

СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ОДНОРОДНОГО ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНЕЙ НА УСТАНОВКЕ «ЛУЧ» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДЕКОГЕРЕНТИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ

*И. А. Белов, С. А. Бельков, И. Н. Воронич, В. Н. Деркач, Б. Г. Зималин,
Д. В. Сизмин, К. В. Стародубцев*

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

Введение

Пространственно-временное сглаживание лазерного излучения – одна из ключевых задач в экспериментальной физике высоких плотностей энергии с использованием мощных лазеров наносекундной длительности импульса. В исследованиях по лазерному термоядерному синтезу неоднородность облучения мишеней приводит к нарушению симметрии сжатия термоядерного топлива, проявлению гидродинамических неустойчивостей, а также к возникновению нежелательных эффектов вынужденного рассеяния и генерации горячих электронов. В опытах с плоскими мишенями по исследованию уравнений состояния и ударной сжимаемости веществ неоднородность облучения затрудняет интерпретацию экспериментальных данных и снижает точность измерений.

Наиболее распространенный подход к уменьшению контраста неоднородного распределения интенсивности на мишени состоит в том, чтобы сделать его нестационарным – быстро меняющимся по времени. Тогда, если характерное время изменения спеклованной картины достаточно мало, контраст уменьшится при усреднении распределения интенсивности за время отклика плазмы мишени.

Основные методы [1] пространственно-временного сглаживания лазерного излучения – сглаживание с помощью наведенной пространственной некогерентности, посредством спектральной дисперсии и с помощью оптического волокна. Последний способ [2] основан на том, что при распространении широкополосного излучения через многомодовый волновод, из-за модовой дисперсии происходит переход временной некогерентности в пространственно-временную. Оптоволоконная линия сглаживания при этом ставится непосредственно после задающего генератора установки. Преимуществами данного метода являются высокая степень сглаживания в широком диапазоне пространственных частот и относительная простота реализации – для него требуются только пассивные оптические элементы. Недостатками является сильная амплитудная модуляция излучения в усилительном тракте, а также необходимость использования специального широкополосного ЗГ.

В рамках настоящей работы были проведены расчетно-теоретические и экспериментальные исследования для создания в составе лазерной установки «Луч» системы формирования опорного излучения с оптоволоконным сглаживанием (СФОИ-ОВ). Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Система формирования частично когерентного опорного излучения состоит из широкополосного задающего генератора (ШП ЗГ), оптоволоконной линии сглаживания (ММ ОВ), системы предусиления и формирования пространственного профиля пучка (ПУ). Далее сглаженное излучение проходит через усилительный тракт (У) установки «Луч» [3], состоящий из двух четырехпроходных усилителей с пластинами из неодимового стекла, расположенными под углом Брюстера, двух пространственных фильтров и реверсора. Усиленное излучение на выходе преобразуется во вторую гармонику в кристалле KDP (2ω), проходит через линзовый растр и фокусируется на мишени, расположенной в вакуумной камере взаимодействия.

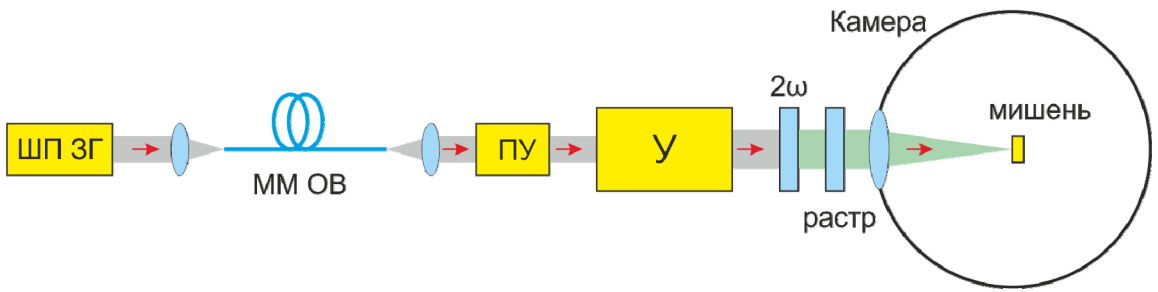


Рис. 1. Принципиальная схема установки «Луч» с системой формирования частично когерентного опорного излучения

Декогерентизация излучения в многомодовом волноводе

Оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления представляет собой цилиндрическую сердцевину из стекла с показателем преломления n_1 , диаметром $2a$, окруженную оболочкой с показателем преломления $n_2 < n_1$. Для определения формы электромагнитной волны в волокне используются волновое уравнение в цилиндрических координатах ρ, φ, z [4]. Его решением в *слабонаправляемых* волноводах (т. е., таких, где $\Delta n = n_1 - n_2 \ll n_{1,2}$), в приближении бесконечной оболочки, являются т.н. *линейно поляризованные LP-моды*:

$$E_x(\rho, \varphi, z, t) = AJ_v(u\rho) \begin{cases} \cos v\varphi \\ \sin v\varphi \end{cases} e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad \text{в сердцевине (при } \rho < a);$$

$$E_x(\rho, \varphi, z, t) = BK_v(w\rho) \begin{cases} \cos v\varphi \\ \sin v\varphi \end{cases} e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad \text{в оболочке (при } \rho > a),$$
(1)

где A и B – константы, определяемые из граничных условий (непрерывности поля и его производной на границе сердцевина/оболочка) J_v, K_v – функции Бесселя, v – угловой индекс, β – *постоянная распространения* (аналог волнового числа k), $u^2 = k_1^2 - \beta^2$, $w^2 = \beta^2 - k_2^2$, $k_2 < \beta < k_1$, $k_{1,2} = n_{1,2}\omega/c$. Кроме того, такие же уравнения определяют поля ортогональной поляризации E_y . Величина β находится из *характеристического уравнения*:

$$\frac{uJ_{v\pm 1}(ua)}{J_v(ua)} \pm \frac{wK_{v\pm 1}(wa)}{K_v(wa)} = 0,$$
(2)

где знаки «+» относится к косинусам в уравнении (1), а «-» – к синусам. Для каждого числа $v = 0, 1, 2, \dots$ имеется одно или несколько решений характеристического уравнения, которые обозначаются порядковыми номерами $m = 1, 2, 3, \dots$. Получившиеся в итоге распределения амплитуды поля обозначаются как LP_{vm} .

Число мод N_m , которое может распространяться в волокне, определяется через *нормированную частоту* волновода V :

$$N_m = \frac{V^2}{2}, \quad \text{при } V \gg 1, \quad \text{где } V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA.$$
(3)

Поскольку фазовые скорости $v_\phi = \omega/\beta$ мод отличаются между собой, моды приходят к концу волокна с различными фазами, и, интерферируя между собой, порождают хаотическое распределение интенсивности – спеклованное поле (рис. 1,а). Оно имеет гауссово распределение по амплитуде, пуассоновское распределение по интенсивности и контраст (отношение среднеквадратичного отклонения интенсивности к среднему значению), равный единице. Характерный размер спекла

равен λ/NA . Фаза излучения на выходе волокна, показанная на рис. 1,б, также имеет характерный вид для фазы спекл-полей – с множеством винтовых дислокаций волнового фронта.

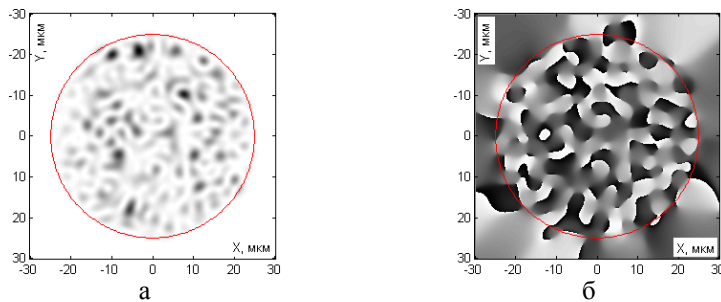


Рис. 1. Расчет поля на выходе волокна $2a = 50$ мкм, $NA = 0,2$, $\lambda = 1,054$ мкм:
а – распределение интенсивности; б – распределение фазы

Суммарное поле E на выходе волокна моделировалось как сумма полей мод $E_j(x, y)$ одной поляризации со случайными фазами ϕ_j , равномерно распределенными в интервале $[0, 2\pi]$:

$$E(x, y) = \sum_{j=1}^{N_m/2} E_j(x, y) \exp(i\phi_j), \quad (4)$$

где j – порядковый номер моды. Все моды считались имеющими одинаковую мощность.

Если входное лазерное излучение имеет ширину спектра $\Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda^2$, то фаза излучения на входе хаотически меняется с характерным временем изменения, равным *времени когерентности* излучения $\tau_c = \Delta\nu^{-1}$. Вследствие этого разности фаз между модами на выходном торце волокна случайным образом меняются во времени. Максимальная разница во времени распространения по волокну длиной L между самой быстрой модой, с фазовой скоростью $v_{\max} = \omega/\beta_{\min} = c/n_2$, и самой медленной модой, с $v_{\min} = \omega/\beta_{\max} = c/n_1$:

$$\Delta t_{\max} = \frac{L}{v_{\min}} - \frac{L}{v_{\max}} = \frac{L(n_1 - n_2)}{c} \approx \frac{LNA^2}{2nc}, \quad (5)$$

где $n \approx n_1 \approx n_2$. Средняя разность во времени прихода к концу волокна между модами равна

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t_{\max}}{N_m/2} = \frac{L\lambda^2}{2\pi^2 a^2 nc}. \quad (6)$$

Все это приводит к тому, что спекл-поле на выходе волокна хаотически меняется во времени. Если производится регистрация интенсивности за время усреднения τ , то контраст изображения уменьшается с увеличением τ как $\sim \sqrt{\tau_c/\tau}$. Таким образом, в многомодовом волноводе происходит переход временной некогерентности в пространственно-временную. Однако эффективное сглаживание с таким темпом происходит только когда время средней модовой задержки примерно равно или больше времени когерентности: $\Delta t_m \geq \tau_c$. Последнее условие приводит к ограничению на минимальную длину волокна:

$$L > \frac{2\pi^2 a^2 n}{\Delta\lambda}. \quad (7)$$

В опытах использовалось оптическое волокно с диаметром сердцевинки $2a = 105$ мкм, диаметром оболочки 125 мкм, числовой апертурой $NA = 0,22$, ступенчатым профилем показателя преломления, длиной $L = 100$ м.

На рис. 3 приведен пример того, как уменьшается контраст излучения ($\lambda = 1,054$ мкм) на выходе волокна, при уменьшении времени когерентности в 5 раз. Это излучение на выходе второго предусилителя СФОИ с оптоволоконным сглаживанием. Узкополосное излучение – от непрерывно-юстировочного лазера, широкополосное – от задающего генератора.

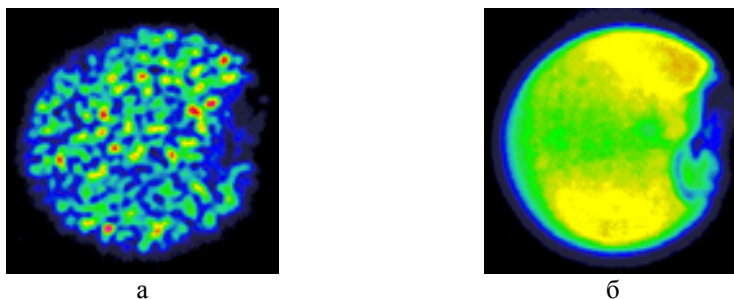


Рис. 3. Распределение плотности энергии излучения с различным временем когерентности на выходе многомодового оптоволокна: а – $\Delta\lambda = 0,4$ нм; б – $\Delta\lambda = 2$ нм

В соответствие с формулами (3)–(6), число мод волокна (одной поляризации) равно 1200, максимальная модовая задержка 5,4 нс, средняя задержка между модами 4,5 пс. Радиус корреляции поля на выходе оптоволокна равен 4,8 мкм, что в 22 раза меньше диаметра сердцевины. С учетом того, что перед вводом излучения в ТПФ пучок преобразуется в квадратный и увеличивается до ~ 20 см, размер неоднородности в усилительном тракте должен быть примерно равен $R_c = 1,3$ см. В действительности же, как видно из рис. 3,а, характерный размер спекла всего примерно в 15 раз меньше диаметра пучка. Причиной может заключаться в том, что в оптоволокне мала доля мод высоких порядков, или в том, что излучение частично обрезается по пространственному спектру в системе предусилителя. Следовательно, радиус корреляции в усилительном тракте можно считать равным 2 см.

Амплитудно-фазовая модуляция пучка, прошедшего через оптоволокно, увеличивает расходимость излучения. Дифракционная расходимость равна $\theta_d = 2\lambda/D = 1,2 \cdot 10^{-5}$ радиан, тогда как типичная расходимость на выходе ТПФ по уровню 80 % в силовых опытах с несглаженным пучком $\theta_0 = 1 \cdot 10^{-4}$, что в 8,3 раза больше дифракционной. Если считать, что оптоволоконная модуляция вносит дополнительную расходимость в $M^2 = 15/\sqrt{2}$ раз больше дифракционной, то итоговая расходимость сглаженного пучка должна быть

$$\theta = \sqrt{\theta_0^2 + (M^2\theta_d)^2}, \quad (8)$$

то есть, $1,62 \cdot 10^{-4}$. Это приблизительно совпадает с экспериментальным результатом $\theta = 1,7 \cdot 10^{-4}$.

Время когерентности излучения на длине волны $\lambda_0 = 1054$ нм с шириной спектра $\Delta\lambda = 2$ нм равно

$$\tau_{coh} = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}, \quad (9)$$

то есть, около 2 пс. Следовательно, при характерном времени отклика плазмы мишени 100 пс, мелкомасштабный контраст распределения плотности энергии на мишени должен быть равен 14 %, а при усреднении за время импульса 10 нс – 1,4 %.

Широкополосный задающий генератор

Схема задающего генератора показана на рис. 4. Для достижения большой ширины спектра генерации ЗГ выполнен с активным элементом из фосфатного неодимового стекла, с ламповой накачкой и с активной модуляцией добротности на основе затвора Поккельса.

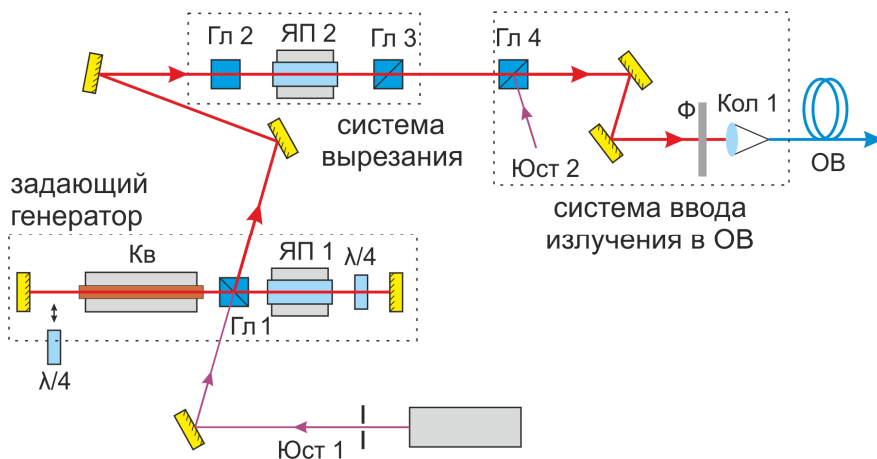


Рис. 4. Схема широкополосного ЗГ, системы вырезания импульса и ввода в оптоволокно: Кв – квантрон; Гл – призма Глана; Юст – юстировочный лазер; ЯП – ячейка Поккельса; $\lambda/4$ – четвертьволновая фазовая пластинка; Ф – фильтр; Кол – оптоволоконный коллиматор; ОВ – оптоволокно

Энергия импульса ЗГ составила 50 мДж при напряжении питания накачки 1100 В. Форма импульса, приведенная на рис. 5,а (кривая 1), зарегистрирована с полосой пропускания 4 ГГц. Длительность импульса по полувысоте равна 12 нс. Спектр излучения, зарегистрированный спектрографом с разрешением $\Delta\lambda/\lambda = 30000$, показан на рис. 5,б. Ширина спектра на полувысоте 2 нм.

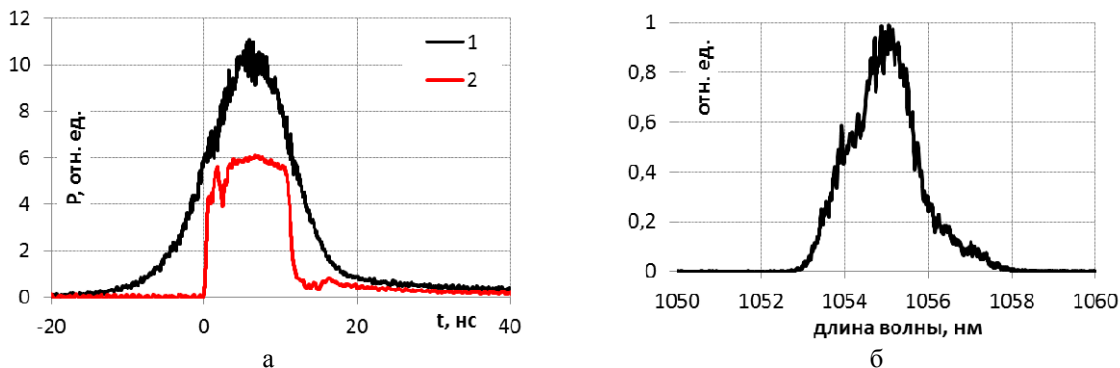


Рис. 5. Форма импульса (а) и спектр излучения (б) ЗГ: 1 – на выходе ЗГ; 2 – после системы вырезания

Преобразование частично когерентного излучения во вторую гармонику

Для расчета технического коэффициента преобразования лазерного излучения во вторую гармонику написан одномерный код, основанный на решении системы уравнений для связанных амплитуд 1 и 2 гармоники при синхронизме I типа, с учетом нелинейного взаимодействия волн и поглощения, в квазистатическом приближении [5]. Погрешность постановки кристалла-преобразователя в угол синхронизма, расходимость волны 1ω и ширина спектра сглаженного излучения учитывались как факторы расстройки волновых векторов. Для каждой величины мгновенной интенсивности и отклонения от угла синхронизма рассчитывался коэффициент преобразования.

Из него получался интегральный коэффициент преобразования импульса, после учета распределения излучения по интенсивности и углу.

На рис. 6 линиями приведены расчетные зависимости КПД преобразования от средней интенсивности для несглаженного (1) и сглаженного (2) импульсов. Средняя интенсивность здесь определяется как $\langle I_{1\omega} \rangle = E_{1\omega} / (S\tau_{0,5})$, где $E_{1\omega}$ – энергия импульса первой гармоники на выходе ТПФ, S – эффективная площадь пучка (324 см^2). Несмотря на большую длительность, в сглаженном импульсе интенсивность достигает больших значений, потому что в нем каждый временной слой промодулирован быстропеременной спекл-структурой со 100 % модуляцией интенсивности. На рисунке также представлены экспериментальные данные технического КПД η_{Σ} в зависимости от средней интенсивности первой гармоники. Расчет был проведен для двух величин отстройки кристалла от угла синхронизма $\Delta\theta_0$: $1 \cdot 10^{-4}$ радиан (сплошные линии) и $2 \cdot 10^{-4}$ радиан (штриховые линии).

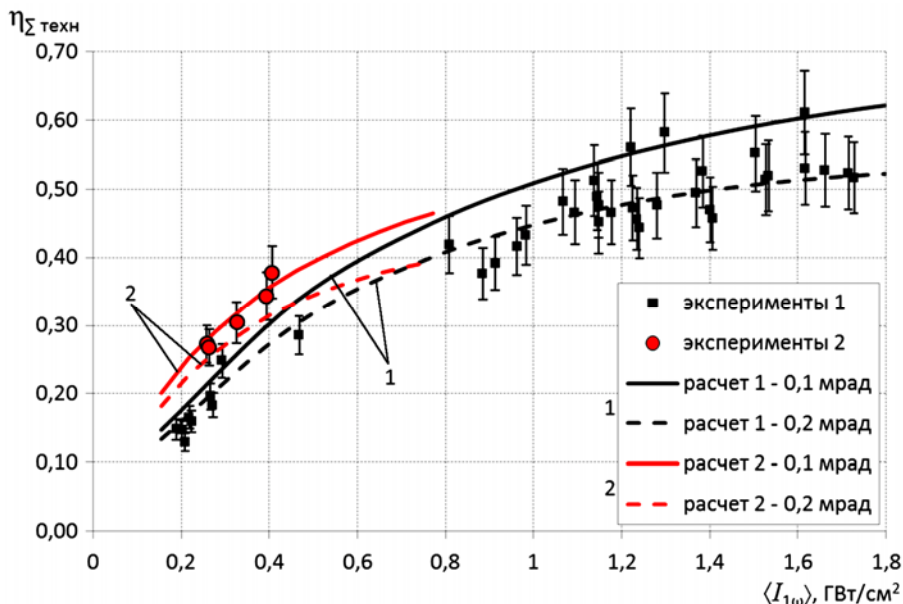


Рис. 6. Зависимость интегрального коэффициента преобразования от средней интенсивности: 1 – импульс без сглаживания; 2 – импульс со сглаживанием

Для сравнения также приведены экспериментальные данные по преобразованию несглаженного пучка в опытах 2014–2015 гг. на установке «Луч».

Расчеты преобразования излучения с уменьшенной пространственной и временной когерентностью адекватно описывают экспериментальные данные, с учетом примерно 10 %-й погрешности измерения энергии импульса.

Экспериментальные результаты

Данные по усилению и преобразованию импульса с оптоволоконным сглаживанием в экспериментах на установке «Луч» приведены в таблице. Опыты в серии проведены при разрядном напряжении накопителя $U_3 = 19 \text{ кВ}$ (№ 1–4) и $U_3 = 20 \text{ кВ}$ (№ 5–6).

Полученный в экспериментах коэффициент усиления отличается от штатного (с узкополосным ЗГ): $K_y \approx 220$ для широкополосного ЗГ вместо $K_y \approx 300$ (при $U_3 = 19 \text{ кВ}$). При одинаковых условиях накачки данный факт объясняется наличием дополнительных пассивных потерь при прохождении диафрагменных узлов пространственных фильтров, а также, возможно, обрезанием хвостов импульса в реверсоре из-за низкого временного контраста.

Параметры сглаженного импульса в тракте установки «Луч»

№ опыта	$E_{\text{вх}}$, мДж	K_y	$E_{1\omega}$, Дж	$E_{2\omega}$, Дж	$\eta_{2\omega}$	$\tau_{\text{вых}}$, нс	$\theta_{0,8}$, 10^{-4} рад
1	61	231	1320	480	0,38	11	1,7
2	39	230	740	190	0,27	10,5	1,6
3	56	220	1130	370	0,34	10,6	1,7
4	33	212	850	220	0,27	9,8	1,7
5	58	218	1055	308	0,29	–	1,8
6	65	235	1590	603	0,38	9,6	1,8

Обозначения: $E_{\text{вх}}$ – энергия импульса на входе ТПФ; K_y – коэффициент усиления за 2 прохода; $E_{1\omega}$ – энергия 1 гармоники на выходе усилительного тракта; $E_{2\omega}$ – энергия импульса второй гармоники; $\eta_{2\omega} = E_{2\omega}/E_{1\omega}$ – коэффициент преобразования во вторую гармонику; $\tau_{\text{вых}}$ – длительность импульса 1ω на выходе усилительного тракта; $\theta_{0,8}$ – расходимость 1ω (угловой диаметр по уровню 80 %)

На рис. 7,а показан результат совместного действия сглаженного излучения и линзового раstra, используемого на установке «Луч» – интегральное по времени распределение плотности энергии пучка 2ω , зарегистрированное в эквивалентной плоскости в фокусе линзы с $F = 10$ м (размер на мишени 360×180 мкм).

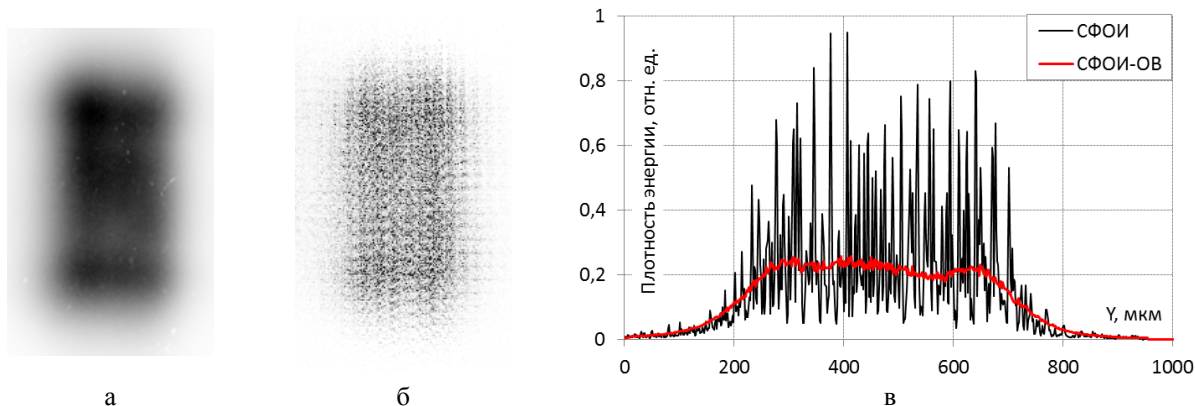


Рис. 7. Изображение пятна фокусировки и распределение плотности энергии в пятне фокусировки с применением линзового раstra: а – с применением оптоволоконного сглаживания; б – без сглаживания; в – прописи

Для сравнения также приведены изображение и прописи аналогичного распределения, полученного в опыте со штатной СФОИ без системы сглаживания.

Заключение

На установке «Луч» создан стенд СФОИ с оптоволоконным сглаживанием лазерного излучения. В рамках данного проекта проведены расчетно-теоретические и экспериментальные исследования и получены следующие результаты:

1. Созданы расчетные модели задающего генератора, многомодового оптоволокна, усиления и преобразования частично когерентного излучения во вторую гармонику. В выполненных численных экспериментах показано, что при входном сигнале с шириной спектра до 4 нм заметного сужения спектра излучения при усилении не наблюдается.

2. Собран широкополосный задающий генератор на неодимовом стекле с ламповой накачкой и активной модуляцией добротности. С его использованием реализован спектр излучения с шириной $\Delta\lambda = 2$ нм. Получен импульс без субструктуры длительностью около 12 нс.

3. Для пространственно-временной декогерентизации пучка ЗГ применена оптоволоконная линия сглаживания с диаметром сердцевины 105 мкм и длиной 100 м. На впрыске в 4-проходный усилительный тракт установки получена энергия до 100 мДж.

4. Проведено усиление сглаженного импульса в канале установки «Луч» до энергии > 1,5 кДж. Эффективность преобразование во вторую гармонику соответствует расчетам – получена энергия 2ω до 0,6 кДж. Расходимость силового излучения $1,7 \cdot 10^{-4}$ радиан, соответствует расчетной для параметров примененного оптоволокна.

5. Совместное применение СФОИ-ОВ с линзовым растром обеспечило равномерное распределение пучка в области размером несколько сотен микрометров. В опытах получено уменьшение мелкомасштабной неоднородности плотности энергии на мишени примерно на порядок по сравнению с высококогерентным излучением штатной системы формирования опорного излучения установки «Луч».

6. Проведены постановочные эксперименты по облучению Au/Al мишеней пучками спеклованного и сглаженного типа. Средняя интенсивность в экспериментах варьировалась от $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² до $1,5 \cdot 10^{14}$ Вт/см². При толщинах слоя золота от 1,3 до 1,7 мкм линейчатого излучения гелиоподобного алюминия не зарегистрировано. Расчетный анализ проведенных экспериментов показал, что при данных интенсивностях лазерного излучения не происходит прогорания золотого слоя. На следующем этапе предложено использовать мишени с более тонким слоем золота ($\leq 0,5$ мкм), что позволит зарегистрировать в опыте различие взаимодействия с мишенями сглаженного и не-сглаженного излучения.

Список литературы

1. Гаранин С. Г., Деркач В. Н., Шнягин Р. А. Формирование однородного облучения мишени на мощных лазерных установках, Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 5. С. 1–15.

2. Veron D., Auyal H., Gouedard C. et al. Optical spatial smoothing of Nd-glass laser beam. Opt. Commun. 1988. Vol. 65, N 1.

3. Гаранин С. Г., Зарецкий А. И., Илькаев Р. И. и др. «Канал мощной установки «Луч» для ЛТС с энергией импульса 3,3 кДж и длительностью 4 нс». Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 4. С. 299–301.

4. Дианов Е. М., Прохоров А. М. Лазеры и волоконная оптика, УФН. 1986. Т. 148. Вып. 2. С. 289–311.

5. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Физматлит, 2004.