

Влияние мелкомасштабной самофокусировки на генерацию второй гармоники сверхсильным лазерным полем

В.Н.Гинзбург, В.В.Ложкарев, С.Ю.Миронов, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов

В рамках модели плоских монохроматических волн получены линеаризованные уравнения для амплитуд гармонических возмущений сильных волн в средах, обладающих и квадратичной и кубической нелинейностью. Найдены зависимости коэффициентов усиления шумовых компонент волн первой и второй гармоник в процессе удвоения частоты от V -интеграла. На примере кристалла KDP длиной 0.5 мм рассчитан максимально допустимый уровень шума в пучке основного излучения при интенсивности 4.5 ТВт/см².

Ключевые слова: генерация второй гармоники, сверхсильное лазерное поле, мелкомасштабная самофокусировка.

1. Введение

Возможность получения в видимом диапазоне когерентного фемтосекундного излучения, а также необходимость повышения временного контраста сверхмощных лазерных импульсов поддерживает интерес исследователей к ГВГ с момента открытия эффекта в 1961 г. [1] и до настоящего времени. ГВГ сверхсильным лазерным полем обладает рядом особенностей. Поскольку сверхсильные лазерные поля, как правило, реализуются в импульсах длительностью несколько десятков фемтосекунд, то эффективность ГВГ зависит от дисперсионных явлений – группового разбегания и дисперсионного расплывания импульсов излучения на основной и удвоенной частотах. Однако правильный выбор кристалла, его длины и ориентации оптической оси позволяет минимизировать влияние этих явлений [2–8].

В то же время для сверхсильных лазерных полей становятся существенными эффекты, обусловленные кубической нелинейностью среды. Мощные волны, проходя через среду с кубической нелинейностью, приобретают дополнительный набег фазы, приводящий к срыву синхронизма и снижению эффективности преобразования [2–8]. Неустойчивость мелкомасштабных возмущений, распространяющихся в такой среде, приводит к мелкомасштабной самофокусировке (ММСФ), при которой возникает филаментация [9–11], генерация суперконтинуума и, в конечном счете, происходит разрушение нелинейных элементов.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей ГВГ сверхсильным лазерным полем. Вначале рассматриваются вопросы о преобразовании мощных (не шумовых) волн в излучение второй гармоники в средах с квадратичной и кубической нелинейностями. Затем в линейном приближении последовательно решается задача

о развитии ММСФ для произвольного пространственного спектра возмущений (шума). Эта задача решена по аналогии с классической работой [9], но с учетом квадратичной нелинейности: найден коэффициент усиления одной гармоники возмущений, найден коэффициент усиления, интегральный по всему спектру гармоник, оценен максимальный уровень шума на входе в кристалл, который не приведет к его оптическому пробое и разрушению вследствие ММСФ.

Линейная стадия усиления гармонических возмущений представляет большой интерес, поскольку позволяет корректно описать усиление шума (в том числе и с широким пространственным спектром) вплоть до его мощности, соизмеримой с мощностью основной волны. Вызванный ММСФ оптический пробой ограничивает возможности удвоения частоты при гораздо меньших мощностях шума, поэтому определение его максимально допустимого уровня (не приводящего к оптическому пробое и разрушению нелинейного элемента) является актуальной задачей для экспериментов по высокоэффективной ГВГ сверхсильным лазерным полем. В работе в качестве примера выполнено моделирование процесса преобразования в излучение второй гармоники выходного излучения с интенсивностью 1.5–4.5 ТВт/см² петаваттного фемтосекундного лазерного комплекса [12], приведены оценки и методика нахождения допустимого уровня шума по мощности в пучке первой гармоники.

2. Особенности ГВГ сверхсильным лазерным полем

Прежде чем приступить к анализу неустойчивости волн в средах с квадратичной и кубической нелинейностями, рассмотрим особенности преобразования в излучение на частоте второй гармоники сверхмощных (не шумовых) лазерных полей. Несмотря на их импульсный характер, мы будем использовать для описания ГВГ приближение плоских монохроматических волн. Этот подход справедлив в том случае, когда дисперсионные эффекты, такие как групповое разбегание и дисперсионное расплывание импульсов первой и второй гармоник, являются несущественными на расстояниях порядка

В.Н.Гинзбург, В.В.Ложкарев, С.Ю.Миронов, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 31 марта 2009 г., после доработки – 10 июля 2009 г.

длины нелинейного элемента удвоителя частоты. Выполнение вышеперечисленных требований для высокоэффективной ГВГ возможно, если длина нелинейного элемента L удовлетворяет следующим условиям:

$$L_{nl} < L < L_{gr} < L_{1,2},$$

где L_{nl} – нелинейная длина (характерный масштаб преобразования во вторую гармонику); $L_{gr} = T_1|1/u_1 - 1/u_2|^{-1}$ – длина группового разбега импульсов; u_1 и u_2 – групповые скорости волн на частотах первой и второй гармоник соответственно;

$$L_i = T_1^2 \left| 4 \ln 2 \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_i}^{-1} \quad (i = 1, 2)$$

– длины дисперсионного расплывания импульсов первой и второй гармоник соответственно; T_1 – длительность импульса основного излучения на входе в нелинейный элемент. Для кристалла KDP при $\lambda = 910$ нм и $T_1 = 50$ фс $L_{gr} = 0.13$ см, $L_1 = 8$ см, $L_2 = 1$ см, что значительно больше нелинейной длины $L_{nl} = 4 \times 10^{-2}$ см, вычисленной при интенсивности на входе $I_0 \sim 1$ ТВт/см².

В рамках указанного приближения процесс удвоения частоты (здесь и далее рассматривается первый тип взаимодействия волн, оо–е) может быть описан с помощью системы нелинейных дифференциальных уравнений для амплитуд связанных волн

$$\frac{d\varepsilon_1}{dz} = -i\beta\varepsilon_2\varepsilon_1^* e^{-i\Delta kz} - i\gamma_{11}|\varepsilon_1|^2\varepsilon_1 - i\gamma_{12}|\varepsilon_2|^2\varepsilon_1, \quad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon_2}{dz} = -i\beta\varepsilon_1^2 e^{i\Delta kz} - i\gamma_{21}|\varepsilon_1|^2\varepsilon_2 - i\gamma_{22}|\varepsilon_2|^2\varepsilon_2$$

с граничными условиями

$$\varepsilon_1(z=0) = \varepsilon_{10}, \quad \varepsilon_2(z=0) = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon_1 = \rho_1 \exp(i\varphi_1)$ и $\varepsilon_2 = \rho_2 \exp(i\varphi_2)$ – комплексные амплитуды напряженностей полей на основной частоте и частоте второй гармоники; z – продольная координата распространения волн; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – линейная фазовая расстройка волновых векторов; β, γ_{ij} ($i, j = 1, 2$) – коэффициенты нелинейной связи волн [5]. Слагаемые с коэффициентами γ_{11} и γ_{22} ответственны за самовоздействие волн первой и второй гармоник, а слагаемые с γ_{12} и γ_{21} – за кросс-воздействие.

Детальный анализ решений системы уравнений (1) выполнен в работах [5–8]. При преобразовании сверхсильного лазерного поля в излучение на частоте второй гармоники слагаемые в уравнениях (1), ответственные за само- и кросс-воздействие, играют существенную роль. Дело в том, что кубическая нелинейность приводит к дополнительному накоплению фазы у волн первой и второй гармоник, что нарушает условие фазового синхронизма и снижает эффективность преобразования.

Существует достаточно простой метод борьбы с этим эффектом. Нелинейный набег фазы может быть скомпенсирован за счет изменения угла распространения излучения к оптической оси кристалла. Идея была высказана авторами работ [4, 5], а ее экспериментальное подтверждение можно найти в [8, 13]. Применительно к модели плоских монохроматических волн оптимальная рас-

стройка волновых векторов может быть найдена следующим образом [8]:

$$\Delta k_{opt} L_{nl} = -(2\alpha + \Delta_0^{nl}), \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{2\gamma_{11} - 2\gamma_{12} - \gamma_{21} + \gamma_{22}}{4\beta^2 L_{nl}}; \quad \Delta_0^{nl} = \frac{\gamma_{21} - 2\gamma_{11}}{\beta^2 L_{nl}}.$$

Используя (3), нетрудно найти выражение для оптимального угла распространения излучения θ_{opt} :

$$\sin^2 \theta_{opt} = \frac{(n_1 + \Delta n_1)^{-2} - n_o^{-2}}{n_e^{-2} - n_o^{-2}}. \quad (4)$$

Здесь n_1 – показатель преломления обыкновенной волны первой гармоники; n_o, n_e – главные значения показателя преломления для волны второй гармоники; $\Delta n_1 = \lambda A_{10}^2 \times (2\gamma_{11} + 2\gamma_{12} - \gamma_{21} - \gamma_{22}) / 8\pi$ – добавка к показателю преломления, связанная с кубической нелинейностью среды. При $I_0 \sim 4.5$ ТВт/см² и $\lambda = 910$ нм имеем $\Delta n_1 = 3.43 \times 10^{-4} \ll 1$, поэтому отстройка $\Delta\theta$ от угла синхронизма может быть найдена с помощью разложения (4) в ряд Тейлора по параметру Δn_1 :

$$\Delta\theta = \frac{\Delta n_1}{n_1^3 (n_o^{-2} - n_1^{-2})} \left(\frac{n_1^{-2} - n_o^{-2}}{n_e^{-2} - n_1^{-2}} \right)^{1/2}.$$

Зависимости $\eta = |A_2(z)|^2 / |A_{10}|^2$ эффективности преобразования в кристалле KDP длиной 0.5 мм от отстройки $\Delta\theta$ от угла синхронизма для указанных параметров излучения представлены на рис. 1. Мы использовали выражения для коэффициентов β и γ_{ij} из работы [5]. При длине волны первой гармоники $\lambda_1 = 910$ нм коэффициенты нелинейной связи волн в кристалле KDP следующие: $\gamma_{11} = 2.302 \times 10^{-9}$, $\gamma_{12} = 1.711 \times 10^{-9}$, $\gamma_{21} = 1.398 \times 10^{-9}$ и $\gamma_{22} = 2.872 \times 10^{-9}$ ед. СГСЭ, $\beta = 3.329 \times 10^{-4}$ ед. СГСЭ. В отличие от случая $\gamma_{ij} = 0$, кубическая нелинейность приводит к тому, что максимальная эффективность достигается при $\Delta\theta = -0.45^\circ$. Отметим, что величина $\Delta\theta$ не зависит от квадратичной нелинейности и длины нелинейного элемента и прямо пропорциональна интенсивности входного сигнала. Характерное расстояние между нулями главного максимума составляет 20 мрад.

Сравним эффективности преобразования во вторую гармонику излучения с $\lambda_1 = 910$ нм, $I_0 = 4.5$ ТВт/см² при

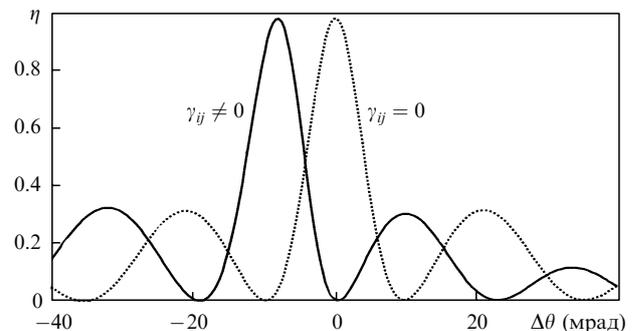


Рис. 1. Зависимости эффективности η преобразования во вторую гармонику от отстройки $\Delta\theta$ от угла синхронизма с учетом и без учета кубической нелинейности среды при $I_0 \sim 4.5$ ТВт/см² и длине кристалла KDP $L = 0.5$ мм.

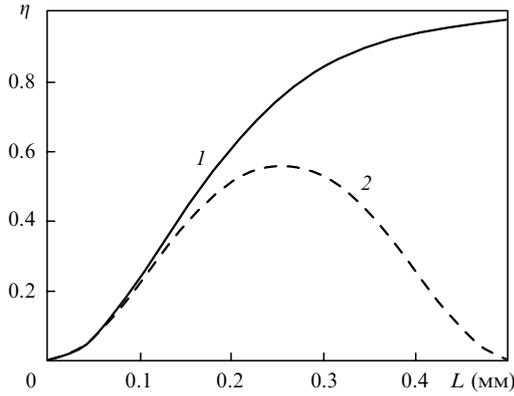


Рис.2. Зависимости эффективности η от длины кристалла L при $I_0 \sim 4.5 \text{ ТВт/см}^2$ для $\Delta k_{\text{opt}} L_{\text{nl}} = \Delta_{\text{opt}}(1)$ и $\Delta k L_{\text{nl}} = 0(2)$.

расстройках волновых векторов $\Delta k L_{\text{nl}} = 0$ и $\Delta k L_{\text{nl}} = \Delta_{\text{opt}}$ (рис.2).

Как видно из рис.2, в случае $\Delta k L_{\text{nl}} = 0$ влияние кубической нелинейности приводит к нарушению синхронизма и обратной перекачке энергии, а при $\Delta k L_{\text{nl}} = \Delta_{\text{opt}}$ эффективность преобразования в излучение второй гармоники растет. Согласно модели плоских монохроматических волн эффективность преобразования во вторую гармонику излучения с интенсивностью 4.5 ТВт/см^2 в нелинейном элементе КДР длиной 0.5 мм превышает 90% . Детальный анализ процесса удвоения частоты гауссовых импульсов длительностью 50 фс с такими же параметрами лазерного излучения и нелинейного элемента, выполненный в работе [8], показал, что эффективность преобразования составляет 83% .

Таким образом, кубическая нелинейность может существенно влиять на эффективность преобразования во вторую гармонику. Для каждого значения интенсивности на входе нелинейного элемента можно подобрать оптимальный угол распространения, обеспечивающий наибольшее преобразование.

3. Неустойчивость плоских монохроматических волн в средах с квадратичной и кубической нелинейностями

Рассмотрим влияние эффектов мелкомасштабной самофокусировки на ГВГ в кристалле КДР при интенсивностях излучения первой гармоники $1.5\text{--}4.5 \text{ ТВт/см}^2$. Для этого вычислим коэффициенты усиления гармонических возмущений в излучении первой и второй гармоник и определим критический уровень шума в излучении основной частоты.

3.1. Линейные уравнения для амплитуд гармонических возмущений

Получим линейные уравнения для амплитуд напряженностей электрического поля пространственных гармонических возмущений волн первой и второй гармоник. Как и в первой работе по ММСФ [9], будем считать, что амплитуды шумовых компонент значительно меньше амплитуд сильных волн на основной и удвоенной частотах (волны 1 и 2), т. е. выполнены следующие условия:

$$|e_i| \ll |\varepsilon_1|, |\varepsilon_1|, \quad i = 3 - 6. \quad (5)$$

Здесь $i = 3, 4$ соответствуют напряженностям гармониче-

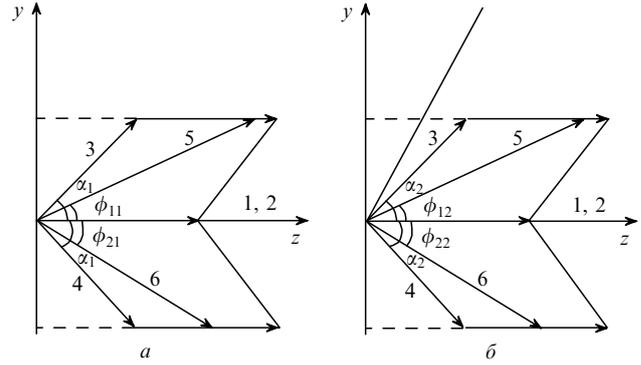


Рис.3. Схема распространения сильных волн первой (волна 1) и второй (волна 2) гармоники, а также их гармонических возмущений (волны 3, 4 и 5, 6 соответственно) в некритичной (а) и критичной (б) по углу синхронизма плоскостях.

ских возмущений излучения на основной частоте, а $i = 5, 6$ – на частоте второй гармоники (рис.3).

Применив к квазиоптическим уравнениям, описывающим динамику изменения каждой частотной компоненты, стандартную процедуру линеаризации (поскольку выполнены условия (5)) и сгруппировав слагаемые, имеющие одинаковые поперечные волновые векторы, нетрудно получить уравнения для амплитуд гармонических возмущений:

$$\begin{aligned} \frac{de_3}{dz} &= \frac{-i}{\cos \alpha_1 \cos \alpha_2} [\beta(E_1^* E_5 + E_4^* E_2) + \gamma_{11}(E_1^2 E_4^* + 2|E_1|^2 E_3) + \gamma_{12}(|E_2|^2 E_3 + E_1 E_2 E_6^* + E_1 E_5 E_2^*)] \\ &\times \exp(ik_1 z \cos \alpha_1 \cos \alpha_2), \\ \frac{de_4}{dz} &= \frac{-i}{\cos \alpha_1 \cos \alpha_2} [\beta(E_1^* E_6 + E_3^* E_2) + \gamma_{11}(E_1^2 E_3^* + 2|E_1|^2 E_4) + \gamma_{12}(|E_2|^2 E_4 + E_1 E_2 E_5^* + E_1 E_6 E_2^*)] \\ &\times \exp(ik_1 z \cos \alpha_1 \cos \alpha_2), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{de_5}{dz} &= \frac{-i}{\cos \phi_{11} \cos \phi_{12}} [2\beta E_3 E_1 + \gamma_{21}(|E_1|^2 E_5 + E_1 E_2 E_4^* + E_1^* E_2 E_3) + \gamma_{22}(|E_2|^2 E_6^* + 2|E_2|^2 E_5)] \\ &\times \exp(ik_5 z \cos \phi_{11} \cos \phi_{12}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{de_6}{dz} &= \frac{-i}{\cos \phi_{21} \cos \phi_{22}} [2\beta E_4 E_1 + \gamma_{21}(|E_1|^2 E_6 + E_1 E_2 E_3^* + E_1^* E_2 E_4) + \gamma_{22}(|E_2|^2 E_5^* + 2|E_2|^2 E_6)] \\ &\times \exp(ik_6 z \cos \phi_{21} \cos \phi_{22}). \end{aligned}$$

Здесь $E_i = \varepsilon_i \exp(-ik_{iz}z)$; k_1, k_5, k_6 – модули волновых векторов излучения на основной частоте и гармонических возмущений второй гармоники. Углы α_1 и α_2 определяют направления распространения гармонических возмущений первой гармоники в некритичной (α_1) и критичной (α_2) по углу синхронизма плоскостях нелиней-

ного элемента удвоителя частоты (см. рис.3). Направление распространения шума на частоте второй гармоники в не критичной (ϕ_{11}, ϕ_{21}) и критичной (ϕ_{12}, ϕ_{22}) по углу синхронизма плоскостях нелинейного элемента определяются из граничных условий (7), отвечающих за равенство соответствующих поперечных компонент волновых векторов:

$$\begin{aligned} k_1 \sin \alpha_2 &= k_5 \sin \phi_{12}, \quad k_1 \sin \alpha_2 = k_6 \sin \phi_{22}, \\ k_1 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 &= k_5 \cos \phi_{12} \sin \phi_{11}, \\ k_1 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 &= k_6 \cos \phi_{22} \sin \phi_{21}. \end{aligned} \quad (7)$$

Предположим, что на входе нелинейного элемента выполняются граничные условия

$$\varepsilon_3(z=0) = \varepsilon_4(z=0) = \varepsilon_{30} e^{i\varphi}, \quad \varepsilon_{5,6}(z=0) = 0, \quad (8)$$

а для амплитуд сильных волн справедливы граничные условия (2). Здесь φ – начальная фаза гармонического возмущения волны первой гармоники. Шум в пучке на частоте второй гармоники появляется из-за взаимодействия гармонических возмущений сигнала на основной частоте с сильной волной на той же частоте. Приобретенная таким образом модуляция пучка второй гармоники в дальнейшем усиливается из-за влияния кубической нелинейности, что может привести к развитию ММСФ и к разрушению нелинейного элемента удвоителя частоты.

3.2. Коэффициенты усиления гармонических возмущений

Динамика усиления гармонических возмущений сложным образом зависит от интенсивности мощной волны на входе нелинейного элемента, величины квадратичной и кубической нелинейностей среды удвоителя частоты, линейной расстройки волновых векторов, а также от начальной фазы φ возмущения поля на основной частоте на входе в нелинейный элемент.

Определим G_i – коэффициенты усиления (КУ) гармонических возмущений волн первой и второй гармоник ($i = 3 - 6$):

$$G_i(z, \alpha_1, \alpha_2, \varphi) = \frac{|\varepsilon_i(z, \alpha_1, \alpha_2, \varphi)|^2}{|\varepsilon_{30}|^2}.$$

Начальная фаза φ является, как правило, величиной случайной, поэтому наибольший интерес представляет усредненный коэффициент усиления

$$G_{av i}(z, \alpha_1, \alpha_2) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} G_i(z, \alpha_1, \alpha_2, \varphi) d\varphi.$$

Для среды, обладающей только кубической нелинейностью, в [14] показано, что при самой удачной (неудачной) фазе коэффициент усиления может быть меньше (больше) усредненного значения G_{av} в два раза.

Зависимости $G_{av 1,2}$ от направлений распространения гармонических возмущений излучения первой гармоники (α_1, α_2) представлены на рис.4 для кристалла KDP длиной $L = 0.5$ мм при $I_0 \sim 4.5$ ТВт/см² и $\Delta = \Delta_{opt}$.

Согласно рис.4 максимальные значения усредненных по начальной фазе коэффициентов усиления гармонических возмущений волн первой и второй гармоник на вы-

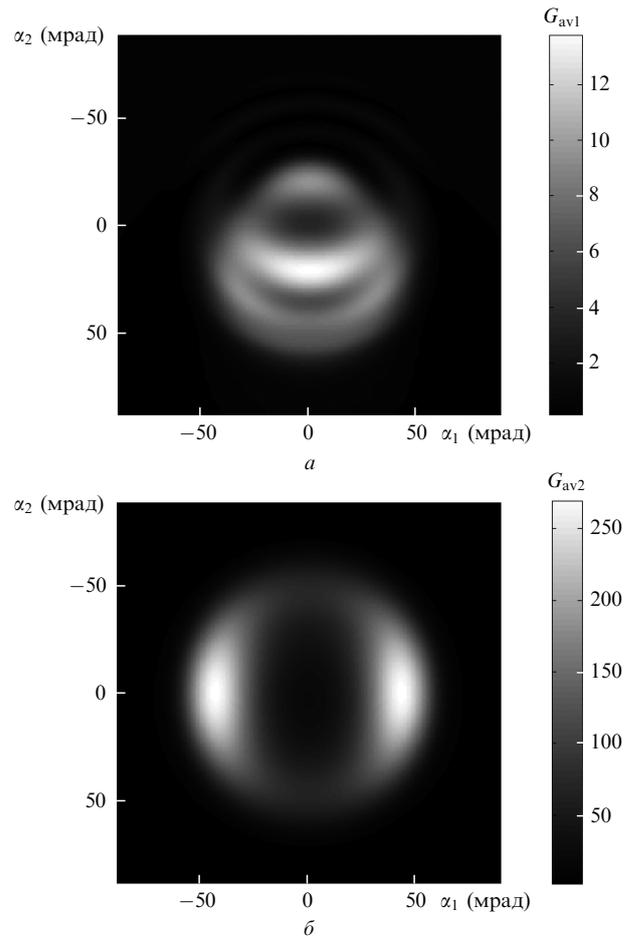


Рис.4. Угловые зависимости коэффициентов $G_{av1,2}$ усиления гармонических возмущений волн первой (а) и второй (б) гармоник на выходе кристалла KDP длиной 0.5 мм от направлений распространения гармонических возмущений излучения первой гармоники (α_1, α_2) при $\Delta = \Delta_{opt}$ и $I_0 = 4.5$ ТВт/см². Зависимости получены в результате численного решения системы уравнений (6) с граничными условиями (8).

ходе нелинейного элемента соответственно таковы: $G_{av 1} = 14, G_{av 2} = 270$.

Угловая отстройка в критичной по углу синхронизма плоскости от оптимального направления распространения волн в кристалле накладывает ограничения на генерацию и усиление паразитных волн. В результате угловые диаграммы коэффициентов усиления гармонических возмущений являются симметричными в не критичной по углу синхронизма плоскости, т.е. $G_{av i}(z, -\alpha_1, \alpha_2) = G_{av i}(z, \alpha_1, \alpha_2)$, и несимметричными в критичной плоскости: $G_{av i}(z, \alpha_1, -\alpha_2) \neq G_{av i}(z, \alpha_1, \alpha_2)$. Согласно рис.4 максимальное усиление гармонических возмущений второй гармоники для указанных параметров происходит в направлении, соответствующем углам $\alpha_1 = 42$ мрад и $\alpha_2 = 0$.

Для проверки результатов численного счета рассмотрим среду без квадратичной нелинейности, т.е. положим $\beta = 0$. В этом случае распределение $G_{av 1}$ может быть найдено аналитически [10]:

$$\begin{aligned} G_{theor} &= \frac{1}{4} \left[2 \cosh^2(B_{11}x) + \left(\frac{2B_{11}x}{\kappa_1^2 - 4B_{11}} \right)^2 \sinh^2(B_{11}x) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\kappa_1^2 - 4B_{11}}{2B_{11}x} \right)^2 \sinh^2(B_{11}x) \right], \end{aligned}$$

где $B_{11} = \gamma_{11} A_{10}^2 L - B$ -интеграл; $x^2 = \kappa_1^2/B_{11} - \kappa_1^4/4B_{11}^2$;

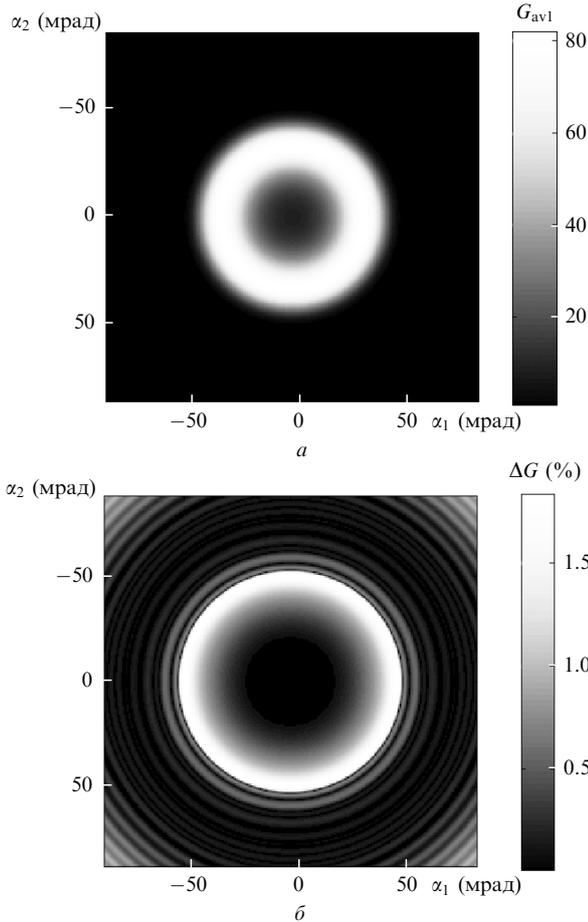


Рис.5. Угловая зависимость коэффициента усиления гармонических возмущений волны первой гармоники $G_{av1,2}$ (а) и относительная ошибка численного счета $\Delta G = |G_{theor} - G_{av1}|/G_{theor}$ (б) на выходе кристалла KDP длиной 0.5 мм от направлений распространения гармонических возмущений излучения первой гармоники (α_1, α_2) при $\Delta = 0$ и $I_0 = 4.5$ ТВт/см². Зависимость получена в результате численного решения системы уравнений (6) с граничными условиями (8) при $\beta = 0$.

$\kappa_1 = k_{1\perp}(L/k_1)^{1/2}$ – нормированный поперечный волновой вектор.

На рис.5,а представлена расчетная угловая зависимость усредненного по начальной фазе коэффициента усиления гармонических возмущений в среде без квадратичной нелинейности при $B_{11} = 2.89$, вычисленного для случая распространения излучения с $\lambda = 910$ нм и $I_0 = 4.5$ ТВт/см² в кристалле KDP длиной 0.5 мм. Зависимость коэффициента усиления гармонических возмущений от α_1, α_2 представляет собой кольцевую структуру. При этом, согласно рис.5,б, относительная ошибка численного счета не превышает 2 %.

Таким образом, при предельном переходе к среде без квадратичной нелинейности результаты, полученные при использовании рассмотренной модели, хорошо согласуются с теорией [10].

Другим важным параметром, характеризующим мелкомасштабную самофокусировку, является интегральный по угловому спектру коэффициент усиления гармонических возмущений. Определим его для рассматриваемой задачи следующим образом:

$$G_{intj} = \frac{1}{\pi\alpha_{cr}^2} \iint_{\Omega} G_{avj} d\alpha_{j1} d\alpha_{j2}.$$

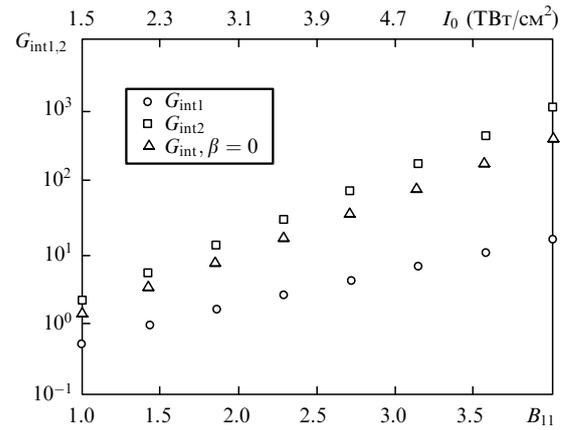


Рис.6. Зависимости интегральных коэффициентов усиления $G_{int1,2}$ гармонических возмущений первой и второй гармоник и G_{int} (при $\beta = 0$) от параметра B_{11} и интенсивности при длине кристалла KDP 0.5 мм.

Здесь $j = 1, 2$ соответствует коэффициентам усиления шума в пучках первой и второй гармоник; α_{cr} – угол в некритичной плоскости, при котором КУ шума второй гармоники становится в e раз меньше своего максимального значения (или, в случае среды с $\beta = 0$, КУ первой гармоники); Ω – окружность радиусом α_{cr} с центром в начале координат. Несмотря на громоздкость такого определения интегрального коэффициента усиления, оно представляется вполне физическим, т.к. учитывает неизотропную топологию структуры КУ (см. рис.4,а).

Вычисленные таким образом интегральные коэффициенты усиления G_{int1} и G_{int2} при $I_0 = 4.5$ ТВт/см², $\Delta = \Delta_{opt}$ и $L = 0.5$ мм соответственно равны 5 и 107. Зависимости интегральных коэффициентов усиления от B_{11} представлены на рис.6.

Из рис.4 и 6 видно, что в процессе ГВГ сверхсильным лазерным полем гармонические возмущения во второй гармонике испытывают существенное усиление (усредненный по начальной фазе коэффициент $G_{av2} = 270$, а интегральный коэффициент $G_{int2} = 107$), что может привести к существенному снижению эффективности преобразования и к развитию ММСФ с разрушением нелинейного элемента удвоителя. В связи с этим необходимо определить требования к критическому уровню шума в пучке на частоте первой гармоники.

3.3. Оценки критического уровня шума в волне на частоте первой гармоники

Определим критический уровень шума в пучке на частоте первой гармоники. Пиковая интенсивность I_{peak} и ее среднеквадратичное отклонение I_{rms} в профиле пучка от среднего значения I_{av} связаны с относительной мощностью шума P_n/P следующими эмпирическими формулами [10]:

$$I_{peak}/I_{av} = (1 + 5\sqrt{P_n/P})^2, \quad (9)$$

$$I_{rms}/I_{av} = (1 + \sqrt{P_n/P})^2 - 1.$$

Согласно работе [15] кристалл KDP может выдерживать пиковую интенсивность 18.5 ТВт/см² при длительности импульса лазерного излучения 100 фс и центральной длине волны $\lambda = 795$ нм. Предположим, что с точки зрения пробоя кристалла такая пиковая интенсивность

является пороговой. Тогда ее отношение к средней интенсивности при $I_{av} = 4.5 \text{ ТВт/см}^2$ есть $K_{th} = I_{peak}/I_{av} = 4.1$. Используя (9) и учитывая, что мощность шума на выходе нелинейного элемента $P_{nout} = GP_n$, нетрудно найти критический уровень шума по мощности $K_n = P_n/P$ во входном пучке на частоте первой гармоники:

$$K_n = \frac{1}{G} \left[\frac{1}{5} (\sqrt{K_{th}} - 1) \right]^2.$$

Для коэффициента усиления $G = 107$ получим с учетом (9) $K_n = 4 \times 10^{-4}$ и $I_{rms}/I_{av} = 4 \times 10^{-2}$.

Таким образом, применительно к процессу удвоения частоты в нелинейном элементе КДР длиной 0.5 мм излучением с интенсивностью $I_0 = 4.5 \text{ ТВт/см}^2$ среднеквадратичное отклонение интенсивности не должно превышать 4%. Минимизация эффектов мелкомасштабной самофокусировки возможна за счет уменьшения уровня мощности шума во входном пучке.

4. Заключение

Нами рассмотрены особенности ГВГ сверхмощными лазерными импульсами на примере кристалла КДР длиной $L = 0.5 \text{ мм}$ при $I_0 = 4.5 \text{ ТВт/см}^2$ и проанализировано влияние эффектов мелкомасштабной самофокусировки на этот процесс. Численное решение линеаризованных уравнений позволило оценить максимальные значения коэффициентов усиления гармонических возмущений волн на частотах первой и второй гармоник. Установлено, что для ГВГ уровень шума по мощности не должен превышать $10^{-4} - 10^{-5}$ от пиковой мощности входного излучения. При выполнении этого требования эффективность ГВГ может превышать 80%. Запланиро-

вано проведение экспериментов по удвоению частоты излучения с пиковой мощностью 0.56 ПВт и диаметром пучка 10 см в кристалле КДР толщиной 0.5 мм.

Работа поддержана Программой Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения», РФФИ (грант № 090297055), а также международным проектом HiPER.

1. Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W., Weinreich G.W. *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 118 (1961).
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 111–115).
3. Ахманов С.А., Хохлов Р. В. *Проблемы нелинейной оптики* (М.: ВИНТИ, 1964).
4. Ахманов С.А., Дмитриев В.Г. *Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия*, № 3, 85 (1963).
5. Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **11**, 2026 (1984).
6. Choe W., Banerjee P.P., Caimi F.C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1013 (1991).
7. Ditmire T., Rubenchik A.M., Eimerl D., Perry M.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 649 (1996).
8. Miонов S.Yu., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
9. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
10. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7**, 410 (1980).
11. Гаранин С.Г., Епатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37**, 1159 (2007).
12. Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421, (2007).
13. Chien C.Y., Korn G., Coe J.S., Squier J., Mourou G., Craxton R.S. *Opt. Lett.*, **20**, 353 (1995).
14. Potemkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kochetkova M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45** (4), 336 (2009).
15. Kumar R. S., Harsha S. S., Rao D. N. *Appl. Phys. B*, **86**, 615 (2007).