

Пространственно-временное сглаживание лазерного пучка с помощью динамической плазменной фазовой пластины

И.Н.Воронич, С.Г.Гаранин, В.Н.Деркач, А.И.Зарецкий, А.Г.Кравченко, В.А.Лебедев, А.В.Пинегин, А.В.Сосипатров, С.А.Сухарев

На лазерной установке «Искра-4» исследовано пространственно-временное сглаживание распределения интенсивности сфокусированного пучка с помощью динамической плазменной фазовой пластины, созданной на основе испарения специальной мишени, помещенной в начале каустики фокусируемого пучка. Показано, что коэффициент пропускания плазменной мишени в диапазоне интенсивностей 10^{13} – $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² составляет не менее 70–80%. При введении динамической плазменной фазовой пластины относительные флуктуации пространственного распределения интенсивности уменьшаются со 100 до ~10%. Характерное время изменения распределения интенсивности в фокальной плоскости составляет 0.4 пс.

Ключевые слова: неоднородность облучения, распределение интенсивности, пространственно-временное сглаживание, динамическая плазменная фазовая пластина.

1. Введение

Проблема пространственно-временного сглаживания (ПВС) лазерных пучков является ключевой при решении задачи сферически-симметричного сжатия мишени прямого облучения на мощных многопучковых лазерных установках, используемых для исследований по лазерному термоядерному синтезу. Взаимная интерференция пучков, а также абберации каждого пучка на выходе усилительного тракта приводят к спеклованному распределению интенсивности $J(r)$ в области фокусировки с глубиной модуляции до 100%. Возникающая при этом неоднородность облучения мишени может способствовать развитию гидродинамических неустойчивостей, нарушающих симметрию сжатия.

Основная идея получения гладкого распределения интенсивности $I(r)$ заключается в использовании дополнительного механизма ПВС, осуществляющего быстрое перестроение спеклованного распределения во времени. При этом гидродинамическое движение плазмы не должно успевать реагировать на «мигающие» пятна повышенной интенсивности лазерного излучения. Если характерное время перестроения $t_0 \leq t_h = 1 - 10$ пс, где t_h – время гидродинамического отклика плазмы, то течение плазмы фактически не отреагирует на мгновенное распределение интенсивности $J(r, t)$ и будет определяться интегральным за время t_h распределением

$$I(r) = \frac{1}{t_h} \int_0^{t_h} J(r, t) dt.$$

В настоящее время разработаны специальные методы ПВС, такие как создание индуцированной пространственной некогерентности [1], сглаживание посредством

спектральной дисперсии [2] и другие [3, 4], основная идея которых сводится к нарушению пространственной когерентности пучков. Эти методы фактически определяют характерное время перестроения $J(r, t)$ за время когерентности $t_c \sim 1/\Delta\nu_0$, где $\Delta\nu_0$ – ширина спектра лазерного излучения.

Времена достижения в них требуемой однородности облучения достаточно велики и составляют 0.5–1 нс [5, 6]. С другой стороны, эти методы неприменимы для мощных фотодиссоционных лазеров типа «Искра-4» и «Искра-5» с очень узкой полосой усиления $\Delta\nu \sim 10^8 - 10^9$ Гц, для которых $t_c \gg t_h$. В [7] предложено применять для ПВС динамическую плазменную фазовую пластину (ДПФП), расположенную непосредственно в области фокусировки и представляющую собой нестационарное плазменное облако, через которое пропускается лазерный пучок (рис.1). При определенных параметрах плазмы (плотность ρ , температура T , скорость разлета V) волновой фронт лазерного пучка на выходе из плазмы будет претерпевать сильную деформацию во времени, что может приводить к перестроению $J(r, t)$ в последующем по ходу луча полупространстве.

Оценки [7] параметров нестационарного плазменного образования, осуществляющего ПВС, показывают, что при температуре плазмы $T_e \geq 100$ эВ, плотности $\rho \approx$

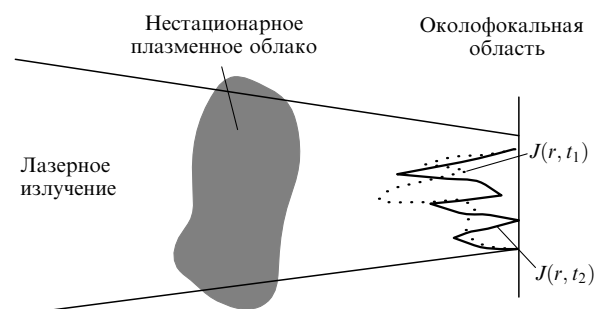


Рис.1. Схема пространственно-временного сглаживания лазерного излучения с использованием нестационарной плазмы.

$0.1\rho_{cr}$ (ρ_{cr} – критическая плотность) и оптической толщине $k_0L \sim 100$ ($k_0 = 2\pi/\lambda$, L – продольный размер плазменного облака, λ – длина волны лазерного излучения) потери энергии лазерного импульса не превышают 20%. При этом характерное время изменения неоднородности профиля плотности плазмы должно быть меньше 10 пс. В настоящей работе впервые экспериментально проверяется возможность сглаживания лазерного пучка с помощью ДПФП.

2. Постановка экспериментов

Исследования проводились на лазерной установке «Искра-4» [8]. Для создания базового распределения интенсивности $I_0(r)$ применялась случайная фазовая пластина [9]. Схема эксперимента представлена на рис.2. Использовались два лазерных пучка, направленных навстречу друг другу. Выбор оптической схемы с двумя пучками излучения позволяет, с одной стороны, вводить временную задержку прихода импульсов на мишень Δt (вариант с предимпульсом), с другой – в перспективе использовать одновременное облучение на разных длинах волн одной и той же мишени в одном эксперименте.

В обоих пучках использовалось излучение 2-й гармоники иодного фотодиссоционного лазера с $\lambda_0 = 0.657$ мкм. Объективы 1 располагались так, чтобы для каждого пучка ДПФП находилась в начале каустики фокусируемого излучения. Для проведения экспериментов была выбрана выполненная в виде двумерного эквидистантного набора нитей СН-подобного вещества плотностью $\rho \sim 1$ г/см³ мишень ДПФП (см. рис.2), состоящая из четырех попарно скрещенных нитей толщиной $D = 1.8 - 2.4$ мкм (в ряде случаев – до 4 мкм), расположенных на расстоянии $\Delta = 180 - 220$ мкм друг от друга.

Первый пучок (силовой, плазмообразующий) имел энергию до 50 Дж в импульсе. Второй пучок (диагностический) имел энергию 15 Дж в импульсе и задержку относительно первого Δt , регулируемую в пределах от нуля до 250 пс. Для обоих пучков длительность импульса $\tau_{0.5}$ составляла 0.3 – 1.0 нс, контраст излучения по энергии и мощности превышал 10^7 , расходимость θ с учетом использования фазовой пластинки была равна $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ рад, пятно в области мишени имело размеры 300 – 350 мкм при погрешности поперечного попадания пятна на мишень $\delta_{\perp} \leq 60$ мкм. Максимальная интенсивность излуче-

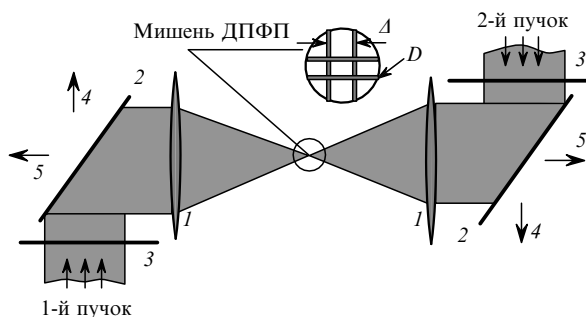


Рис.2. Принципиальная схема эксперимента и увеличенный фрагмент мишени:

1 – камерные объективы с фокусным расстоянием $F = 60$ см; 2 – диэлектрические зеркала; 3 – фазовые пластины; 4, 5 – направления диагностики параметров падающего и прошедшего через ДПФП излучения соответственно; D – толщина нитей; Δ – расстояние между нитями.

ния второго пучка в области ДПФП не превышала $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при $\tau_{0.5} \sim 0.5$ нс и $\Delta t = 0$.

В эксперименте регистрировались параметры исходного излучения: энергия, длительность лазерного импульса, контраст излучения по энергии и мощности, структура пучка в ближней и дальней зонах, распределение интенсивности в околофокальных плоскостях в отсутствие ДПФП. Для лазерного излучения, прошедшего через ДПФП, регистрировались коэффициент пропускания мишени (в телесном угле, соответствующем углам раствора падающего излучения), спектр и распределение интенсивности лазерного излучения в фокальной плоскости с временным разрешением, интегральное распределение интенсивности в фокальной плоскости.

Регистрация интегрального распределения интенсивности осуществлялась фотографическим методом. Спектральные характеристики лазерного излучения измерялись с использованием монохроматора с отражающей дифракционной решеткой 600 штр./мм и скоростного электронно-оптического фоторегистратора [10] с временным разрешением 20 пс. Аппаратная функция измерительного комплекса составляла $\sim 8 - 10$ А, среднеквадратичное разрешение спектрального сигнала было не хуже 2 Å. Регистрация распределения интенсивности в фокальной плоскости осуществлялась с временным разрешением до 10 пс. Пространственное разрешение регистрируемого сигнала, приведенное к фокальной плоскости, составляло 0.5 мкм при характерном дифракционном размере фокусируемого пучка ~ 4 мкм.

3. Экспериментальные результаты

Характерный вид интегрального распределения интенсивности в фокальной плоскости, определяемый использованной фазовой пластиной, представлен на рис.3,а для эксперимента, проводимого в отсутствие ДПФП. Ее введение в дофокальную область приводит к сглаживанию спеклованного распределения интенсивности $I_0(r)$ лазерного пучка за счет фазовой модуляции в нестационарной плазме (рис.3,б). Сравнение распределений на рис.3,а и б показывает, что использование ДПФП приводит к снижению глубины спекл-модуляции с ~ 100 до $\sim 10\%$. При этом данный эффект наблюдается в широком диапазоне изменения интенсивности плазмообразующего пучка ($10^{13} - 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см²). Зарегистрированный коэффициент пропускания ДПФП составляет в данном диапазоне интенсивностей 70 – 80%.

Результаты интегральных измерений распределения $I(r)$ согласуются с результатами регистрации динамики

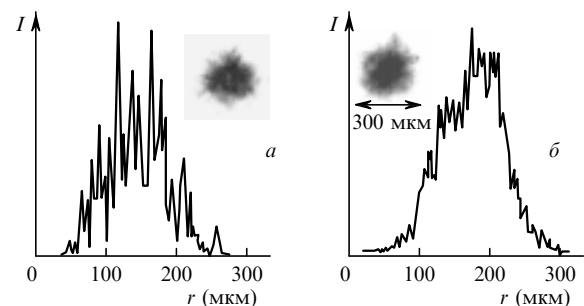


Рис.3. Распределение интенсивности в фокальной плоскости без использования (а) и с использованием (б) ДПФП, а также формы пятна излучения (вверху).

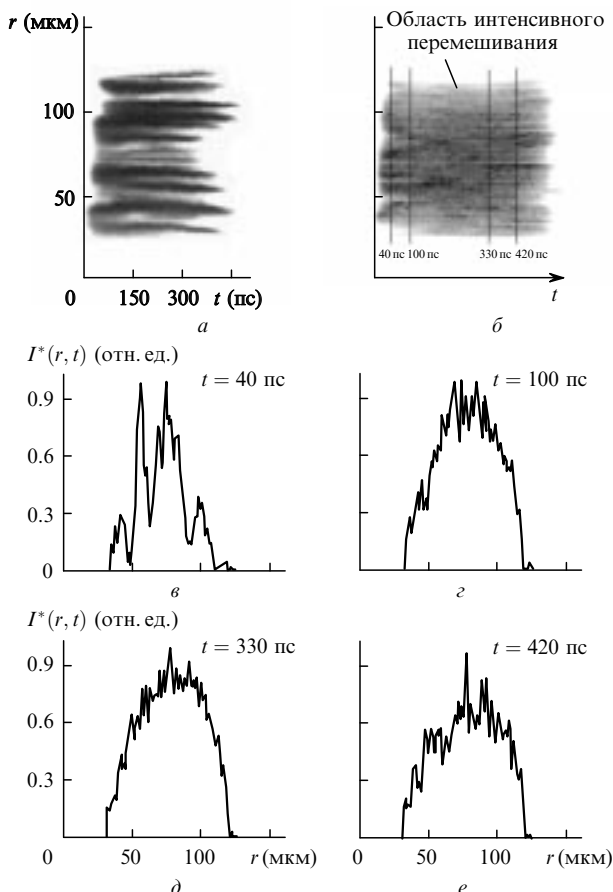


Рис.4. Результат регистрации части сечения диагностического пучка в фокальной плоскости с разверткой во времени в опыте без ДПФП (а) и с ДПФП (б), а также распределения интенсивности в разные моменты времени t после начала импульса (в–е) в случае с ДПФП.

изменения структуры распределения интенсивности в фокальной области $I^*(r, t)$ после взаимодействия излучения с ДПФП (рис.4). Регистрация $I_0^*(r, t)$ в эксперименте, где ДПФП отсутствовала (рис.4,а), показывает, что исходный лазерный пучок имеет сильно выраженный спеклованный характер в течение всей длительности импульса.

Принципиально другой характер распределения $I^*(r, t)$ получен с использованием ДПФП. На рис.4, б приведен характерный результат регистрации распределения интенсивности диагностического пучка в фокальной плоскости для эксперимента с задержкой диагностического пучка относительно силового $\Delta t = 150$ пс. На рис.4, в–е представлены результаты обработки регистрации по сечениям, соответствующим разным моментам времени. Видно, что на начальной стадии импульса (рис.4, в) структура пучка имеет сильно выраженный спеклованный характер. Однако примерно через 70 пс после начала диагностического импульса спеклованная структура начинает нарушаться, и на интервале длительностью порядка 300 пс распределение интенсивности лазерного излучения по сечению пучка является почти полностью сглаженным (рис.4, з, д). Позднее на заднем фронте импульса спеклы начинают частично восстанавливаться (рис.4, е).

Отметим, что интегрирование по времени полученных распределений

$$I_t^*(r) = \int_0^\infty I^*(r, t) dt$$

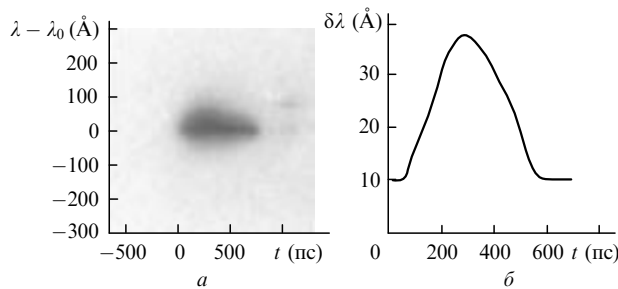


Рис.5. Спектрофотохронограмма излучения, прошедшего ДПФП (а), и временная зависимость изменения локальной ширины спектра излучения по уровню 0.5 от максимальной интенсивности спектрального сигнала в момент времени t (б).

позволяет получить распределение, хорошо согласующееся с результатами интегральной регистрации $I(r)$ (рис.3,б). В частности, глубина модуляции $I_t^*(r)$ составляет $\sim 10\%$.

Зарегистрированная глубина модуляции $I^*(r, t)$ на моменты времени максимального сглаживания (см. рис.4, з, д) составляет 5–10%. Фактически получаемые распределения проинтегрированы по времени разрешения регистратора Δt_p :

$$I^*(r, t) = \frac{1}{\Delta t_p} \int_{t-\Delta t_p/2}^{t+\Delta t_p/2} J(r, t) dt,$$

где $\Delta t_p = 10$ пс; $J(r, t)$ – мгновенное распределение интенсивности. Анализ $I^*(r, t)$ показывает, что полученную глубину модуляции можно объяснить перестроением $J(r, t)$ с характерным временем $\Delta t^* \sim 0.4 - 0.5$ пс [11, 12].

Полученное время Δt^* хорошо согласуется с данными регистрации спектра лазерного излучения, прошедшего через ДПФП (рис.5). Зарегистрированная ширина спектра излучения $\Delta \nu$ составляет $\sim 2.5 \cdot 10^{12}$ Гц (при начальном $\Delta \nu_0 < 10^9$ Гц), т.е. $\Delta \nu \sim 1/\Delta t^*$. При этом основными особенностями регистрируемого спектра являются ширина спектра 25–40 Å во всем диапазоне интенсивностей лазерного излучения, облучающего мишень, сдвиг спектра в красную область и характерное время, в течение которого регистрируемая ширина спектра больше ширины аппаратной функции, составляющее до 0.5 нс.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 00-15-96730.

- Lehmberg R.H., Obenschain S.P. *Optics Comms*, **46**, 27 (1983).
- Scupsky S., Short R.W. et al. *J.Appl.Phys.*, **66**, 3456 (1989).
- Phase conversion using distributed polarization rotation. *LLE Review*, **45**, 1 (1990).
- Nakano N., Tsubakimoto K. et al. *J.Appl.Phys.*, **73**, 2122 (1993).
- Two-dimensional SSD on OMEGA. *LLE Review*, **69**, 1 (1996).
- Demonstration of dual-tripler, broadband third-harmonic generation and implications for Omega and the NIF. *LLE Review*, **75**, 151 (1999).
- Bessarab A.V., Derkach V.N. et al. *Proc.SPIE*, **2767**, 97 (1995).
- Зарецкий А.И., Кириллов Г.А. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 756 (1983).
- Kato Y., Mimo K. et al. *Phys.Rev.Letts*, **53**, 1057 (1984).
- Муругов В.М., Окутин Г.П. и др. *ПТЭ*, № 2, 155 (1993).
- Бондаренко С.В., Гаранин С.Г. и др. *Квантовая электроника*, **26**, 237 (1999).
- Derkach V.N., Bondarenko S.V. et al. *Laser and Particle Beams*, **17**, 603 (1999).