

Ограничение энергии импульсов мощных наносекундных лазеров из-за образования плазмы в пространственных фильтрах

А.А.Кузьмин, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин

Для лазера на неодимовом стекле, использующегося для накачки параметрического усилителя установки PEARL, исследована проблема заполнения диафрагм вакуумных пространственных фильтров плазмой, появляющейся в результате абляции лазерным излучением поверхности диафрагмы. Измерено время разлета плазмы и определены причины ее появления, среди которых главной являются сферические aberrации линз пространственных фильтров, увеличивающие интенсивность на границе диафрагмы. На установке PEARL при суммарной сферической aberrации пространственных фильтров, уменьшающей число Штреля до 0.15, получена генерация двух наносекундных импульсов с энергиями 130–140 Дж, задержанных относительно друг друга на 1.8 нс и свободно проходящих через оконечный пространственный фильтр.

Ключевые слова: пространственная фильтрация лазерного излучения, лазерная плазма, совмещенные наносекундные импульсы.

1. Введение

Лазеры на неодимовом стекле с энергией пико- и наносекундных импульсов в сотни джоулей и выше используются в физике высоких энергий и при лазерном УТС [1, 2], для лабораторного моделирования астрофизических явлений [3, 4], а также для получения сверхсильных полей – лазерных импульсов петаваттной мощности. В последнем случае лазеры на неодимовом стекле применяются как непосредственно для усиления chirпированных фемтосекундных импульсов [5], так и (после преобразования во вторую гармонику) для накачки кристаллов титан-сапфира [6–10] или параметрических кристаллов [11–14]. Особенностью параметрического усиления является короткая длительность импульса накачки – она должна быть порядка 1 нс, т. е. такой же, как и длительность chirпированного импульса.

Технологические трудности в изготовлении стержневых лазерных усилителей на неодимовом стекле ограничивают их максимальный диаметр – около 10 см. Такой диаметр имеют оконечные усилители лазера накачки комплекса PEARL [12]. Энергия наносекундных импульсов при данной апертуре не может превышать 250–300 Дж из-за мелкомасштабной самофокусировки, приводящей к пробое. В то же время запасенная в активных элементах энергия гораздо больше. Чтобы безопасно извлечь эту энергию за один импульс, нами была предложена и реализована [15] идея усиления двух последовательно распространяющихся, разнесенных во времени импульсов, что эквивалентно удлинению импульса. Эти импульсы проходят по одним и тем же элементам лазера накачки и могут эффективно извлекать запасенную в усилителях энер-

гию. К тому же, как было показано в [16], временные искажения каждого из импульсов в процессе усиления в несколько раз меньше, чем для одного импульса, усиливаемого до той же суммарной энергии, что облегчает формирование квазипрямоугольных импульсов на выходе лазерных усилителей и позволяет более эффективно преобразовывать такое импульсное излучение во вторую гармонику.

В [15] были достигнуты энергии двух импульсов 300 и 200 Дж при задержке между импульсами 7 нс. Этот результат был получен для «старой» версии лазера, в которой использовались вакуумные пространственные фильтры с длиннофокусными и потому слабо aberrационными линзами. Пространственный фильтр (кеплеров телескоп с диафрагмой в фокальной перетяжке) переносит изображение с одного лазерного усилителя на последующий, согласует диаметры лазерного пучка в усилителях и отсекает высокие пространственные гармоники. Длина пространственных фильтров была равна ~9 м. Поскольку между усилителями осуществлялся перенос изображения, то на один усилитель так же, как и на пространственный фильтр, приходилась длина 9 м. Для оптимизации рабочего пространства мы уменьшили длины пространственных фильтров до 4 м. Лазер стал в два раза компактнее, но линзы телескопов оказались существенно более aberrационными, при этом суммарная сферическая aberrация всех телескопов не уменьшалась КПД при удвоении частоты в кристалле KDP. Однако повторение экспериментов с усилением двух последовательных импульсов для компактной версии лазера выявило следующую проблему: второй импульс перестал проходить через пространственные фильтры. Исследованию и решению этой проблемы – «запиранию» фильтров – посвящена настоящая работа.

2. Проблема запирания пространственных фильтров

Схема эксперимента представлена на рис.1. Импульс задающего Nd:YLF-генератора длительностью 1 нс на

А.А.Кузьмин, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: alexeyhgap@yandex.ru

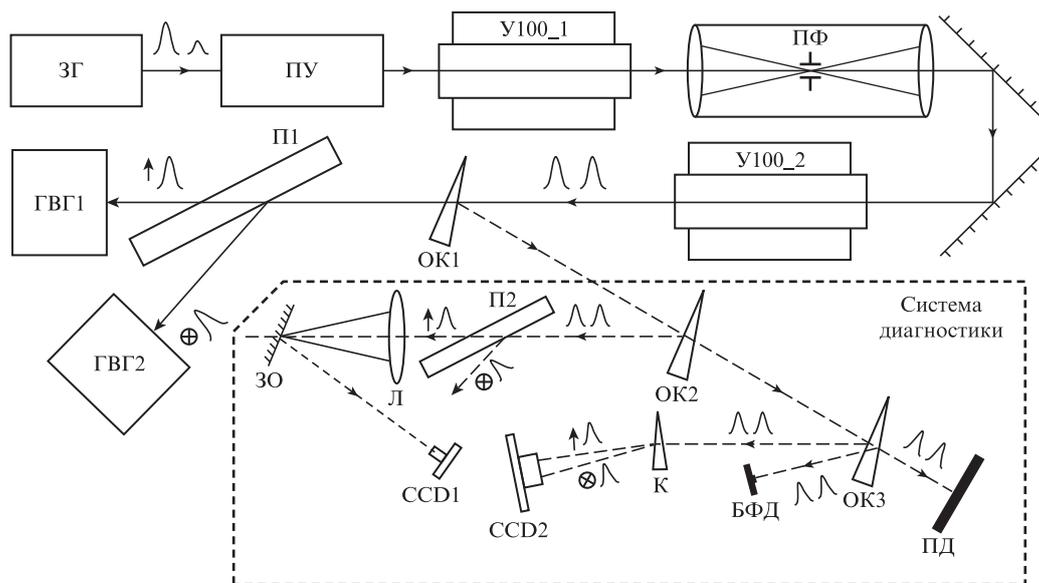


Рис.1. Схема лазера накачки комплекса PEARL:

ЗГ – задающий генератор; У – стержневые усилители на неодимовом стекле диаметром 100 мм; ПФ – вакуумный пространственный фильтр; П – поляризаторы; К – клин из исландского шпата; ОК – оптические клинья; ГВГ – генераторы второй гармоники; ПД – пиродетектор (измеритель энергии); БФД – быстрый фотодетектор (измеритель осциллограмм импульсов); CCD – цифровые камеры (измерители распределений плотности энергии в дальней (CCD1) и ближней (CCD2) зонах дифракции излучения); Л – диагностическая линза; ЗО – зеркало с отверстием; ПУ – усилители из неодимового стекла меньшего диаметра и пространственные фильтры между ними.

длине волны 1054 нм с энергией до 3 мДж разбивался на две реплики с ортогональными поляризациями, причем и отношение энергий, и время задержки регулировались. После этого импульсы направлялись в многокаскадный усилитель на неодимовом стекле, состоящий из стержневых усилителей с диаметрами от 10 до 100 мм. Между усилителями располагались вакуумные пространственные фильтры и изоляторы Фарадея, рассчитанные на работу с произвольной поляризацией излучения. На рис.1 показаны только последние два усилителя и один фильтр, подробное описание схемы можно найти в работе [15]. На выходе лазерные усиленные импульсы разделялись поляризатором на два канала. После удвоения частоты в кристаллах KDP эти импульсы используются для накачки параметрических усилителей. Выходная диагностика включала в себя измерение с помощью CCD-камер распределений плотности энергии в ближней и дальней зонах, измерение с помощью быстрого фотодетектора осциллограмм импульсов, а также измерение с помощью пиродетектора их суммарной энергии. При измерении распределений плотности энергии в ближней зоне пучки, соответствующие каждому импульсу, разделялись поляризатором (двулучепреломляющим клином из исландского шпата) и оба попадали на одну CCD-камеру.

Образование плазмы в фокальной перетяжке является причиной запирающего пространственного фильтра, т.к. лазерное излучение рассеивается на неоднородной плазме. Для предотвращения этого диафрагма изготавливается из материала, состоящего из как можно более тяжелых атомов. В наших экспериментах использовался тантал. Для того чтобы пространственный фильтр выполнял свою функцию по очистке лазерного пучка от мелкомасштабных неоднородностей, радиус диафрагмы обычно выбирается равным 10–20 дифракционным радиусам пучка [17, 18]. Исходя из этого, радиус R_d диафрагмы пространственного фильтра ПФ (рис.1), линзы которого име-

ли фокусное расстояние 2 м, был взят равным 0.45 мм, что составляло примерно 15 дифракционных размеров. Как показали эксперименты, наносекундный импульс с энергией 250 Дж свободно проходит через такой фильтр, т.е. рассеяние излучения на плазме не наблюдается. Тем не менее плазма в этой области все же появляется, что было обнаружено во время экспериментов с двумя импульсами.

При задержке между импульсами 7 нс (как в [15]) второй импульс не проходил через фильтр при достижении энергией первого импульса значения 6.7 Дж. Уменьшение времени задержки до 1.8 нс позволило наблюдать начало запирающего пространственного фильтра при энергии первого импульса около 120 Дж. Подробнее это будет обсуждаться в разд.4 настоящей статьи. Таким образом, плазма появляется даже при сравнительно небольшой энергии первого импульса. Вопрос лишь во времени заполнения диафрагмы плазмой. Чем выше энергия первого импульса, тем более горячая плазма образуется на границе диафрагмы, тем быстрее она заполняет отверстие и тем меньше времени нужно, чтобы запереть пространственный фильтр.

Оценим время разлета абляционной плазмы с границы диафрагмы. Как известно, скорость адиабатического расширения газа в вакуум определяется выражением [19,20]

$$U = 2C_s/(\gamma - 1),$$

где C_s – скорость звука (для плазмы – ионно-звуковая скорость); γ – показатель адиабаты. Для одноатомного идеального газа $\gamma = 5/3$, поэтому $U = 3C_s$ – хорошо известная формула для оценки скорости разлета плазмы в вакуум. Ионно-звуковая скорость

$$C_s = \left(\frac{k_B T_e Z}{m_i} \right)^{1/2},$$

где k_B – постоянная Больцмана; T_e – температура электронной компоненты; Z – средняя кратность ионизации плазмы; m_i – масса иона. Температура электронов может быть оценена из энергетического балансного уравнения для стационарного расширения плазмы с концентрацией, близкой к критической, в вакуум, выведенного, например, в работе [21]:

$$0.8I_d = 4n_c k_B T_e C_s,$$

где I_d – интенсивность лазерного излучения на краю диафрагмы; n_c – критическая концентрация плазмы; коэффициент 0.8 определяет долю поглощенного лазерного излучения, мы взяли его характерное среднее значение (см., напр., [22]).

Сопоставляя приведенные выше формулы, получаем скорость разлета в вакуум для плазмы, образованной при абляции излучением с длиной волны 1054 нм в танталовой диафрагме:

$$U = \alpha(I_d Z)^{1/3},$$

где $\alpha = 6.6 \times 10^2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1/3}$. Для оценки положим, что ионизация тантала полная и $Z = 73$. Тогда при интенсивности на диафрагме порядка $5 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ (что соответствует энергии импульса 120 Дж, см. разд.3) скорость $U \approx 2.2 \times 10^7 \text{ см/с}$ и плазма заполнит диафрагму радиусом 0.45 мм примерно за 2 нс. Если интенсивность на диафрагме будет порядка $3 \times 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ (что соответствует энергии импульса 6.7 Дж), то $U \approx 8.6 \times 10^6 \text{ см/с}$ и плазма заполнит диафрагму радиусом 0.45 мм примерно за 5 нс. Данные оценки хорошо согласуются с получаемыми в эксперименте значениями.

Наиболее простой способ исключить запыление фильтров – увеличить размер диафрагмы. Однако в этом случае нивелируется ее функция пространственной фильтрации лазерного пучка. Для того чтобы выяснить, насколько можно увеличить радиус диафрагмы и каковы условия

образования абляционной плазмы на ее поверхности, мы провели подробное исследование распределения интенсивности лазерного излучения в плоскости диафрагмы пространственного фильтра ПФ. Был выбран именно этот фильтр, т.к. он самый нагруженный с точки зрения плотности энергии излучения в фокальной перетяжке, а в предыдущих фильтрах и плотность энергии, и сферические аберрации меньше.

3. Измерение распределения интенсивности в фокусе пространственного фильтра

Излучение с выхода усилителя У100_2, отраженное двумя стеклянными клиньями, поступало на диагностическую линзу с фокусным расстоянием 2.64 м (рис.1). В фокальной плоскости, оптически сопряженной с фокальной плоскостью пространственного фильтра ПФ, располагалось зеркало с отверстием радиусом 0.78 мм. Через отверстие проходила приосевая часть лазерного пучка, отраженное от зеркала излучение попадало в 16-битную CCD-камеру. Плоскости зеркала и матрицы CCD-камеры также были оптически сопряжены с помощью объектива. Таким образом, CCD-камера измеряла распределение плотности энергии в фокальной плоскости пространственного фильтра ПФ. За несколько импульсов распределение было измерено с динамическим диапазоном 10^6 благодаря изменению взаимного расположения центра отверстия в зеркале и центра падающего на него лазерного пучка, а также использованию калиброванных светофильтров перед CCD-камерой.

На рис.2 представлены результаты измерений при разных энергиях импульса на входе в пространственный фильтр. Каждый рисунок – результат объединения данных, полученных для нескольких импульсов с одинаковой энергией, у которых измерялись разные части поперечного распределения плотности энергии. В белых областях в форме полумесяца данные отсутствуют, поскольку для всех импульсов эти области соответствовали либо от-

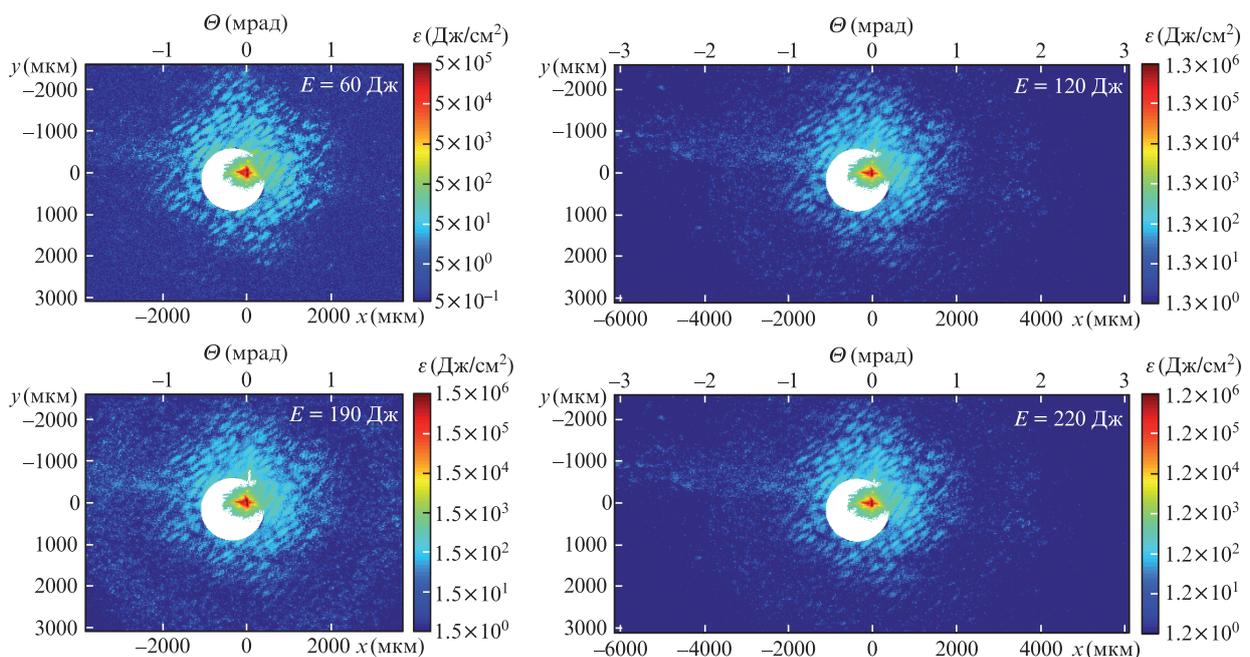


Рис.2. Распределения плотности энергии ε в фокальной плоскости пространственного фильтра ПФ при различных энергиях лазерного импульса E ; Θ – азимутальный угол. Цветные варианты рис.2–6 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

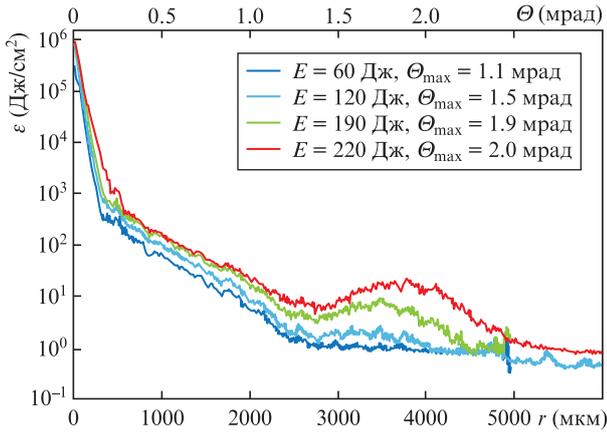


Рис.3. Усредненные по азимутальному углу Θ распределения плотности энергии ε в фокальной плоскости пространственного фильтра ПФ.

верстию в зеркале, либо низкому уровню сигнала – меньше электронных шумов CCD-матрицы. Пространственный и угловой масштабы, указанные на осях, соответствуют масштабам в фокальной плоскости ПФ. На рис.3 приведены усредненные по азимутальному углу зависимости.

Из рис.2 и 3 видно, что с ростом энергии импульса в дальней зоне проявляется кольцевая структура, которая связана с мелкомасштабной самофокусировкой из-за кубической нелинейности. В соответствии с [23] максимум усиления пространственных возмущений наблюдается при азимутальном угле $\Theta_{\max} = (2n_0n_2I)^{1/2}$, где I – интенсив-

ность лазерного излучения, n_0 – линейный показатель преломления, а n_2 – коэффициент нелинейности. В фокальной плоскости телескопа ПФ углу Θ_{\max} соответствует пространственный масштаб $r_{\max} = F\Theta_{\max}$, где $F = 2$ м – фокусное расстояние линзы телескопа. Значения Θ_{\max} , указанные на рис.3, рассчитаны для $n_0 = 1.58$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-7}$ см²/ГВт (фосфатное неодимовое стекло) и для диаметра пучка на входе в ПФ 83 мм. Видно, что углы Θ_{\max} хорошо совпадают с положением максимумов экспериментальных кривых.

При $\Theta \ll \Theta_{\max}$ влияние мелкомасштабной самофокусировки мало, но распределения плотности энергии в дальней зоне все равно отличаются от распределений для дифракционно-ограниченных пучков из-за aberrаций в оптических элементах лазера, главным образом из-за сферических aberrаций в линзах пространственных фильтров. Результаты расчета с учетом сферической (и только сферической) aberrации во всех линзах оптического тракта приведены на рис.4, где также показано распределение для безaberrационного пучка с плоской фазой на входе в ПФ. Амплитуда поля на входе в ПФ при этих расчетах бралась из измеренных распределений плотности энергии в ближней зоне пучка, а амплитуда сферической aberrации составляла примерно 4π , т.е. связанная с ней добавка к фазе излучения $\delta\varphi \approx 4\pi r^4/R_A^4$, где $R_A = 5$ см – радиус усилителя У100_2.

Из рис.4 видно, что сферическая aberrация вносит основной вклад в уменьшение числа Штреля (до ~ 0.15). При $r < 330$ мкм экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают с расчетными с учетом сферической

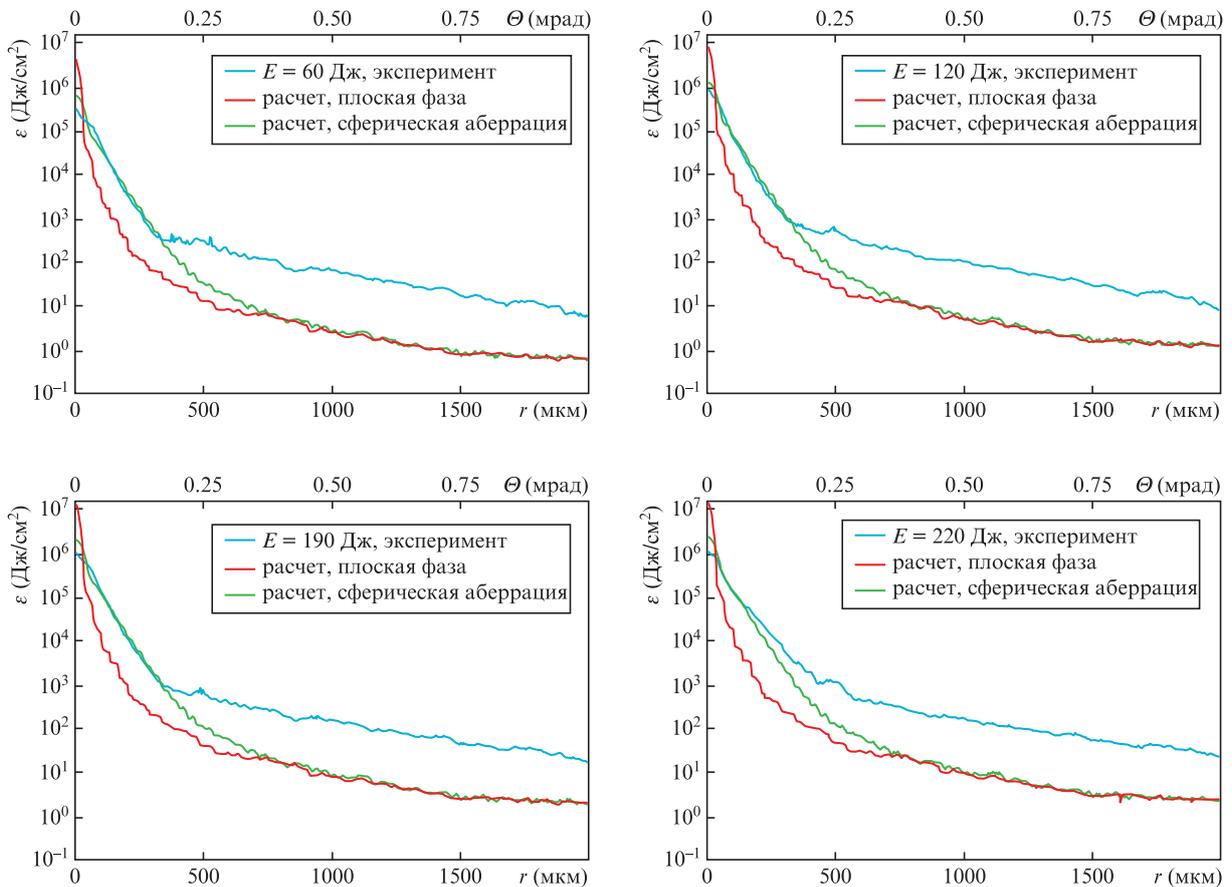


Рис.4. Распределения плотности энергии в фокальной плоскости телескопа ПФ: экспериментальные и теоретические для безaberrационного пучка и для пучка со сферической aberrацией, накопленной во всех линзах оптического тракта.

абберации. При больших r экспериментальные зависимости лежат выше теоретических из-за рассеяния лазерного пучка на дефектах оптических элементов, таких как пыль, царапины, шероховатость поверхности, оптические пробои. Именно в этой области находится выбранное нами значение радиуса диафрагмы R_d в пространственном фильтре ПФ ($R_d = 0.45$ мм). Таким образом, основную роль в образовании плазмы на границе диафрагмы играют рассеянные на дефектах оптических элементов компоненты лазерного пучка, а не абберации оптических элементов.

Из рис.4 также видно, что даже кратное увеличение радиуса диафрагмы не вызовет значительного уменьшения интенсивности излучения на ее границе. Тем не менее увеличение диафрагмы приводит к увеличению времени заполнения ее плазмой и, следовательно, к улучшению условий для прохождения через пространственный фильтр двух импульсов, распространяющихся друг за другом с определенной задержкой.

До каких же значений можно увеличивать радиус диафрагмы? Очевидно, что диафрагма должна отсекал наиболее быстро растущие части углового спектра пучка. Как следует из рис.3, этой цели будут удовлетворять диафрагмы с радиусом вплоть до 2 мм, отсекающие все шумовые компоненты с $\Theta > 1$ мрад. Однако шум с меньшими углами Θ , хотя и слабо усиливается из-за самофокусировки, также приводит к модуляции пучка в ближней зоне. Диафрагма должна сглаживать такую модуляцию до приемлемого уровня, чтобы после усиления в следую-

щем активном элементе интенсивность лазерного излучения не достигла порога пробоя активной среды.

Оценки скорости плазмы (см. разд.2) показывают, что при энергии первого импульса 220 Дж для свободного прохождения второго (задержанного на 1.8 нс) импульса через пространственный фильтр нужна диафрагма с $R_d > 0.55$ мм. Целью экспериментов, описанных в следующем разделе, являлось получение двух примерно одинаковых импульсов с максимальной энергией без запираия пространственного фильтра ПФ. Для этого нами была изготовлена диафрагма с радиусом $R_d = 0.8$ мм.

4. Прохождение двух импульсов через пространственный фильтр при различных радиусах диафрагмы

Мы сравнили три конфигурации пространственного фильтра ПФ: с диафрагмой радиусом 0.45 мм, с диафрагмой радиусом 0.8 мм и без диафрагмы. В этих экспериментах усилитель У100_2 не накачивался. На рис.5 представлены осциллограммы импульсов и поперечные распределения плотности энергии в ближней зоне на выходе из ПФ. Соотношение энергий первого и второго импульсов на выходе из задающего генератора составляло примерно 1:4. Осциллограммы измерялись с помощью быстрых фотодиодов и осциллографа с полосой пропускания 2 ГГц. Их совместный импульсный отклик имел длительность около 300 пс. Отметим, что, хотя оба импульса

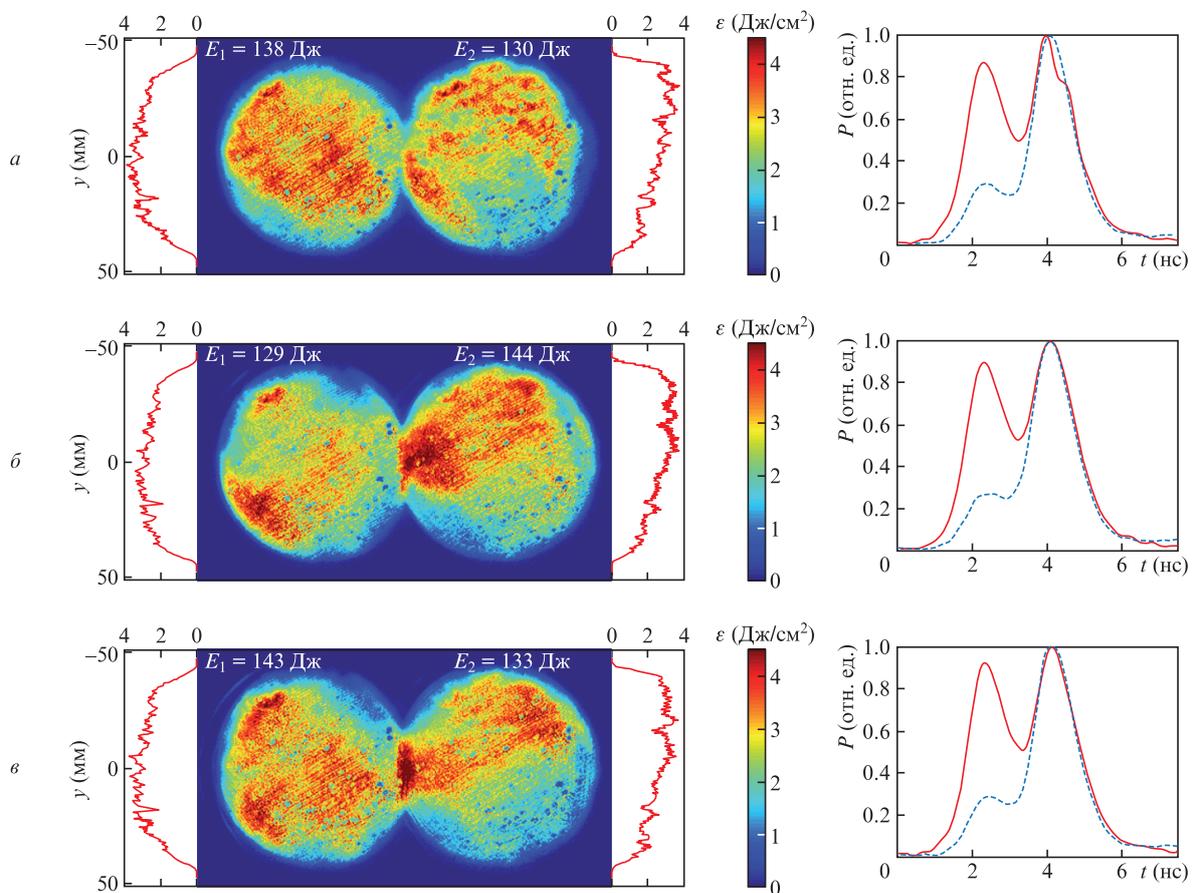


Рис.5. Распределения плотности энергии для первого и второго импульсов на выходе из ПФ и осциллограммы мощности импульсов P в той же точке (сплошные кривые) и на выходе задающего генератора (до усиления в неодимовом стекле) (штриховые кривые) для радиусов диафрагмы в ПФ 0.45 (а) и 0.8 мм (б), а также в отсутствие диафрагмы (в).

приходили на один и тот же фотодиод, судить о соотношении их мощностей по осциллограмме некорректно, т. к. коэффициенты ослабления импульсов были неодинаковы.

На рис.5,*а* видна дополнительная модуляция в поперечном распределении. Кроме того, на осциллограмме второго импульса сразу после его максимума имеется скол. И скол, и модуляция свидетельствуют о рассеянии излучения второго импульса на плазме, образующейся в области диафрагмы. В экспериментах с большей диафрагмой (рис.5,*б*) и без диафрагмы (рис.5,*в*) влияние плазмы на второй импульс не наблюдалось.

Импульс с энергией около 140 Дж после ПФ был дополнительно усилен в усилителе У100_2 до примерно 250 Дж (рис.6,*а*). Представленные на рис.6,*а* данные не зависели от того, какая диафрагма стояла в телескопе ПФ, чего нельзя сказать о распределении интенсивности в дальней зоне дифракции. На рис.6,*б* для различных конфигураций пространственного фильтра ПФ изображены усредненные по азимутальному углу распределения плотности энергии $\varepsilon(r)$ в дальней зоне и распределения кумулятивной энергии

$$E_c = 2\pi \int_{r_0}^r \varepsilon(\tilde{r}) \tilde{r} d\tilde{r}$$

(здесь $r_0 = 0.8$ мм – радиус большей из рассматриваемых нами диафрагм). Сравнение кривых на рис.6,*б* приводит нас к неожиданному, на первый взгляд, выводу: использование диафрагмы меньшего радиуса дает больший высокочастотный пространственный шум. Это можно объяснить тем, что рассеяние на плазме вблизи границы меньшей диафрагмы обуславливает больший шум на высоких пространственных частотах вследствие двух при-

чин. Во-первых, из-за того, что больше энергия рассеиваемого поля, а во-вторых, из-за того, что более горячая плазма сильнее рассеивает импульс. Таким образом, даже для первого импульса оказывается более выгодным использовать большую диафрагму.

После ПФ максимальная суммарная энергия в наших экспериментах достигала 290 Дж. Больших значений не позволял получить задающий генератор (см. рис.1), после которого суммарная энергия импульсов не превышала 3 мДж. Дополнительное усиление импульсов в усилителе У100_2 дает возможность получить суммарную энергию излучения более 400 Дж. Это иллюстрирует рис.7, на котором показаны экспериментальные зависимости энергии импульсов на выходе как телескопа ПФ ($E_{\text{СП}}$), так и усилителя У100_2 ($E_{\text{А100}_2}$) от энергии на выходе задающего генератора ($E_{\text{МО}}$). Отметим, что в наших экспериментах плотность энергии не превышала 8 Дж/см², т. е. была немного ниже порога оптического пробоя.

Энергетические зависимости, приведенные на рис.7, в соответствии с формулой Франца–Нодвика не зависят от длительности импульса. В частности, они одинаковы как для одного импульса, так и для двух последовательных импульсов; во втором случае речь идет о суммарной энергии импульсов. Таким образом, если после телескопа ПФ разделить поляризатором импульсы на два канала и в каждом из них использовать дополнительный усилитель У100_2, то в каждом канале получатся импульсы с энергией 250 Дж, что было продемонстрировано нами на примере одного первого импульса (см. рис.6).

Если же разделение на два канала осуществлять после усилителя У100_2 (как на рис.1), то на его выходе получатся два импульса с энергиями 200–220 Дж каждый. Это

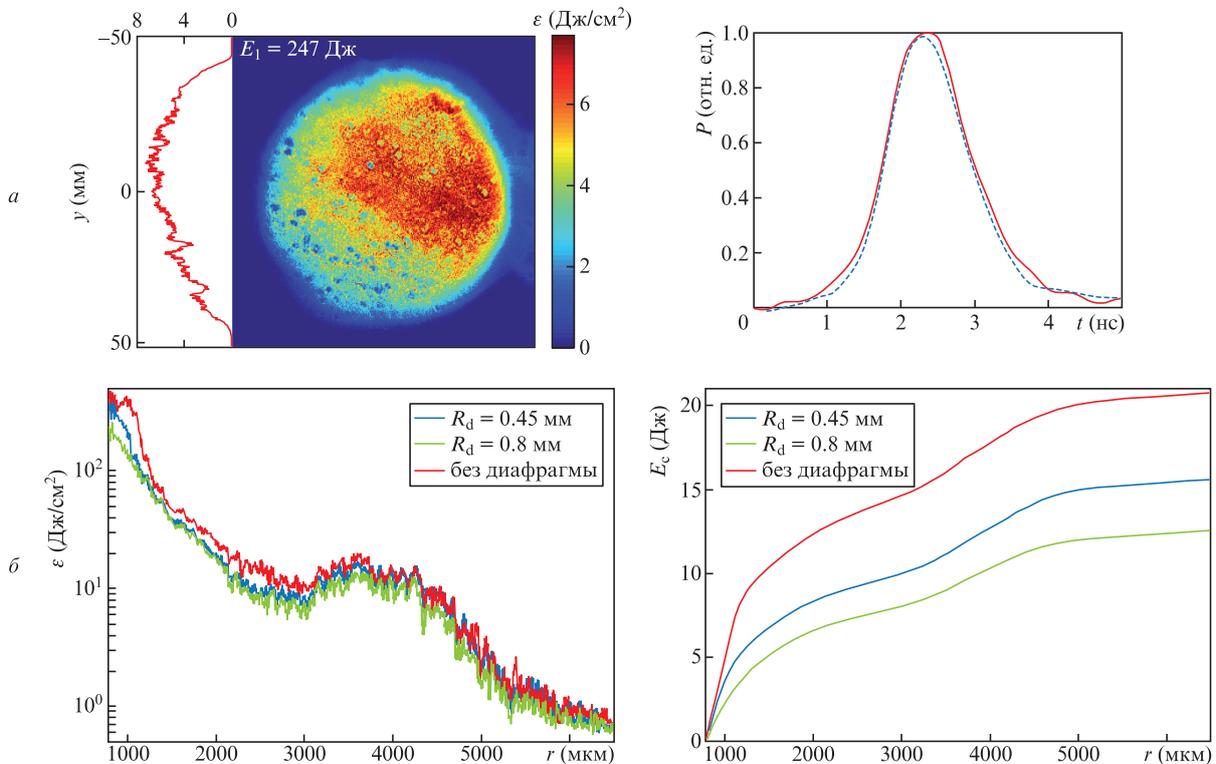


Рис.6. Распределение плотности энергии в ближней зоне после усилителя У100_2 и осциллограммы мощности импульса на выходе генератора (3 мДж) (штриховая кривая) и на выходе усилителя У100_2 (сплошная кривая) (*а*), а также распределения плотности энергии и кумулятивной энергии E_c в дальней зоне дифракции пучка после усилителя У100_2 при двух радиусах диафрагмы в пространственном фильтре ПФ и в отсутствие диафрагмы (пространственный масштаб соответствует масштабу в фокальной плоскости телескопа ПФ, показаны зависимости для области вне диафрагмы радиусом 0.8 мм) (*б*).

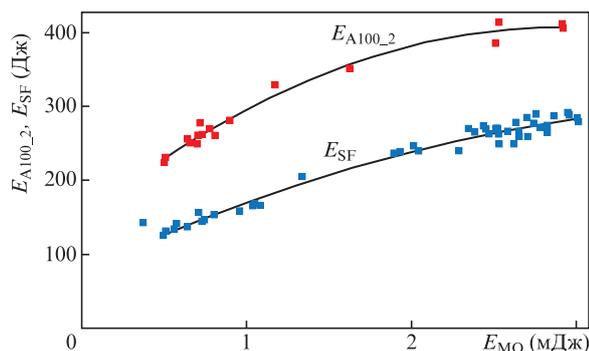


Рис.7. Энергии импульсов на выходе пространственного фильтра ПФ (E_{SF}) и на выходе усилителя У100_2 ($E_{A100,2}$) в зависимости от энергии на выходе задающего генератора (E_{MO}): экспериментальные точки и линии тренда.

повторяет результаты нашей предыдущей работы [15], но для новой, в два раза более компактной схемы с короткими пространственными фильтрами, проблема запираения которых была решена.

5. Заключение

При оптимизации крупных установок, таких как лазерный комплекс PEARL, неизбежно возникают трудности, требующие компромиссных решений. Ранее мы укоротили вакуумные пространственные фильтры, что позволило сделать лазер накачки комплекса PEARL вдвое более компактным. Однако из-за возросшей интенсивности лазерного излучения на границах диафрагм пространственных фильтров реализация выдвинутой нами идеи усиления за один импульс лазера двух последовательно распространяющихся импульсов выявила проблему запираения пространственных фильтров для второго импульса вследствие образования плазменного факела в области фокальной перетяжки после прохождения через нее первого импульса. Мы подробно исследовали распределение интенсивности в плоскости диафрагмы самого нагруженного пространственного фильтра, определили допустимый размер диафрагмы, позволяющий, с одной стороны, отсекал опасные с точки зрения мелкомасштабной самофокусировки части углового спектра лазерного пучка, а с другой стороны – пропускать два наносекундных импульса с задержкой в 1.8 нс без рассеяния второго импульса на абляционной плазме. Оптимальная диафрагма позволила пропустить через пространственный фильтр два импульса с энергией 130–140 Дж каждый, что после усиления импульсов в стандартных усилителях на неодимовом стекле диаметром 100 мм дает энергию каждого импульса примерно 250 Дж.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках финансирования НЦМУ «Центр фотоники» (соглашение №075-15-2020-906 от 16.11.2020).

1. Norman M.J., Andrew J.E., Bett T.H., Clifford R.K., England J.E., Hopps N.W., Parker K.W., Porter K., Stevenson M. *Appl. Opt.*, **41**, 3497 (2002).

2. Rambo P.K., Smith I.C., Porter J.L., Hurst M.J., Speas C.S., Adams R.G., Garcia A.J., Dawson E., Thurston B.D., Wakefield C., Kellogg J.W., Slattery M.J., Ives H.C. III, Broyles R.S., Caird J.A., Erlanson A.C., Murray J.E., Behrendt W.C., Neilsen N.D., Narduzzi J.M. *Appl. Opt.*, **44**, 2421 (2005).

3. Remo J.L., Adams R.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7005**, 70052M (2008).

4. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Béard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S.N., Cowan T.E., Herrmannsdörfer T., Higginson D.P., Kroll F., Pikuz S.A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.-P., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya., Soloviev A., Huarte-Espinosa M., Frank A., Portugall O., Pépin H., Fuchs J. *Science*, **346** (6207), 325 (2014).

5. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tietbohl G., Britten J.A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).

6. Kiriya H., Michiaki M., Nakai Y., Shimomura T., Sasao H., Tanaka M., Ochi Y., Tanoue M., Okada H., Kondo S., Kanazawa S., Sagisaka A., Daito I., Wakai D., Sasao F., Suzuki M., Kotakai H., Kondo K., Sugiyama A., Bulanov S., Bolton P.R., Daido H., Kawanishi S., Collier J.L., Hernandez-Gomez C., Hooker C.J., Ertel K., Kimura T., Tajima T. *Appl. Opt.*, **49**, 2105 (2010).

7. Yanovsky V., Kalinchenko G., Rousseau P., Chvykov V., Mourou G., Krushelnick K. *Appl. Opt.*, **47**, 1968 (2008).

8. Kuzmin A.A., Khazanov E.A., Kulagin O.V., Shaykin A.A. *Opt. Express*, **22**, 20842 (2014).

9. Кузьмин А.А., Кулагин О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **43**, 597 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 597 (2013)].

10. Jae Hee Sung, Hwang Woon Lee, Je Yoon Yoo, Jin Woo Yoon, Chang Won Lee, Jeong Moon Yang, Yeon Joo Son, Yong Ha Jang, Seong Ku Lee, Chang Hee Nam. *Opt. Lett.*, **42** (11), 2058 (2017).

11. Chekhlov O.V., Collier J.L., Ross I.N., Bates P.K., Notley M., Hernandez-Gomez C., Shaikh W., Danson C.N., Neely D., Matousek P., Hancock S. *Opt. Lett.*, **31**, 3665 (2006).

12. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).

13. Xu L., Yu L., Liang X., Chu Y., Hu Z., Ma L., Xu Y., Wang C., Lu X., Lu H., Yue Y., Zhao Y., Fan F., Tu H., Leng Y., Li R., Xu Z. *Opt. Lett.*, **38**, 4837 (2013).

14. Xiaoming Zeng, Kainan Zhou, Yanlei Zuo, Qihua Zhu, Jingqin Su, Xiao Wang, Xiaodong Wang, Xiaojun Huang, Xuejun Jiang, Dongbin Jiang, Yi Guo, Na Xie, Song Zhou, Zhaohui Wu, Jie Mu, Hao Peng, Feng Jing. *Opt. Lett.*, **42**, 2014 (2017).

15. Шайкин А.А., Кузьмин А.А., Шайкин И.А., Бурдонов К.Ф., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46** (4), 371 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (4), 371 (2016)].

16. Шайкин А.А., *Квантовая электроника*, **44** (5), 440 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (5), 440 (2014)].

17. 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) [*Quantum Electron.*, **35** (4), 302 (2005)].

18. Potemkin A.K., Barmashova T.V., Kirsanov A.V., Martyanov M.A., Khazanov E.A., Shaykin A.A. *Appl. Opt.*, **46** (20), 4423 (2007).

19. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).

20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика* (М.: Наука, 1986).

21. Mora P. *Phys. Fluids*, **25**, 1051 (1982).

22. Garban-Labaune C., Fabre E., Max C.E., Fabbro R., Amiranoff F., Virmont J., Weinfeld M., Michard A. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1018 (1982).

23. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород, ИПФ РАН, 1997).