

Короткие пространственные фильтры со сферическими линзами для мощных импульсных лазеров

К.Ф.Бурдонов, А.А.Соловьёв, А.С.Егоров, А.А.Шайкин, А.К.Потёмкин

Рассматривается возможность использования коротких пространственных фильтров, построенных на основе сферических линз, в импульсном лазерном источнике (неодимовое стекло, 300 Дж, 1 нс). Исследуется влияние сферической aberrации на качество выходного излучения и коэффициент последующего его преобразования во вторую гармонику. Экспериментально апробирован сверхкороткий aberrационный пространственный фильтр длиной 1.9 м с апертурой 122 мм. Продемонстрирована возможность существенного укорочения мультикаскадных лазеров накачки современных лазерных систем петаваттной мощности за счет использования коротких пространственных фильтров без применения дорогостоящей асферической оптики.

Ключевые слова: петаваттный лазер, лазер накачки на неодимовом стекле, пространственное качество излучения, пространственный фильтр.

1. Введение

Энергия лазерного излучения на выходе современных ОРСРА-систем [1–5] петаваттной мощности фактически определяется параметрами накачки оконечных силовых параметрических каскадов усиления. Импульс лазера накачки [6, 7] кроме достаточной энергии должен иметь высокую пространственную однородность фазового и амплитудного распределений, а также однородность временного профиля.

Пространственные фильтры (ПФ) [8] в лазерах накачки для ОРСРА-систем кроме фильтрации высокочастотной составляющей пространственного спектра выполняют функцию блокировки бликов, осуществляют масштабирование пучка в процессе усиления для снижения нелинейных эффектов, а также перенос излучения между активными элементами. Отсутствие фильтрации приводит к пробое активных элементов и транспортным зеркал из-за самофокусировки пучка [9, 10].

Высокие требования к фазовым aberrациям обуславливают существенные ограничения минимальной длины ПФ. Например, для апертуры пучка излучения 120 мм минимальная длина безабберационного ПФ со сферическими линзами составляет ~ 4 м. Укорочение телескопа за счет использования линз с меньшим фокусным расстоянием приводит к росту aberrаций, в первую очередь сферической, что негативно сказывается на эффективности преобразования во вторую гармонику.

Поскольку фильтров в одном канале может быть достаточно много, при апертуре пучка излучения свыше

100 мм они фактически определяют размеры всей лазерной установки. Использование асферических элементов сопряжено со значительным удорожанием изготовления и обслуживания лазерной системы. Поэтому задача определения минимально допустимой длины ПФ со сферическими линзами с сохранением качества фазового фронта и эффективности удвоения частоты представляется принципиально важной.

В настоящей работе описывается апробация экстремально короткого двухметрового aberrационного ПФ в системе накачки силового каскада петаваттного лазерного комплекса PEARL [4]. Исследовались такие характеристики, как коэффициент пропускания, временной профиль лазерного импульса («скальвание» импульса), коэффициент последующего преобразования излучения во вторую гармонику и пространственное качество импульса на частоте второй гармоники.

2. Сферическая aberrация в ПФ со сферическими линзами

Для транспортировки излучения между активными лазерными элементами в мощных импульсных лазерах обычно используются ПФ. Пространственный фильтр представляет собой конфокальный телескоп Кеплера, состоящий из двух соосных собирающих линз L1 и L2 с фокусными расстояниями f_1 и f_2 . В конструкции, применяемой на установке PEARL, линзы являются окнами металлической вакуумной кюветы (рис.1). Такая оптиче-

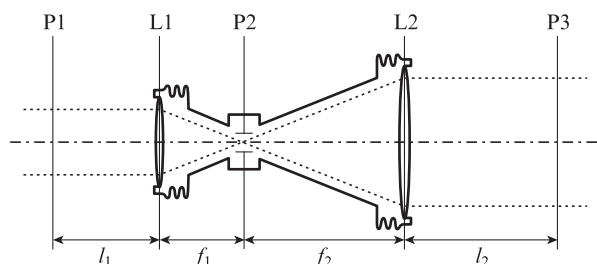


Рис.1. Схематическое изображение ПФ.

К.Ф.Бурдонов, А.А.Соловьёв. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.Н.Лобачевского, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Минина, 2; e-mail: kfb.iap@gmail.com

А.А.Шайкин, А.К.Потёмкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

А.С.Егоров. Нижегородский государственный университет им. Н.Н.Лобачевского, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Минина, 24

Поступила в редакцию 19 июля 2013 г., после доработки – 28 августа 2013 г.

ская система осуществляет перенос изображения с масштабным коэффициентом $M = f_2/f_1$ из плоскости P1 в плоскость P3, в которых обычно расположены активные элементы, а расстояния l_1 и l_2 связаны соотношением $l_2 = M(f_1 + f_2 - Ml_1)$. Во избежание пробоя в области перетяжки пучка пространство между линзами вакуумируется. В плоскости перетяжки P2 располагается диафрагма, посредством которой осуществляется пространственная фильтрация (блокировка высокочастотных составляющих пространственного спектра).

В настоящей работе исследовался ПФ при радиусе пучка входного излучения $h_0^{in} = 47$ мм и радиусе пучка выходного излучения $h_0^{out} = 61$ мм. Центральная длина волны лазерного излучения $\lambda = 1054$ нм. В фильтре поддерживалось давление 10^{-3} Тор. Для удобства его настройки фильтрующая диафрагма была моторизована.

Задача сохранения плоского фазового фронта лазерного пучка, т. е. его дифракционного качества, накладывает ограничения на минимальную длину ПФ со сферическими линзами.

По аналогии с критерием Марешаля [11], безабберационным будем называть излучение с фазовым фронтом, среднеквадратичные искажения которого не превышают одной четырнадцатой длины волны:

$$D(W) < \lambda/14, \tag{1}$$

что для малых aberrаций W соответствует числу Штреля $St > 0.8$ [12]. Для сферической aberrации критерий Марешаля хорошо совпадает с критерием Рэлея для пикового значения фазовых искажений

$$PV(W) < \lambda/4. \tag{2}$$

В случае монохроматического излучения aberrации тонких сферических линз связаны в основном со сферическими aberrациями. Сферическая aberrация собирающей линзы проявляется в отклонении периферийных лучей от идеальных траекторий на угол α_s (см. рис.2). Это приводит к смещению точки их схода (точки пересечения с оптической осью) на расстояние x_s и размытию изображения точки в кружок рассеяния радиусом r_s . Величины α_s , x_s и r_s принято называть угловой, продольной и поперечной сферическими aberrациями соответственно:

$$x_s = Uh_0^2/f, \quad r_s = Uh_0^3/f^2, \quad \alpha_s = Uh_0^3/f^3, \tag{3}$$

где f – фокусное расстояние линзы; h_0 – радиус пучка; U – параметр Зейделя, зависящий от радиусов кривизны поверхностей линзы $R_{1,2}$ и от показателя преломления n [12].

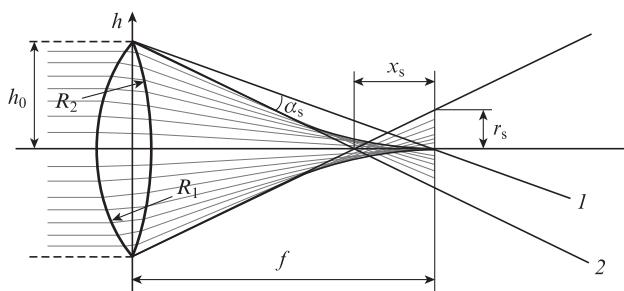


Рис.2. Ход лучей в тонкой линзе без учета дифракции: 1 и 2 – траектории периферийного луча в отсутствие сферической aberrации и при ее наличии соответственно.

Для сферической линзы из материала с $n = 1.5$ сферические aberrации минимальны при отношении радиусов $R_2/R_1 = -1/6$.

При рассмотрении телескопа aberrационную линзу удобнее представить в виде последовательности двух элементов – безабберационной линзы и aberrационной пластинки, вносящей фазовые aberrации $w(r) = \int \alpha(r) dr$, где α – угловая aberrация. Суммарные фазовые aberrации конфокального телескопа $W(r)$ будут складываться из aberrаций образующих его линз с учетом масштабного коэффициента M :

$$W(r) = \frac{1}{M} w_1\left(\frac{r}{M}\right) + w_2(r), \tag{4}$$

Величина $W(r)$ формально является суммой двух радиальных полиномов Цернике: дефокусировки $W_{def} = C_{02}[2(r/h)^2 - 1]$ и сферической aberrации третьего порядка $W_{sph} = C_{04}[6(r/h)^4 - 6(r/h)^2 + 1]$, где C_{02} и C_{04} – амплитудные коэффициенты (рис.3).

Легко показать, что при наличии лишь сферической aberrации W_{sph} , из критерия Рэлея (2) следует, что

$$D(W_{sph}) < \sqrt{5}\lambda/30, \tag{5a}$$

$$PV(W_{sph}) < 2\lambda/h_0. \tag{5б}$$

Отметим, что неравенство (5a) близко к критерию Марешаля (1), а неравенство (5б) означает, что максимальный угол между нормалью к поверхности волнового фронта и осью системы примерно в два раза превышает угловой размер первого минимума распределения интенсивности в дальней зоне пучка излучения радиусом h_0 с плоскими волновым и амплитудным фронтами:

$$A_{dif} = 2.44\lambda/(2h_0). \tag{6}$$

Зависимости пикового и среднеквадратичного значений сферической aberrации от длины телескопа $L = f_1 + f_2$ с масштабным коэффициентом $M = 1.3$ при радиусе входного пучка $h_0^{in} = 47$ мм и $n = 1.508$ приведены на рис.4.

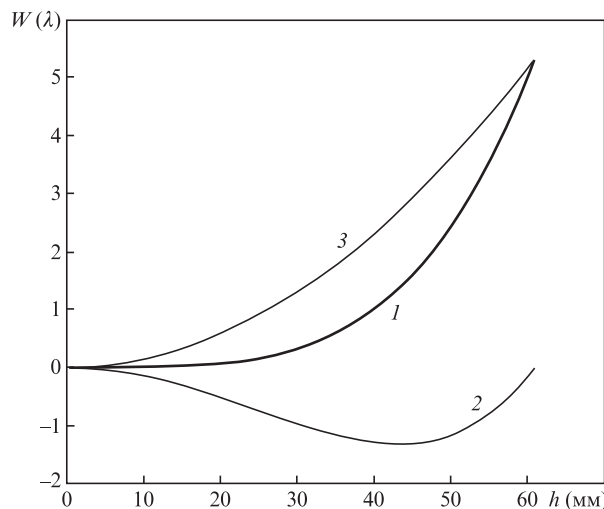


Рис.3. Искажения фазового фронта пучка радиусом $h_0^{out} = 61$ мм на выходе телескопа длиной 1.9 м с масштабным коэффициентом $M = 1.3$: суммарные aberrации сферической линзы W (1), сферическая aberrация W_{sph} (2) и дефокусировка W_{def} (3). Зависимости построены из нуля для удобства сравнения.

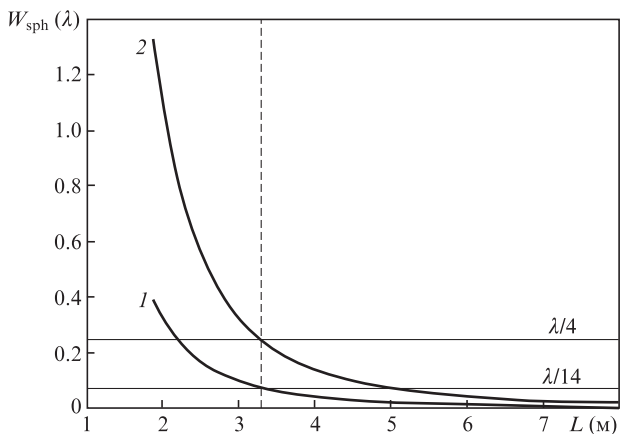


Рис.4. Зависимость сферической aberrации от длины телескопа с $M = 1.3$ при $h_0^{in} = 47$ мм: среднеквадратичное значение сферической aberrации (1) и амплитуда сферической aberrации (2); вертикальная штриховая линия – граница безабберационности телескопа.

Там же горизонтальными линиями отложены уровни $W = \lambda/14$ и $\lambda/4$. Видно, что сферическая aberrация, вносимая описанным фильтром, несущественна при длине телескопа $L > 3.2$ м.

Другим критерием величины aberrации излучения является коэффициент преобразования во вторую гармонику. При точном выполнении условий синхронизма (например, когда показатель преломления для обыкновенной волны на основной частоте равен показателю преломления необыкновенной волны на частоте второй гармоники) в нелинейном кристалле максимальный коэффициент преобразования может приближаться к единице. Однако наличие сферической aberrации приводит к тому, что условия точного пространственного синхронизма не могут выполняться на всей апертуре пучка излучения одновременно, и интегральный коэффициент преобразования снижается. Локальный коэффициент преобразования η вблизи угла синхронизма зависит от отстройки $\Delta\theta$ [13]:

$$\eta = \frac{\sin^2(B\Delta\theta)}{(B\Delta\theta)^2}, \tag{7}$$

где $B = \pi/(9.5 \times 10^{-4})$. Для используемого в нашей работе кристалла КД*Р коэффициент B был найден экспериментально по углам отстройки для первых минимумов. Отстройка $\Delta\theta$, в свою очередь, связана с угловой aberrацией

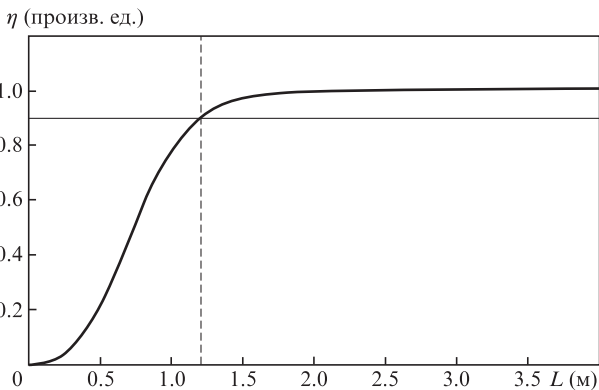


Рис.5. Оценка максимально достижимого коэффициента преобразования излучения во вторую гармонику в зависимости от длины ПФ со сферическими линзами при радиусе входного пучка излучения $h_0^{in} = 47$ мм и радиусе выходного $h_0^{out} = 61$ мм.

α соотношением $\Delta\theta = \alpha \sin \varphi$, где φ – полярный угол. Интегрируя (7) по апертуре пучка излучения, получаем зависимость интегрального коэффициента преобразования во вторую гармонику от длины телескопа, приведенную на рис.5. Видно, что при длине ПФ менее 1.25 м предельное значение интегрального коэффициента преобразования во вторую гармонику уменьшается более чем на 10%. Такую длину можно считать предельно короткой для телескопа при $h_0^{in} = 47$ мм и $h_0^{out} = 61$ мм. В то же время после исследуемого телескопа длиной 1.9 м интегральный коэффициент преобразования снижается менее чем на 1%.

Отметим, что если в схеме используется несколько фильтров, то приведенные выше оценки необходимо проводить для суммарных aberrаций, а минимальные допустимые длины отдельных фильтров увеличатся.

3. Экспериментальная часть

3.1. Схема эксперимента

Третий каскад параметрического усиления в ОРСПА-установке PEARL [4] накачивается импульсным излучением длительностью 1 нс при апертуре пучка 122 мм на частоте второй гармоники неодимового лазера и добавляет к энергии сигнала излучения ~ 30 Дж. Для апробации короткой ПФ был установлен в лазере накачки, принципиальная схема которого приведена на рис.6.

Задающий лазерный Nd:YLF-генератор 1 выдает импульсы длительностью 1 нс с энергией 180 мДж на длине волны 1054 нм [6]. От генератора излучение поступает в многокаскадный усилитель 2, состоящий из системы формирования пространственной структуры пучка [14] и семи последовательно расположенных активных элементов из неодимового фосфатного стекла с установленными между ними ПФ, обеспечивающими на выходе усилителя 2 излучение дифракционного качества. Накачка активных элементов осуществляется импульсными газоразрядными лампами. Усилитель работает в режиме один выстрел в 15 минут. Частота повторения ограничивается тепловыми эффектами в активных элементах. На выходе из последнего активного элемента усилителя лазерный импульс с диаметром поперечного сечения пучка 94 мм имеет энергию ~ 300 Дж (рис.7).

Объектом исследования является выходной ПФ 3 многокаскадного усилителя, увеличивающий поперечный диаметр пучка излучения до 122 мм. После усилителя лазерный импульс поступает на нелинейный КД*Р-кристалл 4,

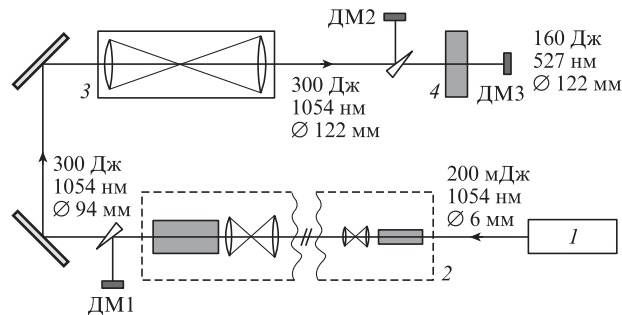


Рис.6. Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки: 1 – задающий Nd:YLF-генератор; 2 – многокаскадный лазерный усилитель; 3 – исследуемый ПФ; 4 – нелинейный кристалл КД*Р; ДМ1–ДМ3 – модули диагностики излучения.

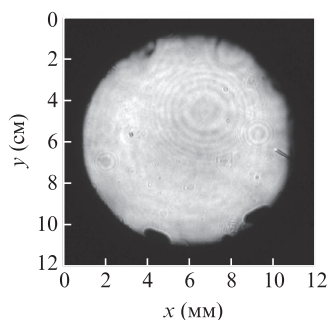


Рис.7. Поперечное распределение интенсивности на выходе усилителя при энергии импульса 300 Дж. Неровности на краях пучка обусловлены сколами на торцах активных элементов из неодимового стекла.

в котором происходит преобразование во вторую гармонику. Для контроля качества лазерного пучка установка оснащена системой диагностики излучения, расположенной до и после выходного ПФ, а также после кристалла КД*Р (диагностические модули ДМ1–ДМ3). Модуль ДМ1 содержит пирометрический измеритель энергии, диод для определения временного профиля импульса, ССD-матрицы для измерения пространственного распределения интенсивности излучения и его деполяризованной компоненты. Модуль ДМ3 включает в себя пирометрический измеритель энергии, две ССD-матрицы для измерения пространственного распределения интенсивности излучения на частотах первой и второй гармоник, диод для определения удвоенной компоненты. Дополнительный диагностический модуль ДМ2, отсутствующий во время штатной работы лазера, содержал датчик волнового фронта и ССD-матрицу для измерения пространственного распределения амплитуды aberrации.

Во время штатной работы системы PEARL на месте ПФ 3 находится безабберационный фильтр длиной ~ 9 м. В табл.1 представлены параметры штатного и исследуемого ПФ.

Размер отверстия диафрагмы апробирован экспериментально. Подходящим считался размер, обеспечивающий должную степень пространственной фильтрации при сохранении пропускания фильтра при энергии ~ 300 Дж. Для фильтра дифракционного качества использовалась диафрагма, диаметр которой примерно в 30 раз превышает характерный размер перетяжки $A_{\text{dif}}f_1$. Для короткого абберационного фильтра последнее отношение было увеличено примерно до 70 во избежание «запирания» диафрагмы из-за ее ионизации крыльями фокального распределения интенсивности [15, 16].

Согласно [6, 8] для интенсивности $I = 4$ ГВт/см², реализованной в наших экспериментах, характерный угловой размер фазовых неоднородностей в фосфатном стекле, связанных с мелкомасштабной самофокусировкой, составляет 2×10^{-3} рад. Отношение радиуса диафрагмы к фокусному расстоянию входной линзы исследуемого фильтра равно 0.85×10^{-3} , что обеспечивает эффективное подавление мелкомасштабной самофокусировки.

3.2. Влияние сферической aberrации на выходные параметры излучения лазера накачки

Присутствие в излучении сферической aberrации, вносимой коротким ПФ, может приводить к снижению энергии и ухудшению пространственного и временного распределений интенсивности импульса накачки.

Механизмов такого ухудшения несколько. Во-первых, aberrации приводят к перераспределению энергии из круга Эйри в крылья фокального распределения интенсивности, которые могут взаимодействовать с фильтрующей диафрагмой. Это может вызывать ионизацию материала диафрагмы и, как следствие, «скальвание» заднего фронта импульса, искажение поперечного амплитудного распределения пучка, снижение коэффициента пропускания. Такие эффекты трудно поддаются оценкам и численному моделированию, поэтому оптимальный размер диафрагмы определяется экспериментально. Схожий эффект может наблюдаться из-за пробоя в области перетяжки пучка даже в отсутствие ионизации диафрагмы. В связи с этим необходимо тщательно контролировать вакуумирование ПФ.

Во-вторых, процесс генерации второй гармоники также чувствителен к сферической aberrации. При уширении пространственного спектра условия фазового синхронизма между волнами излучения на частотах первой и второй гармоник выполняются не для всех угловых компонент. Это приводит к неоднородности коэффициента преобразования во вторую гармонику по апертуре пучка излучения и снижению его интегрального значения. Коэффициент преобразования η зависит от интенсивности, поэтому также важно контролировать однородность распределения интенсивности излучения на частоте первой гармоники в ближней зоне.

Таким образом, при использовании короткого ПФ необходимо контролировать следующие характеристики: коэффициент пропускания фильтрующей диафрагмы при малых и больших энергиях, временной профиль импульса, амплитудное распределение и форму фазового фронта пучка, а также давление воздуха в фильтре.

3.2.1. Пропускание фильтров и временное «скальвание» импульса

Потери энергии излучения в ПФ связаны с потерями на отражение от поверхностей линз и со «скальванием» импульса из-за образования плазмы в области перетяжки пучка. В коротком ПФ и в штатном ПФ дифракционного качества потери составили 7% в диапазоне энергий 0–300 Дж.

На рис.8 представлены осциллограммы импульсов лазерного излучения на входе и на выходе длинного и короткого ПФ, измеренные с помощью фотодиода Thorlabs SV2-FC совместно с осциллографом Agilent 54835A Infinium. Ширина импульсной характеристики системы фотодиод–осциллограф составляла ~ 0.1 нс. Видно, что форма и длительность импульса не меняются при прохождении как через ПФ дифракционного качества, так и через корот-

Табл.1. Характеристики исследуемых ПФ.

ПФ	L (мм)	M	Входная линза			Выходная линза			Диаметр диафрагмы (мм)
			R_1 (мм)	R_2 (мм)	f_1 (мм)	R_1 (мм)	R_2 (мм)	f_2 (мм)	
Дифракционный	9103	1.28	2208	-24210	3991	2884	-25590	5112	3
Короткий	1877	1.27	461	-4529	826	597	-4966	1051	1.4

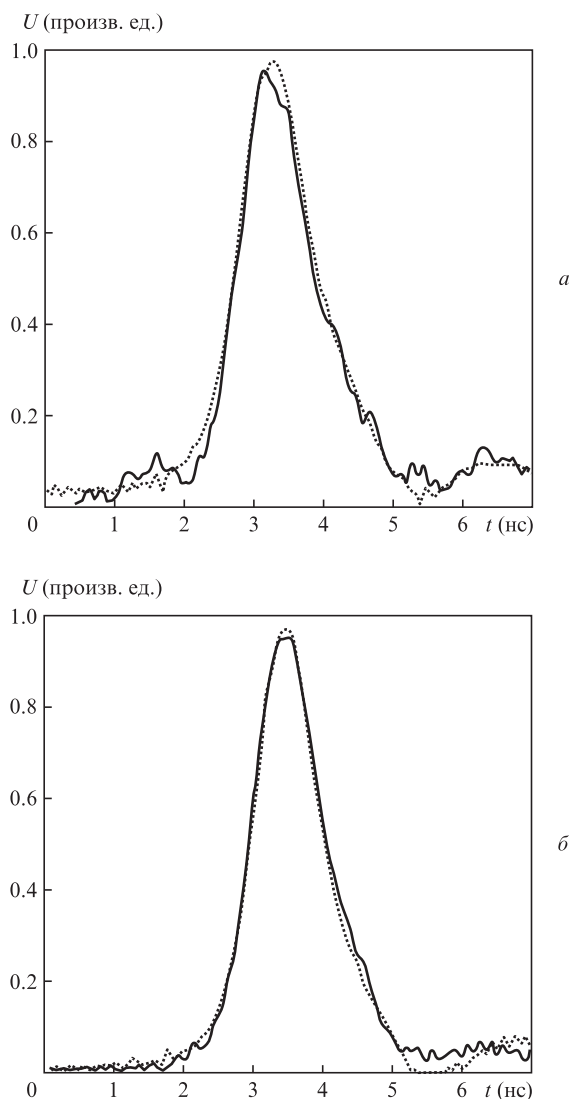


Рис.8. Осциллограммы импульсов излучения на входе (пунктирные кривые) и на выходе (сплошные кривые) безабберационного ПФ длиной 9.1 м (а) и короткого ПФ длиной 1.9 м (б) при энергии импульса 280 Дж.

кий ПФ. Это значит, что при энергии излучения, близкой к 300 Дж, и диаметрах диафрагм, приведенных в табл.1, «скальвания» импульса плазмой в области фильтрующей диафрагмы не наблюдается.

3.2.2. Фазовый фронт излучения

Для контроля фазового фронта лазерного излучения использовался датчик Шака–Гартмана ДВФ-200. В табл.2 представлены полные амплитуды сферической aberrации для исследуемого ПФ и безабберационного телескопа. Видно, что aberrации штатного ПФ находятся ниже уровня

Табл.2. Величины сферических aberrаций исследуемых фильтров, измеренные датчиком волнового фронта.

ПФ	Энергия (Дж)	Полная амплитуда сферической aberrации (λ)	Среднеквадратичное отклонение сферической aberrации (λ)
Безабберационный	100–300	0	0
Абберационный	100–300	1.5	0.5

точности измерений. Aberrации короткого фильтра существенны и хорошо совпадают с расчетными (см. рис.4 и формулу (5)). Точность измерений полной амплитуды сферической aberrации датчиком волнового фронта составляет $\lambda/10$ (~ 100 нм). Измеренные aberrации не зависят от энергии лазерного излучения, что говорит о несущественности ионизации в области перетяжки пучка в ПФ.

3.2.3. Генерация второй гармоники излучения

Основным экспериментом, позволяющим выяснить возможность использования короткого ПФ в лазере накачки, является генерация второй гармоники. На рис.9 приведены картины поперечного распределения интенсивности второй гармоники лазерного излучения для используемых ПФ. В обоих случаях при энергии излучения на частоте основной гармоники 280 Дж энергия излучения на удвоенной частоте равна 182 Дж. Технический КПД преобразования во вторую гармонику составил 57%, а физический КПД (т.е. без учета потерь в КД*Р-кристалле и на его торцах) – 65%.

На рис.10 показаны зависимости технического КПД генерации второй гармоники от энергии излучения, падающего на КД*Р-кристалл. Точность измерения энергии составляет 7%. Внесение в схему короткого aberrационного ПФ не привело ни к заметному ухудшению качества излучения второй гармоники в ближней зоне, ни к снижению эффективности преобразования во вторую гармонику.

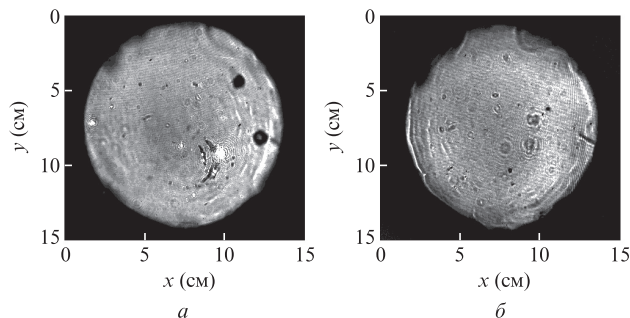


Рис.9. Поперечные распределения интенсивности излучения на частоте второй гармоники для ПФ дифракционного качества (а) и короткого ПФ (б).

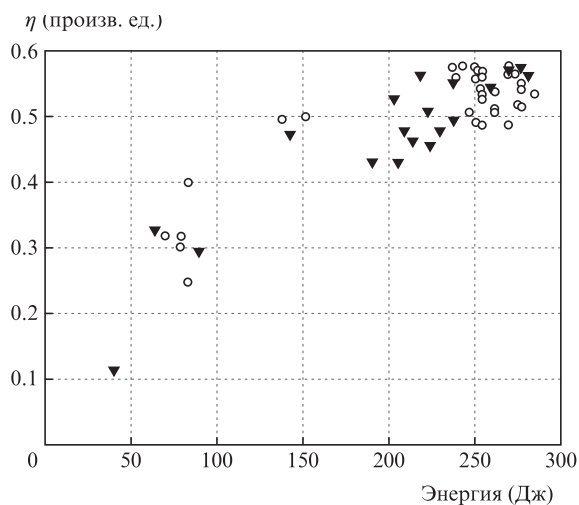


Рис.10. Эффективность преобразования выходного излучения во вторую гармонику в кристалле КД*Р длиной 25.5 мм при использовании ПФ дифракционного качества (о) и короткого ПФ (▼).

4. Заключение

В работе исследован короткий абберационный ПФ для системы лазерной накачки (1054 нм, неодимовое стекло, 300 Дж, 1 нс) петаваттного комплекса PEARL.

В теоретической части приведены выражения для оценки сферической абберации, вносимой сферическими линзами, входящими в состав фильтра. Рассчитана зависимость минимальной длины телескопа со сферическими линзами, при которой выполняется критерий Марешала для волновых аббераций.

В экспериментальной части работы проведена апробация короткого (длина 1.9 м, выходная апертура 130 мм) фильтра в лазере накачки оконечного параметрического каскада комплекса PEARL. Исследовались влияние вносимых сферических аббераций на коэффициент пропускания фильтра, фазовое распределение излучения на выходе ПФ, а также коэффициент преобразования сигнала во вторую гармонику. Чтобы не упустить из виду эффекты, связанные с ионизацией диафрагмы, апробация проводилась при энергиях, близких к расчетной (300 Дж). Показано, что несмотря на вносимую фильтром сферическую абберацию, достигающую по амплитуде 1.5λ , амплитудное распределение импульса излучения после удвоения частоты, как и сам коэффициент преобразования во

вторую гармонику, остаются такими же, как и при использовании длинного фильтра.

Таким образом, продемонстрирована возможность существенного укорочения мультикаскадных лазеров накачки современных лазерных систем петаваттной мощности за счет использования коротких ПФ без применения дорогостоящей асферической оптики.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ (контракты № 11.G34.31.0011 и 14.518.11.7071).

1. Ross I.N. et al. *Opt. Commun.*, **144**, 9 (1997).
2. Ложкарев В.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **82** (4), 196 (2005).
3. Lozhkarev V.V. et al. *Opt. Express*, **14**, 9 (2006).
4. Lozhkarev V.V. et al. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 7 (2007).
5. Soloviev A.A. et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **653** (1), 35 (2011).
6. Потемкин А.К. и др. *Квантовая электроника*, **35** (4), 302 (2005).
7. Poteomkin A.K. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45** (7), 9 (2009).
8. Potemkin A.K. et al. *Appl. Opt.*, **46** (20), 8 (2007).
9. Мустаев К.С. и др. *Письма в ЖТФ*, **6** (14), 856 (1980).
10. Poteomkin A.K. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45** (4), 9 (2009).
11. Marechal A. *Rev. d'Optique*, **26**, 257 (1947).
12. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
13. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Наука, 2004).
14. Мартыанов М.А. и др. *Квантовая электроника*, **38** (4), 354 (2008).
15. Murray J.E. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 207 (1998).
16. Bikmatov R.G. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3492**, 510 (1999).