

АДАПТИВНАЯ ОПТИКА ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ

С КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Системы адаптивной оптики расширяют спектр своих приложений. Одно из них связано с повышением качества фокусировки излучения лазеров со сверхкороткими импульсами. В лазере на основе $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, излучающем 10-ТВт импульсы, удалось (благодаря адаптивной коррекции) получить плотность мощности $4 \cdot 10^{19}$ Вт/см² в плоскости фокусировки. В данной работе авторы описывают разработанную ими адаптивную систему коррекции с обратной связью.

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня прогресс в разработке фемтосекундных лазерных систем на основе сапфира, легированного титаном ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$), далее Ti:Sa -лазеры, обусловлен их возможностью формировать импульсы минимальной длительности и высокой энергии. Эти лазеры могут перестраивать рабочую длину волны излучения в диапазоне 650–1000 нм [1]. Они также дают возможность получить интенсивность поля, большую, чем "релятивистская" интенсивность $I_{\text{рел}} \approx 10^{19}$ Вт/см² [2]. Взаимодействие такого сильного поля с веществом позволяет генерировать интенсивные и хорошо сфазированные гармоники, приводящие к формированию сгустков электромагнитного поля длительностью 10^{-16} – 10^{-18} с.

Мощные фемтосекундные Ti:Sa -лазеры используются для получения направленных пучков жесткого рентгеновского и γ -излучения при взаимодействии с пучками электронов.

Например, Ti:Sa -лазерный комплекс АТЛАС Института квантовой оптики Макса Планка (Германия) был создан для исследования ряда явлений, таких как: распространение импульсов сверхвысокой интенсивности через плазму низкой плотности; рентгеновская и ультрафиолетовая спектроскопия горячей плазмы высокой плотности; излучение гармоник при бомбардировке твердых и газообразных мишеней; ядерных реакций, индуцируемых лазером, и др. [3]. Однако конструк-

тивные особенности таких лазеров не обеспечивают высокого качества выходного излучения и не позволяют получить на мишени фокальное пятно, близкое к дифракционному пределу. Основной источник искажений – широкоапертурный кристалл $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, имеющий дефекты роста и неоднородную термолинзу при накачке.

Одним из способов улучшения фокусировки является коррекция волнового фронта методами адаптивной оптики. Адаптивные оптические системы (АОС), известные еще в 50–70-е годы прошлого века [4], оказались сначала довольно дорогими и недоступными для широкого применения.

Однако, по мере развития оптоэлектронных и информационных технологий они позволили разработать новые типы недорогих датчиков волнового фронта, корректоров и систем управления.

В данной работе рассмотрена АОС, разработанная для коррекции волнового фронта, описаны ее элементы и алгоритмы, приводятся результаты ее применения для повышения качества фокусировки импульсного лазерного излучения тераваттного уровня мощности.

АДАПТИВНАЯ СИСТЕМА КОРРЕКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

АОС состоит из датчика волнового фронта, корректора, электронной системы управления и программного обеспечения

(ПО). Цель системы – скорректировать волновой фронт так, чтобы он стал плоским. Для этого часть входного излучения с помощью светоделителя подается на датчик волнового фронта. Данные с датчика поступают в ПК, ПО которого анализирует волновой фронт и вычисляет напряжения, которые автоматически с помощью системы управления подаются на электроды корректора.

Корректор волнового фронта

Корректор волнового фронта – ключевой элемент любой АОС, он определяет структуру и возможности всей системы. К нему предъявляются высокие требования: эффективность воспроизведения аберраций волнового фронта; широкий диапазон деформации поверхности при небольшом количестве управляющих электродов; температурная стабильность поверхности; лучевая стойкость покрытия; простота изготовления и низкая стоимость. Корректор на основе биморфного пьезоэлемента, или биморфное зеркало, наиболее полно удовлетворяет этим требованиям [5]. Зеркало состоит из подложки с отражающим покрытием и двух приклеенных к ней пьезодисков (рис.1). Внутренний диск со сплошными электродами служит для коррекции общей кривизны поверхности (абберация, дефокусировка). На поверхности второго диска электроды выполнены в виде секторов, которые служат для воспроизведения аберраций низких порядков, таких как астигматизм, кома, сферическая абберация и т. д.

На рис.1 показано расположение электродов. Их число и величина определяются внешними условиями, например

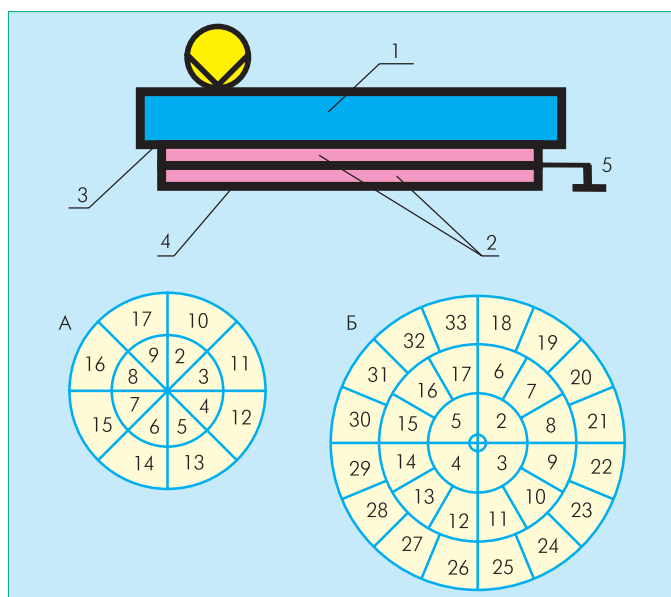


Рис. 1 Устройство биморфного зеркала и схема управляющих электродов для зеркал А и Б, соответственно (см. табл.): 1 – подложка с отражающей поверхностью; 2 – пьезокерамические диски; 3 – электрод управления кривизной; 4 – электроды коррекции аббераций низких порядков; 5 – общий электрод

Параметры биморфных зеркал

Параметры	Обозначение зеркала	
	А	Б
Апертура, мм	30	80
Активная апертура, мм	28	70
Число электродов	17	33
Коэффициент отражения, %	99,8	99,8
Резонансная частота, кГц	9,1	1,65
Максимальная деформация, мкм	12	30
Деформация одним электродом, мкм	1,8	2,8

видом и масштабом искажения волнового фронта. Деформация (изгиб) зеркала происходит под действием электрического поля E в диске в результате обратного пьезоэффекта. Пьезоэффект приводит к продольному растяжению (сжатию) в пьезокерамике, которое можно представить как $\epsilon = d_{31}E$, где d_{31} – пьезоэлектрический модуль. Растяжение приводит к изгибу отражающей поверхности.

Такой корректор осуществляет модальный принцип управления поверхностью, что оптимально для компенсации больших искажений ($>3-5$ мм). В работе [6] показано, что среднеквадратичное отклонение (СКО) воспроизводимых корректором аббераций от теоретических значений минимально, когда первое и второе кольцо электродов имеют радиусы $r_1 = 0,5R$ и $r_2 = 0,9R$, соответственно, где R – радиус зеркала. Значение СКО при этом составляет: 0,3% для дефокусировки, 0,7% для астигматизма, 5% для комы и 6% для сферической абберации.

Для задач коррекции волнового фронта мощных лазеров со сверхкороткими импульсами излучения нами были разработаны и изготовлены два зеркала А и Б, основные характеристики которых приведены в таблице. Материалом подложки служило стекло. На поверхности зеркал наносилось многослойное диэлектрическое покрытие с коэффициентом отражения $>99,8\%$ в диапазоне длин волн 780–800 нм. Оно обеспечивало лучевую прочность поверхности >1 Дж/см². Зеркало А диаметром 30 мм включало 2 пьезодиска такого же диаметра, на которые нанесены 17 управляющих электродов (см. рис.1). Деформация поверхности зеркала при максимальном напряжении 300 В составляет 12 мкм. Частота первого резонанса – 9,1 кГц.

Максимальная деформация поверхности зеркала Б диаметром 80 мм с 33 управляющими электродами (см. рис.1) составляет 30 мкм, а деформация при подаче напряжения на отдельные электроды – 2,8 мкм. Диапазон деформации поверхности зеркала значительно превышает длину волны излучения $Ti:Al_2O_3$ -лазера, что делает перспективным его использование для коррекции излучения вне лазерного резонатора. Частота первого резонанса при этом составляет 1,65 кГц.

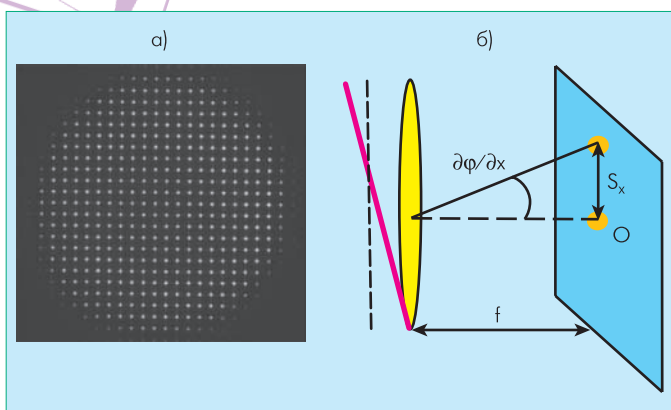


Рис.2 Типичный вид гартманогаммы (а) и преломления лучей одиночной микролинзой (б): фокальное пятно О на локальной области

Датчик волнового фронта

Измерение волнового фронта в процессе работы АОС осуществляется датчиком Гартмана. Он работает с импульсным излучением фемтосекундной длительности в диапазоне белого света и мало чувствителен к механическим вибрациям.

Основные элементы датчика: приемник ПЗС-камеры и линзовый растр – матрица микролинз, которая разбивает проходящий волновой фронт на локальные участки, фокусирующиеся затем на приемнике, где формируется изображение, называемое гартманогаммой. Для согласования апертуры измеряемого пучка и приемника обычно используется телескоп, а в качестве масштабирующего устройства – длиннофокусная линза. Для анализа изображения было разработано соответствующее ПО [7].

Датчик Гартмана измеряет локальные наклоны волнового фронта, пропорциональные локальным смещениям фокальных пятен. Гартманогамма показана на рис.2а, а на рис.2б изображена одиночная микролинза растра, фокусирующая падающее излучение на приемном элементе ПЗС-камеры. Центры фокальных пятен (x_k, y_k) находились методом центров для каждой из локальных областей, на которые разбивается вся поверхность приемника:

$$x_k = \frac{\sum_{j=1}^n \left(\sum_{i=1}^m x_i I_{ij} \right)}{\sum_{j=1}^n \left(\sum_{i=1}^m I_{ij} \right)}, y_k = \frac{\sum_{j=1}^n \left(\sum_{i=1}^m y_i I_{ij} \right)}{\sum_{j=1}^n \left(\sum_{i=1}^m I_{ij} \right)},$$

где m, n – число пикселей ПЗС-матрицы по осям x и y в пределах k -ой локальной области, I_{ij} – значение интенсивности

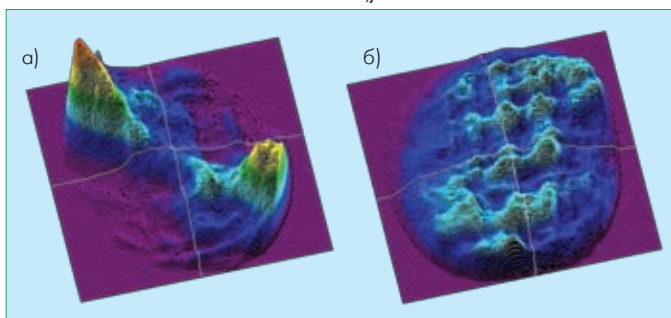


Рис.3 Распределение интенсивности излучения Ti:Al₂O₃-лазера в ближней зоне: а) до коррекции, б) после коррекции биморфным зеркалом А

в пикселе. Локальный наклон волнового фронта ϕ по координатам x и y можно записать так:

$\partial\phi(x_k, y_k)/\partial x = S_x^k/f, \partial\phi(x_k, y_k)/\partial y = S_y^k/f, k=1, \dots, N_k$, где f – фокусное расстояние микролинзы, (x_k^0, y_k^0) – центр k -го фокального пятна для плоского волнового фронта, N_k – число фокальных пятен на гартманогамме. Таким образом, локальный наклон волнового фронта в k -ой области пропорционален смещению фокального пятна, которое находится экспериментально:

$$S_x^k = x_k^0 - x_k, S_y^k = y_k^0 - y_k. \tag{1}$$

С другой стороны локальный наклон можно представить в виде разложения по полиномам Цернике:

$$\frac{\partial\phi(x_k, y_k)}{\partial x} = \sum_{p=1}^{N_p} a_p \frac{\partial F_p(x_k, y_k)}{\partial x} \text{ и}$$

$$\frac{\partial\phi(x_k, y_k)}{\partial y} = \sum_{p=1}^{N_p} a_p \frac{\partial F_p(x_k, y_k)}{\partial y}, \tag{2}$$

где N_p – число полиномов разложения, a_p – коэффициенты при полиномах Цернике, $F_p(x_k, y_k)$ – значение полинома Цернике p -го порядка в точке (x_k, y_k) . Коэффициенты a_p показывают величину aberrации волнового фронта: дефокусировки, астигматизма, комы и т.д. Приравнивая правые части (1) и (2), получаем систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов Цернике. В матричной форме система выглядит так: $S = a \cdot dF$, где S – вектор смещений, отнесенных к фокусному расстоянию f ; a – коэффициенты Цернике; dF – прямоугольная матрица производных от двухмерных полиномов Цернике, размером $2N_p \times N_k$. Система решалась по методу наименьших квадратов (МНК), то есть минимизировался функционал разности $(\min \|S - a \cdot dF\|^2)$ между наклонами волнового фронта, определенными по (1) и представленными по разложению (2). Решение системы дает выражение для нахождения коэффициентов полиномов Цернике: $a = (dF^T \cdot dF)^{-1} \cdot dF^T \cdot S$, где dF^T – транспонированная матрица.

Для представления фазового распределения в виде интерференционной картины, удобной для визуальной оценки величины aberrаций, волновой фронт рассчитывался по найденным коэффициентам Цернике:

$$\phi(x, y) = \sum_{p=1}^{N_p} a_p F_p(x, y),$$

а распределение интенсивности света для каждой точки апертуры – по формуле: $I(x, y) = 2\{1 + \cos[2\pi/\lambda\phi(x, y)]\}$, где $I(x, y)$ – интенсивность в точке (x, y) интерференционной картины.

АЛГОРИТМ РАБОТЫ АОС С ЗАМКНУТОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Принцип работы АОС основан на воспроизведении поверхностью зеркала фазового распределения, сопряженного с распределением у корректируемого волнового фронта. Управление поверхностью биморфного зеркала осуществляется подачей напряжения на электроды. Величины этих

напряжений рассчитываются по предложенному нами алгоритму [8]. Предварительно (до включения системы) измеряются координаты центров фокальных пятен для плоского волнового фронта и функции отклика электродов зеркала. Число таких функций равно числу электродов, а сама функция – результат деформации поверхности зеркала, вызванной приложенным единичным напряжением u_0 к данному электроду.

Функции отклика записываются в виде матрицы смещений фокальных пятен в направлениях x и y для всего набора электродов. Во время работы системы датчик измеряет текущий волновой фронт. Любое его искажение, представленное в виде вектора смещений пятен, можно разложить в ряд по функциям отклика. Коэффициенты разложения и будут теми напряжениями, которые нужно приложить с обратным знаком к электродам зеркала. То есть математически

$$S_i = \begin{vmatrix} \Delta x_i \\ \Delta y_i \end{vmatrix} = \sum_{j=1}^{N_E} u_j \cdot b_j^i,$$

где $S_i(\Delta x_i, \Delta y_i)$ – смещения по осям, или разница координат центров пятен, для плоского и измеряемого волновых фронтов, $i=1, \dots, N_K$, N_K – число фокальных пятен в гартманограмме; u_j – напряжение на j -м электроде, $j=1, \dots, N_E$, N_E – число электродов; b – матрица дискретных значений функций отклика. Элементы матрицы b_j^i находятся как $b_{jx}^i = \Delta x_i / u_{0j}$ (для x -направления) и $b_{jy}^i = \Delta y_i / u_{0j}$ (для y -направления). При расчете напряжений используется МНК, то есть минимизируется функционал вида: $\min \|S - b \cdot u\|^2$. В результате получаем вектор напряжений $u = B^{-1} \cdot S$, где $B = (b^t \cdot b)^{-1} \cdot b^t$, а b^t – транспонированная матрица, имеющая размер $2N_K \times N_E$.

Критерий эффективности коррекции волнового фронта – минимум смещения пятен по отношению к плоскому волновому фронту, что зависит от точности измерения волнового фронта. Автоматическое управление напряжениями на электродах осуществляется линейным пропорциональным алгоритмом. На k -ом шаге итераций на электроды выставляется напряжение $u_k = u_{k-1} + h(u - u_{k-1})$, где $k=1, 2, \dots$ – номер итерации, а u – рассчитанное напряжение для данного электрода. Обычно через 3–4 итерации напряжения на электродах зеркала перестают изменяться. Это значит, что система скомпенсировала внесенные aberrации. Контроль за работой системы осуществляется путем наблюдения за скорректированным волновым фронтом, представленным полиномом Цернике и интерференционной картиной, а также за максимальной амплитудой волнового фронта и СКО. АОС позволяет уменьшить амплитуду aberrаций волнового фронта до уровня 0,1 мкм, а СКО – до 0,03 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Разработанная АОС использовалась для коррекции излучения и улучшения качества фокусировки $Ti:Al_2O_3$ -лазера системы АТЛАС. Лазер генерировал импульсы с энергией

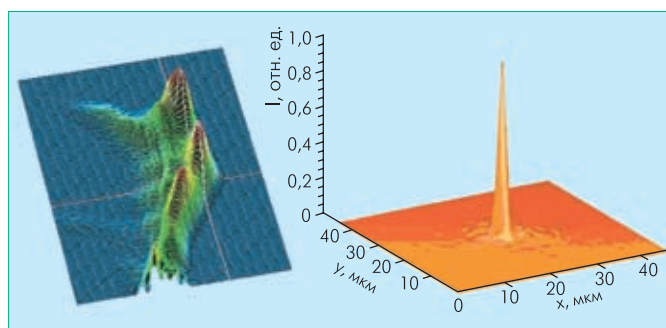


Рис.4 Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости параболического зеркала: а) до коррекции, б) после коррекции биморфным зеркалом Б

1,5 Дж, длительностью 130 фс и частотой повторения 10 Гц [3]. Излучение фокусировалось на мишени с помощью параболического зеркала. Качество фокусировки было исходно плохим, и волновой фронт на выходе лазера был искажен. Измерения в ближнем поле показали, что распределение интенсивности неравномерно, а максимальная плотность энергии составляет 300 мДж/см² (рис.3а). Эта величина превышала предельную плотность излучения для дифракционной решетки, используемой для сжатия импульсов. Поэтому энергия импульсов выходного излучения ограничивалась величиной 0,5 Дж, что существенно меньше 1,5 Дж – уровня энергии, возможного для данного лазера при максимальной энергии накачки 5 Дж. Выравнивая распределение интенсивности, можно увеличить полезно используемую энергию выходного излучения лазера.

Для такого выравнивания в оконечном усилителе было установлено биморфное зеркало А (см. табл.). В результате оптимизации формы поверхности этого зеркала получено более равномерное распределение интенсивности (рис.3б) при максимальной плотности энергии не выше 90 мДж/см² [9]. Это позволило увеличить используемую энергию выходных импульсов до 1,5 Дж.

Для коррекции собственно волнового фронта излучения использовалось второе биморфное зеркало Б (см. табл.). Это зеркало управлялось в автоматическом режиме с помощью разработанной АОС. Качество коррекции волнового фронта оценивалось по распределению интенсивности излучения в фокусе параболического зеркала с помощью анализатора пучка. На рис.4 представлены измеренные распределения интенсивности в фокусе до (рис.4а) и после (рис.4б) коррекции. Рис.4а соответствует излучению лазера с энергией в импульсе 1,3 Дж при диаметре фокального пятна около 25 мкм и факторе Штреля <0,1. Плотность мощности в фокусе была равна $6 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Включение АОС значительно улучшило качество фокусировки (рис.4б). При той же энергии 1,3 Дж в круге дифракционно-ограниченного размера ($d_0=5,5$ мкм) концентрировалось уже 65% энергии излучения, и фактор Штреля достигал значения 0.8. Плотность мощности в фокальном пятне при этом оценивалась величиной $4 \cdot 10^{19}$ Вт/см², что почти на два порядка выше, чем до коррек-

ции. Как следствие этого, при облучении пластиковой дейтериевой мишени нейтронный выход на импульс увеличился почти в тысячу раз, а также значительно увеличилось число генерируемых гармоник высоких порядков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена АОС для коррекции лазерного излучения с помощью деформируемого биморфного зеркала и датчика волнового фронта Шака-Гартмана. В результате эксперимента на действующей лазерной установке показано, что применение АОС позволяет значительно улучшить качество излучения: добиться острой фокусировки и высокой плотности мощности излучения в фокусе. На мощном фемтосекундном лазере показана возможность формирования и коррекции излучения с помощью двух биморфных зеркал, расположенных вне оптического резонатора. Для этого лазера с мощностью в импульсе 10 ТВт при длительности 150 фс получена плотность излучения $4 \cdot 10^{19}$ Вт/см² в плоскости фокусировки, а

фактор Штреля при этом увеличивался с 0,1 до 0,8, что весьма показательно.

Авторы статьи благодарят Баумхакера (H.Baumhacker), Претцлера (G.Pretzler) и Витте (K.J.Witte) – сотрудников Института квантовой оптики им. Макса Планка за содействие в проведении экспериментов на мощных лазерах с применением разработанной АОС и плодотворное сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mourou G. et al. – Physics Today, 1998, v.51, p.22–28.
2. Ахманов С.А. и др. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 312с.
3. Witte K.J. et al. – Fusion Eng. Des., 1999, v.44, p.147–153.
4. Hardy J.H. Adaptive Optics for Astronomical Telescopes. – N.Y.: Oxford University Press, 1998.
5. Kokorowsky S. – J. Opt. Soc. Am., 1979, v.69, No 1, p.181–187.
6. Воронцов М.А., Кудряшов А.В., Шмальгаузен В.И. – Изв. Вузov: Радиофизика, 1984, v.27, p.1419–1429.
7. Zavalova V.Ye., Kudryashov A.V. – Proc. SPIE, 2002, v.4493, p.277–282.
8. Rukosuev A.I. et al. – Proc. SPIE, 2002, v.4493, p.261–269.
9. Baumhacker H. et al. – Opt. Letters, 2002, v.27, p.1570–1572.