

Экспериментальное наблюдение мелкомасштабной самофокусировки пучка в неразрушающем режиме*

М.С.Кочеткова, М.А.Мартьянов, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов

Предложены и впервые реализованы два способа экспериментального исследования нелинейного взаимодействия осевого пучка и шумовой компоненты лазерного излучения высокой мощности в условиях мелкомасштабной самофокусировки в неразрушающем режиме. При нелинейном фазовом набеге $B = 1$ экспериментально обнаружена предсказанная теоретически кольцевая структура пространственных спектров поля и интенсивности лазерного пучка (энергия в импульсе 20 Дж, пиковая мощность 20 ГВт), прошедшего через стеклянный образец.

Ключевые слова: мелкомасштабная самофокусировка лазерного пучка, неразрушающий режим.

1. Введение

Фундаментальным параметром, ограничивающим мощность современных твердотельных импульсных лазеров, является лучевая стойкость – пороговая интенсивность, соответствующая появлению в объеме или на поверхности различных элементов лазера повреждений. Лазерные системы рассчитываются так, чтобы при линейном распространении света интенсивность не достигала пороговых значений, при которых происходит разрушение материала. Однако из-за зависимости показателя преломления от интенсивности $n(I) = n_0 + \gamma I$ (n_0 – линейный показатель преломления, γ – характеристика нелинейной среды) может наблюдаться самофокусировка света. Увеличение интенсивности света вследствие самофокусировки может приводить к повреждениям элементов лазера. В этом смысле говорят, что самофокусировка ограничивает мощность твердотельных импульсных наносекундных лазеров [1–3].

Различают два предельных случая самофокусировки – крупномасштабная и мелкомасштабная (ММСФ). Первый тип самофокусировки проявляется наиболее существенно для пучков с сильной радиальной зависимостью интенсивности. При распространении таких пучков в нелинейной среде периферийные лучи прижимаются к оси, что вызывает самофокусировку пучка как целого.

Однако для наносекундных твердотельных лазеров наибольшую опасность представляет ММСФ [4]. Как показано В.И.Беспаловым и В.И.Талановым [5], в кубической нелинейной среде мелкомасштабные амплитудные и фазовые пространственные неоднородности, всегда имеющиеся в пучке, могут усиливаться в присутствии мощной волны. Это приводит к распаду пучка на отдельные нити, т. е. к ММСФ. В качестве меры самофокусировки

обычно используют B -интеграл – нелинейный набег фазы в среде длиной L :

$$B(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma \int_0^L I(r, z) dz, \quad (1)$$

где λ – длина волны. Ярко выраженная нитевидная структура пучка наблюдается обычно при $B > 3$.

Для выяснения условий, при которых может произойти ММСФ, необходимо детально проанализировать процесс усиления мелкомасштабных возмущений в нелинейной среде. Кроме того, всегда желательно проследить за процессом усиления возмущений при безопасных для лазерных элементов интенсивностях. Эта задача далеко не тривиальна, и нам не известно об экспериментальных наблюдениях ММСФ в неразрушающем режиме.

Построенная в работах [5–7] теория ММСФ предсказывает, что локализованный шум с изначально широким равномерным пространственным спектром после прохождения через нелинейную среду имеет спектр, модулированный по амплитуде даже при $B \approx 1$. Такая модуляция спектра шума приводит к образованию колец в распределении интенсивности в дальней зоне. По этим кольцам можно судить об усилении шума и, следовательно, о развитии ММСФ. В настоящей работе такие кольца впервые наблюдались экспериментально на начальном этапе развития ММСФ.

Кроме того, в работе предложен и реализован альтернативный метод наблюдения ММСФ при $B \approx 1$. Метод основан на переносе изображения плоскости источника шума в плоскость приемника (ПЗС-камеры) через слой нелинейной среды. Математический анализ фурье-образа изображения, полученного с камеры, также показал наличие кольцевой структуры, что подтвердилось экспериментально.

Значение B -интеграла в экспериментах не превышало 1.2. При таких B трудно определить начало образования нитевидной структуры в пучке, которая приводит к разрушению диэлектрика. Реализуемые в настоящей работе методики мониторинга мелкомасштабной самофокусировки позволяют наблюдать ее на начальном этапе и в

* Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

М.С.Кочеткова, М.А.Мартьянов, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: mam1@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 27 февраля 2009 г.

конечном счете предотвратить разрушение оптических элементов лазерных установок.

2. Мелкомасштабная самофокусировка

В теории ММСФ рассматривается развитие гармонических мелкомасштабных возмущений с поперечным волновым числом κ на фоне интенсивной плоской волны с линейной поляризацией при прохождении ее через кубическую нелинейную среду. В рамках линеаризованной теории [5] была найдена граница области неустойчивости таких возмущений и максимальное значение инкремента. В работе Н.Н.Розанова и В.А.Смирнова [7] рассмотрена граничная задача развития указанных возмущений. Комплексная амплитуда возмущения на выходе из нелинейной среды длиной L определяется с помощью матрицы преобразования [7, 8]

$$U = \begin{pmatrix} \cosh(\chi L) & \frac{-\sinh(\chi L)}{\sqrt{(\alpha_{cr}/\alpha)^2 - 1}} \\ -\sinh(\chi L) \sqrt{(\alpha_{cr}/\alpha)^2 - 1} & \cosh(\chi L) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

$$\chi = k_0 n_0 \frac{\alpha}{2} \sqrt{\alpha_{cr}^2 - \alpha^2},$$

где $\alpha = \pm \kappa / (k_0 n_0)$ – поперечный угол распространения каждой из гармоник в среде по отношению к основной волне; $k_0 = 2\pi/\lambda$; $\alpha_{cr} = [4B/(k_0 n_0 L)]^{1/2}$ – граница полосы неустойчивости возмущений.

Изменение модуля комплексной амплитуды возмущения при прохождении излучения через нелинейную среду удобно описывать с помощью коэффициента передачи по интенсивности $G(\alpha, \varphi_0)$ – отношения квадратов модулей комплексных амплитуд на выходе из нелинейной среды и на входе в нее:

$$G(\alpha, \varphi_0) = (U_{11}^2 + U_{21}^2) \cos^2 \varphi_0 + (U_{12}^2 + U_{22}^2) \sin^2 \varphi_0 + (U_{11} U_{12} + U_{21} U_{22}) \sin 2\varphi_0. \tag{3}$$

Вместе с модулем комплексной амплитуды изменяется и ее фаза. Фаза возмущения φ на выходе нелинейной среды выражается через фазу φ_0 на входе [8]:

$$\tan \varphi(\alpha, \varphi_0) = \frac{\tan \varphi_0 - \tanh(\chi L) \sqrt{(\alpha_{cr}/\alpha)^2 - 1}}{1 - \tan \varphi_0 \tanh(\chi L) / \sqrt{(\alpha_{cr}/\alpha)^2 - 1}}. \tag{4}$$

В пределе $B \rightarrow 0$ возмущение приобретет только линейный набег фазы: $\varphi(\alpha) = \varphi_0 + (\alpha^2/2)k_0 n_0^2 L$.

В данной работе рассматривается модель локализованного амплитудного возмущения (шума), источник которого находится на некотором расстоянии l от нелинейной среды. Заметим, что в теории ММСФ рассматривается распространение одной пространственной гармоники [5]. Поскольку шум, имеющий набор волновых чисел κ , можно разложить по плоским волнам, использование результатов данной теории справедливо.

При распространении в воздухе между источником и нелинейной средой каждая из гармоник шума приобретает фазу $\varphi_0 = \kappa^2 l / (2k_0)$ относительно интенсивной плоской волны. Если фазу плоской волны принять равной

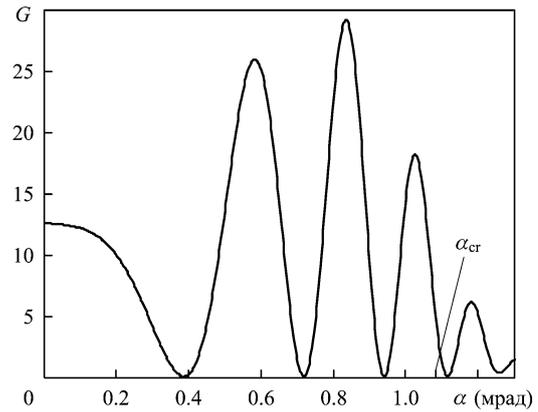


Рис.1. Зависимость $G(\alpha)$ при $\varphi_0 = (\alpha^2/2)k_0 n_0^2 l$ для $B = 1.7$, $l = 110$ см, $L = 63$ см, $n_0 = 1.534$, $\lambda = 1054$ нм.

нулю, то начальная фаза возмущения на входе в среду $\varphi_0(\alpha)$ определяется однозначно:

$$\varphi_0 = \frac{\alpha^2}{2} k_0 n_0^2 l. \tag{5}$$

В этом случае усиление или ослабление гармоники возмущения будет определяться из формул (3), (5) функцией уже одной переменной $G(\alpha)$. Легко заметить, что на выходе из нелинейной среды коэффициент передачи $G(\alpha)$ оказывается модулированным по амплитуде (рис.1). Таким образом, в изначально широком равномерном пространственном спектре возмущения после прохождения через нелинейную среду появляется модуляция. Следовательно, распределение интенсивности возмущения в дальней зоне имеет кольцевую структуру, поскольку в рассматриваемой задаче нет зависимости от азимутального угла. Возникновение такой структуры свидетельствует о наличии локализованного шума в системе и начале развития ММСФ. Именно на получении распределения интенсивности возмущения в дальней зоне и основывается один из реализованных в данной работе экспериментальных методов наблюдения развития ММСФ.

3. Пространственный спектр интенсивности в плоскости изображения источника возмущения

Наблюдение ММСФ по распределению интенсивности в дальней зоне является прямым экспериментальным методом. В настоящей работе предлагается альтернативный способ исследования ММСФ, заключающийся в фурье-анализе изображения источника шума. Перенос изображения осуществляется через нелинейную среду z в соответствии с рис.2,а. Фурье-спектр изображения в плоскости ПЗС-камеры есть свертка фурье-образов поля, поэтому он должен содержать информацию об изменении спектра шума при прохождении через нелинейную среду. Проверим этот факт аналитически.

Пространственный спектр поля в плоскости источника шума состоит из суммы спектров основного пучка и компоненты возмущения:

$$S_0^{\text{field}}(\boldsymbol{\kappa}) = S_0^{\text{beam}}(\boldsymbol{\kappa}) + S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{\kappa}). \tag{6}$$

При теоретическом и экспериментальном исследованиях нами рассматривается только локализованный амплитуд-

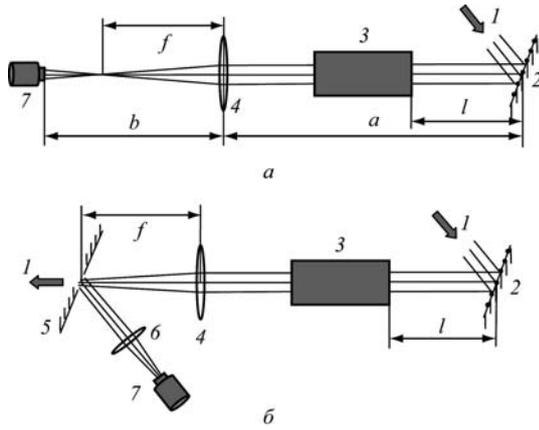


Рис.2. Схема установки для экспериментального наблюдения ММСФ по распределениям интенсивности шумовой компоненты в ближней (а) и дальней (б) зонах:

1 – пучок излучения лазера; 2 – источник шума; 3 – нелинейная среда длиной $L = 63$ см с оптическими параметрами $n_0 = 1.534$ и $\gamma = 3.2 \times 10^{-7}$ см²/ГВт; 4 – линза с фокусным расстоянием $f = 73$ см; 5 – отражающий экран с отверстием диаметром 0.65 мм; 6 – объектив ПЗС-камеры; 7 – ПЗС-камера.

ный шум, спектр которого обладает следующим свойством:

$$S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{x}) = (S_0^{\text{noise}}(-\boldsymbol{x}))^*. \quad (7)$$

Можно показать, что в плоскости изображения источника шума выражение для спектра поля имеет вид

$$S^{\text{field}}(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{4\pi^2} \exp\left(\frac{ib}{2k_0} \boldsymbol{x}^2\right) \int [S_0^{\text{beam}}(\boldsymbol{x}) + S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{x})] \exp\left(\frac{ia}{2k_0} \boldsymbol{q}^2\right) \times \exp\left\{\frac{ik_0}{2f} \left[r - \frac{f}{k_0}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{q})\right]^2 - \frac{if}{2k_0}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{q})^2\right\} d^2\boldsymbol{q} d^2r, \quad (8)$$

где a и b – длины оптических путей до и после линзы соответственно, удовлетворяющие формуле тонкой линзы $f = ab/(a + b)$; f – фокусное расстояние линзы (рис.2,а).

В теории ММСФ рассматривается слабый по сравнению с основной волной шум с широким спектром пространственных гармоник. В проведенных экспериментах мы придерживались этих условий, описываемых неравенствами

$$|S^{\text{beam}}(\boldsymbol{x})| \gg |S^{\text{noise}}(\boldsymbol{x})|, \quad \Delta\boldsymbol{x}^{\text{beam}} \ll \Delta\boldsymbol{x}^{\text{noise}}. \quad (9)$$

Соотношения (9) позволяют для упрощения аналитических вычислений принять $S^{\text{beam}}(\boldsymbol{x}) = \delta(\boldsymbol{x})$, где $\delta(\boldsymbol{x})$ – дельта-функция Дирака, т. е. провести замену основного пучка плоской волной. Используя (8), запишем выражения для изменения спектров $S^{\text{beam}}(\boldsymbol{x})$ и $S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{x})$ при переносе изображения плоскости локализованного шума:

$$S^{\text{beam}}(\boldsymbol{x}) = \frac{if}{2\pi k_0} \exp\left[\frac{i(b-f)}{2k_0} \boldsymbol{x}^2\right], \quad (10)$$

$$S^{\text{noise}}(\boldsymbol{x}) = -\frac{f}{a-f} S_0^{\text{noise}}\left(-\frac{f}{a-f} \boldsymbol{x}\right).$$

В случае, когда перенос изображения плоскости источника возмущения осуществляется через нелинейную среду, в выражении для спектра шумовой компоненты появится множитель $\sqrt{G(\boldsymbol{x})} \exp(i\Delta\varphi_{\text{NL}})$ в соответствии с теорией ММСФ [7]:

$$S^{\text{noise}}(\boldsymbol{x}) = -\frac{f}{a-f} S_0^{\text{noise}}\left(-\frac{f}{a-f} \boldsymbol{x}\right) \times \sqrt{G(\boldsymbol{x})} \exp(i\Delta\varphi_{\text{NL}}), \quad (11)$$

где $G(\boldsymbol{x})$ – зависимость коэффициента передачи от волнового числа \boldsymbol{x} , которое однозначно связано с углом $\alpha = \boldsymbol{x}/(k_0 n_0)$; $\Delta\varphi_{\text{NL}} = \varphi(\boldsymbol{x}) - (\boldsymbol{x}^2/2)k_0 n_0^2 l - (\boldsymbol{x}^2/2)k_0 n_0^2 L$.

Выражение для спектра интенсивности поля в плоскости изображения источника шума можно записать с точностью до членов первого порядка малости:

$$S_I(\boldsymbol{x}) = \int S^{\text{field}}(\boldsymbol{q}) (S^{\text{field}}(\boldsymbol{q} - \boldsymbol{x}))^* d^2\boldsymbol{q}, \quad (12)$$

$$S_I(\boldsymbol{x}) = \delta(\boldsymbol{x}) + S^{\text{noise}}(\boldsymbol{x}) + (S^{\text{noise}}(-\boldsymbol{x}))^*. \quad (13)$$

В силу четности функций $G(\boldsymbol{x})$, $\Delta\varphi_{\text{NL}}(\boldsymbol{x})$ окончательно получаем выражение для модуля спектра интенсивности вне малой центральной области спектра $\Delta\boldsymbol{x}^{\text{beam}}$ (отвечающей основному пучку):

$$|S_I(\boldsymbol{x} > \Delta\boldsymbol{x}^{\text{beam}})|^2 \propto |S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{x})|^2 G(\boldsymbol{x}) \cos^2 \Delta\varphi_{\text{NL}}. \quad (14)$$

Величина $|S_I(\boldsymbol{x})|$, вследствие пропорциональности коэффициенту передачи по интенсивности $G(\boldsymbol{x})$, содержит информацию об амплитудной модуляции спектра. Таким образом, модуль пространственного спектра распределения интенсивности в плоскости изображения источника возмущения имеет вид, аналогичный форме распределения интенсивности шумовой компоненты в дальней зоне.

Предположим, что проведена неточная настройка на плоскость изображения источника шума и осуществлен перенос изображения плоскости, отстоящей на расстояние z от плоскости источника шума. Тогда спектр $S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{x})$ приобретет линейный набег фазы относительно интенсивного пучка, связанный с его распространением в воздухе, и будет иметь вид $S_0^{\text{noise}}(\boldsymbol{x}) \exp[i\boldsymbol{x}^2 z/(2k_0)]$, а аргумент косинуса в (14) заменится на сумму $\Delta\varphi_{\text{NL}} + \boldsymbol{x}^2 z/(2k_0)$. Это приведет к появлению колец, не связанных с нелинейными эффектами, и исследуемая картина распределения $|S_I(\boldsymbol{x})|$ окажется размытой. Поэтому при экспериментальной реализации данного метода очень важна точная настройка на плоскость изображения источника шума, которую мы получали, исходя именно из отсутствия колец в распределении $|S_I(\boldsymbol{x})|$ при $B = 0$.

4. Экспериментальное наблюдение развития ММСФ

В эксперименте при анализе ближней зоны нами использовалась схема, приведенная на рис.2,а. В качестве интенсивного пучка использовалось излучение (энергия в импульсе 20 Дж, пиковая мощность 20 ГВт) импульсного лазера ($\lambda = 1054$ нм) с линейной поляризацией. По поперечной координате лазерный пучок имел распределение интенсивности, близкое к супергауссову ($\sim \exp[-(r/\rho)^{2N}]$) с показателем $N = 6.4$ [1].

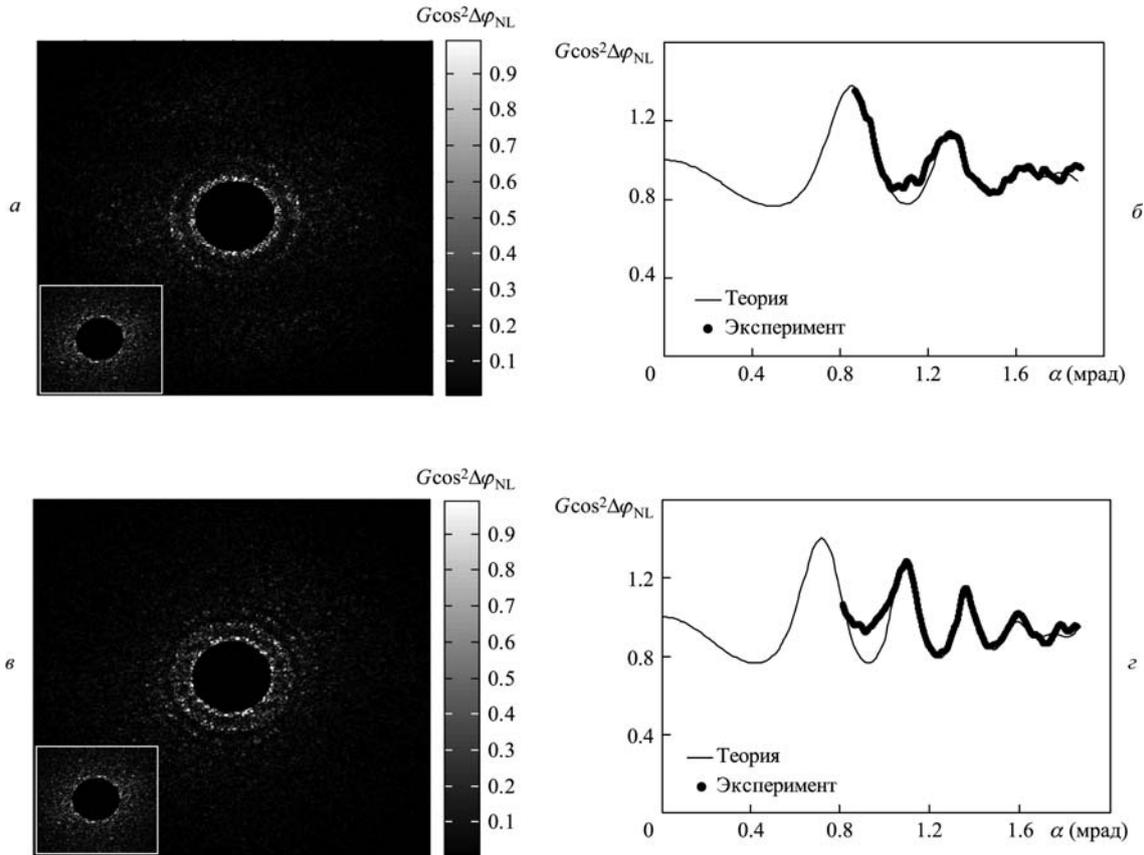


Рис.3. Двумерный (*a, в*) и одномерный (*б, г*) пространственные спектры распределения интенсивности шумовой компоненты в ближней зоне при $B = 1.05$ и расстоянии между источником шума и нелинейной средой $l = 87$ (*a, б*) и 135 см (*в, г*). На вставках к рис.3,*a, в* показаны спектры распределения интенсивности шумовой компоненты в ближней зоне при $B = 0$.

Амплитудный шум возникал в интенсивном лазерном пучке I (рис.2,*a*) при отражении от диэлектрического зеркала 2 с произвольно распределенными по его поверхности дефектами размером $100-200$ мкм. Суммарные потери, обусловленные этими дефектами, составляли 2.4% от мощности основного излучения. Далее пучок проходил через нелинейную среду 3 , располагавшуюся на некотором расстоянии ($l = 50-150$ см) от плоскости дефектов. В качестве нелинейной среды использовался стержень из силикатного неодимового стекла с длиной $L = 63$ см, диаметром 6 см и оптическими параметрами $n_0 = 1.534$ и $\gamma = 3.2 \times 10^{-7}$ см²/ГВт [9]. После прохождения через нелинейную среду 3 и ослабления при отражении от клиньев (на рис.2,*a* не показаны) все излучение падало на линзу 4 ($f = 73$ см), с помощью которой осуществлялся перенос изображения источника шума на ПЗС-камеру 7 .

В экспериментах получены картины распределения интенсивности шумовой компоненты в ближней зоне при двух расстояниях ($l = 87$ и 135 см) между источником шума и нелинейной средой. Для каждого расстояния измерены распределения интенсивности при $B = 0$ и 1.05 . Анализ фурье-образа полученных изображений выявил наличие кольцевой структуры модуля пространственного спектра интенсивности в случае $B = 1.05$ (рис.3,*a, в*). При обработке изображений проведено усреднение по азимутальному углу и построена зависимость интенсивности от угла α для ненулевого значения B , отнесенная к интенсивности при $B = 0$. На рис.3,*б и г* приведены теоретическая функция $G(\alpha)\cos^2\Delta\varphi_{NL}$ при заданных параметрах и радиальная зависимость усредненного по азимуталь-

ному углу модуля фурье-образа распределения интенсивности шумовой компоненты в ближней зоне. Наблюдается хорошее согласие экспериментальной и теоретической функций.

Помимо изложенного экспериментального метода нами было реализовано наблюдение ММСФ по распределению интенсивности в дальней зоне (рис.2,*б*). После прохождения через нелинейную среду 3 пучок излучения I фокусировался линзой 4 на отражающий экран 5 с отверстием диаметром 0.65 мм. Центральная часть пространственного спектра, отвечающая основному пучку, проходила через отверстие в экране, а высокочастотные гармоники, соответствующие шуму, отражались от экрана и с помощью системы переноса изображения (объектив *б*) попадали в ПЗС-камеру 7 .

Зарегистрированное ПЗС-камерой 7 распределение интенсивности при расстоянии $l = 135$ см между источником шума и нелинейной средой показано на рис.4,*a*. При $B = 0$ интенсивность шума распределена равномерно. В случае $B = 1.15$ отчетливо заметна кольцевая структура. Для обработки полученных изображений было проведено усреднение по азимутальному углу, затем построена зависимость интенсивности от угла α при ненулевом значении B -интеграла, отнесенная к интенсивности при $B = 0$. Полученная таким образом экспериментальная кривая может быть сопоставлена с известной функцией $G(\alpha)$ (рис.4,*б*). Экспериментальная зависимость коэффициента передачи от угла α хорошо соответствует теоретической, положения максимумов и минимумов совпадают.

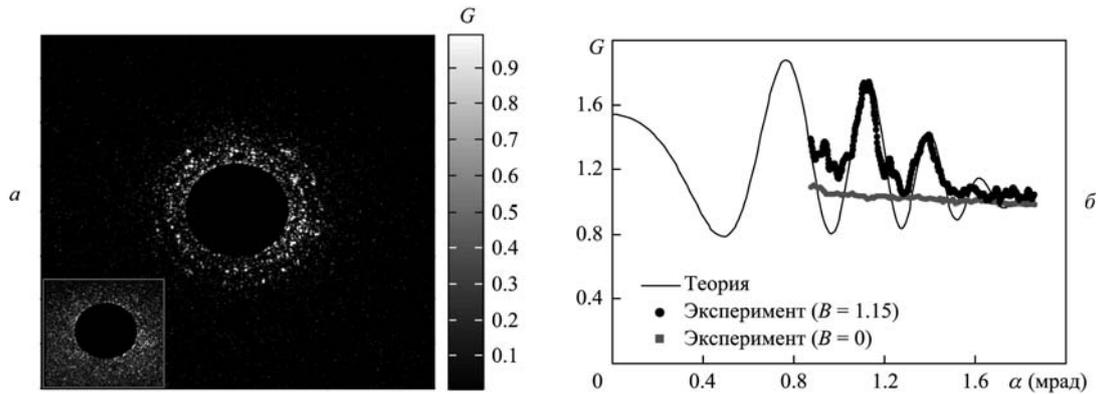


Рис.4. Двумерный (а) и одномерный (б) пространственные спектры распределения интенсивности шумовой компоненты в дальней зоне при $B = 1.15$ и расстоянии от источника шума до нелинейной среды $l = 135$ см. На вставке к рис.4,а показано распределение интенсивности шумовой компоненты при $B = 0$.

5. Заключение

Основной целью данной работы являлось получение экспериментальных зависимостей коэффициента передачи по интенсивности от угла α в условиях ММСФ при $B \approx 1$, т. е. в неразрушающем режиме. Для этого нами впервые реализованы два метода экспериментального построения указанных зависимостей. В каждом из методов наблюдалась неустойчивость малого амплитудного возмущения с широким равномерным пространственным спектром на фоне интенсивного лазерного пучка с линейной поляризацией и узким спектром излучения. Анализ угловых распределений коэффициента передачи $G(\alpha)$, полученных в обоих методах, подтверждает наличие модуляции спектра пространственных гармоник по амплитуде, означающей появление ММСФ. Наблюдается хорошее согласование положений максимумов и минимумов теоретической и экспериментальной зависимостей $G(\alpha)$ (рис.3,б, г и 4,б). Несовпадение максимумов по амплитуде можно объяснить присутствием источника шума в самой нелинейной среде.

Сопоставление использованных экспериментальных методов указывает на следующие преимущества подхода, основанного на переносе изображения плоскости источника шума через нелинейную среду. Во-первых, данный метод обладает большей чувствительностью, т. к.

при близких значениях параметров позволяет четко различать большее число колец (рис.3,г), чем прямой метод (рис.4,б). Во-вторых, на наш взгляд, упомянутый метод проще в экспериментальной реализации.

После соответствующей доработки предложенные методы могут применяться для обнаружения развития ММСФ в современных лазерных установках при $B \leq 1$, т. е. до начала разрушения оптических элементов.

1. Потемкин А.К., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартыанов М.А., Матвеев А.З., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **35** (4), 302 (2005).
2. Мустаев К.Ш., Серебряков В.А., Яшин В.Е. *Письма в ЖТФ*, **6** (14), 856 (1980).
3. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24** (2), 99 (1997).
4. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. *Труды ФИАН*, **103**, 84 (1978).
5. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
6. Гаранин С.Г., Епатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37** (12), 1159 (2007).
7. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7** (2), 410 (1980).
8. Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45** (4), 336 (2009).
9. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Макаров А.И. *Квантовая электроника*, **5** (4), 841 (1978).