

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА****Экспериментальные возможности лазерной  
Ti:сапфир–Krf-системы ГАРПУН-МТВ  
для исследования взаимодействия субпикосекундных  
УФ импульсов излучения с мишенями\*****В.Д.Зворыкин, С.А.Гончаров, А.А.Ионин, Д.В.Мокроусова, С.В.Рябчук,  
Л.В.Селезнев, Е.С.Сунчугашева, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов**

На гибридной лазерной Ti:сапфир–Krf-системе ГАРПУН-МТВ выполнены первые эксперименты по взаимодействию УФ УКИ субпикосекундной длительности с твердыми и структурированными малоплотными мишенями из углеродных нанотрубок при пиковых интенсивностях  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> в пятне фокусировки размером  $\sim 70$  мкм. Методом рентгеновских ослабителей измерена электронная температура плазмы, составившая  $\sim 850$  эВ. В экспериментах применялась оптимальная двухпроходная схема прямого усиления УКИ в каскадах Krf-усилителей с подавлением множественной филаментации лазерного пучка в ячейке с ксеноном. Наибольшая энергия на мишени составляла 0.25 Дж при контрасте УКИ по отношению к усиленному спонтанному излучению  $\sim 3 \times 10^{10}$  по интенсивности и  $\sim 3 \times 10^5$  по плотности энергии. Использование ксенона с отрицательным нелинейным показателем преломления вследствие двухфотонного резонанса в УФ диапазоне позволило выровнять распределение плотности энергии излучения по сечению пучка и уменьшить его расходимость до 0.14 мрад (по уровню 0.1 от максимальной интенсивности). Ожидается, что уменьшение длительности УКИ при усилении отрицательно chirпированных импульсов и подавлении филаментации, а также уменьшение размеров пятна фокусировки на мишени за счет применения параболической короткофокусной оптики позволят на один-два порядка увеличить интенсивность излучения на мишени.

**Ключевые слова:** усиление субпикосекундных тераваттных импульсов в Krf-усилителях, взаимодействие высокоинтенсивных УФ импульсов с мишенями.

**1. Введение**

В последние два десятилетия быстрое развитие получили твердотельные лазерные системы с усилением chirпированных по частоте импульсов ближнего ИК диапазона. На них достигнуты рекордные (на уровне 1 ПВт) пиковые мощности УКИ фемто- и пикосекундной длительности (см. обзор [1]). Спектрально-временное преобразование УКИ перед усилением и последующее сжатие растянутых во времени импульсов до исходной длительности позволили преодолеть самофокусировку лазерного пучка в твердотельных усилителях. С использованием этих систем сегодня проводится подавляющее большинство экспериментов по взаимодействию ИК излучения с

мишенями при сверхвысоких (до  $\sim 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивностях: ускорение заряженных частиц в лазерной плазме, исследование по физике высоких плотностей энергии, лабораторное моделирование астрофизических явлений, лазерный термоядерный синтез (ЛТС) и т.п. Альтернативой для твердотельных систем chirпированного усиления являются лазерные Krf-системы, с которыми в 90-е годы прошлого века связывались большие ожидания (см. [2, 3] и приведенные в них ссылки). В лазерных Krf-усилителях возможно прямое усиление спектрально-ограниченных УФ УКИ на длине волны  $\lambda = 248$  нм, поскольку газовая активная среда имеет на три-четыре порядка более низкий нелинейный коэффициент Керра  $n_2$ , ответственный за самофокусировку. Так, на больших установках Super-Sprite [4, 5] и Super-Ashura [6], где использовались широкоапертурные Krf-усилители с электронно-пучковой накачкой, для УКИ пикосекундной длительности были получены энергии до  $\sim 10$  Дж при пиковых мощностях до 10 ТВт, а интенсивности сфокусированного пучка достигали  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Большое распространение получили и компактные импульсно-периодические лазерные системы с усилением УКИ в электроразрядных Krf-усилителях, которые давали при более коротких субпикосекундных импульсах энергию излучения в десятки и сотни миллиджоулей [7–12]. На этих установках был проведен целый ряд экспериментов по взаимодействию УФ УКИ с мишенями при интенсивностях до  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> в пятне фокусировки размером  $\sim 10$  мкм. Эксперименты были направлены на создание квазинепрерывных когерентных и некогерентных источников излучения ВУФ и мягкого рентгеновско-

\* Доложена на конф. ECLIM 2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

**В.Д.Зворыкин.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: zvorokin@sci.lebedev.ru

**С.А.Гончаров, С.В.Рябчук.** Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31  
**А.А.Ионин, Л.В.Селезнев, Е.С.Сунчугашева, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

**Д.В.Мокроусова.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 24 января 2017 г., после доработки – 22 февраля 2017 г.

го диапазонов на основе генерации высоких гармоник и излучения плотной лазерной плазмы [13–33].

Хотя лазерные Krf-системы, генерирующие УКИ, по многим параметрам уступают сегодня твердотельным, они имеют и некоторые важные преимущества с точки зрения взаимодействия с веществом, обусловленные, прежде всего, короткой длиной волны излучения, а также возможностями генерации цуга УКИ с наносекундным временным интервалом или варьирования временной формы импульса излучения на мишени. Поскольку критическая плотность электронов плазмы возрастает с уменьшением длины волны как  $n_{\text{кр}} \propto \lambda^{-2}$ , УФ УКИ глубже проникает в лазерную плазму, создавая более высокое давление в плотной плазме. Эти обстоятельства имеют первостепенное значение для ЛТС. После неудачной попытки получить в схеме непрямого сжатия мишеней на крупнейшей в мире американской твердотельной лазерной системе NIF термоядерную энергию, сравнимую с энергией лазерного импульса, Krf-лазеры вновь стали привлечь к себе внимание, в частности в связи с перспективным подходом «ударного зажигания», при котором мишень облучается профилированным лазерным импульсом с резким нарастанием интенсивности к концу импульса до  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> [34]. Профилированные импульсы можно получать за счет сведения на мишени в схеме углового мультиплексирования [35] длинных (наносекундных) и коротких (пикосекундных) импульсов. При этом и те и другие могут одновременно усиливаться в одних и тех же каскадах Krf-усилителей, т. к. инверсная населенность в их активной среде восстанавливается за короткое время (~2 нс) [2, 36]. УФ УКИ имеют преимущество по сравнению с ИК излучением твердотельных лазеров и в новых схемах ускорения заряженных частиц (электроны и протоны) в лазерной плазме, образованной из мишеней с малой объемной плотностью [37].

В настоящей работе описаны экспериментальные возможности лазерной Ti:сапфир–Krf-системы ГАРПУН-МТВ для исследования взаимодействия с мишенями субпикосекундных УФ импульсов с тераваттной пиковой мощностью. Обосновывается выбор схемы прямого двухпроходного усиления УКИ в каскадах Krf-усилителей с целью получения максимальной выходной мощности, наилучшего контраста УКИ и качества лазерного пучка для достижения наибольшей интенсивности излучения на мишени. Исследуется влияние множественной филаментации лазерного пучка и эффект ее подавления при керровской дефокусировке филаментов в ксеноне на расходимость излучения. Представлены результаты первых экспериментов по взаимодействию УФ УКИ с различными мишенями при интенсивностях  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## 2. Лазерная Ti:сапфир – Krf-система ГАРПУН-МТВ

Экспериментальные исследования взаимодействия УФ УКИ с мишенями проводились на гибридной лазерной Ti:сапфир–Krf-системе ГАРПУН-МТВ, подробно описанной в работе [2]. Лазерная система включает в себя два каскада Krf-усилителей с электронно-пучковой накачкой – оконечный широкоапертурный усилитель ГАРПУН с объемом активной среды  $12 \times 18 \times 100$  см и предусилитель Бердыш ( $8 \times 8 \times 110$  см), электроразрядный Krf-лазер (модель TMSC 150, Lambda Physik EMG), используемый для синхронизации накачки усилителей

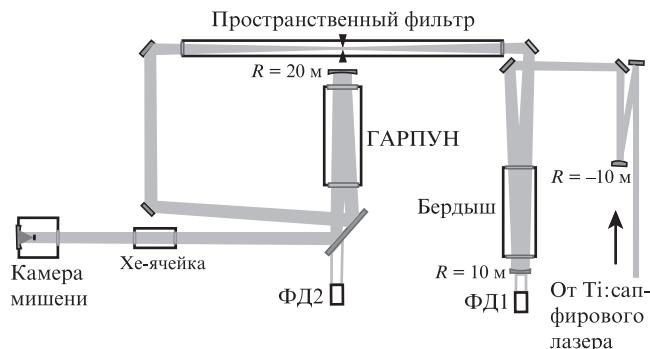


Рис.1. Схема двухпроходного усиления УКИ в Krf-усилителях и транспортировки в камеру мишени ( $R$  – радиус кривизны зеркал).

(поджига разрядников системы импульсного высоковольтного питания электронных ускорителей), а также титан-сапфировый стартовый комплекс «Старт-248М» (ООО «Авеста-Проект») с утроением частоты излучения последнего в нелинейных кристаллах. После преобразования частоты излучения стартового комплекса в полосу усиления Krf энергия УФ УКИ составляет до 0.5 мДж при длительности импульсов  $\sim 100$  фс. Контроль синхронизации усиливаемых УКИ с накачкой Krf-усилителей осуществляется с помощью вакуумных фотодиодов, установленных вблизи предусилителя и оконечного усилителя (см. схему экспериментов на рис.1). Они одновременно регистрируют УКИ и импульс усиленного спонтанного излучения (УСИ), повторяющего импульс электронно-пучковой накачки.

В результате оптимизации прямого усиления УКИ в каскадах широкоапертурных Krf-усилителей для получения наибольшей выходной энергии при минимальной энергии УСИ и наименьшей длительности УКИ выбрана двухпроходная схема усиления УКИ в предусилителе и оконечном усилителе [38]. Наибольшая энергия УКИ, усиленных в такой схеме, достигала 0.6 Дж при длительности менее 1 пс, которая определялась дисперсионным распылением импульсов в окнах усилителей и вдоль протяженной воздушной трассы длиной  $\sim 50$  м [39]. Таким путем была достигнута тераваттная пиковая мощность УКИ. Кроме того, продемонстрировано усиление цугов УКИ субтераваттной мощности, следующих с интервалом в несколько наносекунд [38], а также одновременное усиление цуга УКИ и длинного импульса длительностью 100 нс [40].

## 3. Множественная филаментация УФ лазерного пучка и ее подавление в ксеноне

### 3.1. Влияние филаментации на насыщение энергии УКИ

Для УФ излучения критическая мощность самофокусировки  $P_{\text{кр}} \approx 0.1$  ГВт, что на четыре порядка меньше достигнутой пиковой мощности  $P$  усиленных УКИ. При  $P \gg P_{\text{кр}}$  пучок становится неустойчивым и на большой длине усилительного тракта распадается на множество мелкомасштабных световых филаментов [39, 41, 42]. Максимальная интенсивность  $I_f$  и плотность энергии  $\epsilon_f$  излучения в филаментах составляют соответственно  $\sim 0.2$  ТВт/см<sup>2</sup> и  $\sim 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>, что с учетом фонового излучения в 200 раз превышает средние по сечению значения. При этом  $\epsilon_f$  оказывается в 5–10 раз больше, чем предельно достижимая плотность энергии УКИ в активной Krf-среде  $\epsilon_{\text{lim}} =$

$(g_0/\alpha_{ns})\epsilon_s = 20-40$  мДж/см<sup>2</sup>, где  $\epsilon_s = 2$  мДж/см<sup>2</sup> – плотность энергии насыщения, а  $g_0/\alpha_{ns} = 10-20$  – отношение коэффициентов усиления слабого сигнала и ненасыщаемого поглощения [2]. Это означает, что при  $\epsilon_f > \epsilon_{lim}$  филаменты в условиях насыщения усиления поглощаются в активной среде усилителя, а фоновое излучение, напротив, усиливается, что приводит к некоторому выравниванию распределения энергии по сечению пучка. В окнах усилителей за счет нелинейного поглощения филаментов и эффекта вынужденного рассеяния возникают дополнительные потери, которые вместе с потерями в активной среде ограничивают энергию УКИ [38]. Именно это обстоятельство не позволило заметно увеличить энергию УКИ в схеме с четырехпроходным усилением в предусилителе. Филаменты, зарождавшиеся при последовательных обходах, полностью формировались на выходе предусилителя, так что на вход оконечного усилителя поступал филаментированный пучок [41]. По той же причине неудачной оказалась наша попытка скомпенсировать дисперсионное расплывание импульсов в усилительном тракте за счет предварительного внесения отрицательного чирпа частоты в исходный импульс. Длительность усиленных УКИ в этом случае уменьшалась, а выходная энергия резко падала, что не позволило увеличить пиковую мощность. К тому же поглощение филаментов в окнах усилителей приводило к наработке в них центров окраски и к постепенной потере прозрачности.

При двухпроходном усилении УКИ в обоих усилителях филаменты полностью формировались на расстоянии  $L_f \approx 15$  м от выхода оконечного усилителя, что примерно соответствовало расстоянию до камеры мишени (рис.1). В этом случае филаментация могла существенно повлиять на расходимость лазерного пучка и его фокусировку на мишень. В частности, важным является вопрос о фазовых соотношениях во множестве филаментов. Случайный набег фазы на турбулентностях воздушной трассы или каких-либо других мелкомасштабных неоднородностях в тракте усиления может приводить к расфазировке филаментов и, как следствие, к значительному увеличению расходимости пучка. Поэтому подавление филаментации и исследование ее влияния на расходимость (фокусируемость) лазерного пучка являлись первостепенными задачами в настоящей работе.

### 3.2. Подавление филаментации свехкритического лазерного УФ излучения в ксеноне

Филаментации пучка и связанных с ней потерь энергии и качества излучения УКИ можно избежать при усилении чирпированных по частоте и растянутых во времени импульсов с последующей их компрессией до исходной длительности. Такой способ, нашедший широкое применение в практике твердотельных лазерных систем, может быть использован и в лазерных KгF-системах [43, 44]. Однако из-за малой плотности энергии насыщения в KгF-усилителях и необходимого большого сечения лазерного пучка для оптического компрессора требуются дорогостоящие дифракционные решетки большого размера. Имеющиеся решетки к тому же обладают низкими коэффициентом отражения и лучевой стойкостью в УФ области спектра.

В настоящей работе (см. также [45]) для подавления множественной филаментации УФ излучения использовалась керровская дефокусировка филаментов в ксеноне.

Ксенон имеет аномально большой отрицательный нелинейный показатель преломления  $n_2^{Xe}$  для излучения KгF-лазера вследствие двухфотонного резонанса с состоянием  $6p[1/2]_0$  [46]. При давлении ксенона  $p = 1$  атм его абсолютное значение  $|n_2^{Xe}| = (963 \pm 112) \times 10^{-24}$  м<sup>2</sup>/Вт почти в 100 раз превышает нелинейный показатель преломления атмосферного воздуха  $n_2^{air} = (12 \pm 4) \times 10^{-24}$  м<sup>2</sup>/Вт [47]. Это означает, что ячейка с ксеноном может скомпенсировать положительный набег фазы в протяженном оптическом тракте усиления и транспортировки к камере мишени. Для проверки этого предположения в экспериментах использовалась ячейка с ксеноном длиной 2.5 м, давление в которой варьировалось в диапазоне 0.1–1.0 атм. Ячейка помещалась на различных расстояниях  $L$  от оконечного усилителя: там, где уже сформировалось множество филаментов ( $L > L_f$ ), и там, где они еще только зарождались ( $L < L_f$ ).

Для визуализации УФ лазерного пучка с большими перепадами интенсивностей филаментов и фонового излучения использовалась нелинейная флуоресценция стекла К8 в сине-зеленой области спектра. Флуоресценция из узкой приповерхностной области стекла, в которой поглощалось УФ излучение, отображалась объективом на оптический профилометр с ПЗС-матрицей Spiricon SP620U Beam Profiler (Ophir Photonics). Калибровочная зависимость флуоресценции стекла  $f$  от плотности энергии УКИ  $\epsilon$  находилась в независимых экспериментах на титан-сапфировом стартовом комплексе, импульсы которого длительностью 100 фс растягивались до длительности  $\sim 1$  пс в слое кварца толщиной 20 см и усиливались в электроразрядном KгF-лазере. Энергия усиленных УКИ варьировалась с помощью дифракционного аттенуатора. В широком диапазоне значений  $\epsilon$ , различающихся более чем на четыре порядка, полученная зависимость описывается степенной функцией  $f \propto \epsilon^{0.4}$  (рис.2), что позволяло регистрировать в одном лазерном импульсе без насыщения ПЗС-матрицы профилометра и филаменты, и значительно менее интенсивное фоновое излучение.

Эффект выравнивания распределения интенсивности излучения в сечении лазерного пучка на расстоянии  $L = 20$  м за оконечным KгF-усилителем иллюстрирует рис.3. При отсутствии ячейки в сечении пучка наблюдались сотни филаментов с характерным диаметром  $\sim 300$  мкм (рис.3,а). В ячейке с ксеноном при  $p = 0.1$  атм происходи-

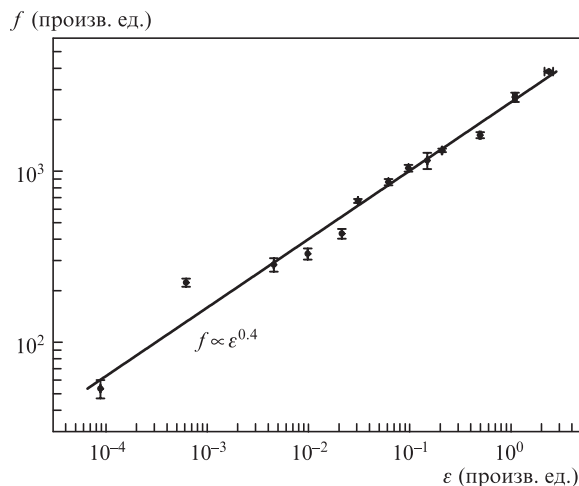


Рис.2. Зависимость интенсивности флуоресценции стекла К8 от плотности энергии УФ УКИ длительностью 1 пс.



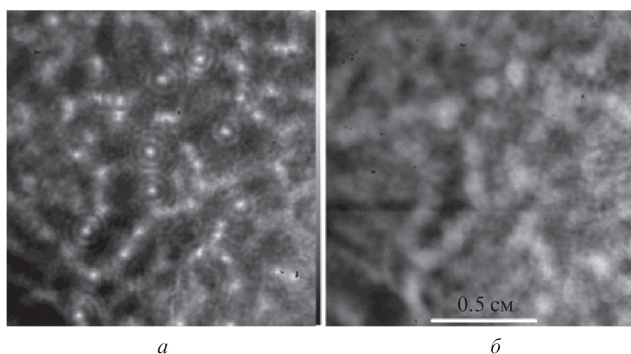


Рис.3. Фрагменты сечения лазерного пучка со множеством филаментов (*a*) и пучка, прошедшего через ячейку с ксеноном при давлении 0.1 атм (*б*).

ла практически полная дефокусировка филаментов, хотя сохранялись более крупномасштабные неоднородности распределения интенсивности излучения (рис.3,*б*). Одновременно в ксеноне наблюдалось когерентное преобразование УФ излучения в монохроматичное ИК излучение с длиной волны 828 нм, соответствовавшее атомарному переходу  $6p[1/2]_0 \rightarrow 6s[3/2]_1^0$ . Природа этого излучения, по-видимому, связана с четырехволновым взаимодействием и двухфотонным гиперрамановским вынужденным рассеянием УФ излучения в ксеноне при наличии двухквантового резонанса и УСИ на указанном переходе [48]. Наблюдаемые в ближней зоне характерная спекл-структура ИК излучения и его интерференция при отражении от ослабляющих фильтров (рис.4,*a*) указывают на когерентную природу этого излучения, что позволяет говорить о сфазированности филаментов в УФ лазерном пучке и возможности его фокусировки в пятно малого размера. В дальней зоне при фокусировке ИК излучения линзой с фокусным расстоянием  $F = 17$  см возникало множество колец одинакового диаметра, отвечающих конической эмиссии филаментов с углом при вершине конуса 8 мрад (рис.4,*б*). Несовпадение колец друг с другом объясняется тем, что в слабо сходящемся лазерном пучке после оконечного усилителя пучок филаментов также сходился под небольшим углом.

Размещение ячейки с ксеноном на расстоянии 5 м от оконечного усилителя, где множественная филаментация пучка еще только зарождалась, предотвращало филаментацию пучка на расстояниях вплоть до 50 м от оконечного усилителя. Более подробно эти эксперименты описаны в [45]. Измерения с помощью калориметров показали, что при давлении ксенона в ячейке  $p = 1$  атм в ней поглощалось менее 20% энергии УКИ, причем в ИК излучение преобразовывалась малая часть поглощенного излучения.

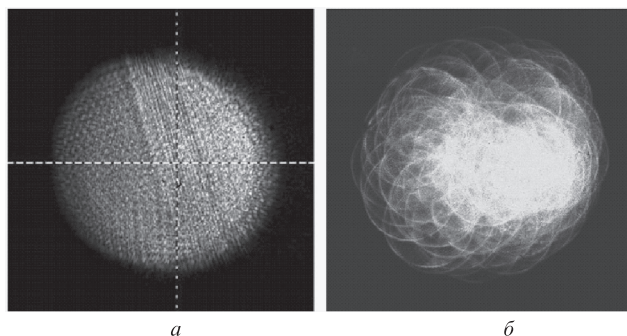


Рис.4. Распределения интенсивности ИК излучения конической эмиссии филаментов в ближней (*a*) и дальней (*б*) зонах.

### 3.3. Влияние филаментации на расходимость лазерного излучения

В данных экспериментах использовалась ячейка с ксеноном длиной 1 м при давлении  $p = 1$  атм, которая располагалась на расстоянии 5 м от оконечного усилителя (рис.1). Измерения углового распределения интенсивно-

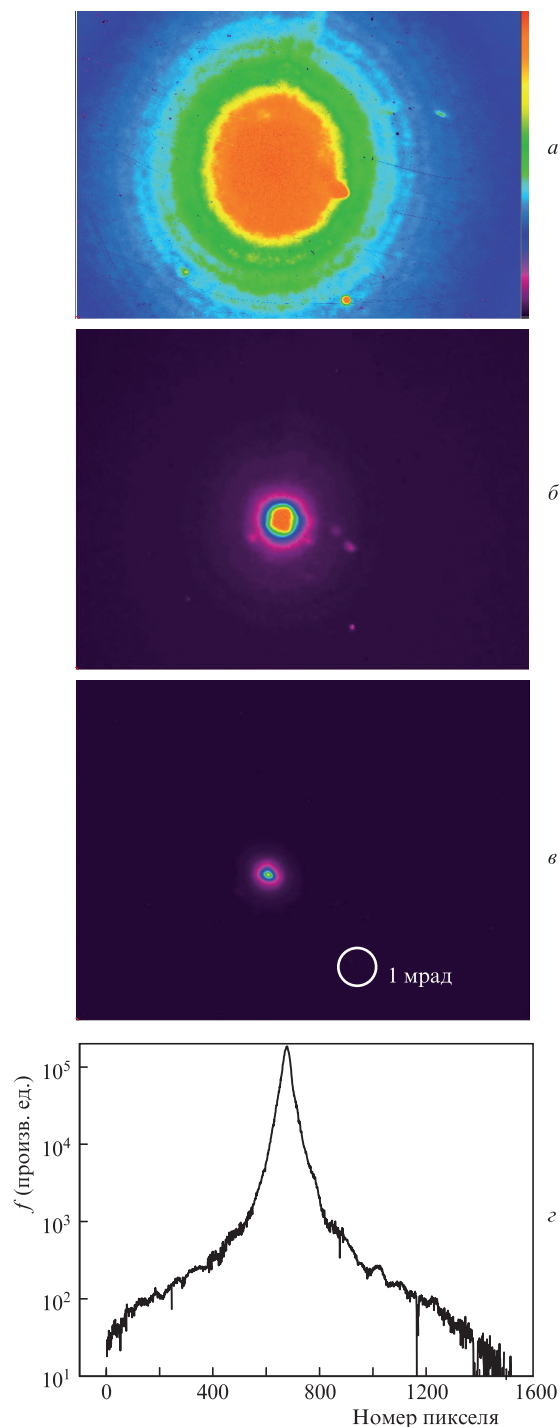


Рис.5. Изображения на профилометре фокальных пятен для лазерного пучка, прошедшего через ксеноновую ячейку, в отсутствие ослабления (*a*) и при ослаблении флуоресценции стеклянного конвертера УФ излучения, равном 3% (*б*) и 0.4% (*в*), а также распределение флуоресценции вдоль горизонтальной координаты, полученное шивкой распределений на рис.5,*a–в* (*з*). Цветной вариант рис.5 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

сти УФ лазерного пучка, прошедшего через ячейку, или в отсутствие ячейки проводились непосредственно на входе в камеру мишени. Здесь размещалось длиннофокусное сферическое зеркало с  $F = 2.5$  м, в фокальной плоскости которого находилась стеклянная пластина-конвертер УФ излучения. На нее с помощью клина отводилось около 4% энергии УКИ, а флуоресценция конвертера отображалась на профилометр. Установленные на профилометре нейтральные светофильтры служили для ослабления флуоресценции при формировании изображения фокального пятна на ПЗС-матрице (рис.5). Полученные при различных ослаблениях изображения позволяют увидеть как центральную часть распределения (рис.5,в), так и его дальнюю периферию (рис.5,а и б) (центральная часть в этих случаях была в насыщении). Для лазерного пучка, прошедшего через ксеноновую ячейку, интерференционные кольца на периферии пятна обусловлены дифракцией на апертуре ячейки. Распределение интенсивности флуоресценции в фокальном пятне вдоль горизонтальной координаты, полученное сшивкой числовых значений с ПЗС-матрицы для трех распределений при различных ослаблениях, показано на рис.5,г.

Аналогичное распределение было построено и для лазерного пучка с множеством филаментов в отсутствие ксеноновой ячейки. Чтобы учесть небольшой астигматизм, вносимый измерительной схемой, профили флуоресценции усреднялись вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений. После этого с помощью найденной калибровочной зависимости флуоресценции конвертера от плотности энергии УФ излучения  $f \propto \epsilon^{0.4}$  рассчитывалось угловое распределение интенсивности излучения лазерного пучка при ее изменении на восемь порядков. Путем интегрирования полученного распределения находилась доля энергии излучения в заданном угле (рис.6). Расходимость лазерного пучка по уровню 0.1 от максимальной интенсивности составила 0.14 мрад. В этом угле содержалось 50% всей энергии импульса. Расходимость филаментированного пучка в отсутствие ячейки была больше всего на 15%–20%. Таким образом, расходимость лазерного пучка определялась не столько филаментацией (т.к. все множество филаментов было сфазировано), сколько точностью изготовления крупногабаритной оптики для KгF-усилителей и других оптических элементов тракта усиления и транспортировки пучка в камеру мишени.

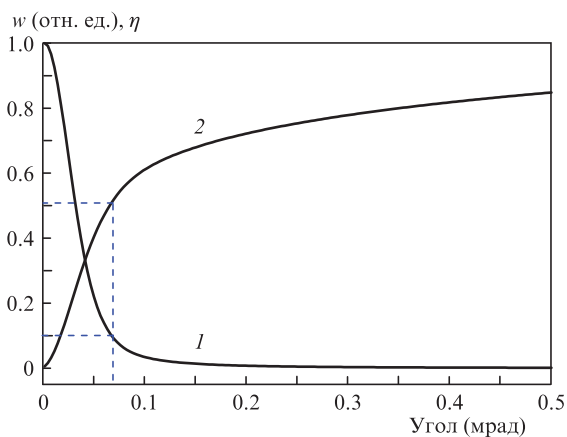


Рис.6. Угловое распределение плотности энергии УФ излучения  $w$  (1) пучка, прошедшего через ксеноновую ячейку, и доля энергии  $\eta$  (2), содержащейся в соответствующем угле.

## 4. Эксперименты по взаимодействию УФ УКИ с мишенями

### 4.1. Форма кратеров и распределение интенсивности лазерного излучения в фокальном пятне

В первых тестовых экспериментах, проводившихся по схеме четырехпроходного усиления УКИ в предусилителе и двухпроходного усиления в оконечном усилителе, энергия УКИ на входе в камеру взаимодействия не превышала 125 мДж из-за больших потерь, связанных с филаментацией лазерного пучка (см. п. 3.1). На входе в камеру пучок имел диаметр 120 мм и фокусировался на мишень сферическим зеркалом с фокусным расстоянием  $F = 400$  мм. Оценки показывают, что такое зеркало характеризуется значительными сферическими aberrациями, приводящими к увеличению диаметра фокального пятна до  $\sim 300$  мкм. Облучались различные мишени из тефлона, меди и полиметилметакрилата (оргстекла), а также пленки из одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) толщиной 20 мкм, которые были получены методом электродугового разряда и нанесены на медную подложку\* [49]. Мишени крепились на подвесе с микрометрической регулировкой в вакуумной камере, откачиваемой до вакуума  $\sim 10^{-5}$  мбар. Слой ОУНТ, обладающий низкой объемной плотностью (30–50 мг/см<sup>3</sup>), представляет интерес для ускорения заряженных частиц [37], т.к. плотность электронов в полностью ионизованной плазме этого вещества одного порядка с критической плотностью электронов для лазерного УФ излучения.

Мишень из оргстекла использовалась для оценки диаметра и глубины кратера, которые измерялись с помощью микроскопа путем перестройки области резкости изображения на поверхность мишени или на дно кратера (рис.7). Кратеры имели симметричную форму с центральным круглым отверстием, которое окружал ореол, образованный крыльями распределения интенсивности излучения в фокальном пятне. Абляция оргстекла отличается тем, что при сравнительно большой глубине проникновения УФ излучения ( $\sim 6$  мкм) в нем происходит фотохимическая декомпозиция на более легкие фрагменты, требующая меньших энергетических затрат, чем испарение [50]. При низких плотностях энергии излучения ( $\epsilon \leq 1$  Дж/см<sup>2</sup>) наблюдалась логарифмическая зависимость толщины удаленного слоя (глубины травления) от плотности энергии, т.к. глубина травления в несколько микрометров была меньше глубины проникновения излучения в оргстекло. В нашем случае при высоких плотностях энергии в центре пятна облучения глубина кратера  $l$  линейно зависела от энергии УКИ (рис.8,а), что позволяет найти массу вещества, вынесенного с единицы площади мишени,  $m = \rho l$  ( $\rho = 1.2$  г/см<sup>3</sup> – плотность оргстекла) и отнести ее к плотности энергии излучения в центре пятна фокусировки. Последнюю величину можно найти из обработки зависимости поперечных размеров кратеров от энергии УКИ.

Естественно считать, что для разных энергий  $E$  УКИ, например максимальной в данной серии измерений  $E_{\max}$  и любой другой, соответствующие радиусы кратеров  $r_{\max}$  и  $r$  отвечают одной и той же «пороговой» плотности энергии излучения, при которой начинается абляция ми-

\* Пленки ОУНТ были изготовлены и предоставлены для экспериментов Е.Д.Образцовой (ИОФ РАН).

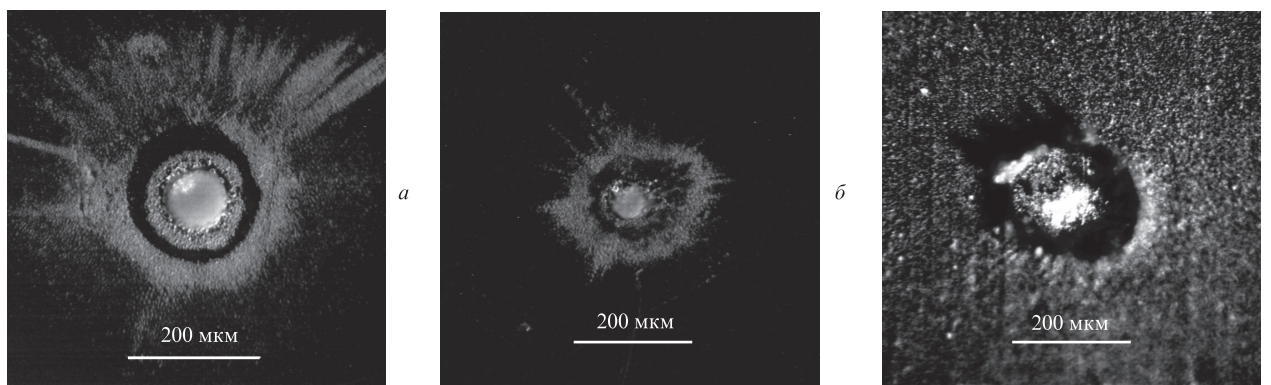


Рис.7. Изображения кратеров в оргстекле (а, б) и в пленке ОУНТ (в), полученные при энергии УКИ  $E = 60$  (а, в) и 13 мДж (б).

шени. Для гауссова распределения плотности энергии в фокальном пятне  $\varepsilon(r) = \varepsilon_0 \exp[-(r/a)^2]$ , где  $\varepsilon_0 = E/(\pi a^2)$  – плотность энергии в центре пятна, получаем соотношение  $r_{\max}^2 - r^2 = a^2 \ln(E_{\max}/E)$ . Тогда характерный радиус гауссова распределения  $a$  можно найти из наклона зависимости  $r_{\max}^2 - r^2$  от  $\ln(E_{\max}/E)$ . Анализ результатов измерений зависимости размеров кратеров от энергии, представленных на рис.8, б, показывает, что существуют две области с разным наклоном зависимости, т.е. распределение плотности энергии в фокальном пятне можно приближенно представить как сшивку двух гауссовых распределений. Центральная часть распределения с  $r \leq 40$  мкм имеет характерный радиус  $a_1 \approx 22$  мкм. В ней содержится 65% всей энергии излучения, а остальная энергия приходится на крылья с характерным радиусом  $a_2 \approx 66$  мкм. Однако сравнение с более точными результатами измерений расходимости пучка (см. п. 3.3) показывает, что доля энергии излучения в крыльях распределения в

действительности несколько больше, чем получается при обработке размеров кратеров. Тем не менее, исходя из данных на рис.8, можно определить затраты энергии на абляцию оргстекла пикосекундными УКИ. При высоких плотностях энергии (несколько кДж/см<sup>2</sup>) они составили  $\sim 3.6 \times 10^5$  Дж/г, что на два порядка превышает аналогичную величину, измеренную для наносекундных импульсов при низкой плотности энергии [50]. Отличие, очевидно, связано с потерями на ионизацию вещества мишени и на нагрев плазмы.

В следующей серии экспериментов при двухпроходном усилении УКИ в обоих каскадах КгF-усилителей и при подавлении множественной филаментации лазерного пучка в ксеноновой ячейке (рис.1) энергия УКИ на входе в камеру мишени возросла до 250 мДж. Энергия УСИ в телесном угле  $\sim 2 \times 10^{-5}$  ср составляла  $\sim 3\%$  от энергии УКИ, что согласуется с измерениями углового распределения интенсивности УСИ [2]. Для измеренной расходимости лазерного пучка 0.14 мрад с учетом соотношения телесных углов можно оценить контраст УКИ относительно УСИ при фокусировке на мишень:  $C_\varepsilon \approx 3 \times 10^5$  для отношения плотностей энергии и  $C_I \approx 3 \times 10^{10}$  для интенсивностей.

Для фокусировки излучения на мишень использовалось параболическое зеркало с фокусным расстоянием  $F = 300$  мм. Перед его установкой в камеру взаимодействия с помощью профилометра измерялся размер пятна фокусировки для излучения стартового комплекса, прошедшего через весь оптический тракт, но без накачки усилителей (рис.9). Измерения показали, что диаметр пятна по уровню 0.1 от максимальной интенсивности составляет  $\sim 75$  мкм, а это почти вдвое превышает ожидаемое исходя из измеренной расходимости лазерного пучка значение (см. п. 3.3) и свидетельствует о недостаточно высоком качестве параболического зеркала.

Длительность УКИ на входе в камеру мишени измерялась в предварительных экспериментах с помощью разработанного одноимпульсного автокоррелятора на основе трехфотонного возбуждения флуоресценции на переходе  $C \rightarrow A$  эксимерной молекулы XeF [51]. Найденная длительность  $\sim 1$  пс совпадает с аналогичной величиной, измеренной ранее электронно-оптической камерой, и расчетным значением, полученным с учетом дисперсионного расплывания УКИ в оптическом тракте от стартового комплекса до камеры взаимодействия [39]. Таким образом, максимальная интенсивность в центре пятна фокусировки при взаимодействии УКИ с мишенями составила в наших экспериментах  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

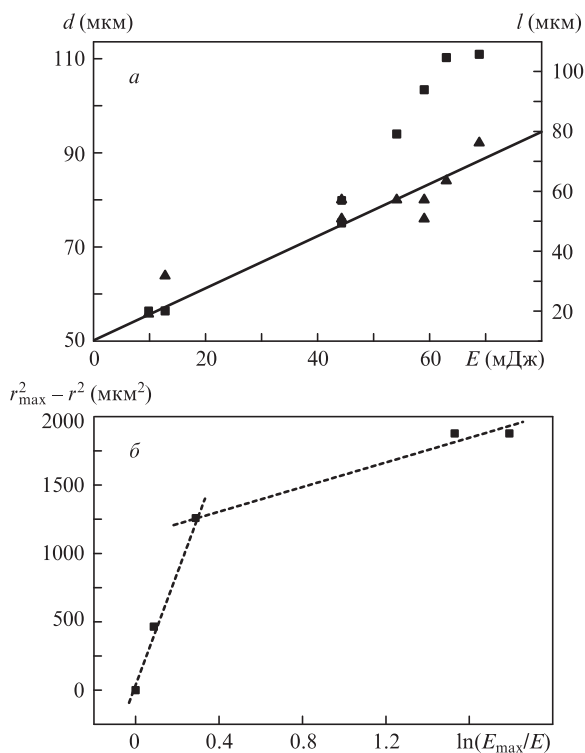


Рис.8. Зависимости диаметра  $d$  (■) и глубины  $l$  (▲) центрального отверстия кратеров в оргстекле от энергии УКИ  $E$  (а), а также зависимость  $r_{\max}^2 - r^2$  от  $\ln(E_{\max}/E)$  (б).



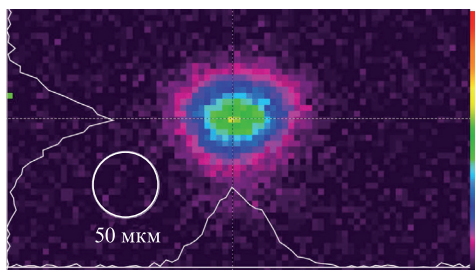


Рис.9. Изображение фокального пятна для УКИ стартового комплекса, прошедших через усилительный тракт без накачки KгF-усилителей, при фокусировке на профилометр параболическим зеркалом с  $F = 0.3$  м. Цветной вариант рис.9 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

#### 4.2. Измерение непрерывного рентгеновского излучения и оценка электронной температуры лазерной плазмы

Для нахождения электронной температуры лазерной плазмы, создаваемой при облучении твердых и малоплотных нанокристаллических мишеней, применялся метод, основанный на регистрации тормозного рентгеновского излучения, прошедшего через различные поглотители [52]. В качестве поглотителей в экспериментах использовались алюминиевые фольги с толщинами 20, 40, 80 и 160 мкм, которые устанавливались вместе с защитной полимерной пленкой из лавсана (mylar) толщиной 5 мкм. Напыленный на пленку микронный слой алюминия отражал излучение лазерной плазмы в видимом спектральном диапазоне. Прошедшее через поглотители рентгеновское излучение с помощью пластикового сцинтиллятора преобразовывалось в видимую область спектра и регистрировалось импульсным ФЭУ с временным разрешением несколько наносекунд. Для того чтобы ФЭУ работал в линейном режиме, после сцинтиллятора ставились нейтральные светофильтры.

Рентгеновские импульсы с достаточно большой амплитудой надежно регистрировались лишь за лавсановой пленкой и алюминиевой фольгой толщиной 20 мкм (рис.10). Зависимость пропускания этих поглотителей от энергии рентгеновских квантов, взятая из справочных таблиц [53], представлена на рис.11,а. Оба поглотителя пропускают только кванты с энергией свыше 1 кэВ. Как показали предыдущие эксперименты [15, 24, 26], основной вклад в спектры излучения плотной лазерной плазмы в этой области дает непрерывное рентгеновское излучение. Для нанокристаллической мишени соотношение амплитуд рентгеновских сигналов после пленок лавсана и алюми-

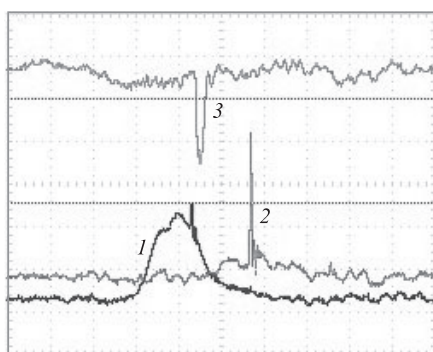


Рис.10. Осциллограммы УСИ и УКИ после предусилителя (1), УКИ после оконечного усилителя (2) и импульса рентгеновского излучения плазмы (3). Длительность развертки 50 нс/дел.

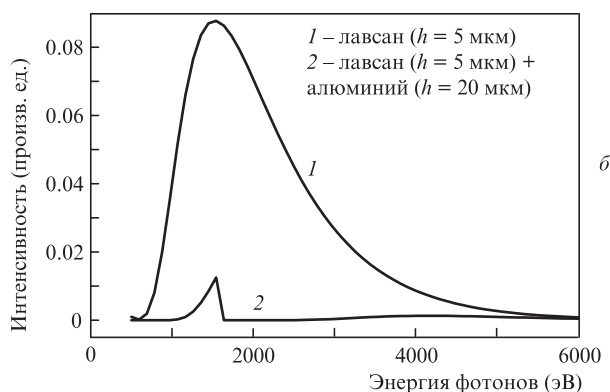
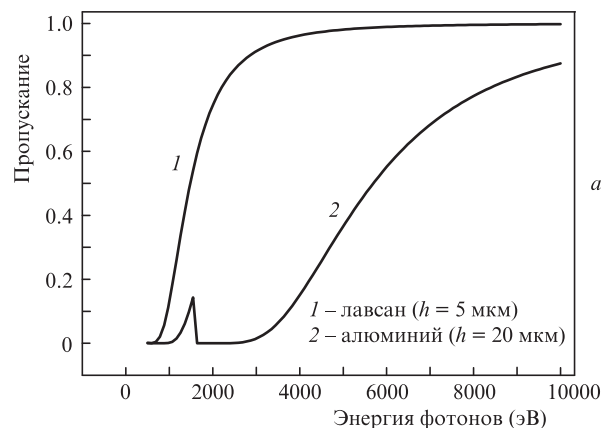


Рис.11. Пропускание фильтров из лавсана и алюминия (а), а также спектры прошедшего через них тормозного рентгеновского излучения (б). Температура электронов плазмы 850 эВ ( $h$  – толщина фильтра).

ния составило 25:1. В предположении максвелловского распределения электронов в плазме для разных их температур рассчитывались спектры тормозного рентгеновского излучения, прошедшего через поглотители (рис.11,б). Отношение площадей под спектрами совпадало с измеренным отношением сигналов при электронной температуре плазмы  $T_e \approx 850$  эВ. Отсутствие рентгеновских импульсов при использовании алюминиевых фильтров большей толщины скорее всего свидетельствует об отсутствии быстрых «надтепловых» электронов в лазерной плазме, образованной из низкоплотной нанокристаллической мишени. К тому же близкие результаты были получены и для медной мишени. Для ускорения электронов в низкоплотной плазме, очевидно, нужны большие интенсивности, нежели реализованные в экспериментах. Однако на результатах измерений могло сказаться и то, что время существования горячей плотной плазмы ограничено десятками пикосекунд [14, 15], а используемая методика интегрировала энергию рентгеновского излучения за несколько наносекунд.

#### 5. Заключение

Для экспериментов по взаимодействию УФ излучения с мишенями на тераваттной лазерной системе ГАРПУН-МТВ выбрана двухпроходная схема усиления импульсов титан-сапфирового стартового комплекса длительностью 100 фс в двух каскадах широкоапертурных KгF-усилителей с электронно-пучковой накачкой, которая обеспечивает энергию на мишени 0.25 Дж при максимальном контрасте УКИ по отношению к УСИ  $C_e \approx 3 \times 10^5$  и  $C_I \approx$

$\approx 3 \times 10^{10}$ , расходимости лазерного пучка 0.14 мрад (по уровню 0.1 от максимума интенсивности) и длительности импульсов  $\sim 1$  пс. При фокусировке параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 0.3 м интенсивность излучения на мишенях составляла  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для подавления множественной филаментации лазерного пучка, ограничивающей предельную энергию и длительность импульсов, а также влияющей на расходимость пучка и его фокусировку на мишень, использовалась ячейка с ксеноном. Отрицательный нелинейный показатель преломления ксенона, благодаря двухфотонному резонансу излучения КгF-лазера с атомарным состоянием  $br[1/2]_0$ , приводил к керровской дефокусировке высокоинтенсивных филаментов и препятствовал развитию филаментации пучка на воздушной трассе длиной до 50 м. Обнаружена монохроматическая коническая эмиссия филаментов в ксеноне на длине волны 828 нм с углом при вершине конуса  $\sim 8$  мрад. Когерентное преобразование УФ излучения в ИК излучение свидетельствует о фазировке филаментов.

Разработана методика регистрации тормозного рентгеновского излучения лазерной плазмы с помощью пластикового сцинтиллятора и ФЭУ с наносекундным временным разрешением. Методом рентгеновских ослабителей измерена электронная температура плазмы, составившая  $\sim 850$  эВ для мишеней из меди и для низкоплотной мишени из одностенных углеродных нанотрубок.

Следует отметить, что в дальнейших экспериментах возможно увеличение интенсивности излучения на мишенях на один-два порядка за счет самокомпрессии отрицательно-чирпированных импульсов и подавления филаментации лазерного пучка в ксеноне, а также использования более совершенной короткофокусной параболической оптики для фокусировки лазерного пучка.

Авторы благодарят В.Ю.Быченкова за инициирование и поддержку настоящей работы.

Работа была поддержана грантами Российского научного фонда №14-12-00194 в части экспериментального исследования возможности ускорения частиц из низкоплотных мишеней УФ лазерными импульсами и РФФИ №15-02-09410, а также контрактом Международного агентства по атомной энергии МАГАТЭ №19273 в части исследования распространения и доставки мощного УФ лазерного пучка.

- Danson C., Hillier D., et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **3**, e3 (2015).
- Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. *Laser Part. Beams*, **25**, 435 (2007).
- Foldes I.B., Sztamari S. *Laser Part. Beams*, **26**, 575 (2008).
- Divall E.J., Edwards C.B., Hirst G.J., et al. *J. Mod. Opt.*, **43**, 1025 (1996).
- Shaw M.J., Ross I.N., Hooker C.J., et al. *Fusion Eng. Des.*, **44**, 209 (1999).
- Owadano Y., Okuda I., Matsushima I., et al., in *Inertial Fusion Sciences and Applications 2001* (Amsterdam: Elsevier, 2001, pp 465–469).
- Luk T.S., McPherson A., Gibson G., et al. *Opt. Lett.*, **14**, 1113 (1989).
- McIntyre I.A., Rhodes C.K. *J. Appl. Phys.*, **69**, R1 (1991).
- Mizoguchi M., Kondo K., Watanabe S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 562 (1992).
- Bouma B., Luk T.S., Boyer K., Rhodes C.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1180 (1993).
- Sztamari S., Almasi G., Feuerhake M., Simon P. *Appl. Phys. B*, **63**, 463 (1996).
- Omenetto F.G., Boyer K., Longworth J.W., et al. *Appl. Phys.*, **64**, 643 (1997).
- Bekesi J., Sztamari S., et al. *Appl. Phys. B*, **75**, 521 (2002).
- Cobble J.A., Kyrala G.A., Hauer A.A., et al. *Phys. Rev. A*, **39**, 454 (1989).
- Smith R.A., Barrow V., et al. *Appl. Phys. B*, **50**, 187 (1990).
- Barrow V., Willi O., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2086 (1990).
- Lee P.H.J., Casperson D.E., Schappert G.T., Olson G.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 272 (1990).
- Fedosejevs R., Ottman R., Sigel R., et al. *Appl. Phys. B*, **50**, 79 (1990).
- Zigler A., Burkhalter P.G., Nagel D.J., et al. *Opt. Lett.*, **16**, 1261 (1991).
- Tallents G.J., Key M.H., Norreys P., et al. *Opt. Commun.*, **89**, 410 (1992).
- Li Y.M., Broughton J.N., Fedosejevs R. *Opt. Commun.*, **93**, 366 (1992).
- Turcu I.C.E., Ross I.N., Tallents G.J. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 3046 (1993).
- Casperson D.E., Cobble J.A., Fulton R.D., et al. *J. Appl. Phys.*, **74**, 3707 (1993).
- Broughton J.N., Fedosejevs R. *J. Appl. Phys.*, **74**, 3712 (1993).
- Sauerbrey R., Fure J., Le Blanc S.P., et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1635 (1994).
- Teubner U., Wulker C., Theobald W., Forster E. *Phys. Plasmas*, **2**, 972 (1995).
- Blyth W.J., Preston S.G., Offenberger A.A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 554 (1995).
- McPherson A., Borisov A.B., Boyer K., Rhodes C.K. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **29**, L291 (1996).
- Teubner U., Gibbon P., Forster E., et al. *Phys. Plasmas*, **3**, 2679 (1996).
- Wulker C., Theobald W., Gnass D.R., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1338 (1996).
- Tao Y.Z., Wang N.Y., Shan Y.S., et al. *Laser Part. Beams*, **20**, 129 (2002).
- Ryc L., Barna A., Calcagno L., et al. *Phys. Scr.*, **T161**, 014032 (2014).
- Heissler P., Barna A., Mikhailova J.M., et al. *Appl. Phys. B*, **118**, 195 (2015).
- Bodner S., Schmitt A.J., Sethian J.D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **1**, 2 (2013).
- Ewing J.J., Haas R.A., Swingle J.C., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 368 (1979).
- Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №9-10, 20 (1997).
- Быченков В.Ю., Брантов А.В., Говрас Е.А., Ковалев В.Ф. *УФН*, **185**, 77 (2015).
- Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. *Квантовая электроника*, **44**, 431 (2014).
- Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **40**, 381 (2010).
- Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. *Квантовая электроника*, **43**, 332 (2013).
- Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **355**, 227 (2015).
- Smetanin I.V., Levchenko A.O., Shutov A.V., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **369**, 87 (2016).
- Houliston J.R., Ross I.N., Key M.H., et al. *Opt. Commun.*, **104**, 350 (1994).
- Ross I.N., Damerell A.R., Divall E.J., et al. *Opt. Commun.*, **109**, 288 (1994).
- Zvorykin V.D., Goncharov S.A., Ionin A.A., et al. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 125404 (2016).
- Lehmburg R.H., Pawley C.J., Deniz A.V., et al. *Opt. Commun.*, **121**, 78 (1995).
- Shaw M.J., Hooker C.J., Wilson D.C. *Opt. Commun.*, **103**, 153 (1993).
- Tunnermann A., Mossavi K., Wellegehausen B. *Phys. Rev. A*, **46**, 2707 (1992).
- Образцова Е. *Фотоника*, №4, 84 (2015).
- Srinivasan R., Braren B., Dreyfus R.W., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 785 (1986).
- Sarakura N., Watanabe M., Endoh A., Watanabe S. *Opt. Lett.*, **13**, 996 (1988).
- Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А. и др. *Диагностика плотной плазмы*. Под ред. Н.Г.Басова (М.: Наука, 1989, с. 124).
- Электронные таблицы; <http://henke.lbl.gov>.