис. 4*a* видно, что при $\sigma < 0$ из трёх рассмотренных ориентаций ориентация [111] является наихудшей: значения B_{max} при оптимальном φ меньше, чем для ориентаций [001] и [101], причём последние две ориентации практически эквивалентны, а при $\sigma > 0$ ориентация [101] предпочтительнее. При $\sigma < 0$ для оптимальной поляризации в этих ориентациях значение B_{max} лишь незначительно меньше, чем *B*-интеграл в изотропной среде, а при $\sigma > 0$ значение B_{max} больше, чем *B*-интеграл в изотропной среде. Другими словами, ММСФ в кристаллах с $\sigma > 0$ развивается при бо́льших интенсивностях, чем в изотропной среде.

При $\sigma < 0$ для ориентации [001] наилучшей является поляризация с $\varphi = 0$ или 90° (см. рис. 3 и 4), т.е. электрическое поле должно быть параллельно одной из кристаллографических осей. При $\sigma = -1,2$ для наихудшей поляризации ($\varphi = 45^{\circ}$) ММСФ будет такой же, т.е. $\langle G \rangle = 62$, при интенсивности в 1,7 раз меньше. Таким образом, выбор угла наклона вектора поляризации позволяет значительно подавить ММСФ в кристалле. Заметим, что с точки зрения термонаведённой деполяризации оптимальной, напротив, является поляризация с $\varphi = 45^{\circ}$ [15], т.е. наихудшая с точки зрения подавления ММСФ. Таким образом, для лазеров с большой пиковой мощностью и большой частотой повторения импульсов при выборе поляризации в кристаллах с ориентацией [001] необходимо искать компромисс между тепловыми эффектами и ММСФ. При $\sigma > 0$ оптимальной является поляризация с $\varphi = 35^{\circ}$.

Как видно из рис. 4 с увеличением $|\sigma|$ растёт разница между значениями B_{max} для различных видов ориентации, а также между значениями B_{max} для оптимальной и неоптимальной поляризаций (ср. рис. 4*a* и δ). Таким образом, выбор оптимальных ориентации кристалла и поляризации излучения наиболее актуален для кристаллов с больши́м $|\sigma|$.

В заключение заметим, что, как легко показать непосредственно из (1), для рассмотренных ориентаций при $\varphi = 0^{\circ}$ (случай $|E_{x0}| \gg |E_{y0}|$) нелинейный набег фазы лазерного излучения на выходе из оптического элемента равен AB. При $\varphi = 90^{\circ}$ (случай $|E_{x0}| \ll |E_{y0}|$) нелинейный набег фазы равен DB (выражения для A и D приведены в табл. 1). Например, для ориентации [101] нелинейный набег фазы равен $(1 - \sigma/2)B$ для поляризации с $\varphi = 0^{\circ}$, а для ортогональной

поляризации он совпадает с *B*. Это может быть использовано для повышения контраста фемтосекундного лазерного излучения с помощью нелинейного интерферометра Маха—Цендера [16].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализировано развитие пространственных мелкомасштабных возмущений на фоне линейно поляризованной плоской волны в кубическом кристалле с кубической нелинейностью. Исследовано влияние ориентации нелинейного кристалла, параметра анизотропии тензора нелинейной восприимчивости и поляризации излучения на коэффициент усиления возмущений. Показано, что интенсивность, при которой развивается мелкомасштабная самофокусировка, может быть существенно (в разы) увеличена выбором оптимальной ориентации кристалла и поляризации излучения. Наиболее сильно этот эффект проявляется для кристаллов с положительным параметром нелинейной анизотропии. Из трёх наиболее часто используемых ориентаций, [111], [001] и [101], последний является лучшим с точки зрения подавления самофокусировки.

С учётом ограничений интенсивности мелкомасштабной самофокусировкой проведено сравнение ориентаций кристалла с точки зрения эффективности метода увеличения временно́го контраста лазерных импульсов с помощью генерации излучения с ортогональной поляризацией в среде с кубичной нелинейностью. Показано, что при небольшом *B*-интеграле лучшей является ориентация [101], а при B > 3 предпочтительнее использовать ориентацию [001].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 15–02–08496) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект 14.Z50.31.0007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Minkovski N., Petrov G. I., Saltiel S. M., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21, No. 9. P. 1659.
- 2. Jullien A., Albert O., Burgy F., et al. // Opt. Lett. 2005. V. 30, No. 9. P. 920.
- 3. Ramirez L. P., Papadopoulos D., Hanna M., et al. // Opt. Soc. Am B. 2013. V. 30, No. 10. P. 2607.
- 4. Chu Y., Liang X., Yu L., et al. // Opt. Express. 2013. V. 21, No. 24. Art. no. 29231.
- 5. Беспалов В. И., Таланов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3, № 12. С. 471.
- 6. Kourtev S., Minkovski N., Canova L., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2009. V. 26, No. 7. P. 1269.
- 7. Кузьмина М. С., Хазанов Е. А. // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 5. С. 426.
- 8. Розанов Н. Н., Смирнов В. А. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 2. С. 410.
- Власов С. Н., Таланов В. И. Самофокусировка волн. Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 1997. 220 с.
- 10. Кузьмина М. С., Хазанов Е. А. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 1. С. 21.
- Kourtev S., Canova L., Minkovski N., et al. // Proc. SPIE. 2008. V. 7027. 15th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications. P. 70271Q-1.
- 12. Levenson M. D., Bloembergen N. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10, No. 10. P. 4447.
- 13. Hutchings D. C., Werrett B. S. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52, No. 11. P. 8150.
- 14. Hutchings D. C., Aitchison J. S., Arnold J. M. // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14, No. 4. P. 869.
- 15. Мак А. А., Сомс Л. Н., Фромзель В. А., Яшин В. Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990. 288 с.
- 16. Гитин А. В. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 2. С. 154.

Поступила в редакцию 1 июля 2015 г.; принята в печать 2 марта 2016 г.

М. С. Кузъмина, Е. А. Хазанов

SPATIAL INSTABILITY OF THE LINEARLY POLARIZED PLANE WAVE IN A CUBIC CRYSTAL

M. S. Kuz'mina and E. A. Khazanov

We study theoretically the development of a small-scale spatial instability of a plane wave in a cubic crystal with [111], [001], and [101] orientations. It is shown that in the crystals with [111] orientation the instability develops at lower intensities than in the crystals with [001] and [101] orientations. In the latter two crystals, the instability can significantly be suppressed by choosing the optimal radiation polarization. It is found that in a small B-integral method of temporal contrast enhancement of laser pulses by generating an orthogonal polarization the largest efficiency is achieved with the [101] orientation. At the same time, the [001] orientation is more preferable for B > 3.