

PACS 42.55.Lt; 42.55.Rz; 42.60.By; 42.65.Jx; 42.65.Ky; 52.50.Jm

Создание протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированным УФ излучением Ti:сапфир–KrF-лазера ГАРПУН-МТВ. Ч.1. Регенеративное усиление субпикосекундных импульсов в широкоапертурном KrF-усилителе с накачкой электронным пучком

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

На гибридной лазерной системе ГАРПУН-МТВ исследовано регенеративное усиление одиночных и мультиплексированных УФ ультракоротких импульсов субпикосекундной длительности в широкоапертурном KrF-усилителе с неустойчивым конфокальным резонатором. На выходе системы получены амплитудно-модулированные импульсы УФ излучения с длительностью 100 нс и энергией в несколько десятков джоулей, представляющие собой комбинацию импульса квазистационарной генерации и цуга усиленных УКИ с пиковой мощностью 0.2–0.3 ТВт, на три порядка превышающей мощность импульса свободной генерации. Оценено время восстановления инверсии населенностей в активной среде KrF-лазера – $\tau_c \leq 2.0$ нс. Показано, что наибольшую эффективность усиления имеют цуги УКИ, следующие с интервалом $\Delta t \approx \tau_c$. Получение амплитудно-модулированных УФ импульсов открывает перспективы для создания и поддержания протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе.

Ключевые слова: плазменные каналы, ультракороткие лазерные импульсы, KrF-лазер, цуги УКИ.

1. Введение

Возможность создания с помощью лазерного излучения протяженного (десятки и сотни метров) проводящего плазменного канала в атмосферном воздухе привлекает внимание исследователей с 1970-х гг. Искусственный плазменный волновод может использоваться для беспроводной передачи электрического тока [1, 2], а также электромагнитного излучения СВЧ и радиочастотного диапазонов для уменьшения его естественной расходимости [3–7]. Важными прикладными задачами являются также создание активной системы молниезащиты на основе лазерного инициирования и управления траекторией молнии (см., напр., [8–13] и приведенные там ссылки) и кроме этого дистанционный контроль атмосферных загрязнений с использованием азотного лазера, который работает в режиме однопроходного усиления излучения в плазменном канале, образованном в воздухе мощными УКИ [14]. Особый интерес для решения перечисленных задач представляет лазерное излучение УФ диапазона, для которого вероятность многофотонной ионизации воздуха значительно выше, чем для ИК излучения [15], и она становится основным механизмом ионизации газа уже при сравнительно низких интенсивностях излучения $I \geq 5 \times 10^8$ Вт/см², легко достижимых в лазерных импульсах с длительностями

ми десятки и сотни наносекунд. Об этом свидетельствуют, например, эксперименты [7, 13], где импульсы УФ излучения KrF-лазера ГАРПУН длительностью 100 нс создавали полые плазменные волноводы, по которым передавалось СВЧ излучение на десятки метров, и протяженные плазменные каналы, эффективно управлявшие высоковольтным разрядом длиной около 1 м. Выходная энергия лазера при инжекции в неустойчивый конфокальный резонатор излучения электроразрядного задающего KrF-генератора достигала 100 Дж, а расходимость УФ излучения ($\lambda = 248$ нм) была $\sim 2 \times 10^{-4}$ рад [16]. После оснащения лазера фемтосекундным титан-сапфировым стартовым комплексом на новой гибридной лазерной Ti:сапфир–KrF-системе ГАРПУН-МТВ [17] помимо генерации длинных (100 нс) УФ импульсов появилась возможность усиливать субпикосекундные импульсы до энергии ~ 1 Дж [18, 19].

Предпосылками к настоящей работе стали эксперименты по измерению электронной плотности в плазме, создаваемой излучением задающего KrF-генератора с длительностью импульса $\tau = 25$ нс [7], которые указали на два принципиально важных обстоятельства. Во-первых, при интенсивностях $I \geq 3 \times 10^8$ Вт/см² концентрация фотоэлектронов n_e возрастает квадратично с ростом интенсивности: $n_e \propto I^2$. Это происходит в соответствии со ступенчатым механизмом трехквантовой ионизации (2 + 1) REMPI (Resonance Enhanced Multiphoton Ionisation) молекул кислорода [20], имеющих наименьший потенциал ионизации среди компонентов воздуха ($I_1 = 12.06$ эВ). Во-вторых, при последовательном воздействии двух лазерных импульсов, отстоящих друг от друга на время, примерно равное времени жизни электронов ($\Delta t \approx \tau_c$), второй импульс не только создает свою порцию фотоэлектро-

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

Поступила в редакцию 30 января 2013 г., после доработки – 12 февраля 2013 г.

нов, но и отрывает те, которые были наработаны первым импульсом и успели прилипнуть к молекулам O_2 . При этом для эффективного фотоотрыва прилипших электронов требуется сравнительно невысокая интенсивность излучения ($\sim 10^7$ Вт/см²) [7]. Таким образом, можно существенно увеличить концентрацию электронов в плазме, если на установке ГАРПУН-МТВ перейти от гладкого УФ импульса длительностью 100 нс к комбинированному амплитудно-модулированному импульсу, состоящему из цуга УКИ и длинного импульса квазистационарной генерации [21–24]. Это предложение было реализовано в наших первых экспериментах [25, 26].

В первой части настоящей работы подробно описана схема и динамика генерации амплитудно-модулированных высокоэнергетичных УФ лазерных импульсов длительностью 100 нс в режиме регенеративного усиления цуга субпикосекундных импульсов в широкоапертурном КгF-усилителе с электронно-пучковой накачкой. Во второй части демонстрируются преимущества амплитудно-модулированных импульсов для создания протяженных плазменных каналов в атмосфере и управления высоковольтными электрическими разрядами [27].

2. Анализ усиления цугов коротких импульсов в КгF-усилителях

Отличительными особенностями активной среды КгF-лазера на переходе $B \rightarrow X$ являются большие сечение индуцированного излучения, $\sigma = 2.5 \times 10^{-16}$ см², и коэффициент усиления слабого сигнала g_0 , малое время жизни возбужденного состояния $\tau_c \approx 2$ нс (в квазистационарном случае равное времени восстановления инверсии), определяемое большей вероятностью спонтанного излучения из него и быстрым тушением при соударениях, а также значительное ненасыщаемое поглощение лазерного излучения возбужденными компонентами рабочей смеси α_{ns} при типичных давлениях 1–2 атм [28]. Для удельной мощности возбуждения $W \approx 1$ МВт/см³, характерной для накачки электронным пучком лазеров с большим активным объемом, коэффициенты усиления g_0 и поглощения α_{ns} пропорциональны W , а их отношение ($g_0/\alpha_{ns} = 10$ –20) слабо изменяется при изменении накачки [28].

Некогерентное усиление УКИ длительностью $\tau \ll \tau_c$ описывается модифицированным уравнением Франца–Нодвика [29]:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = g(x)(1 - e^{-\varepsilon}) - \alpha_{ns}\varepsilon, \quad (1)$$

где $\varepsilon = Q/Q_s$;

$$Q(x) = \int_0^x I(x, t') dt'$$

и $I(x, t)$ – плотность энергии и интенсивность УКИ при его распространении вдоль усилителя; $Q_s = hv/\sigma = 2$ мДж/см² – плотность энергии насыщения; $hv = 5$ эВ – энергия лазерного кванта. Профиль коэффициента усиления $g(x)$ формируется усиленным спонтанным излучением (УСИ) [19], либо усиливаемым одновременно с УКИ длинным лазерным импульсом [17, 30].

Локальная эффективность η_{ext} извлечения энергии из активной среды коротким лазерным импульсом определяется как отношение приращения плотности энергии на единице длины усилителя $dQ/dx = Q_s d\varepsilon/dx$ к энергии $N^*hv = (g_0/\sigma)hv = g_0Q_s$, запасаемой на верхнем лазерном

уровне (N^* – концентрация возбужденных молекул КгF на этом уровне). С учетом (1) получаем следующее выражение для локальной эффективности извлечения энергии вдоль усилителя:

$$\eta_{\text{ext}}(x) = \frac{1}{g_0} [g(x)(1 - e^{-\varepsilon}) - \alpha_{ns}\varepsilon]. \quad (2)$$

Её максимальное значение

$$(\eta_{\text{ext}})_{\text{max}} = \frac{g}{g_0} \left[1 - \frac{\alpha_{ns}}{g} \left(1 + \ln \frac{g}{\alpha_{ns}} \right) \right] \quad (3)$$

достигается при относительной плотности энергии $\varepsilon_{\text{opt}} = \ln(g/\alpha_{ns})$.

Средняя эффективность извлечения энергии из усилителя длиной L находится по формуле

$$\langle \eta_{\text{ext}} \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \eta_{\text{ext}}(x) dx = \frac{\varepsilon(L) - \varepsilon(0)}{g_0 L}. \quad (4)$$

Для оценки характерных значений эффективности, полагая в простейшем случае $g(x) \equiv g_0$, получаем из выражения (3) наибольшую эффективность извлечения энергии одиночным импульсом $\eta_{\text{ext}} = 1 - (\alpha_{ns}/g_0) [1 + \ln(g_0/\alpha_{ns})] = 0.67$ –0.8 при оптимальной плотности энергии УКИ $Q_{\text{opt}} = Q_s \ln(g_0/\alpha_{ns}) = 4.6$ –6.0 мДж/см². Чтобы найти эффективность усиления УКИ по отношению к энергии накачки, следует учесть, что одиночный УКИ извлекает энергию возбуждения активной среды, которая накапливается за время $\tau_c \approx 2$ нс, малое по сравнению с характерной длительностью электронно-пучковой накачки $\tau_p \approx 100$ нс, и что эффективность возбуждения верхнего лазерного уровня молекулы КгF по отношению к удельной мощности накачки,

$$\eta_p = \frac{N^* hv}{W \tau_c} = \frac{g_0 Q_s}{W \tau_c} = \frac{g_0 I_s}{W} \approx 0.25,$$

где $I_s = Q_s/\tau_c \approx 1$ МВт/см² – интенсивность насыщения для квазистационарного усиления длинных импульсов ($\tau > \tau_c$). В результате получаем, что эффективность усиления одиночного УКИ по отношению к энергии накачки (т. е. электрооптический или внутренний КПД усилителя), $\eta_1 = (\tau_c/\tau_p) \eta_{\text{ext}} \eta_p \approx 0.004$, мала по сравнению с эффективностью квазистационарного усиления длинных импульсов $\eta_{\text{long}} = 0.12$ [28, 30].

Поскольку при $\tau_c \ll \tau_p$ накопление возбужденных молекул КгF на верхнем лазерном уровне невозможно, то эффективный съём энергии должен осуществляться цугом импульсов, отстоящих друг от друга на время Δt , примерно равное времени жизни возбужденного состояния ($\Delta t \approx \tau_c$). В этом случае коэффициент усиления для каждого из последующих импульсов насыщается предыдущими импульсами и оказывается меньше, чем при усилении одиночного УКИ [30, 31]:

$$g_{\Delta t} = g_0 \frac{1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)}{1 - \exp(-\varepsilon) \exp(-\Delta t/\tau_c)}. \quad (5)$$

При плотности энергии

$$Q_{\text{opt}} = Q_s \ln \{ 2 \exp(-\Delta t/\tau_c) + (g_0/\alpha_{ns}) [1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)] \}^2$$

эффективность усиления цуга УКИ максимальна:

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{1}{\Delta t/\tau_c} \left\{ \frac{[1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)][1 - \exp(-\varepsilon_{\text{opt}})]}{1 - \exp(-\varepsilon_{\text{opt}}) \exp(-\Delta t/\tau_c)} - \frac{\alpha_{ns} \varepsilon_{\text{opt}}}{g_0} \right\}. \quad (6)$$

Для интервала следования $\Delta t \approx \tau_c = 2$ нс при $Q_{\text{opt}} = 3.1 - 4.3$ мДж/см² получаем $\eta_{\text{ext}} = 0.38 - 0.48$. Эффективность усиления цуга УКИ по отношению к накачке $\eta_{\text{train}} = \eta_{\text{ext}}\eta_p = 0.095 - 0.12$ в этом случае сравнима с эффективностью усиления длинных импульсов.

Усиление одиночных УКИ в двухпроходном усилителе большой длины происходит при квазистационарном профиле коэффициента усиления $g(x)$, насыщаемого УСИ [19]. Вследствие этого энергия и эффективность усиления УКИ будут несколько ниже, чем в рассмотренном выше случае $g(x) \equiv g_0$. Похожая картина будет и для регенеративного многопроходного режима усиления одиночного УКИ в резонаторе, где развивающаяся квазистационарная генерация извлекает из активной среды большую часть энергии, постоянно возобновляющейся в результате накачки. Однако при усилении цуга УКИ можно ожидать, что из-за высокой пиковой мощности они получат преимущество, если интервал следования коротких импульсов будет меньше характерного времени установления квазистационарной генерации. По порядку величины это время полного обхода резонатора $\tau_{\text{osc}} \approx 2L_{\text{res}}/c$, которое в данной работе для неустойчивого резонатора с длиной $L_{\text{res}} = 2.5$ м составляло ~ 17 нс.

3. Описание установки

При регенеративном усилении цугов субпикосекундных импульсов в оконечном КгF-усилителе лазерной установки ГАРПУН-МТВ в настоящей работе использовались те же самые лазерные элементы, что и в предыдущих экспериментах по двухпроходному усилению одиночных УКИ [18, 19], однако скомпонованы они были иначе (рис.1). Титан-сапфировый стартовый комплекс Старт-248М (ООО «Авеста-проект») с преобразованием частоты излучения в третью гармонику генерировал УКИ длительностью около 100 фс, с энергией до 0.5 мДж и длиной волны $\lambda = 248.4$ нм, подстраиваемой к максимуму полосы усиления КгF (В → Х). Юстировка всего тракта усиления и регистрирующей аппаратуры проводилась при работе стартового комплекса с частотой повторения 10 Гц, а в

рабочем режиме с помощью электромеханического затвора вырезался один УКИ, синхронизованный с накачкой КгF-усилителей. При этом выходной пучок диаметром 8 мм пропускался через вакуумный пространственный фильтр (на рис.1 не показан), где телескопировался с увеличением в три раза для уменьшения влияния нелинейных искажений вдоль протяженной воздушной трассы длиной около 50 м. Затем одиночный УКИ поступал в кольцевую схему мультиплексирования импульсов, образованную плоскими зеркалами: тремя глухими и одним полупрозрачным 31 с коэффициентом отражения 30% (рис.1). Там он преобразовывался в последовательность равноотстоящих УКИ с соотношением амплитуд 3 : 5 : 1.5 : 0.5... Направления распространения мультиплексированных импульсов совмещались путем юстировки зеркал, а временной интервал между ними $\Delta t \approx 5.3$ нс задавался расстоянием между зеркалами (временем обхода схемы).

Сформированный таким образом цуг УКИ поступал на вход КгF-предусилителя «Бердыш» с активным объемом $8 \times 8 \times 110$ см, накачиваемого электронным пучком [17–19]. Удельная мощность накачки W рабочей смеси Аг–Кг–F₂ при давлении 1.8 атм составляла 0.6–0.7 МВт/см³. С помощью выпуклого 32 и вогнутого 33 зеркал с диэлектрическим напылением сечение лазерного пучка согласовывалось с апертурой предусилителя. После усиления в двухпроходной схеме пучок фокусировался на диафрагму пространственного фильтра. Затем расходящийся пучок коллимировался линзой и направлялся в оконечный регенеративный усилитель ГАРПУН с активным объемом $12 \times 18 \times 100$ см, который накачивался двумя встречными электронными пучками с удельной мощностью накачки $W = 0.7 - 0.8$ МВт/см³ при давлении рабочей смеси 1.4 атм [17–19]. Длительность импульса накачки обоих усилителей по полувысоте составляла ~ 100 нс. Синхронизация электронных пушек усилителей с фемтосекундным стартовым комплексом осуществлялась с помощью электроразрядного задающего КгF-генератора, импульс которого (150 мДж, 20 нс) запускал разрядники с лазерным поджигом пяти формирующих линий в системе импульсного высоковольтного питания пушек.

Неустойчивый конфокальный резонатор регенеративного усилителя ГАРПУН был образован глухим вогнутым сферическим зеркалом 35 с радиусом кривизны $R_5 = 6$ м и полупрозрачным зеркалом 34, нанесенным на выпуклую сторону мениска с $R_4 = 1$ м. Таким образом, увеличение резонатора $M_{\text{res}} = R_5/R_4 = 6$, а его длина $L_{\text{res}} = (R_5 - R_4)/2 = 2.5$ м. Вогнутая поверхность мениска имела просветляющее покрытие, а её радиус кривизны выбирался так, чтобы совпадали точки мнимых фокусов мениска и нанесенного на выпуклую поверхность зеркала. Тем самым обеспечивалось согласование волнового фронта инжектируемого в резонатор пучка и излучения, отражавшегося от зеркальной поверхности мениска при многократных обходах резонатора. Аналогичная схема инжекции в резонатор импульса длительностью 20 нс задающего КгF-генератора использовалась нами ранее [16], и, если его мощность превышала мощность УСИ, происходило эффективное управление расходимостью и спектром выходного излучения лазера ГАРПУН.

Все оптические элементы тракта усиления, работающие на пропускание (т.е. окна усилителей и межкаскадного пространственного фильтра, линзы пространственного фильтра, установленного после стартового ком-

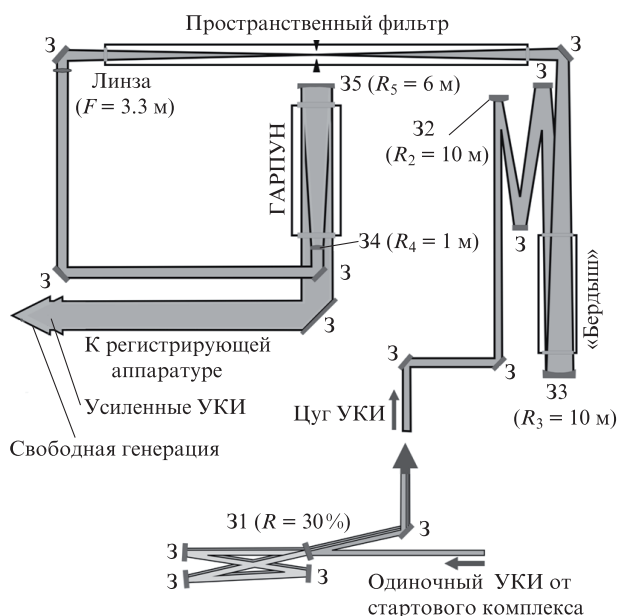


Рис.1. Схема экспериментов по регенеративному усилению УКИ в лазерной системе ГАРПУН-МТВ.

плекса, коллимирующая линза и мениск неустойчивого резонатора, а также полупрозрачное зеркало 31 в кольцевой схеме), были изготовлены из высокочистого фтористого кальция марки ФКУ, который обладает наименьшим нелинейным поглощением для УКИ излучения на $\lambda = 248$ нм [32, 33]. Отметим, что крупногабаритные окна КгF-усилителей в отличие от остальных прозрачных оптических элементов изготавливались не из монокристаллов, а из сростков случайно-ориентированных кристаллов, что послужило причиной крупномасштабных пространственных неоднородностей в распределении интенсивности усиленного излучения [18, 19].

4. Регенеративное усиление субпикосекундных импульсов

Предусилитель «Бердыш» работал в режиме ненасыщенного усиления и обеспечивал за два прохода усиление $G \approx 70$ и выходную энергию цуга УКИ ~ 20 мДж при факторе заполнения апертуры $\sim 60\%$. Характерные сигналы усиленного в предусилителе излучения после прохождения пространственного фильтра представлены на рис.2. Время на осциллограммах отсчитывается от момента запуска развертки осциллографа. Для сравнения приведены осциллограммы, полученные в одинаковом масштабе (т. е. при одной и той же чувствительности осциллографа) в отсутствие УКИ на входе предусилителя, усиленного одиночного УКИ при перекрытом канале мультиплексирования и усиленного цуга УКИ. Сигналы регистрировались коаксиальным вакуумным фотоэлементом ФЭК 29 КПУ с временным разрешением ~ 1 нс, на который попадало сильно ослабленное излучение, прошедшее через поворотное зеркало после пространственного фильтра (на рис.1 этот и другие использовавшиеся фотодетекторы не показаны). По результатам предыдущих экспериментов с использованием электронно-оптической камеры

длительность усиленных УКИ была меньше 1 пс [18, 19], поэтому фотодетектор интегрировал сигналы, занижая истинную амплитуду УКИ по крайней мере в 1000 раз. Другой аналогичный фотодетектор, установленный за поворотным зеркалом на выходе лазерной системы, регистрировал излучение регенеративного усилителя. Характерные сигналы на выходе усилителя при использовании зеркала-мениска 34 неустойчивого резонатора с коэффициентом отражения $R_{\text{мен}} = 30\%$ приводятся в одинаковом масштабе на рис.2. Там же показаны осциллограммы спонтанного излучения, усилившегося на длине 12 см в поперечном к оптической оси усилителя ГАРПУН направлении и измерявшегося третьим фотодетектором через боковое окно в лазерной камере. Амплитуда УСИ в поперечном направлении была намного меньше сигналов выходного излучения. Сигналы со всех фотодетекторов регистрировались на четырехканальном цифровом осциллографе Tektronix TDS-3054 с частотой дискретизации 5 ГГц.

Как видно из осциллограмм на рис.2,а, в отсутствие УКИ на входе в предусилитель сигнал УСИ после пространственного фильтра находится на уровне шумов фотодетектора. В этом случае импульс излучения на выходе оконечного каскада ГАРПУН является импульсом генерации, развивающейся в резонаторе из спонтанного излучения с задержкой относительно импульса накачки. При перекрытом входе в резонатор выходной сигнал практически не менялся, т. е. пространственный фильтр обеспечивал эффективную развязку усилительных каскадов по УСИ. В зависимости от коэффициента отражения зеркала-мениска $R_{\text{мен}}$, который варьировался в экспериментах от 4% до 80% (табл.1), задержка импульса генерации уменьшалась от 30 до 50 нс, что примерно соответствует двум или трём полным обходам резонатора. Длительность импульса генерации (по полувысоте) составляла 70–80 нс, что с учетом задержки примерно соответствует длитель-

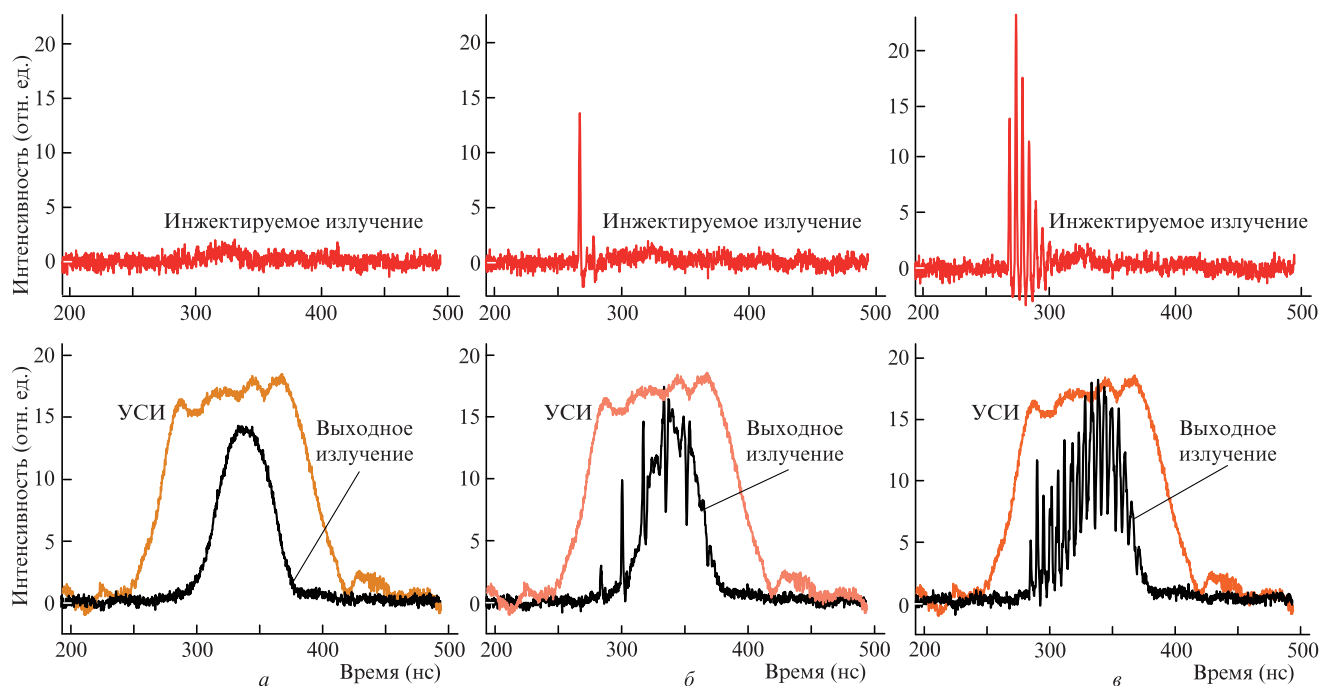


Рис.2. Осциллограммы инжектируемого в резонатор излучения (вверху), а также импульсов выходного излучения и УСИ в поперечном направлении (внизу) в случае свободной генерации (а), при инъекции в резонатор одиночного УКИ (б) и при инъекции цуга УКИ (в). Вертикальный масштаб для различных сигналов сохранен; амплитуда УКИ на осциллограммах б и в занижена в 1000 раз из-за недостаточного временного разрешения фотоприемника.

Табл.1. Энергия лазерного излучения модуля ГАРПУН в зависимости от коэффициента отражения зеркала-мениска резонатора.

$R_{\text{мен}} (\%)$	Энергия излучения (Дж)
4	10
10	15
30	15
80	25

ности импульса накачки. Одновременно с развитием генерации наблюдается насыщение сигнала поперечного УСИ, обусловленное насыщением коэффициента усиления активной среды. Энергия генерации измерялась калориметром, на который отводилась часть выходного излучения, отраженная от клиновидной пластины. Результаты измерений приводятся в табл.1. Наибольшая энергия 25 Дж получена для зеркала-мениска с наибольшим коэффициентом отражения $R_{\text{мен}} = 80\%$. Отметим, что в данных экспериментах, проводившихся с внешним неустойчивым резонатором, существенное влияние на энергию генерации оказывали большие френелевские потери излучения на непросветленных окнах усилителя, а также долгоживущее поглощение, наведенное в окнах тормозным рентгеновским излучением электронных пучков накачки, накопившееся за длительное время эксплуатации установки [34]. С учетом неполного отражения излучения от заднего зеркала 35 и зеркала-мениска 34 эти потери превышали 60% за один полный обход резонатора, тогда как доля излучения, отражавшаяся назад в неустойчивый резонатор от зеркала-мениска (коэффициент связи резонатора), составляла всего $R_{\text{мен}}(1/M_{\text{res}}^2) = 0.1\% - 2.2\%$ для зеркал-менисков с различными коэффициентами отражения. В этих условиях энергия генерации оказалась в несколько раз меньше, чем в ранних экспериментах [16].

При инжекции в резонатор усилителя ГАРПУН одиночного УКИ (рис.2,б) он начинал циркулировать в резонаторе и усиливаться в регенеративном режиме, конкурируя с квазистационарной генерацией. Амплитуда УКИ возрастает на переднем фронте импульса накачки по мере роста усиления в активной среде. При последующих проходах амплитуда УКИ падает в результате насыщения усиления импульсом генерации. В свою очередь УКИ также насыщает усиление, что проявляется в резком спаде мощности генерации непосредственно вслед за УКИ. Глубина провалов возрастает с увеличением мощности квазинепрерывной генерации. Отметим, что в импульсе поперечного УСИ этот эффект незаметен из-за малой длины усиления. Другой причиной постепенного уменьшения амплитуды УКИ со временем может быть недостаточно точная по отношению к оси резонатора инжекция излучения или разбюстировка выходного зеркала-мениска резонатора: при многократных обходах усиливаемое излучение будет все дальше отклоняться от оптической оси резонатора и уходить с приемной площадки фотодетектора, установленного в ближней зоне выходного излучения. Эффект юстировки подтвердился в экспериментах, где фотодетектор располагался в дальней зоне за диафрагмой, установленной в фокусе сферического зеркала с фокусным расстоянием $F = 8$ м. Небольшая разбюстировка резонатора приводила к тому, что фотодетектор регистрировал только один УКИ после первого обхода резонатора, тогда как последующие УКИ полностью дискриминировались диафрагмой. При этом, однако, регистрировались провалы в квазистационарной генерации, свя-

занные с усилением УКИ. Отметим, что в случае сильно разбюстированного зеркала-мениска регенеративный усилитель фактически превращался в двухпроходный усилитель и в отсутствие квазистационарной генерации давал на выходе лишь один усиленный УКИ.

При инжекции в резонатор цуга УКИ с интервалом между импульсами $\Delta t \approx 5.3$ нс (рис.2,в) выходное излучение представляет собой суперпозицию различных импульсов из цуга, усиливаемых при многократных обходах резонатора и частично подавляющих квазистационарную генерацию. В результате получается сильно промодулированный выходной импульс с полной длительностью 100 нс и очень высокой мощностью излучения в отдельных пиках, более чем в 1000 раз превышающей мощность квазистационарной генерации.

Измерения энергии выходного излучения показали, что и в режиме свободной генерации, и при инжекции в резонатор одиночного УКИ или цуга УКИ она одинакова и зависит лишь от коэффициента отражения зеркала-мениска (см. табл. 1). От него зависела и глубина модуляции выходного импульса. Хотя наибольшая энергия была получена для наиболее плотного зеркала-мениска с $R_{\text{мен}} = 80\%$, модуляция излучения при этом была сравнительно невелика. Оптимальное соотношение между энергией и глубиной модуляции выходного излучения достигалось для более прозрачных зеркал-менисков с $R_{\text{мен}} = 10\%$ и 30% , для которых энергия составляла 15 Дж. Сравнивая осциллограммы на рис.2,а,в и принимая во внимание примерное равенство энергии квазистационарной генерации и энергии, содержащейся в цуге из 20 УКИ для комбинированного импульса (т.е. равенство соответствующих площадей на осциллограммах рис.2,а,в), а также полагая длительность УКИ равной ~ 1 пс, можно оценить их пиковую мощность как 0.2–0.3 ТВт. В действительности из-за дисперсии групповых скоростей длительность УКИ в цуге монотонно возрастает для последующих импульсов при многократном прохождении толстых (~ 3 см) окон усилителя. Отметим также, что энергия комбинированных импульсов, генерируемых лазерной системой ГАРПУН-МТВ может быть увеличена в несколько раз при уменьшении паразитных потерь излучения в резонаторе, обусловленных окнами лазерной камеры регенеративного усилителя.

5. Измерение времени восстановления усиления в активной среде K_gF-лазера

Знание времени восстановления инверсии населенностей τ_c в активной среде K_gF-лазера имеет существенное значение не только для реализации эффективного усиления цуга УКИ с длительностью $\tau \ll \tau_c$ (см. разд.2), но и для численного моделирования крупномасштабных лазерных K_gF-драйверов для управляемого лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) [35]. Угловое мультиплексирование пучков [36], которое применяется для квазистационарного усиления цуга наносекундных импульсов в усилителях с большим временем электронно-пучковой накачки (100–500 нс), позволяет также комбинировать наносекундные импульсы и УКИ, получая сложный временной профиль излучения на мишени [30, 37], необходимый в перспективных схемах ЛТС с раздельным сжатием и нагревом горючего [38, 39]. Обычно при численном моделировании принимается, что $\tau_c \approx 2$ нс [28], хотя эта величина, помимо упомянутых выше скоростей радиационного

распада и тушений в соударениях с компонентами активной среды, зависит и от скорости колебательной релаксации верхнего электронного состояния молекулы K_rF (В), т.е. для различных теоретических моделей колебательной кинетики значения τ_c могут существенно различаться. Так, например, рассчитанная А.Г.Молчановым в приближении шестиуровневой полуфеноменологической модели [40, 41] величина $\tau_c = 3$ нс оказывается вдвое больше значения, полученного при использовании многоуровневой модели K_rF-лазера [37, 42, 43].

Проведенное в настоящей работе исследование динамики усиления активной среды K_rF-усилителя, нагруженного одновременно квазистационарной генерацией и УКИ, позволяет уточнить значение τ_c и тем самым проверить адекватность используемых теоретических моделей. На рис.3 приводятся различные участки комбинированного лазерного импульса при инжекции одиночного УКИ в слегка разъюстированный резонатор. На осциллограмме начального участка (рис.3,а) виден УКИ, усиленный при первом обходе резонатора и уширенный фотодетектором (пик 1), после второго обхода его амплитуда уменьшается в несколько раз (пик 2) из-за разъюстировки резонатора (см. разд.4). Глубина провалов (I–III) в импульсе квазистационарной генерации, обусловленных насыщением активной среды усилителя УКИ, напротив, увеличивается. На более поздней стадии, когда мощность квазистационарной генерации достигает максимума (рис.3,б), УКИ

уже практически неразличимы на её фоне, а глубина провалов из-за циркулирующего в резонаторе УКИ остается примерно постоянной до тех пор, пока не начинает спадать мощность генерации. Точки на осциллограммах соответствуют частоте оцифровки сигнала и отстоят на 0.2 нс. Из осциллограмм видно, что время нарастания УКИ (фронта) 1.0–1.2 нс равно времени спада усиления (фронта провала) и соответствует временному разрешению фотодетектора. Восстановление усиления после УКИ происходит за более длительное время 2.0 ± 0.2 нс, что с учетом временного разрешения фотодетектора дает верхнюю оценку для $\tau_c \leq 2.0$ нс. Найденное в настоящих экспериментах значение τ_c ближе к рассчитанному для многоуровневой модели K_rF-лазера [37, 42, 43].

6. Заключение

На гибридной многокаскадной лазерной системе ГАРПУН-МТВ исследовано регенеративное усиление одиночных и мультиплексированных субпикосекундных УФ лазерных импульсов в широкоапертурном K_rF-усилителе с электронно-пучковой накачкой. Ультракороткие импульсы генерировались титан-сапфировым стартовым комплексом, утраивались по частоте и после мультиплексирования в цуг усиливались в двухпроходном K_rF-предусилителе до энергии ~ 20 мДж. Затем цуг усиленных УКИ, следующих с интервалом порядка времени восстановления инверсии населенностей в активной среде, инжектировался в неустойчивый конфокальный резонатор оконечного регенеративного K_rF-усилителя. На выходе лазерной системы получены комбинированные амплитудно-модулированные импульсы длительностью 100 нс с энергией в несколько десятков джоулей, являющиеся суперпозицией импульса квазинепрерывной генерации и цуга УКИ с пиковой мощностью 0.2–0.3 ТВт, превышающей в 1000 раз мощность свободной генерации в отсутствие инжекции УКИ в резонатор. Найдено время восстановления инверсии населенностей в активной среде K_rF лазера $\tau_c \leq 2.0$ нс, которое соответствует рассчитанному на основании многоуровневой теоретической модели колебательной кинетики верхнего электронного состояния молекулы K_rF (В).

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и «Фундаментальные проблемы импульсной силовоточной электроники», РФФИ (гранты № 11-02-01414, 11-02-01524, 11-02-12061-офи-м и 12-02-31431-мол_а), а также гранта № 097007 EOARD в рамках партнерского проекта МНТЦ № 4073 Р.

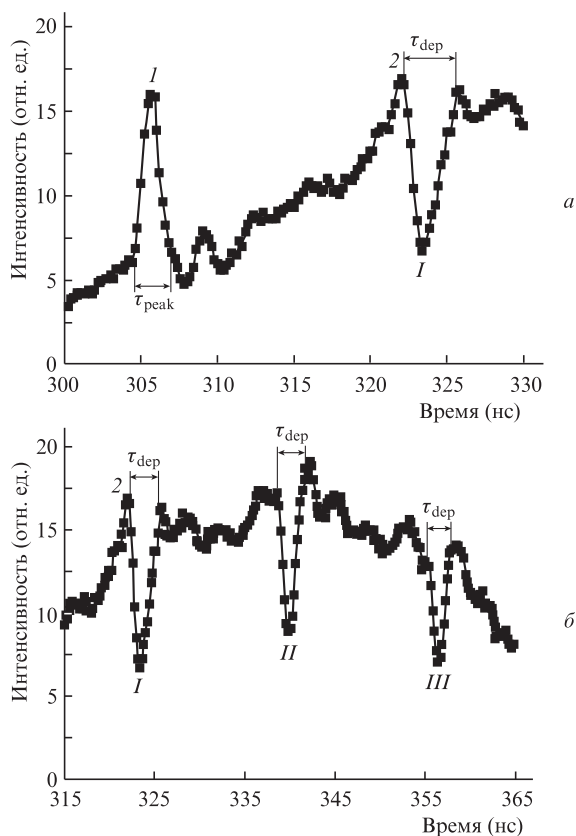


Рис.3. Осциллограммы комбинированного лазерного импульса на начальном участке нарастания усиления (а) и вблизи максимума мощности квазистационарной генерации (б); τ_{peak} – уширенная фотодетектором длительность УКИ, τ_{dep} – время спада квазистационарной генерации после прохождения УКИ. Пики 1 и 2 и провалы I–III относятся к последовательным обходам резонатора одиночным УКИ; время на осциллограммах отсчитывается от начала развертки осциллографа.

1. Koopman D.V., Wilkenson T.D. *J. Appl. Phys.*, **42**, 1883 (1971).
2. Зворыкин В.Д., Николаев Ф.А., Холин И.В. и др. *Физика плазмы*, **5**, 1140 (1979).
3. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **55**, 1400 (1968).
4. Chateaneuf M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
5. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., Сметанин И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 224 (2010).
6. Валуев В.В., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. и др. *Радиотехника и электроника*, **55**, 222 (2010).
7. Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Shutov A.V., et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 033509 (2012).
8. Zhao X.M., Wang Y.C., Diels J.-C., Elizondo J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 599 (1995).
9. Управление разрядом молнии с помощью лазерного излучения. *Оптический журн.*, **66** (3) (1999).

10. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Физика молнии и молниезащита* (М.: Физматлит, 2001).
11. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *УФН*, **170**, 753 (2002).
12. Kasparian J., Ackermann R., Andre Y.-B., et al. *Opt. Express*, **16**, 5757 (2008).
13. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **41** (3), 227 (2011).
14. Penano J., Sprangle P., Hafizi B., et al. *J. Appl. Phys.*, **111**, 033105 (2012).
15. Couairon A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 135003 (2002).
16. Басов Н.Г., Вадковский А.Д., Зворыкин В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **21** (1), 15 (1994).
17. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. *Laser Part. Beams*, **25**, 435 (2007).
18. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **244**, 032014 (2010).
19. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. *Квантовая электроника*, **40** (5), 381 (2010).
20. Johnson P.M., Otis C.E. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **323**, 139 (1981).
21. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. Патент РФ № 90620. Приоритет от 21.09.2009 г.
22. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. Патент РФ № 2406188. Приоритет от 15.09.2009 г.
23. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. Патент РФ № 2411662. Приоритет от 31.05.2010 г.
24. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. *Труды XIII Школы молодых ученых «Актуальные проблемы физики» и IV Школы-семинара «Инновационные аспекты фундаментальных исследований»* (Звенигород–Москва, ФИАН, 2010, с. 144).
25. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. *Тезисы докл. 39 Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу* (Звенигород, ИОФРАН, 2012, с. 220).
26. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 104105 (2012).
27. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. *Квантовая электроника*, **43** (4), 339 (2013).
28. Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
29. Tilleman M.M., Jacob J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 121 (1987).
30. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9–10, 20 (1997).
31. Hooker C.J., Ross I.N., Shaw M.J. *Annual Rep. Rutherford Appleton Laboratory RAL-87-041* (Chilton, UK, 1987, p. 226).
32. Tomie T., Okuda I., Yano M. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 325 (1989).
33. Simon P., Gerhardt H. *Opt. Lett.*, **14**, 1207 (1989).
34. Zvorykin V.D., Arlantssev S.V., Bakaev V.G., et al. *Proc. Conf. 'Inertial Fusion Sciences and Appl. 2003'* (Monteray, American Nuclear Society, Inc., 2004, pp 548–552).
35. Obenschain S.P., Colombant D.G., Schmitt A.J., et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 056320 (2006).
36. Ewing J.J., Haas R.A., Swingle J.C., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 368 (1979).
37. Lehmburg R.H., Giuliani J.L., Schmitt A.J. *J. Appl. Phys.*, **106**, 023103 (2009).
38. Obenschain S.P., Sethian J.D., Schmitt A.J. *Fusion Sci. Technol.*, **56**, 594 (2009).
39. Гуськов С.Ю. *Физика плазмы*, **39**, 3 (2013).
40. Kannari F., Obara M., Fujioka T. *J. Appl. Phys.*, **57**, 4309 (1985).
41. Kannari F. *J. Appl. Phys.*, **67**, 3954 (1990).
42. Morgan W.L., Winter N.W., Kulander K.C. *J. Appl. Phys.*, **54**, 4275 (1983).
43. Kvaran A., Shaw M.J., Simons J.P. *Appl. Phys. B*, **46**, 95 (1988).