

# Высокочастотные УФ лазеры с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда

А.В.Андраманов, С.А.Кабаев, Б.В.Лажинцев, В.А.Нор-Аревян, А.В.Писецкая, В.Д.Селемир

*Представлены результаты исследований компактных высокочастотных эксимерных ХеF- и KrF-лазеров, а также N<sub>2</sub>-лазера с пластинчатыми электродами и индуктивно-емкостной стабилизацией разряда. Проведена оптимизация состава и давления активной среды лазеров с целью получения максимальной энергии и частоты следования импульсов излучения при сравнительно низких (не более 19 м/с) скоростях прокачки активной среды в межэлектродном промежутке. Реализована частота следования импульсов излучения до 4–5 кГц при относительном среднеквадратичном отклонении энергии лазерных импульсов, не превышающем 2%. Отмечено периодическое изменение энергии импульсов N<sub>2</sub>-лазера под влиянием акустических возмущений, возникающих в высокочастотном режиме. Показано, что использование индуктивно-емкостной стабилизации разряда приводит к увеличению предельных частот следования импульсов излучения на 0.5–1.5 кГц (в зависимости от типа активной среды лазера). Отмечена зависимость стабильности энергии и предельной частоты следования импульсов от расположения искр предьонизации относительно направления потока газа. Предложены некоторые пути развития технологии пластинчатых электродов и индуктивно-емкостной стабилизации разряда.*

**Ключевые слова:** электроразрядный ХеF (KrF, N<sub>2</sub>)-лазер, пластинчатые электроды, индуктивно-емкостная стабилизация, частота следования импульсов, стабильность энергии излучения, оптические неоднородности.

## 1. Введение

В последнее время для различных технологических применений разрабатываются УФ лазеры с частотой следования импульсов  $f$  несколько кГц. В микролитографии используются эксимерные ArF (KrF)-лазеры с  $f \approx 4–5$  кГц и скоростью газового потока  $V \sim 60$  м/с [1–4]. Большое значение  $f$  в этих работах достигается за счет снижения ширины разряда и выбора необходимой скорости газового потока. Повышение частоты следования импульсов излучения путем дальнейшего увеличения скорости газового потока связано со значительными техническими трудностями.

Так, например, при скорости прокачки активной среды  $V \approx 55$  м/с в ХеF-лазере достигнута частота  $f \approx 5.5$  кГц для разрядного объема  $550 \times 14 \times 2.8$  мм [3]. Предыонизация межэлектродного промежутка осуществлялась скользящим разрядом по поверхности сапфировой пластины, расположенной вверх по потоку газа вплотную к заземленному электроду. На этой же лазерной камере в KrF-лазере максимальное значение  $f$  составило  $\sim 5$  кГц [4].

В электроразрядном азотном лазере при ширине разряда 1.6 мм и скорости газового потока в межэлектродном промежутке  $V \approx 55$  м/с достигнуто  $f \approx 11$  кГц [5]. Показано, что основной причиной, препятствующей увеличению частоты, является конкурирующий пробой в об-

ласти нагретого и ионизованного плазменного следа, остающегося от предшествующего разряда. Для устранения негативного влияния этого фактора в [5] с целью изоляции высокоионизованной плазмы, смещенной вниз по потоку газа, от электродов использовались дополнительные газовые каналы. В лазере без дополнительных каналов максимальная частота составляла лишь 6.1 кГц.

В работах [6, 7] приведены результаты первых исследований высокочастотных эксимерных лазеров с многосекционным разрядным промежутком, выполненным на основе пластинчатых электродов и индуктивно-емкостной стабилизации разряда. Эта технология, ранее предложенная в [8], основана на формировании предельно узких особо устойчивых разрядов накачки активной среды лазеров. Ширина лазерного пучка в ближней зоне составляла  $\sim 1.3$  мм. В лазерах достигнута частота следования импульсов до 4 кГц при умеренной скорости прокачки газа ( $V \leq 19$  м/с).

Целью настоящей работы является дальнейшее исследование высокочастотных ХеF- и KrF-лазеров с донором фтора на основе F<sub>2</sub>, а также высокочастотного азотного лазера с добавками в рабочую смесь буферных газов He и Ne. Предложены некоторые пути развития технологии пластинчатых электродов и индуктивно-емкостной стабилизации разряда.

## 2. Экспериментальные результаты

УФ лазеры созданы на основе рабочей камеры серийного эксимерного лазера CL-5000 (ЦФП ИОФ РАН, Троицк Моск. обл.) и нового электродного узла с многосекционным разрядным промежутком, описанных в [6, 7]. Высота и полная длина разрядного промежутка, образованного двадцатью пятью парами анодных и катодных пластин, составляли 12 и 260 мм соответственно.

А.В.Андраманов, С.А.Кабаев, Б.В.Лажинцев, В.А.Нор-Аревян, А.В.Писецкая, В.Д.Селемир. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: Lazhintsev@ntc.vniief.ru

Поступила в редакцию 17 апреля 2008 г., после доработки – 10 июля 2008 г.

Предыонизацию осуществляли 25 искровых разрядов, расположенных с одной стороны разрядного промежутка вниз или вверх по газовому потоку. Для прокачки газовой смеси использовался диаметральный вентилятор, который вращался с помощью магнитной муфты электрическим двигателем постоянного тока (ГЭА-6А) мощностью 80 Вт. Схема импульсной накачки лазера описана в [6, 7].

В экспериментах по исследованию параметров ХеF-лазера использовалась активная смесь Хе – F<sub>2</sub> – Ne(He). Донором атомов фтора служил F<sub>2</sub>, в отличие от работы [6], в которой для этой цели использовался NF<sub>3</sub>. Для активной смеси на основе NF<sub>3</sub> [6] энергия генерации ХеF-лазера для смесей с буферными газами He и Ne (максимальная энергия генерации ~ 3 мДж) практически одинакова. Для смесей на основе F<sub>2</sub> энергия генерации ХеF и KrF-лазеров с буферным газом Ne примерно в ~ 1.6 раза выше, чем для гелиевой смеси. Поэтому эксперименты по исследованию ХеF-лазера проводились с буферным газом Ne.

При давлении неона  $p_{Ne} = 2000$  Тор и напряжении на двигателе более 23 В происходил срыв работы вентилятора (магнитная муфта переставала передавать крутящий момент на диаметральный вентилятор). При максимальном напряжении на двигателе 28 В срыв работы вентилятора наблюдался уже при  $p_{Ne} = 1300$  Тор. В связи с этим исследование частотных характеристик эксимерных лазеров проводилась для «легкой» ( $p_{Ne} = 1100$  Тор) и «тяжелых» ( $p_{Ne} = 2000$  и 2400 Тор) смесей. Скорость прокачки газа для «легкой» и «тяжелых» смесей составляла ~ 19 м/с и не более 16 м/с соответственно.

При изменении давления буферного газа оптимизация импульса напряжения на рабочем промежутке по его амплитуде и длительности фронта нарастания достигалась путем включения в цепь тиратрона дополнительных индуктивностей.

При  $f \sim 5$  кГц происходил срыв в работе тиратрона. Следует отметить, что чем выше зарядное напряжение, тем сильнее перегружен тиратрон, поэтому с увеличением  $f$  срыв в работе тиратрона при зарядных напряжениях 20–22 кВ происходит раньше, чем при 16–18 кВ. Диапазон устойчивой работы тиратрона зависит также и от величины дополнительной индуктивности, используемой в цепи тиратрона. По этим причинам для получения предельных частот работы лазера эксперименты проводились, в основном, при зарядном напряжении накопительной емкости  $U_0 = 18$  кВ. Стабильность энергии лазерных импульсов вблизи максимальных значений частот, на которых работает лазер, определяется, скорее всего, как стабильностью формирования разряда, так и работой тиратрона. Ограничение максимальных частот диапазоном, в котором работа тиратрона была стабильной, отмечено и в [4].

На рис.1 приведены средние значения энергии  $E$  импульсов излучения ХеF-лазера и относительные среднеквадратичные отклонения  $\sigma$  энергии генерации в пакете из 1000 лазерных импульсов в высокочастотном режиме для исследованных давлений буферного газа Ne.

При увеличении давления неона от 1100 до 2000 Тор энергия импульса ХеF-лазера возрастает в ~ 1.6 раза во всем интервале исследуемых частот, а с увеличением давления от 2000 до 2400 Тор – еще в ~ 1.4 раза на частотах до 4 кГц. Дальнейшее увеличение давления неона невозможно из-за срыва в работе магнитной муфты, поэтому

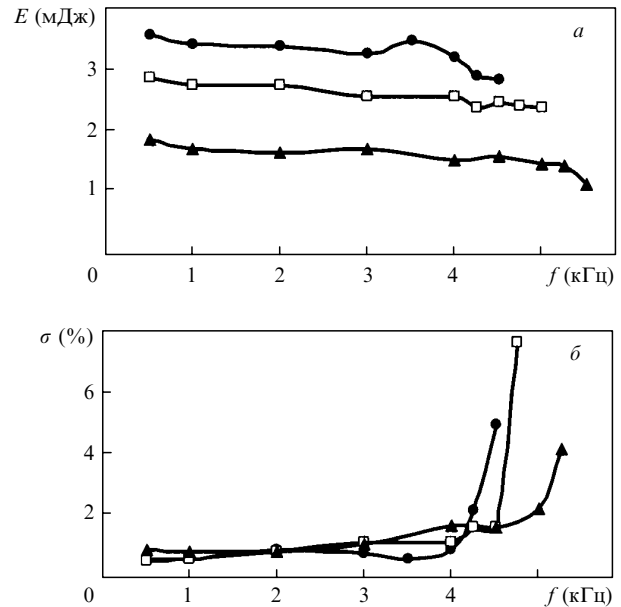


Рис.1. Зависимости  $E(f)$  (а) и  $\sigma(f)$  (б) для рабочих смесей ХеF-лазера состава F<sub>2</sub>:Хе:Ne = 10:10:1100 Тор (▲), F<sub>2</sub>:Хе:Ne = 7:10:2000 Тор (□) и F<sub>2</sub>:Хе:Ne = 7:10:2400 Тор (●) при  $U_0 = 18$  кВ.

при исследованиях максимальное давление Ne составляло 2400 Тор.

Как видно из рис.1, при  $p_{Ne} = 1100$  и 2000 Тор энергия генерации с увеличением  $f$  во всем интервале исследуемых частот снижается незначительно. Для  $p_{Ne} = 2400$  Тор наблюдается более быстрое снижение энергии генерации при  $f \geq 3.5$  кГц. При всех давлениях в диапазоне  $f = 0.5 - 4$  кГц величина  $\sigma$  не превышает 2%, а в диапазоне  $f = 4 - 5$  кГц наблюдается ее резкое увеличение. Предельные частоты при давлениях неона 1100, 2000 и 2400 Тор составили 5 кГц ( $\sigma = 2.3\%$ ), 4.5 кГц ( $\sigma = 1.7\%$ ) и 4.25 кГц ( $\sigma = 2.2\%$ ) соответственно. Более низкие предельные частоты в «тяжелых» газовых смесях обусловлены меньшей скоростью прокачки газа. Стабильность энергии излучения при больших давлениях неона и частотах вплоть до 4 кГц оставалась высокой ( $\sigma \sim 1\%$ ).

Средняя энергия излучения при  $p_{Ne} = 2400$  Тор,  $f = 4$  кГц и  $U_0 = 18$  кВ составила ~ 3.2 мДж, а средняя мощность лазерного излучения была равна ~ 12.7 Вт. Энергия импульсов излучения в высокочастотном режиме составила 80%–85% от энергии однократных импульсов при максимальном КПД ХеF-лазера 0.76% ( $p_{Ne} = 2000$  Тор). С увеличением энерговыклада в 1.5 раза (соответственно с ростом  $U_0$  от 18 до 22 кВ) КПД лазера уменьшался до 0.56%. При увеличенных энерговыкладах, когда тиратрон работает без срыва, стабильность энергии излучения при тех же давлениях и частотах оставалась прежней.

В работе [3] для ХеF-лазера при тех же энерговыкладах на единицу длины разрядного промежутка, что и в настоящей работе, реализована предельная частота ~ 5.5 кГц при  $\sigma \approx 2.7\%$ . Необходимо отметить, что скорость прокачки активной среды в [3] составляла ~ 55 м/с. В настоящей работе для ХеF-лазера при  $V \leq 19$  м/с предельная частота была равна ~ 5 кГц при той же стабильности энергии, что и в [3], а при  $V \leq 16$  м/с и  $f \sim 4.5$  кГц стабильность была в 1.5 раза лучше.

Аналогичные исследования проводились и для KrF-лазера. На рис.2 приведены средние значения энергии  $E$  импульсов излучения и относительные среднеквадратич-

ные отклонения  $\sigma$  энергии генерации для различных давлений неона.

При всех исследуемых давлениях в случае KrF-лазера наблюдается более быстрый темп снижения энергии по сравнению с XeF-лазером. С увеличением частоты (до  $\sim 3.5$  кГц) энергия импульсов снижается и в зависимости от давления неона составляет 65 % – 80 % энергии однократных импульсов. Скорее всего, это связано с более низкой устойчивостью разряда к возмущениям плотности активной среды в KrF-лазере из-за больших давлений криптона.

При увеличении давления неона с 1100 до 2000 Тор энергия импульса возрастает примерно в 1.4 раза во всем интервале исследуемых частот. С дальнейшим увеличением давления (до 2400 Тор) энергия импульса возрастает еще в 1.1–1.2 раза. Как и в XeF-лазере, при  $p_{Ne} = 2400$  Тор из-за недостаточной скорости прокачки газа для  $f \geq 3.25$  кГц происходит резкое снижение энергии и увеличение  $\sigma$ . При  $p_{Ne} = 2000$  и 2400 Тор в диапазоне  $f = 0.5 - 2.5$  кГц  $\sigma \leq 2\%$ , а при  $p_{Ne} = 1100$  Тор и  $f \leq 3$  кГц имеем  $\sigma \leq 1.5\%$ . Как и для XeF-лазера, на «легкой» смеси была получена максимальная предельная частота  $f = 4.5$  кГц ( $\sigma = 3.2\%$ ).

Средняя энергия излучения при  $p_{Ne} = 2400$  Тор,  $f = 3.25$  кГц и  $U_0 = 20$  кВ составила  $\sim 6.6$  мДж, а средняя мощность – примерно 21.6 Вт. При этом же давлении достигнут максимальный КПД KrF-лазера  $\sim 1.8\%$  ( $U_0 = 18$  кВ).

В [9] отмечено влияние концентрации галогеносодержащих молекул на однородность формирования разряда, что должно сказываться на стабильности работы лазера. В связи с этим исследовались параметры XeF- и KrF-лазеров при различных давлениях фтора в активной смеси (рис.3). Видно, что с уменьшением давления фтора  $p_{F_2}$  увеличивается предельная частота следования импульсов и уменьшается  $\sigma(f)$ . Однако при меньших давлениях фтора снижается энергия генерации. Так, в XeF-лазере при уменьшении  $p_{F_2}$  с 10 до 5 Тор энергия генерации

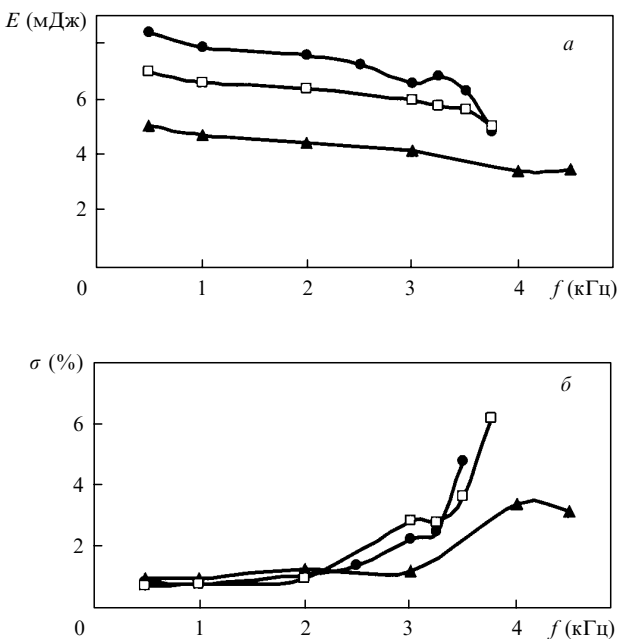


Рис.2. Зависимости  $E(f)$  (а) и  $\sigma(f)$  (б) для рабочих смесей KrF-лазера состава  $F_2:Kr:Ne = 4.5:60:1100$  Тор ( $\blacktriangle$ ),  $F_2:Kr:Ne = 4.5:60:2000$  Тор ( $\square$ ) и  $F_2:Kr:Ne = 4.5:60:2400$  Тор ( $\bullet$ ) при  $U_0 = 20$  кВ.

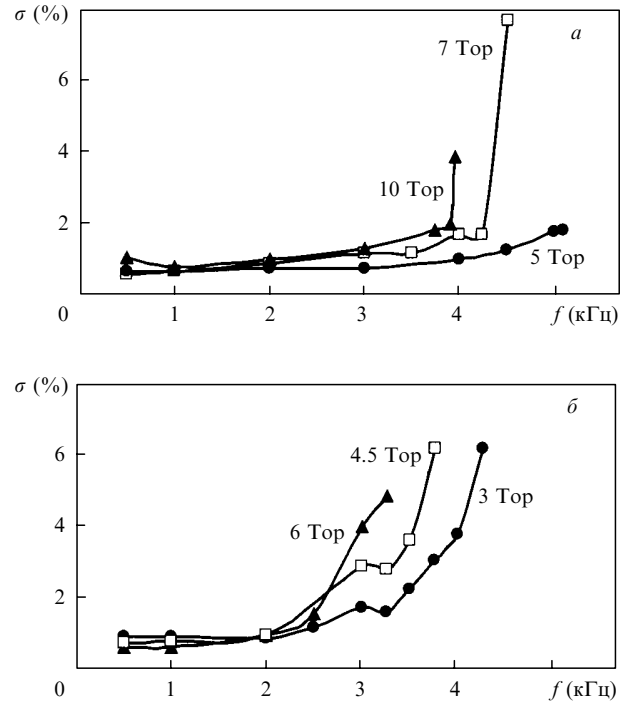


Рис.3. Зависимости  $\sigma(f)$  для XeF-лазера (а) и KrF-лазера (б) при различных давлениях фтора для активной смеси состава  $F_2:Xe:Ne = F_2:10:2000$  Тор (а) и  $F_2:Kr:Ne = F_2:60:2000$  Тор (б);  $U_0 = 18$  кВ (а) и 20 кВ (б).

снижается на 15%. В KrF-лазере уменьшение  $p_{F_2}$  с 6 до 3 Тор приводит к снижению энергии на 30%. Оптимальное давление фтора по частотным и энергетическим характеристикам составило 7 Тор для XeF-лазера и 4.5 Тор для KrF-лазера. Следует отметить, что рабочая концентрация  $F_2$  в активной смеси в настоящей работе в два-три раза выше, чем в [3]. Это связано, по-видимому, с существенно более высокой (в  $\sim 3$  раза) удельной мощностью накачки в настоящей работе. Таким образом, уменьшение содержания молекул  $F_2$  в активной смеси XeF- и KrF-лазеров увеличивает устойчивость разряда к возмущениям плотности активной среды. В результате увеличиваются как предельные частоты, так и стабильность работы лазеров, однако снижается энергия импульсов генерации.

Активная среда азотного лазера может значительно варьироваться как по составу, так и по величине давления, что позволяет в широких пределах изменять в ней скорость звука. Она не содержит химически активных компонентов и имеет высокий коэффициент усиления. Это дает возможность относительно просто исследовать влияние различных факторов, например роли акустических возмущений в активной среде высокочастотного лазера, на его частотные характеристики. Азотные лазеры и сегодня все еще применяются в научных исследованиях, поэтому реализация в них высокочастотного режима при использовании коммерческой лазерной камеры может иметь самостоятельное значение.

Энергии генерации для активных сред азотного лазера  $N_2$ ,  $N_2 - Ne$  и  $N_2 - He$  при не очень больших давлениях буферного газа различаются в пределах 10% – 15%. На рис.4 представлены зависимости средней энергии импульсов излучения и относительного среднеквадратичного отклонения энергии излучения от импульса к импульсу от частоты следования импульсов для различных составов активной среды.

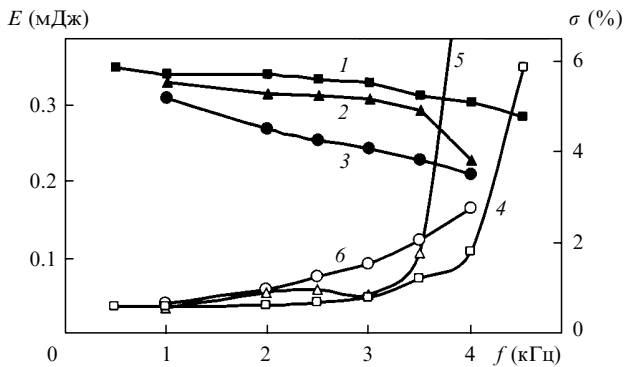


Рис.4. Зависимости  $E(f)$  (1, 2, 3) и  $\sigma(f)$  (4, 5, 6) для активных сред азотного лазера состава  $N_2:He = 36:350$  Тор (1, 4), 100 Тор  $N_2$  (2, 5) и  $N_2:He = 25:200$  Тор (3, 6);  $U_0 = 20$  кВ.

Для всех активных смесей энергия импульсов излучения снижается с ростом частоты (кривые 1–3). По-видимому, это связано с развитием акустических возмущений в активной среде. Поскольку скорость звука в активной среде  $N_2 - He$  существенно выше, затухание акустических возмущений в этой среде происходит быстрее, а энергия генерации снижается медленнее, чем в смеси  $N_2 - He$  и в чистом  $N_2$ . Это подтверждается и лучшей стабильностью энергии генерации в смеси  $N_2 - He$  (кривая 4).

Максимальная энергия импульса генерации 0.35 мДж (КПД 0.063 %) была получена на смеси  $N_2:He = 36:350$  Тор, а средняя мощность лазерного излучения при  $f = 4$  кГц составила  $\sim 1.2$  Вт. При увеличении давления He в этой смеси до 600 Тор энергия генерации снижается, а предельная частота возрастает до 5.5 кГц при снижении зарядного напряжения накопительной емкости до 18 кВ. При  $U_0 = 22$  кВ высокая стабильность энергии импульсов излучения ( $\sigma \leq 1.3$  %) реализуется при  $f \leq 4.5$  кГц.

Лучшая стабильность энергии генерации ( $\sigma \approx 0.3$  %) для смеси  $N_2:He = 25:350$  Тор имела место при  $f \sim 0.5 - 1$  кГц. Это говорит о чрезвычайно высокой устойчивости разряда в активной смеси азотного лазера при умеренных частотах.

Вызывает интерес периодическое изменение энергии импульсов, зарегистрированное на смеси  $N_2:He = 25:600$  Тор (рис.5). По-видимому, это связано с устойчивым периодическим характером акустических возмущений, формирующихся в активной среде азотного лазера. Следует отметить, что данная периодичность была зафиксирована лишь на определенных частотах и при указанном составе смеси, что свидетельствует о резонансном характере возмущений. В остальных случаях наблюдалось хаотическое изменение энергии от импульса к импульсу. Это говорит о довольно значительных акустических возмущениях, которые формируются в лазерной среде любого из исследованных лазеров, но не носят столь устойчивого периодического характера.

Следующий этап исследований был связан с изучением роли индуктивно-емкостной стабилизации при работе лазера с высокой частотой следования импульсов. Исследования проводились на азотном, ХеF- и КгF-лазерах. Для исключения емкостной развязки и максимального уменьшения индуктивной развязки держатели катодных электродных пластин соединялись общим проводником. Аналогичным образом практически полностью исключалась индуктивная развязка анодных электродных пластин. Необходимо отметить, что электрод,

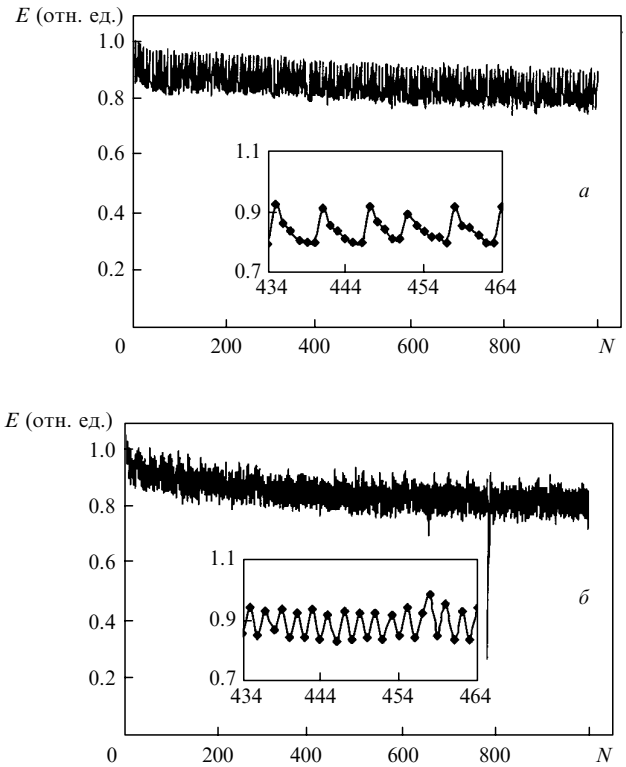


Рис.5. Зависимости энергии импульсов  $E$  излучения от номера импульса  $N$  для  $f = 4$  кГц,  $\sigma \leq 5.2$  % (а) и  $f = 5$  кГц,  $\sigma \leq 6.7$  % (б). Смесь состава  $N_2:He = 25:600$  Тор.

состоящий из электродных пластин, соединенных общим проводником, не эквивалентен сплошному электроду. Для исследованных длительностей ввода энергии в разряд эффект индуктивной стабилизации, тем не менее, сохраняется, но его проявление значительно снижено.

На рис.6 представлены зависимости энергии первых 1000 импульсов излучения азотного лазера от номера импульса для вариантов с индуктивно-емкостной стабилизацией и без нее.

На рис.7 для азотного лазера представлены частотные зависимости относительных среднеквадратичных отклонений  $\sigma$  энергии генерации от импульса к импульсу с индуктивно-емкостной стабилизацией и без нее. Видно, что индуктивно-емкостная стабилизация разряда не улучшает стабильности импульсов при  $f = 0.5 - 2.5$  кГц, но значительно, более чем на 1.5 кГц, позволяет повысить предельную частоту их следования. Такое же поведение  $\sigma$  наблюдалось в азотном лазере с индуктивно-емкостной стабилизацией и без нее для смесей на основе  $N_2$  и  $N_2 - He$ .

Аналогичные эксперименты проводились для ХеF- и КгF-лазеров (рис.8). Для ХеF-лазера индуктивно-емкостная стабилизация разряда не улучшает стабильности импульсов в диапазоне частот 0.5–2 кГц. При  $f \geq 2$  кГц в лазере без стабилизации происходит значительное увеличение  $\sigma$ , причем чем выше энерговыход, тем быстрее растет  $\sigma$  (рис.8,а). В ХеF-лазере со стабилизацией разряда  $\sigma$  незначительно возрастает вплоть до  $f = 4$  кГц, а затем резко увеличивается. Таким образом, наличие индуктивно-емкостной стабилизации позволило увеличить предельную частоту следования импульсов в ХеF-лазере примерно на 1.5 кГц. Необходимо отметить, что стабильность работы ХеF-лазера с индуктивно-емкостной стабилизацией при  $U_0 = 18$  и 20 кВ практически одинакова во всем интервале исследуемых частот.

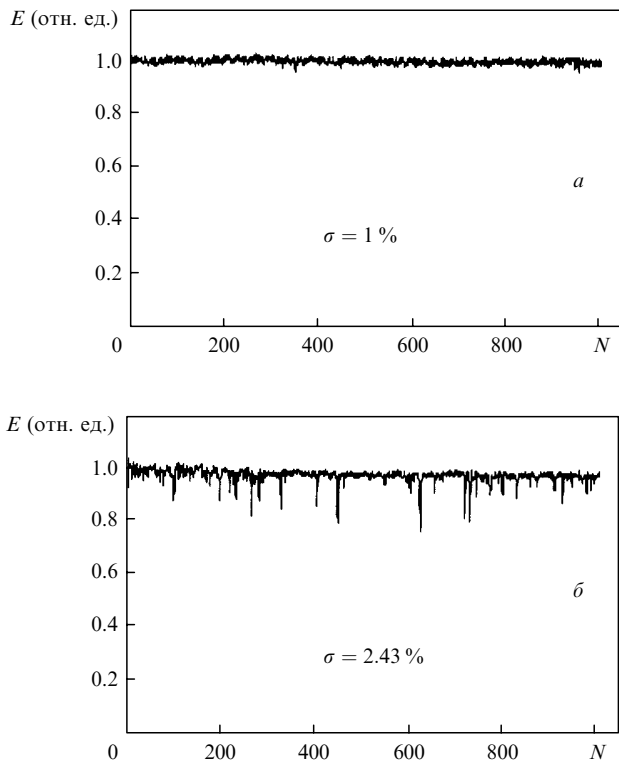


Рис.6. Зависимости энергии импульсов излучения от номера импульса для азотного лазера с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда (а) и в ее отсутствие (б) при  $f = 3$  кГц и  $U_0 = 18$  кВ. Смесь состава  $N_2 : He = 25 : 350$  Тор.

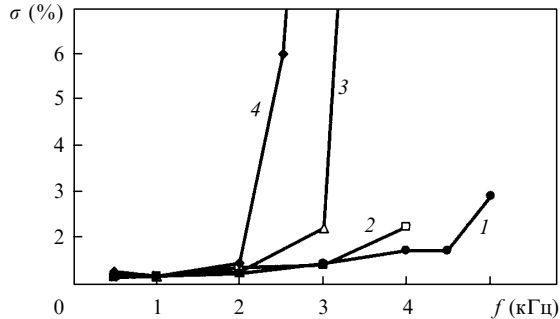


Рис.7. Зависимости  $\sigma(f)$  для азотного лазера с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда (1, 2) и в ее отсутствие (3, 4) при  $U_0 = 18$  кВ (1, 3) и 20 кВ (2, 4). Смесь состава  $N_2 : He = 25 : 350$  Тор.

Наличие индуктивно-емкостной стабилизации в KгF-лазере несколько улучшило стабильность, но практически не изменило предельную частоту. Для KгF-лазера плавный рост  $\sigma$  сменялся ее резким увеличением при  $f = 3.5$  кГц со стабилизацией разряда и при  $f = 3.25$  кГц без стабилизации (рис.8,б). Так же как и для XeF-лазера, для KгF-лазера стабильность работы при  $U_0 = 18$  и 20 кВ была практически одинаковой на всем интервале исследуемых частот. Для обоих лазеров на «легкой» смеси влияние индуктивно-емкостной стабилизации проявлялось сильнее. Так, снижение давления буферного газа до 1100 Тор позволило увеличить предельные частоты на  $\sim 2$  кГц для XeF-лазера и на  $\sim 1$  кГц для KгF-лазера.

Как видно из рис.7 и 8, проявление стабилизации разряда в различных лазерных смесях имеет свои особенности. Для независимой работы каждой пары анод-катодных электродных пластин и, следовательно, для максимального стабилизирующего эффекта необходимо ис-

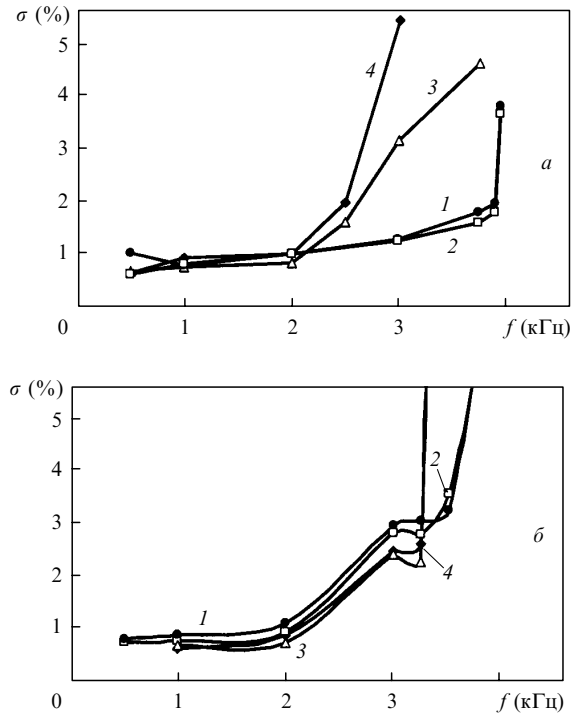


Рис.8. Зависимости  $\sigma(f)$  в XeF- и KгF-лазерах с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда (1, 2) и в ее отсутствие (3, 4) при  $U_0 = 18$  кВ (1, 3) и 20 кВ (2, 4). Смесь состава  $F_2 : Xe : Ne = 10 : 10 : 2000$  Тор (а) и  $F_2 : Kг : Ne = 4.5 : 60 : 2000$  Тор (б).

ключить электрическую связь, возникающую между соседними электродными пластинами. Эта связь обусловлена искрообразованием в промежутке между ними в результате появления разности потенциалов, вызванной как разной геометрией расположения пластин, так и различием условий для разряда между каждой парой анод-катодных электродных пластин. В частности, неидентичность условий возникает из-за различий в возмущениях плотности газа в разрядных промежутках соседних пар анод-катодных пластин, которые реализуются при высокочастотном режиме работы лазера. Таким образом, для исключения искрообразования между соседними электродными пластинами расстояние между ними должно быть достаточно большим.

В относительно устойчивых к возмущениям плотности газа активных средах азотного и XeF-лазеров достаточно ярко выражены эффекты как стабилизации, так и увеличения предельных частот. Рабочая смесь KгF-лазера менее устойчива к возмущениям плотности активной среды. Вследствие этого при высоких частотах возникает большая разность потенциалов между соседними электродными пластинами, провоцирующая искрообразование между ними. В результате предельная частота KгF-лазера со стабилизацией разряда практически не растет. Вероятно, увеличение расстояния между соседними электродными пластинами может позволить улучшить стабильность энергии импульсов и поднять предельные частоты KгF-лазера. Получение в настоящей работе за счет соединения электродных пластин проводником довольно хорошей стабильности энергии лазерных импульсов в высокочастотном режиме при относительно малой скорости прокачки газа, по нашему мнению, обусловлено двумя причинами. Одной из них является использование тонких электродных пластин, обеспечивающих большую напряженность электрического поля вбли-

зи своей рабочей кромки, что положительно сказывается на стабильности формирования разряда. Кроме того, предельно узкий разряд, возникающий между такими пластинами, позволяет получать относительно большой коэффициент сменности газа в разрядном промежутке при малой скорости прокачки. Другой причиной высокой стабильности лазерных импульсов является неполное исключение индуктивной стабилизации разряда.

В работе [4] отмечается, что при больших ( $f \approx 4$  кГц) частотах в продуктах разряда от предыдущего импульса возникают сильноточные каналы, «привязанные» к расположенным вниз по потоку искрам предыонизации. Возникновение конкурирующих пробоев собственно и определяет предельные частоты следования лазерных импульсов. В связи с этим параметры XeF- и KrF-лазеров исследовались при расположении искр предыонизации как вверх, так и вниз по потоку газа. Результаты этих исследований представлены на рис 9.

Как видно из рисунка, расположение искр предыонизации вверх по потоку позволило увеличить предельную частоту на  $\sim 500$  Гц для обоих лазеров. Для XeF-лазера при  $f = 4$  кГц падение энергии генерации по отношению к однократным импульсам составило 9% (искры вверх по потоку) и 17% (искры вниз по потоку), для KrF-лазера при  $f = 3$  кГц – соответственно 15% и 30%. Более быстрое снижение энергии генерации с увеличением частоты в KrF-лазере связано, по-видимому, с более низкой устойчивостью разряда к возмущениям плотности активной среды.

Необходимо отметить, что в настоящей работе отклонение  $\sigma \leq 2\%$  достигнуто с использованием искровой предыонизации, тогда как в [3, 4] аналогичное отклонение получено с использованием для предыонизации скользящего разряда. В работе [4] показано, что применение скользящего разряда, по сравнению с искровой предыонизацией, снижает  $\sigma$  в несколько раз.

Высокая удельная мощность накачки ( $\sim 9$  МВт/см<sup>3</sup>) и

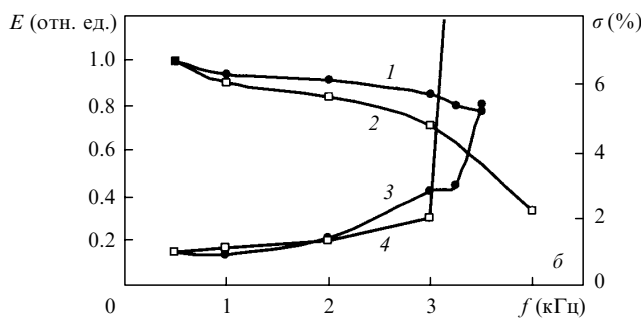
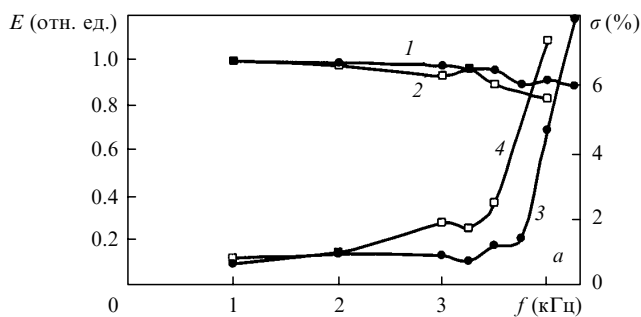


Рис.9. Зависимости  $E(f)$  (1, 2) и  $\sigma(f)$  (3, 4) при расположении искр предыонизации вверх (1, 3) и вниз (2, 4) по потоку относительно разрядного промежутка при  $U_0 = 18$  кВ. Смесь состава  $F_2$ :Xe:Ne = 10:10:2000 Тор (а) и  $F_2$ :Kr:Ne = 4.5:60:2000 Тор (б).

малая ширина разряда ( $\sim 1$  мм) приводят к возникновению в плазме разряда оптических неоднородностей типа отрицательной цилиндрической линзы, связанных с высокой концентрацией электронов, а точнее, с ее градиентами [7]. Это выражается в характерном раздвоении лазерного пучка в дальней зоне. Максимальный градиент изменения показателя преломления  $\text{grad}(\Delta n)$ , определяемый концентрацией электронов, для длины волны KrF-лазера составил  $\sim 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>. Возникновение такой линзы снижает эффективность работы лазера и существенно затрудняет формирование малой угловой расходимости лазерного излучения. Для уменьшения негативного влияния указанного градиента предложена конструкция электродного узла, в котором пластины располагаются под небольшим углом к оптической оси лазера [7, 8]. Для сохранения частотных характеристик лазера расположение пластин должно быть зигзагообразным, как это реализовано в работе [10].

На рис.10 представлены расчетные распределения изменения  $\Delta n$  показателя преломления и его градиента  $\text{grad}|\Delta n|$  по поперечному сечению активного объема при расположении плоскостей электродов вдоль оптической оси лазера и под углом  $8^\circ$  к оптической оси. В последнем случае изменение показателя преломления на электронной составляющей может быть снижено в  $\sim 3.2$  раза, а градиент изменения показателя преломления может уменьшиться примерно в 6.5 раза. В результате улучшается распределение интенсивности лазерного излучения как в ближней, так и в дальней зоне. Кроме того, снижаются лучевые нагрузки на зеркала резонатора, особенно в высокочастотном режиме работы лазера. Уменьшить влияние градиента изменения показателя преломления, определяемого концентрацией электронов, можно и за счет оптимизации удельной мощности накачки, ее длительности, давления и состава активной среды лазера. Например, при осуществлении согласованного режима накачки с минимальной второй полуволной токо-

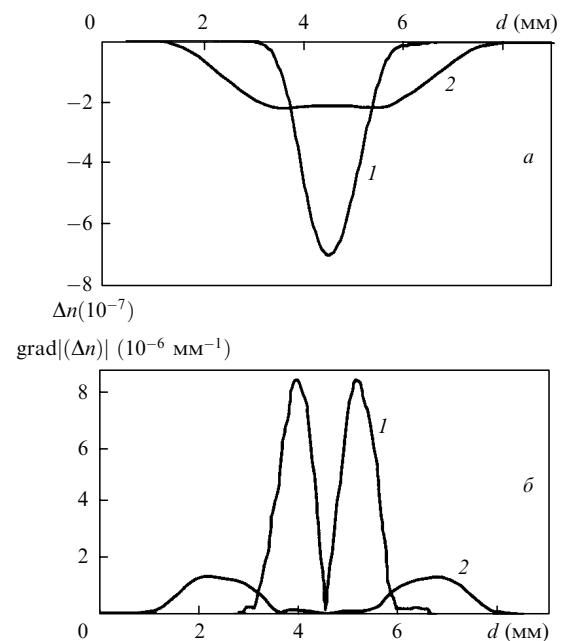


Рис.10. Распределение изменения показателя преломления (а) и его градиента (б) в плазме разряда KrF-лазера, возникающее на отрицательной электронной линзе (1 – эксперимент, 2 – расчет). Плоскости электродных пластин расположены вдоль (1) и под углом  $8^\circ$  (2) к оптической оси лазера.



Рис.11. Схема расположения электродных пластин в лазере с увеличенной энергией импульса.

вого импульса, концентрация электронов в разряде во время импульса генерации будет значительно снижена.

Дальнейшее развитие технологии лазеров на основе пластинчатых электродов, направленное на повышение энергии импульса излучения, заключается в увеличении количества электродных пластин и в размещении их под необходимым углом к оптической оси лазера (рис.11). Такая конструкция позволит при большей энергии излучения сохранить малую ширину лазерного пучка, уменьшить акустические возмущения лазерной среды и реализовать, таким образом, достаточно высокие частоты следования импульсов. Впервые аналогичная геометрия расположения электродных пластин была использована при разработке химического лазера в [11].

### 3. Заключение

Представлены результаты исследований разработанных компактных высокочастотных эксимерных ХеF- и КгF-лазеров, а также азотного лазера с частотой следования импульсов до 4–5 кГц. Для этих частот реализована стабильность энергии лазерных импульсов, не превысившая 2%–3%. Достигнутые частоты следования импульсов излучения получены при рекордно низких скоростях прокачки активной среды (не более 19 м/с). Для всех лазеров с увеличением частоты следования импульсов наблюдается снижение энергии импульсов излучения и плавный рост среднеквадратичного отклонения  $\sigma$ , который при предельных частотах сменяется его быстрым увеличением.

Впервые исследовано влияние индуктивно-емкостной стабилизации разряда на стабильность энергии лазерных импульсов в УФ лазерах. Показано, что наличие индуктивно-емкостной стабилизации разряда приводит к улучшению стабильности и увеличению предельных частот следования импульсов на 0.5–1.5 кГц.

Исследовано также влияние расположения искр предьонизации (вверх и вниз относительно направления потока газа) на частотные характеристики лазеров. Показано, что расположение искр вверх по потоку позволяет увеличивать как энергию импульса излучения в высоко-

частотном режиме, так и предельную частоту следования импульсов (на  $\sim 500$  Гц).

Отмечено, что расположение электродов под небольшим углом к оптической оси лазера дает возможность в несколько раз уменьшить градиент показателя преломления, связанный с концентрацией электронов в плазме разряда лазера, что приводит к улучшению характеристик лазерного излучения.

Одной из целей развития предлагаемой технологии является рост энергии импульса излучения лазеров. Это может быть достигнуто путем увеличения числа электродных пластин и размещения их под необходимым углом к оптической оси лазера.

1. Hueber J.M., Besaucele H., Das P., Eis R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4000**, 1418 (2000).
2. Saito T., Sazuki T., Yoshino M., Wakabagashi O., Matsunaga T., Fujimoto J., Kakizaki K., Yamazaki T., Inoue T., Terashima K., Enami T., Inoue H., Sumitani A., Tomaru H., Mizoguchi H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5040**, 1704 (2003).
3. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В. *Квантовая электроника*, **30**, 881 (2000).
4. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В., Иванов А.С. *Квантовая электроника*, **30**, 783 (2000).
5. Атежев В.В., Вартапетов С.К., Жигалкин А.К., Лапшин К.Э., Обидин А.З. *Квантовая электроника*, **34**, 790 (2004).
6. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **35**, 311 (2005).
7. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **36**, 101 (2006).
8. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. Патент России № 2244990 от 10.04.03; *БИ*, № 2, 610 (2005).
9. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. *Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов* (М.: Энергоатомиздат, 1988, с. 41).
10. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **36**, 235 (2006).
11. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **35**, 359 (2005).