

Лазерная гибридная Ti:сапфир–KгF-система, генерирующая цуг субтераваттных УФ импульсов субпикосекундной длительности

В.Д.Зворыкин, А.А.Ионин, А.О.Левченко, Г.А.Месяц, Л.В.Селезнев,
Д.В.Синицын, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов

На основе лазерной гибридной Ti:сапфир–KгF-системы ГАРПУН-МТВ исследованы различные многопроходные схемы усиления цугов ультракоротких импульсов (УКИ) субпикосекундной длительности. Показано, что при интервале следования УКИ 3–5 нс, превышающем время восстановления активной среды (~2 нс), усиление цуга происходит так же, как и одиночного УКИ. Это позволяет цугу эффективно извлекать энергию накачки из усилителя и суммировать энергии отдельных УКИ. Энергия цуга из четырех УКИ, полученная за четыре прохода через предусилитель и за два прохода через оконечный KгF-усилитель (схема 4+2), насыщалась на уровне 1.6 Дж и соответствовала максимальным пиковым мощностям УКИ примерно 0.6 ТВт. Энергия усиленного спонтанного излучения (УСИ), напротив, быстро возрастала при большой общей длине усиления $L_{\text{eff}} \approx 6$ м и составляла около 50% от энергии УКИ. В схемах (4+1) и (2+2) энергия УКИ снижалась незначительно, до $E_{\text{out}} = 1.3$ и 1.2 Дж, а доля УСИ – до 10% и 3% соответственно. Самофокусировка УКИ приводила к множественной филаментации лазерного пучка и 200-кратному локальному увеличению интенсивности излучения в филаментах до $\sim 2 \times 10^{11}$ Вт/см², при которой нелинейные потери в выходных окнах KгF-усилителя из СаF₂, обусловленные трехфотонным поглощением, нелинейным рассеянием и уширением спектра излучения до величины, превышающей ширину полосы усиления лазерного перехода KгF, становились основным фактором насыщения выходной энергии УКИ.

Ключевые слова: усиление субпикосекундных субтераваттных импульсов в KгF-усилителях, многопроходные схемы усиления, нелинейные потери в окнах усилителей.

1. Введение

Среди различных способов получения УФ ультракоротких импульсов (УКИ), разработанных за два десятилетия исследований с KгF-лазерами (см., напр., работы [1, 2] и содержащиеся в них ссылки), наибольший интерес представляют гибридные системы, в которых УКИ генерируются Ti:сапфировым задающим генератором и после утраты частоты излучения усиливаются на длине волны $\lambda = 248$ нм в KгF-усилителях [3–5]. По сравнению с твердотельными усилителями чирпированных УКИ, работающими в ИК области спектра (см., напр., [6, 7]), KгF-лазеры обладают относительно низкой энергией насыщения $Q_s = hv/\sigma \approx 2$ мДж/см² и ограниченной полосой усиления $\Delta\lambda_{1/2} \approx 2.5$ нм ($hv = 5$ эВ – энергия и $\sigma = 2.5 \times 10^{-16}$ см² – сечение лазерного перехода [8]), однако при накачке релятивистскими электронными пучками они могут иметь очень большие размеры активной среды, позволяющие получать субпикосекундные УФ УКИ с пиковой мощностью несколько тераватт [9–11]. Уступая в предельных длительностях и пиковых мощностях твердотельным системам, лазерные гибридные Ti:сапфир–KгF-системы, тем не менее, имеют существенное преимущество при прямом усилении цуга УФ УКИ или амплитудно-модулированных импульсов, представляющих собой комбинацию регенеративно усиленных в неустойчивом резонаторе УКИ и

импульса свободной генерации длительностью 100 нс [12]. Такая уникальная возможность обусловлена быстрыми релаксационными процессами в активной среде KгF-лазера, восстанавливающими инверсию населенностей на лазерном переходе за время $\tau_c \sim 2$ нс после прохождения предыдущего УКИ [8, 12, 13].

Как было показано в работах [14, 15], амплитудно-модулированные импульсы вследствие высокой пиковой мощности УКИ и большой энергии кванта УФ излучения эффективно ионизируют атмосферный воздух, а длинный импульс излучения обеспечивает поддержание электронной плотности в воздушной плазме, подавляя прилипание электронов к молекулам кислорода. Создаваемые при этом относительно долгоживущие плазменные каналы представляют интерес с точки зрения управления протяженными электрическими разрядами [15, 16] и направленной передачи СВЧ излучения по полым плазменным волноводам [17].

Возможности масштабирования KгF-усилителей до энергии в десятки килоджоулей при высоком (до 7%) полном КПД и их длительная безостановочная работа с частотой следования импульсов $f \sim 10$ Гц в сочетании с малой длиной волны и широким спектром усиливаемого излучения (обеспечивающими более высокое давление абляции и устойчивое сжатие термоядерных мишеней) являются неоспоримыми преимуществами использования KгF-драйверов в разрабатываемых энергетических установках на основе лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) (см., напр., [18]). Для наиболее экономичного, так называемого раздельного сжатия и быстрого зажигания мишеней ЛТС ускоряемыми в плазме частицами или мощной ударной волной необходимо временное профилирование наносекундных импульсов с резким увеличением

В.Д.Зворыкин, А.А.Ионин, А.О.Левченко, Г.А.Месяц, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Н.Н.Устиновский, А.В.Шутов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zvorykin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г.

мощности излучения на два порядка в течение последних десятков пикосекунд. В случае КrF-драйверов такие импульсы могут быть получены при суммировании усиленных по отдельности коротких и длинных импульсов непосредственно на мишени [2, 11] либо в процессе их совместного усиления в усилителях [1, 13, 19–21].

В некогерентном режиме усиление одиночных УКИ с длительностью $\tau \ll \tau_c$ в однопроходном КrF-усилителе описывается модифицированным уравнением Франца–Нодвика [22]

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = g(x)[1 - \exp(-\varepsilon)] - \alpha_{ns}\varepsilon, \quad (1)$$

где $\varepsilon = Q/Q_s$; $I(x, t)$ и $Q(x) = \int_0^t I(x, t') dt'$ – интенсивность и плотность энергии УКИ при распространении вдоль усилителя; $g(x)$ – распределение коэффициента усиления, которое формируется усиленным спонтанным излучением (УСИ) [1]. Наибольшая эффективность усиления при $g(x) \approx g_0$ достигается для плотности энергии $Q_{opt} = Q_s \ln(g_0/\alpha_{ns}) = 4.6–6.0$ МДж/см² (здесь $g_0/\alpha_{ns} = 10–20$ – отношение коэффициента усиления слабого сигнала к коэффициенту ненасыщаемого поглощения лазерного излучения в активной среде) [5, 12]. При этом одиночный УКИ извлекает энергию возбуждения, накапливающуюся за время $\tau_c \sim 2$ нс, малое по сравнению с характерной длительностью электронно-пучковой накачки $\tau_p \sim 100$ нс, и электрооптический (внутренний) КПД усилителя не превышает долей процента. Для пучка УКИ, следующих с интервалом $\Delta t \sim \tau_c$, наибольшая эффективность реализуется для $Q_{opt} = 3.1–4.3$ МДж/см², и при условии, что длительность пучка равна длительности накачки усилителя, электрооптический КПД возрастает до 10%–12%. При усилении УКИ в больших КrF-усилителях следует учитывать насыщение коэффициента усиления УСИ [1, 5], а в случае многопроходной схемы – взаимовлияние распространяющихся навстречу друг другу УКИ.

Настоящая работа, продолжающая исследования [5, 12, 21], посвящена изучению и оптимизации многопроходного усиления пучка УФ УКИ на лазерной гибридной Ti:сапфир–КrF-системе ГАРПУН-МТВ, а также экспериментальному нахождению предельной энергии усиленного излучения и влияющих на нее факторов.

2. Усиление пучков УКИ в КrF-усилителях лазерной системы ГАРПУН-МТВ

2.1. Основные элементы установки

Лазерная гибридная Ti:сапфир–КrF-система ГАРПУН-МТВ, подробно описанная в работе [1], состоит из двух каскадов КrF-усилителей с электронно-пучковой накачкой – оконечного широкоапертурного усилителя ГАРПУН с объемом активной среды $12 \times 18 \times 100$ см и предусилителя «Бердыш» ($8 \times 8 \times 110$ см), вспомогательного электро-разрядного КrF-лазера ТМСС 150 (Lambda Physik EMG), используемого для синхронизации накачки усилителей, а также Ti:сапфирового стартового комплекса «Старт-248М» (ООО «Авеста-Проект»). Стартовый комплекс генерирует УФ УКИ, энергия которых после преобразования частоты излучения в полосу усиления КrF составляет до 0.5 мДж при длительности импульсов ~ 100 фс. Стартовый комплекс обычно работает с частотой $f = 10$ Гц. Такой режим использовался для юстировки тракта КrF-

усилителей и регистрирующей аппаратуры. В режиме усиления УКИ из их непрерывной последовательности с помощью электромеханического затвора вырезался одиночный УКИ, синхронизованный с накачкой КrF-усилителей с точностью ± 5 нс. Синхронизация всей установки осуществлялась от тактового генератора стартового комплекса. Через цифровые генераторы задержек он запускал импульсное высоковольтное питание КrF-усилителей и вспомогательный КrF-лазер, который, в свою очередь, поджигал разрядники формирующих линий вакуумных диодов, использовавшихся для генерации электронных пучков накачки.

Для получения пучка одиночный УКИ направлялся в зеркальный кольцевой мультиплексор, образованный тремя плоскими глухими зеркалами и светоделителем (тонкая пластина из CaF₂ с диэлектрическим покрытием) [12]. Для светоделителя с отражением 30% суммарная энергия пучка E достигала 0.1 мДж, а энергии индивидуальных УКИ в пучке находились в соотношении $E_1 : E_2 : E_3 : E_4 \dots = 3 : 5 : 1.5 : 0.5 \dots$. Выбор интервала следования УКИ определялся временем восстановления усиления в активной среде КrF-лазера $\Delta t \geq \tau_c$ и варьировался от 3 до 5 нс за счет изменения расстояния между зеркалами мультиплексора. При перекрытой линии задержек на выходе мультиплексора оставался лишь первый УКИ из пучка, содержащий $E_1/E \approx E_1/(E_1 + E_2 + E_3 + E_4) = 33\%$ полной энергии пучка. Выходной пучок диаметром ~ 8 мм проходил через пару ступенчатых дифракционных аттенуаторов, которые дискретным образом ослабляли энергию УКИ до 1000 раз, а затем с помощью зеркального телескопа пучок увеличивался в диаметре в 3 раза и направлялся в усилительный тракт.

2.2. Последовательное двухпроходное усиление пучка УКИ в усилителях «Бердыш» и ГАРПУН (схема 2+2)

В экспериментах исследовались различные схемы усиления пучка УКИ. Базовая конфигурация, показанная на рис.1, представляла собой два прохода в предусилителе «Бердыш» и последующие два прохода в оконечном усилителе ГАРПУН (схема 2+2) [5, 21]. Для уменьшения взаимовлияния УСИ, возникавшего в каждом из усилителей, между усилительными каскадами находился вакуумный пространственный фильтр длиной 6 м с симметрично расположенной диафрагмой. Окна усилителей и пространственного фильтра, а также линзы дополнительного пространственного фильтра, который использовался в четырехпроходной схеме предусилителя (см. п.2.3), были

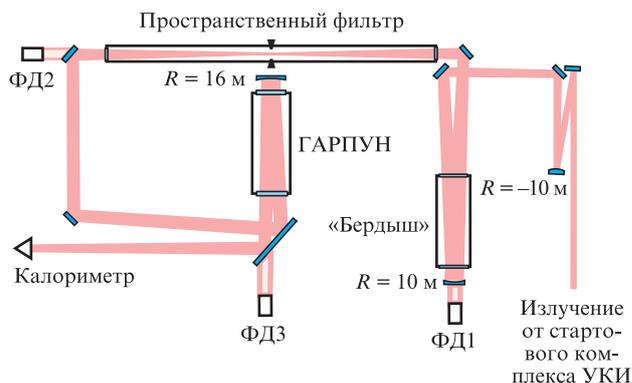


Рис.1. Схема двухпроходного усиления УКИ в предусилителе «Бердыш» и усилителе ГАРПУН (2+2).

изготовлены из высокочистого фтористого кальция марки ФКУ. Непросветленные окна располагались под небольшим углом к оптической оси, чтобы предотвратить паразитную генерацию. Все остальные элементы оптического тракта представляли собой высокоотражающие зеркала с диэлектрическим покрытием, нанесенным на подложки из кварца КУ-1. С их помощью лазерный пучок транспортировался вдоль тракта усиления, и его сечение согласовывалось с апертурами усилителей и пространственных фильтров. Для контроля усиливаемых УКИ и УСИ использовались коаксиальные вакуумные фотодиоды ФЭК 29 КПУ с временным разрешением ~ 1 нс, сигналы с которых регистрировались на четырехканальном цифровом осциллографе Tektronix TDS-3054 с частотой дискретизации 5 ГГц. Фотодиод ФД1 находился позади «глухого» зеркала предусилителя, а ФД2 и ФД3 – за поворотными зеркалами на выходе пространственного фильтра и оконечного усилителя. Отметим, что ослабление УКИ, прошедших через зеркала, вследствие двухфотонного нелинейного поглощения в кварце многократно превышает ослабление УСИ. К тому же из-за ограниченного временного разрешения фотодиоды интегрировали УКИ по длительности (согласно измерениям с помощью электронно-оптической камеры [5, 21], она не превышает $\tau \sim 1$ пс) и занижали истинную амплитуду УКИ по крайней мере в 1000 раз. На осциллограммах (рис. 2) наблюдались значительные перекопления (особенно заметные в случае одиночных УКИ), обусловленные нелинейным откликом фотодиодов на мощные и короткие световые импульсы.

Вследствие этого фотодиоды использовались только для контроля синхронизации усилителей и УКИ. Количественные измерения энергии УКИ и УСИ проводились калориметром, причем вклад УСИ определялся в отсутствие инъекции УКИ в тракт усиления. Калориметр располагался в слабосфокусированном пучке на расстоянии 10 м от выхода оконечного усилителя, и на его приемную площадку диаметром 2 см падала лишь малая часть УСИ, распространявшегося в большем телесном угле, нежели усиленные УКИ [1].

Для выбора оптимального времени ввода цуга УКИ в усилители (для достижения наибольшей энергии УКИ на выходе) проводились две серии предварительных измерений, в каждой из которых один из усилителей работал в штатном режиме, а другой – в холостом режиме, т. е. без накачки. При этом варьировалась задержка между импульсом накачки (точнее, импульсом УСИ) и цугом УКИ, которая контролировалась с помощью фотодиодов, а энергия излучения измерялась калориметром. На рис. 2 показаны типичные сигналы фотодиодов ФД1 и ФД2 для случаев усиления цуга УКИ и одиночного УКИ (при перекрытой линии задержки в мультиплексоре) в предусилителе «Бердыш». Сигнал с фотодиода ФД1, находившегося за глухим зеркалом предусилителя, состоит из усиленного на первом проходе УКИ на фоне длинного импульса УСИ. Видно, как цуг УКИ насыщает усиление в активной среде, что сопровождается уменьшением мощности УСИ. Фотодиод ФД2, регистрировавший прошедшее через пространственный фильтр излучение, «видит»

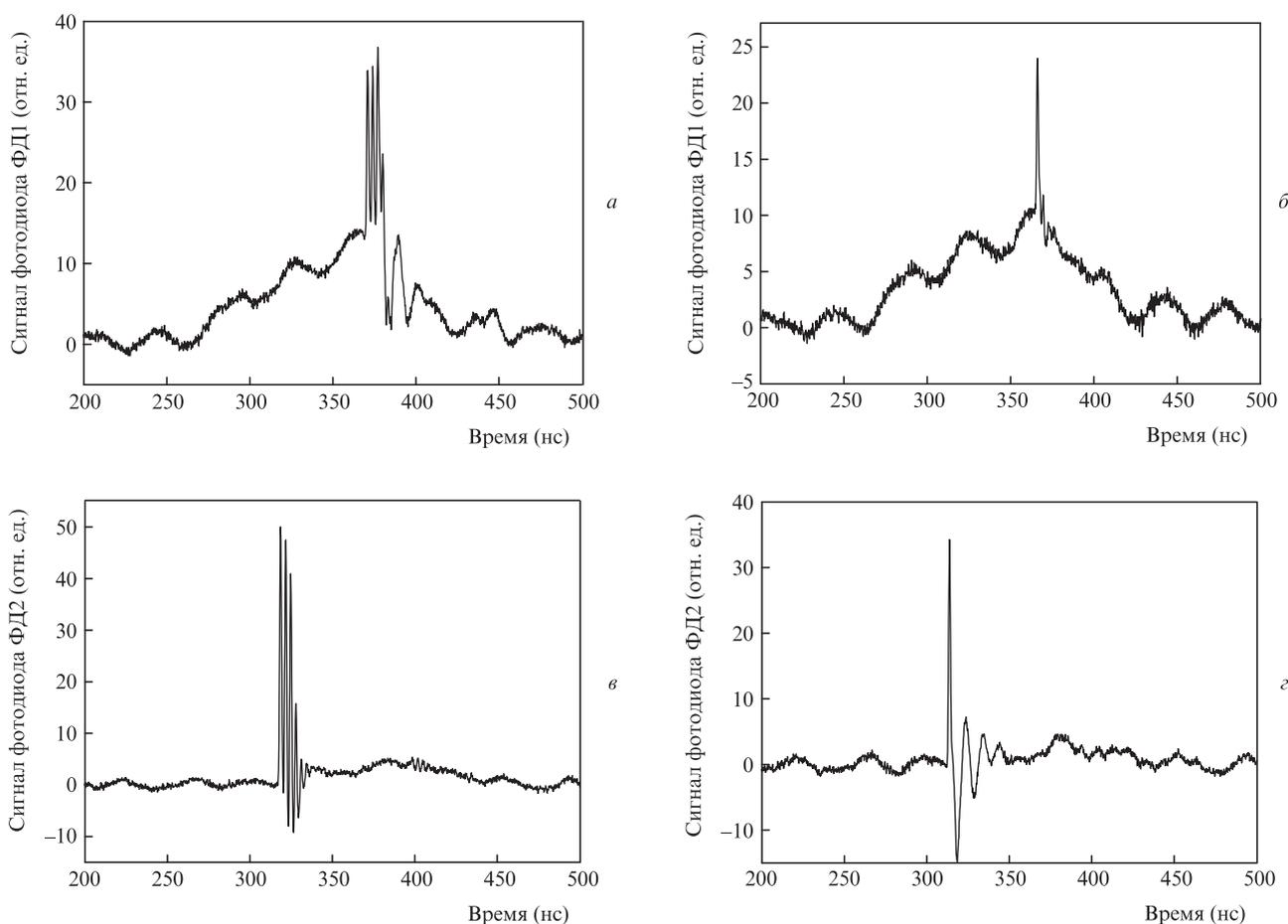


Рис. 2. Осциллограммы сигналов с фотодиодов ФД1 (а, б) и ФД2 (в, з) при усилении цуга УКИ (а, в) и одиночного УКИ (б, з) в схеме (2+2). Время на осциллограммах отсчитывается от начала развертки осциллографа.

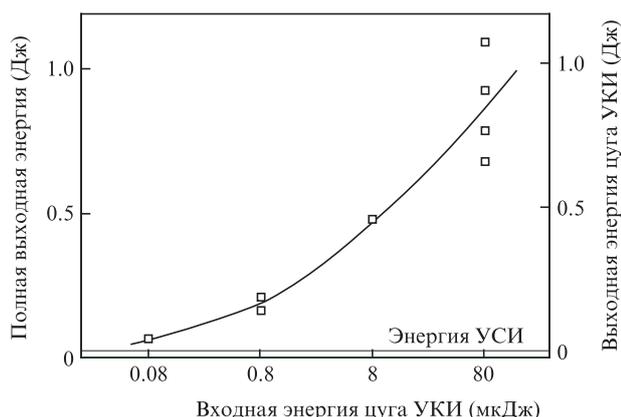


Рис.3. Зависимости полной выходной энергии и выходной энергии усиленного цуга УКИ от входной энергии цуга УКИ для двухпроходной схемы усиления УКИ в предусилителе «Бердыш» и усилителе ГАРПУН (2+2).

только УКИ, т. к. большая часть УСИ, распространявшегося под большими углами к оптической оси, задерживается диафрагмой. При накачке основного усилителя ГАРПУН фотодиод ФД3, установленный неподалеку от выходного окна усилителя за глухим поворотным зеркалом (см. рис.1), регистрировал суперпозицию усиленных УКИ и УСИ (см. ниже рис.7), а на больших (10 м) расстояниях от усилителя (т.е. там, где располагался калориметр) – только УКИ.

Зависимость измеренной калориметром выходной энергии излучения от входной энергии цуга УКИ, усиленных в двухпроходной схеме усиления (2+2), представлена на рис.3. Интервал Δt следования УКИ составлял в этих экспериментах ~ 5 нс. Полная энергия состоит из выходной энергии усиленного цуга УКИ и энергии УСИ. Последняя измерялась без инъекции цуга УКИ в усилители и не превышала нескольких процентов от полной энергии. Энергия УСИ показана на графике тонкой горизонтальной линией. Здесь и далее, если не указано иное, представлены результаты измерений, проводившихся на «свежих» (вновь приготовленных) рабочих газовых смесях в усилителях.

Зависимость, качественно похожая на представленную на рис.3, была получена в схеме усиления (2+2) и для одиночных УКИ, с той лишь разницей, что их энергия была в среднем в 2.5 раза меньше, чем общая энергия цуга. Из осциллограмм рис.2 видно (см. также осциллограммы на рис.7 для схемы усиления (4+2)), что в цуге содержатся четыре УКИ, дающих основной вклад в измеряемую энергию. Сравнивая найденное отношение энергий цуга и одиночного УКИ с аналогичной величиной на выходе мультиплексора (~ 3), можно сделать вывод, что отдельные УКИ в цуге, следовавшие с интервалом $\Delta t \sim 5$ нс, усиливались примерно так же, как и одиночные УКИ. Относительное выравнивание амплитуд усиленных УКИ на осциллограммах свидетельствует о насыщении усиления. Перераспределение энергии УКИ можно объяснить также изменением коэффициента усиления активной среды за время прохождения цуга через усилители и точностью настройки мультиплексора, т.к. при плохой юстировке схемы мультиплексора последующие импульсы цуга все более отклоняются от оптической оси усилительного тракта и могут обрезаться диафрагмой пространственного фильтра. Кроме того, первый УКИ в цуге при усилении в двухпроходной схеме получает некоторое преимущество

перед остальными, на усиление которых в первом проходе влияет насыщение среды предыдущими импульсами цуга, распространяющимися во встречном направлении и поэтому обладающими большей мощностью.

Для цуга с энергией $E_{in} \sim 0.08$ мДж на входе в усилители максимальная выходная энергия E_{out} составляла 1.2 Дж, а максимальная энергия одиночных УКИ достигала 0.4 Дж (при входной энергии ~ 0.025 мДж). В такой же двухпроходной схеме при усилении одиночных УКИ с входной энергией $E_{in} = 0.32$ мДж ранее была получена выходная энергия $E_{out} = 0.6$ Дж при плотности энергии $Q_{out} = 6.7$ мДж/см², близкой к оптимальной из уравнения (1) [5, 21]. Таким образом, связанное с мультиплексором значительное (более чем на порядок) уменьшение энергии одиночных УКИ на входе в усилители лишь в полтора раза снижало выходную энергию УКИ, т.е. оконечный усилитель работал в режиме, близком к насыщению. При усилении цуга УКИ выходная энергия, напротив, увеличивалась в два раза за счет суммирования энергий отдельных импульсов. Можно было ожидать, что реализация двух дополнительных проходов УКИ через предусилитель позволит скомпенсировать потери энергии в мультиплексоре и повысить энергию выходного цуга.

2.3. Четырехпроходное усиления цуга УКИ в предусилителе «Бердыш» с последующим однопроходным (схема 4+1) или двухпроходным (схема 4+2) усилением в усилителе ГАРПУН

Для увеличения выходной энергии цуга УКИ исследованы различные оптические схемы с двумя дополнительными проходами через предусилитель «Бердыш». Два варианта усиления (с одним (схема 4+1) или двумя (схема 4+2) последующими проходами через основной усилитель ГАРПУН) показаны на рис.4. Входной пучок УКИ имел диаметр ~ 30 мм и дважды проходил усиливающую среду предусилителя, после чего пропускался через вакуумный пространственный фильтр, дополнительно установленный в схеме для предотвращения завязки генерации. Фокусные расстояния линз Л1, Л2 и длины плеч пространственного фильтра выбирались такими, чтобы из него выходил расходящийся пучок и полностью заполнял апертуру предусилителя в последующих двух проходах. Энергия цуга УКИ, усиленного в предусилителе, измерялась калориметром, установленным за основным пространственным фильтром, и соответствовала поступающей на вход основного усилителя.

На рис.5 показана зависимость полной выходной энергии цуга УКИ после четырех проходов через предусилитель «Бердыш» от входной энергии цуга. Максимальная выходная энергия $E_{out} = 0.13$ Дж при $E_{in} = 0.08$ мДж, что соответствовало полному усилению $G = E_{out}/E_{in} \approx 1600$ за четыре прохода. Энергия УСИ, измеренная в этой схеме, оказалась незначительной ($E_{ASE} \sim 3$ мДж). Для сравнения в наших предыдущих экспериментах в двухпроходной схеме после предусилителя была получена энергия одиночных УКИ $E_{out} = 23$ мДж при $G \approx 70$ [5, 21].

На рис.6 представлены зависимости полной выходной энергии и выходной энергии цуга УКИ за вычетом УСИ от входной энергии цуга УКИ для схем усиления (4+1) и (4+2). Характерные осциллограммы сигналов с фотодиодов ФД1 и ФД3 для схемы (4+2) показаны на рис.7,а. Такие осциллограммы, представляющие собой суперпозицию усиливаемых УКИ и УСИ, как отмечалось в

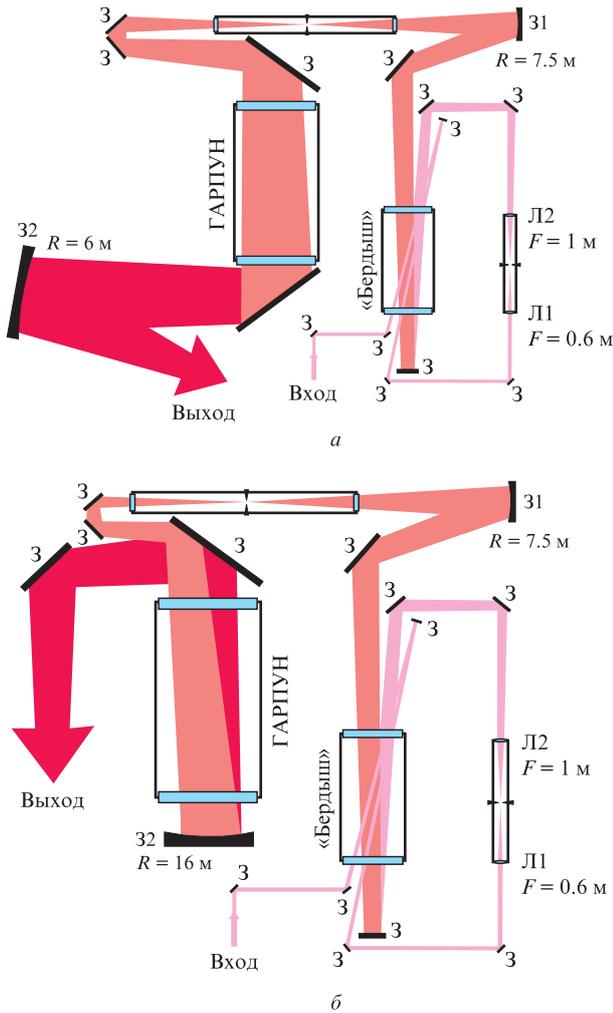


Рис.4. Схемы усиления УКИ с четырьмя проходами через предусилитель «Бердыш» и одним (4 + 1) (а) или двумя (4 + 2) (б) проходами через усилитель ГАРПУН.

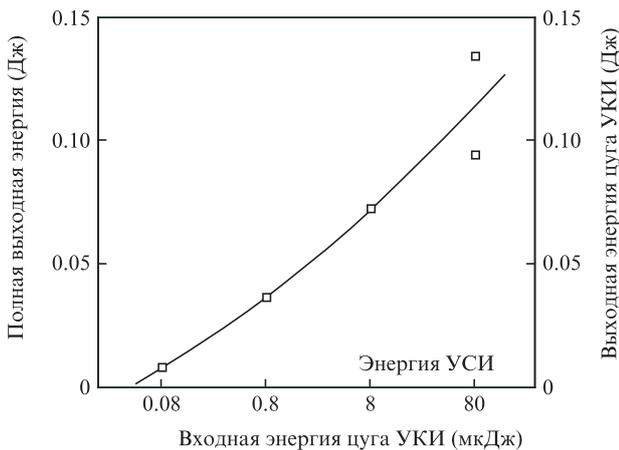


Рис.5. Зависимости полной выходной энергии после предусилителя «Бердыш» и выходной энергии усиленного пуга УКИ от входной энергии пуга УКИ в схеме с четырьмя проходами через предусилитель «Бердыш».

п.2.2, использовались для контроля синхронизации УКИ и накачки усилителей. В двухпроходной схеме (4+2) вклад УСИ в полную энергию излучения составляет около 50% (рис.6,б), что примерно в 5 раз больше, чем в однопроходной схеме (4+1) (рис.6,а). Возрастание УСИ в схеме

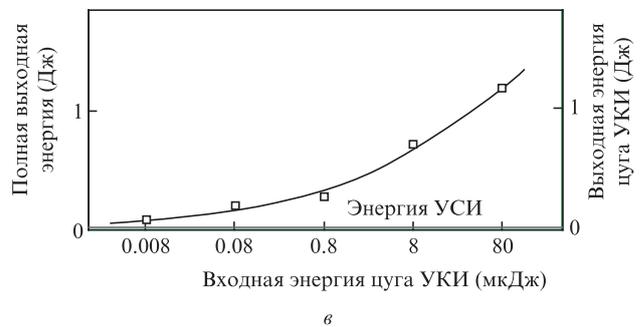
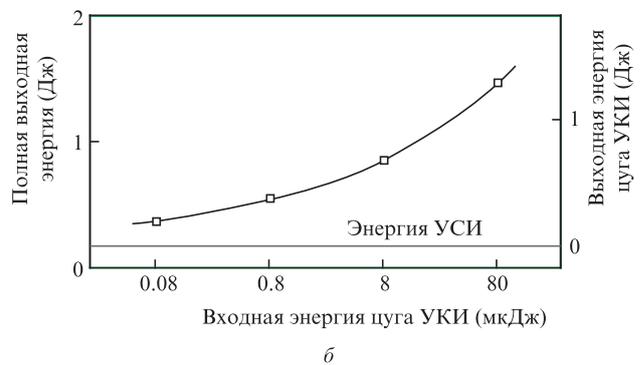
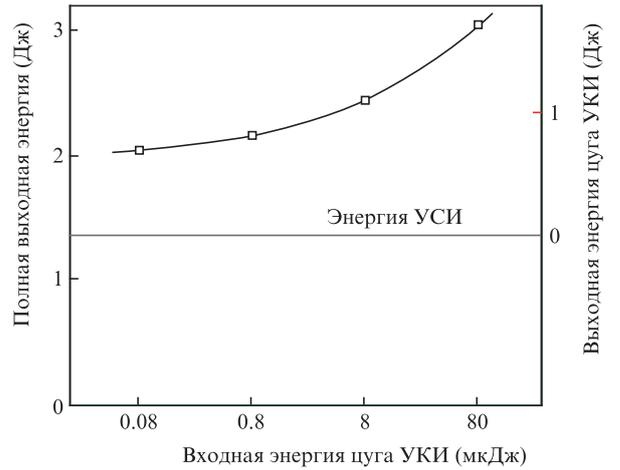


Рис.6. Зависимости полной выходной энергии после усилителей «Бердыш» и ГАРПУН и выходной энергии усиленного пуга УКИ от входной энергии пуга УКИ в схемах с четырьмя проходами через «Бердыш» и двумя проходами через ГАРПУН (4 + 2) (а), с четырьмя проходами через «Бердыш» и одним проходом через ГАРПУН (4 + 1) (б) и с четырьмя проходами через «Бердыш» и двумя проходами через ГАРПУН (4 + 2), заполненными «использованной» (работавшей долгое время) газовой смесью (в).

(4 + 2), обусловленное его экспоненциальным усилением и двукратным увеличением эффективной длины окончного усилителя $I_{ASE} \propto \exp[(g_0 - \alpha_{ns})L_{eff}]$, согласуется с результатами измерений и расчетов [1]. В то же время энергия усиленного пуга УКИ изменяется незначительно, т. к. их усиление происходит в насыщенном режиме. Подобное поведение наблюдается и при усилении в схеме (4 + 2), где после прохождения большого числа импульсов накачки через рабочую смесь в результате ее деградации уменьшается коэффициент усиления g_0 и увеличивается собственное поглощение α_{ns} активной среды (рис.6,в). Увеличение интенсивности УСИ в двухпроходной схеме приводит к насыщению коэффициента усиления и его уменьшению в

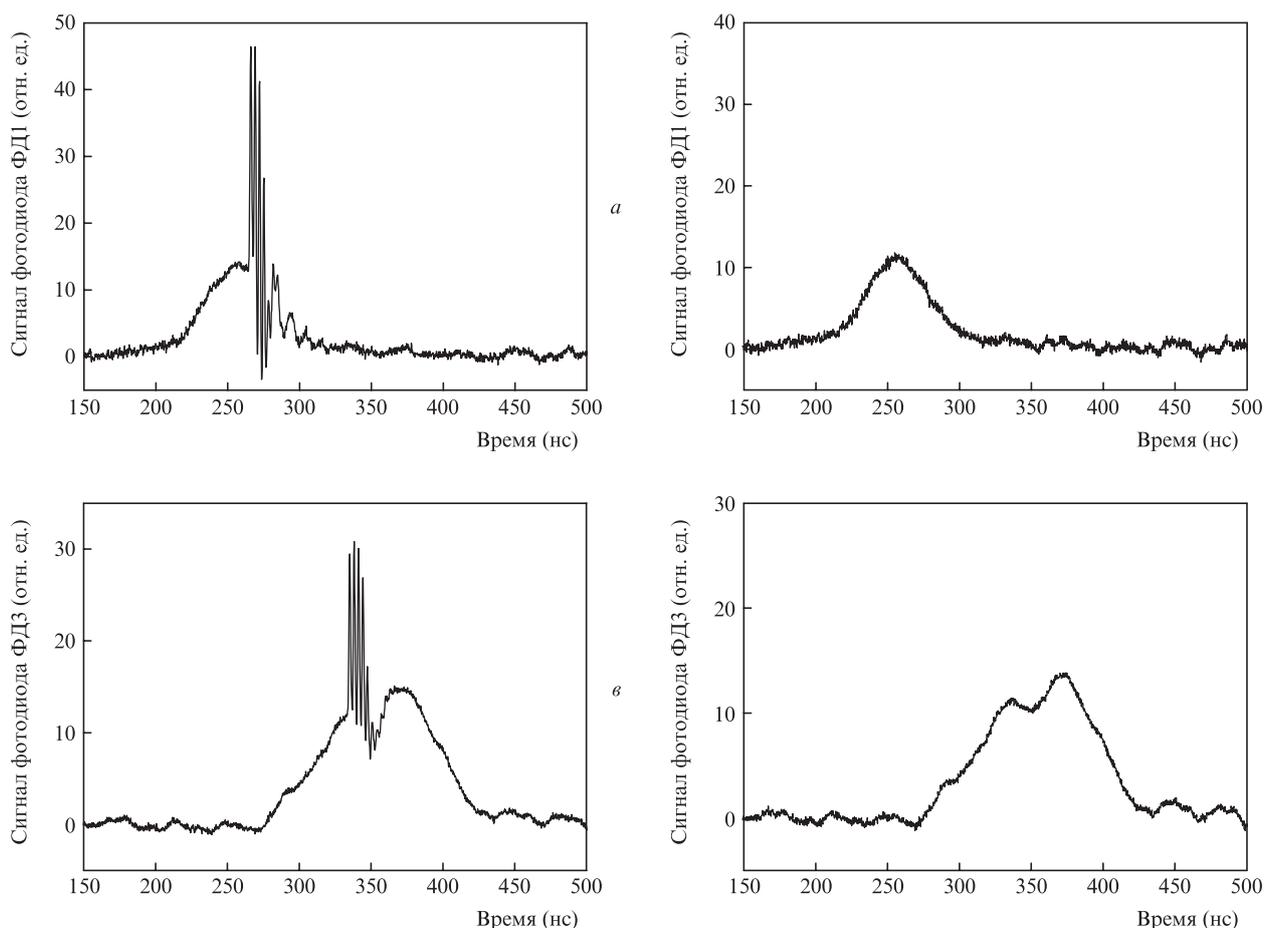


Рис. 7. Осциллограммы сигналов с фотодиодов ФД1 (*а, б*) и ФД3 (*в, з*) при усилении цуга УКИ (*а, в*) и в отсутствие УКИ (*б, з*) в схеме с четырьмя проходами через предусилитель «Бердыш» и двумя проходами через усилитель ГАРПУН (4+2). Время на осциллограммах отсчитывается от начала развертки осциллографа.

среднем в 2.5 раза по сравнению с коэффициентом усиления слабого сигнала $g_0 \sim 0.08 \text{ см}^{-1}$ [1]. Для сравнения в однопроходной схеме коэффициент усиления из-за насыщения УСИ снижается в среднем до $\sim 0.05 \text{ см}^{-1}$. К тому же небольшая часть усиливаемого в четырехпроходной схеме спонтанного излучения из предусилителя, несмотря на пространственные фильтры, в виде затравки попадает на вход оконечного усилителя и усиливается в нем наряду с собственным УСИ. Так, на осциллограммах рис.7,б, полученных в отсутствие УКИ на входе в усилители, наблюдается увеличение мощности УСИ в оконечном усилителе в тот момент, когда в него приходит УСИ из предусилителя.

В целом, все зависимости на рис.6 качественно похожи друг на друга: увеличение входной энергии УКИ на 3 порядка приводит к увеличению выходной энергии всего в несколько раз. Наибольшее насыщение усиления отмечается в схеме (4+2), в которой получена максимальная энергия усиленного цуга УКИ 1.6 Дж. В схеме усиления (4+1) максимальная энергия цуга составила 1.3 Дж, что ненамного отличается от энергии 1.2 Дж, измеренной в двухпроходной схеме (2+2). Таким образом, в условиях насыщения усиления УКИ увеличение числа проходов через усилители от четырех (в схеме 2+2) до шести (в схеме 4+2) не привело к желаемому результату – существенного увеличения выходной энергии не произошло. В идеальном приближении (в отсутствие УСИ и прочих потерь за исключением ненасыщаемого собственного поглощения в активной среде) плотность выходной энергии одиночно-

го УКИ возрастает с увеличением длины усиления вплоть до предельной величины $Q_{\text{lim}} = Q_s g_0 / \alpha_{\text{ns}} = 20\text{--}40 \text{ мДж/см}^2$, которая находится из условия $d\varepsilon/dx = 0$ в уравнении (1), означающего, что вся извлекаемая из активной среды энергия целиком поглощается в самой же среде. Для площади выходной апертуры усилителя ГАРПУН $S \approx 200 \text{ см}^2$ предельная энергия одиночного УКИ должна была составить 4–8 Дж, а для цуга – примерно в 3 раза больше. Учет прочих потерь, связанных с френелевским отражением на непросветленных окнах усилителя и с поглощением излучения молекулярным фтором (он входит в состав рабочего газа и в невозбужденном состоянии поглощает лазерное излучение) в ненакачанных электронным пучком областях вблизи окон усилителя, как показывают оценки, ситуации не меняет. Следовательно, в насыщение выходной энергии цуга УКИ ($E_{\text{out}} \approx 1.6 \text{ Дж}$), наблюдаемое с увеличением числа проходов через усилители, вносит вклад не только насыщение усиления активной среды, но и нелинейное поглощение в окнах усилителей, возрастающее с числом проходов. Действительно, при прохождении усиленного цуга УКИ с максимальной энергией через пластину из CaF_2 толщиной 30 мм (такую же, как и выходное окно усилителя) пропускание составило 50% (из них френелевские потери при отражении излучения от двух непросветленных поверхностей пластины составляют около 8%). Таким образом, при прохождении окон усиливаемые УКИ теряют значительную часть энергии, извлекаемой из активной среды усилителя.

3. Нелинейные потери излучения УКИ в окнах KгF-усилителей

3.1. Оценка нелинейных потерь излучения УКИ в окнах усилителя ГАРПУН

Нелинейные потери лазерного KгF-излучения в различных УФ оптических материалах – плавном кварце (SiO_2), фтористом кальции (CaF_2), фтористом барии (BaF_2), фтористом магнии (MgF_2) и фтористом литии (LiF) – измерялись ранее в ряде работ для субпикосекундных импульсов [9, 23–25] и для импульсов длительностью 8 пс [26]. Ограничения, накладываемые нелинейным поглощением в окнах на предельные мощности KгF-усилителей, обсуждались в обзоре [27]. Так как удвоенная энергия кванта KгF-излучения (10 эВ) превышает ширину запрещенной зоны в SiO_2 ($\Delta E = 7.8$ эВ) и BaF_2 ($\Delta E = 9.1$ эВ), то в этих материалах наблюдается сильное двухфотонное поглощение с коэффициентами $\beta = (4.8\text{--}8) \times 10^{-11}$ и 1.1×10^{-10} см/Вт соответственно, неприемлемое для окон KгF-усилителей УКИ. В LiF ($\Delta E = 11.6$ эВ) и MgF_2 ($\Delta E = 11.8$ эВ) наблюдается только трехфотонное поглощение с коэффициентами $\gamma = 1.6 \times 10^{-23}$ и 1.1×10^{-23} см³/Вт² соответственно [24]. Однако в этих материалах под действием мощных УФ УКИ [25] или тормозного рентгеновского излучения, сопровождающего электронно-пучковую накачку KгF-усилителей, накапливаются долгоживущие центры окраски [28]. Максимумы полос поглощения для центров окраски в LiF и MgF_2 лежат вблизи длины волны лазерного излучения 248 нм, что делает эти материалы также непригодными для окон усилителей. В CaF_2 ширина запрещенной зоны совпадает с удвоенной энергией кванта лазерного излучения. В связи с этим имеются существенные расхождения в интерпретации механизма поглощения – двухфотонное [23, 25] или трехфотонное [24, 26], а также большой разброс в измеренных значениях коэффициента трехфотонного поглощения: для импульсов длительностью 8 пс коэффициент $\gamma = 2 \times 10^{-21}$ см³/Вт² [26], а для субпикосекундных УКИ $\gamma = 3.8 \times 10^{-23}$ см³/Вт² [24]. При этом в работе [24] отмечалось, что, помимо трехфотонного поглощения, к потерям в CaF_2 приводит нелинейное рассеяние излучения (33% при интенсивности падающего излучения 120 ГВт/см²) и образование центров окраски.

Оценим величину трехфотонного поглощения в окнах из CaF_2 , используя закон распространения излучения

$$\frac{dI}{dx} = -\gamma I^3, \quad (2)$$

из которого следует выражение для интенсивности излучения, прошедшего через окно толщиной l :

$$I(l) = \frac{I_0}{(1 + 2\gamma I_0^2 l)}. \quad (3)$$

Если считать распределение излучения УКИ по выходному окну усилителя равномерным, то оценка по формуле (3) максимальной интенсивности излучения на выходе усилителя ГАРПУН (усредненной по выходной апертуре площадью $S \approx 200$ см²) $I_{\text{out}} = E_{\text{out}}/S\tau \approx 3.2 \times 10^9$ Вт/см², толщины окна $l = 3$ см и коэффициента трехфотонного поглощения в CaF_2 $\gamma = 3.8 \times 10^{-23}$ см³/Вт² дает для пропускания окна (без учета френелевского отражения) $T = I(l)/I_0 \approx 1$.

Однако в нашем случае пиковая мощность усиленных УКИ $P \sim 0.5$ ТВт [5, 21], что почти на четыре порядка пре-

вышает критическую мощность филаментации пучка в воздухе $P_{\text{cr}} = 3.8\lambda^2/(8\pi n_0 n_2) \approx 100$ МВт, где $n_0 \approx 1$ и $n_2 \approx 10^{-18}$ см²/Вт – линейный и нелинейный показатели преломления для УФ излучения с $\lambda = 248$ нм [29, 30]. В действительности, как показали наши предыдущие эксперименты [5, 21], распространяющийся в воздухе пучок состоит из множества филаментов, группирующихся на границах блоков, из которых состоят крупногабаритные окна усилителя ГАРПУН. Границы блоков вносят фазовые искажения, инициирующие множественную филаментацию проходящего излучения. В CaF_2 , где для УФ излучения ($\lambda = 308$ нм) $n_0 \approx 1.45$ и $n_2 \approx 1.9 \times 10^{-16}$ см²/Вт [31], критическая мощность филаментации еще ниже, $P_{\text{cr}} \approx 3$ МВт, и проходящее через окна излучение заведомо должно испытывать филаментацию. Не зная в точности, как меняется распределение излучения в пучке при переходе из окон в окружающий воздух, можно, тем не менее, оценить потери в выходном окне усилителя исходя из известной картины филаментации в воздухе.

Распределение плотности энергии излучения в поперечном сечении мощного пучка на расстоянии ~ 25 м от выхода усилителя ГАРПУН измерялось с помощью флуоресцирующей под действием УФ излучения пластинки из стекла К8, изображение которой регистрировалось видеокамерой с ПЗС-матрицей [32]. Калибровочная зависимость интенсивности флуоресценции стекла от интенсивности УКИ находилась в независимых экспериментах на Ti:сапфировом стартовом комплексе при варьировании с помощью дифракционного аттенюатора энергии УКИ от 0.14 до 0.007 мДж (что соответствует изменению пиковой мощности УКИ от 1.4 до 0.07 ГВт), которая затем фокусировалась линзой с $F = 1$ м в пятно с распределением излучения, близким к гауссову.

Измерения для мощного одиночного усиленного УКИ с энергией $E \approx 0.2$ Дж (при пиковой мощности $P \approx 0.2$ ТВт) показали, что число филаментов в пучке $N_f \sim 500$, причем в них содержится лишь часть энергии излучения $\zeta = 0.3$. То есть один филамент переносит мощность $P_f = 0.3P/N_f \approx 120$ МВт, что примерно соответствует критической мощности филаментации P_{cr} . Для диаметра филаментов (измеренного по уровню 1/2 от максимума) $d_f = 290 \pm 50$ мкм и средней площади $S_f = \pi d_f^2/4$ пиковая интенсивность в них $I_f = P_f/S_f = (1.8 \pm 0.6) \times 10^{11}$ Вт/см², что в 200 раз больше средней по выходной апертуре усилителя интенсивности пучка $I = P/S = 1$ ГВт/см². Оценка по формуле (3) дает нелинейное ослабление мощности филамента в выходном окне усилителя $T_f \approx 0.34$. Если же учесть еще потери на рассеяние ζ , которые при сравнимой с используемой в работе [24] интенсивности излучения в филаментах составляют 0.33, то «эффективное» ослабление будет еще больше: $T_{\text{eff}} = (1 - \zeta)T_f = 0.23$. Для всего пучка, в котором филаменты переносят лишь часть энергии ζ , пропускание $T = T_f[(1 - \zeta) + \zeta T_{\text{eff}}] \approx 0.7$ (здесь $T_f = 0.92$ – пропускание окна при френелевском отражении излучения от обеих поверхностей).

В проведенной выше оценке мы исходили из предположения, что распределения излучения УКИ в толще окна и в воздухе идентичны. Однако такое предположение противоречит сложившемуся представлению о множественной филаментации [33], согласно которому отдельные филаменты переносят мощность, близкую к критической. Поскольку P_{cr} в CaF_2 в 30 раз ниже, чем в воздухе, можно ожидать, что во столько же раз в нем будет больше число филаментов и увеличится суммарная доля пере-

носимой ими мощности. Не имея возможности измерить распределение излучения непосредственно в выходном окне усилителя ГАРПУН, мы исследовали пропускание эквивалентного образца из CaF_2 для УКИ с варьируемой в широком диапазоне (0.01–1 ГВт) пиковой мощностью при фокусировке в пятно, сравнимое по размерам с множественными филаментами в воздухе.

3.2. Измерение нелинейных потерь энергии УКИ в CaF_2

Эксперименты проводились на Ti:сапфировом стартовом комплексе, излучение которого с $\lambda = 248$ нм фокусировалось длиннофокусной линзой с $F = 2$ м в образец из CaF_2 толщиной 2 см, который располагался в перетяжке пучка на расстоянии ~ 8 см от фокальной плоскости. Энергия УКИ на выходе из стартового комплекса измерялась калориметром ОРНИР и составляла ~ 0.1 мДж при длительности импульсов ~ 100 фс, что соответствовало $P_{\text{max}} \sim 1$ ГВт. Падающее на образец излучение поэтапно ослаблялось дифракционным аттенуатором в 100 раз, причем диаметр пятна ~ 300 мкм по полувысоте, измеренный профилометром Spiricon SP620U (ОРНИР), был примерно одинаков как при максимальной мощности УКИ, в 10 раз превышавшей критическую мощность филаментации P_{cr} в воздухе, так и при минимальной мощности, которая была в 10 раз ниже критической. Поскольку диаметр пятна совпадал со средним диаметром отдельных филаментов в мощном пучке усиленных УКИ, то условия прохождения окна усилителя отдельными филаментами воспроизводились в значительно более широком диапазоне пиковых мощностей, которые были заведомо выше критической мощности филаментации в CaF_2 .

Излучение, прошедшее через образец и коллимирующую диафрагму (ее размер выбирался близким к диаметру пучка в отсутствие образца) направлялось на спектрометр ASP (ООО «Авеста-Проект») с ПЗС-линейкой. Из сравнения интегралов по спектральным распределениям излучения, прошедшего через образец и в его отсутствие, находилась относительная величина пропускания (ослабления) излучения, обусловленная суммарным эффектом нелинейного поглощения и рассеяния. Такая методика регистрации позволяла исключить влияние уширения спектра прошедшего через CaF_2 излучения на результаты измерений, которое отмечалось при использовании фотодиодов, имеющих сильную зависимость спектральной чувствительности от длины волны излучения в УФ области спектра. Отметим, что непосредственное измерение сильно ослабленного излучения калориметром также не представлялось возможным из-за его недостаточной чувствительности.

На рис. 8 для энергии падающего УКИ 0.045 мДж (пиковой мощности 0.45 ГВт) приведены характерные спектры излучения (нормированные на максимальные значения интенсивности) в отсутствие образца CaF_2 и прошедшего через образец. Видно, что в CaF_2 спектр уширяется примерно в 2 раза по сравнению с воздухом. При этом значительная часть энергии, достигающая нескольких десятков процентов, содержится в широких крыльях, полуширина которых $\Delta\lambda_{1/2} \sim 20$ нм намного превышает полосу усиления лазерного перехода KrF (~ 2.5 нм). В воздухе интеграл по спектру излучения, прошедшего через фокальную перетяжку (где также можно было ожидать некоторого поглощения излучения), линейно зависел от падающей энергии. При этом энергия УКИ, непосредственно измеренная калориметром при нулевом ослаблении дифракци-

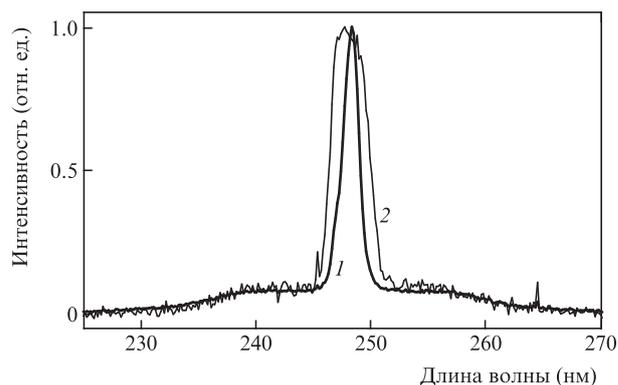


Рис.8. Спектры излучения УКИ в отсутствие образца (1) и прошедшего через образец из CaF_2 (2) при пиковой мощности УКИ 0.45 ГВт.

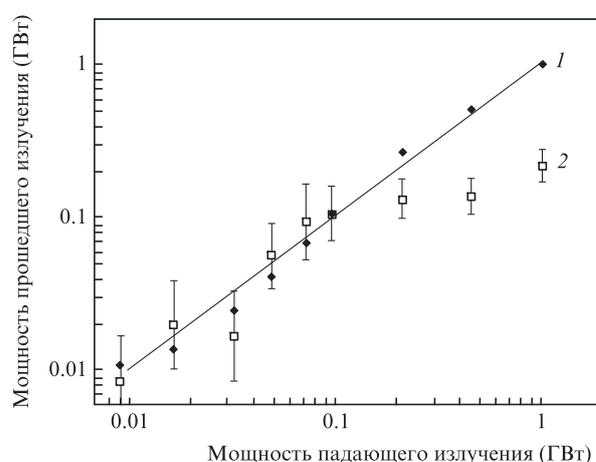


Рис.9. Пропускание воздуха (1) и CaF_2 (2) в зависимости от мощности УКИ.

онного аттенуатора, до и после перетяжки пучка совпала, что позволило откалибровать значения интегралов по спектру, привязав их к падающей энергии или к мощности УКИ. Результаты подобной обработки с учетом френелевского отражения от обеих поверхностей образца показаны на рис.9. Видно, что значительные нелинейные потери в CaF_2 возникают для УКИ с пиковой мощностью более 0.1 ГВт, что соответствует интенсивностям падающего на образец излучения $\sim 1.5 \times 10^{11}$ Вт/см². С увеличением мощности УКИ нелинейные потери возрастают и при $P = 1$ ГВт достигают 80% от падающей мощности.

Результаты приведенных экспериментов качественно подтверждают наши измерения (п.2.3) и оценки нелинейных потерь для мощного, сильно филаментированного пучка УКИ в окнах KrF -усилителя ГАРПУН (п.3.1), полученные на основании данных из работы [24]. Интенсивности УФ излучения, при которых проявляются нелинейное поглощение и рассеяние в CaF_2 , близки к приведенным в [23, 27]. Отметим, что еще одной причиной потерь в окнах усилителей может быть отмечавшееся в экспериментах сильное уширение спектра, в результате которого он становится шире полосы усиления лазерного перехода KrF .

3.3. Измерение наведенного поглощения в CaF_2

Наведенное поглощение в окнах усилителя ГАРПУН, связанное с наработкой центров окраски в CaF_2 , хотя и составляло малую часть нелинейного трехфотонного по-

глощения и рассеяния, но накапливалось от импульса к импульсу. Зондирование выходного окна излучением электроразрядного Krf-лазера показало, что исходное пропускание $\sim 90\%$ (близкое к френелевскому) после нескольких сотен импульсов уменьшилось до 72% , а пропускание противоположного окна, работающего при меньших мощностях УКИ, – до 84% . Продолжительный (в течение ~ 6 ч) отжиг окон в муфельной печи при температуре 350°C и последующая их полировка для удаления поверхностного дефектного слоя, образовавшегося при взаимодействии нагретого CaF_2 с атмосферным воздухом, восстанавливали исходное пропускание окон.

4. Заключение

На лазерной гибридной Ti:сапфир–Krf-системе ГАРП-ПУН-МТВ исследованы различные многопроходные схемы усиления субпикосекундных УКИ в двух каскадах широкоапертурных Krf-усилителей с накачкой электронными пучками. Для удельной мощности накачки $W_b = 0.6\text{--}0.8$ МВт/см² коэффициент усиления слабого сигнала в усилителях $g_0 = 0.08\text{--}0.10$ см⁻¹ [1, 5, 21]. Показано, что для интервала следования УКИ 3–5 нс, превышающего время восстановления активной среды (~ 2 нс), усиление цуга происходит так же, как и одиночного УКИ. Это позволяет цугу эффективно извлекать энергию накачки из усилителей и суммировать энергии отдельных УКИ. При усилении цуга УКИ из четырех импульсов с суммарной энергией $E_{in} \sim 0.1$ мДж в четырех проходах через предусилитель «Бердыш» и в двух проходах через оконечный усилитель ГАРП-ПУН (схема 4+2) выходная энергия УКИ насыщалась при $E_{out} = 1.6$ Дж и соответствовала максимальным пиковым мощностям УКИ ~ 0.6 ТВт. Энергия УСИ, напротив, быстро возрастала на большой полной длине усиления $L_{eff} \approx 600$ см (при $g_0 L_{eff} \sim 60$) и составляла 50% от энергии УКИ. В схемах (4+1) и (2+2) энергия УКИ снижалась незначительно, до $E_{out} = 1.3$ и 1.2 Дж, а доля УСИ падала до 10% и 3% соответственно.

В насыщении выходной энергии УКИ с увеличением числа проходов через усилители, помимо насыщения усиления и потерь в самой активной среде, существенную роль играли нелинейные потери в окнах из CaF_2 , обусловленные нелинейным поглощением, рассеянием и уширением спектра излучения до величины, превышающей ширину полосы усиления лазерного перехода Krf. Нелинейные потери в выходных окнах усугубляла самофокусировка УКИ, пиковая мощность которых была почти на четыре порядка больше критической мощности филаментации в воздухе и на пять порядков – критической мощности филаментации в CaF_2 . Наблюдавшуюся в эксперименте множественную филаментацию лазерного пучка инициировали фазовые искажения на границах блоков, из которых состояли крупногабаритные окна оконечного усилителя. Филаментация приводила к 200-кратному локальному увеличению интенсивности излучения в филаментах примерно до 2×10^{11} Вт/см². Подавление филаментации и уменьшение нелинейных потерь в окнах Krf-усилителей должно увеличить выходную энергию УКИ. Для реализации этого целесообразно в многопроходных схемах уменьшать число проходов УКИ через окна и использовать внутренние зеркала, установленные непосредственно на усилителях. Окна должны быть более тонкими и их следует изготавливать из монокристаллического CaF_2 . Для транспортировки мощного пучка между кас-

кадами нужно применять трубы, откачанные до форвакуума или заполненные гелием, имеющим низкий нелинейный показатель преломления. Кардинальным решением проблемы филаментации пучка может быть усиление в Krf-усилителях растянутых во времени (чирпированных) импульсов и их последующее сжатие, продемонстрированные в работах [34, 35].

Авторы выражают благодарность Е.А.Сунчугашевой за помощь в подготовке экспериментов.

Работа выполнялась при поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы импульсной силовоточной электроники» и «Экстремальные световые поля и их приложения».

- Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. *Laser Part. Beams*, **25**, 435 (2007).
- Foldes I.B., Szatmari S. *Laser Part. Beams*, **26**, 575 (2008).
- Bouma B., Luk T.S., Boyer K., Rhodes C.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1180 (1993).
- Nabekawa Y., Sajiki K., Yoshitomi D., et al. *Opt. Lett.*, **21**, 647 (1996).
- Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 227 (2011).
- Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
- Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011).
- Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
- Endoh A., Watanabe M., Sarucura N., Watanabe M. *Opt. Lett.*, **14**, 353 (1989).
- 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).
- Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ., ФИАН*, №9–10, 20 (1997).
- Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. *Квантовая электроника*, **43**, 332 (2013).
- Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 104105 (2012).
- Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. *Квантовая электроника*, **43**, 339 (2013).
- Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 227 (2011).
- Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Shutov A.V., et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 033509 (2012).
- Sethian J.D., Friedman M., Giuliani Jr. J.L., et al. *Phys. Plasmas*, **10**, 2142 (2003).
- Lehmberg R.H., Giuliani J.L., Schmitt A.J. *J. Appl. Phys.*, **106**, 023103 (2009).
- Obenschain S.P., Sethian J.D., Schmitt A.J. *Fusion Sci. Tech.*, **56**, 594 (2009).
- Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **244**, 032014 (2010).
- Tilleman M.M., Jacob J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 121 (1987).
- Taylor A.J., Gibson R.B., Roberts J.R. *Opt. Lett.*, **13**, 814 (1988).
- Simon P., Gerhardt H., Szatmari S. *Opt. Lett.*, **14**, 1207 (1989).
- Hata K., Watanabe M., Watanabe S. *Appl. Phys. B*, **50**, 55 (1990).
- Tomie T., Okuda I., Yano M. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 325 (1989).
- McIntire I.A., Rhodes C.K. *J. Appl. Phys.*, **69**, R1 (1991).
- Zvorykin V.D., Alimov A.S., Arlantsev S.V., et al. *Plasma Fus. Res.*, **8**, 2405000 (2013).
- Schwarz J., Rambo P., Diels J.C., et al. *Opt. Commun.*, **180**, 383 (2000).
- Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., et al. *Opt. Commun.*, **197**, 131 (2001).
- Kim Y.P., Hutchinson M.H.R. *Appl. Phys. B*, **49**, 469 (1989).
- Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **309**, 218 (2013).
- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- 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. *Opt. Commun.*, **109**, 288 (1994).