

# Многосекционный KrF-лазер с частотой повторения 4 кГц и индуктивно-емкостной стабилизацией разряда

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

*Разработан электроразрядный KrF-лазер с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда и частотой повторения импульсов до 4 кГц. Многосекционный разрядный промежуток с общей длиной 25 см формировался 25 парами анодно-катодных пластин. Реализована ширина разряда не более 1 мм. В качестве буферных газов использовались Ne и He, донором фтора служил F<sub>2</sub>. Максимальная энергия импульса генерации составила ~6 мДж для смеси Ne–Kr–F<sub>2</sub> при полном давлении 1.6–3.2 атм. Максимальная эффективность лазера была равна ~1.4%. Для измерения скорости газа в рабочем промежутке применялась оригинальная оптическая методика. Максимальная скорость газа в межэлектродном промежутке составила в экспериментах 19 м/с. Средняя мощность лазерного излучения при частотах повторения импульсов 3–4 кГц достигала ~12 Вт, а относительное среднеквадратичное отклонение энергии лазерных импульсов равнялось 2%–3.8%. Показано, что на формирование поля лазерного излучения в резонаторе существенное влияние оказывает градиент показателя преломления активной среды, связанный с концентрацией свободных электронов в плазме разряда. Характерный градиент показателя преломления для длины волны KrF-лазера составил не менее 10<sup>-5</sup> см<sup>-1</sup>.*

**Ключевые слова:** электроразрядный KrF-лазер, пластинчатые электроды, индуктивно-емкостная стабилизация, частота повторения импульсов, стабильность энергии излучения, оптические неоднородности.

## 1. Введение

В последнее время интенсивно развиваются эксимерные лазеры с частотой повторения импульсов  $f \geq 4$  кГц, используемые для технологических применений. Ведущие лазерные компании, выпускающие ArF(KrF)-лазеры для УФ литографии, такие как Cymer [1], Komatsu [2], Lambda Physik [3], освоили производство эксимерных лазеров с  $f = 4$  кГц и проводят исследования в направлении увеличения частоты повторения импульсов до 6–8 кГц и повышения стабильности их энергии.

В работе [4] частота повторения импульсов KrF-лазера  $f = 4 - 5$  кГц реализуется при скорости прокачки газа в межэлектродном промежутке  $V \approx 55$  м/с. Дальнейшее увеличение скорости прокачки в 1.5–2 раза для достижения еще более высокой частоты повторения представляет собой достаточно сложную техническую задачу. В [5] частота повторения импульсов XeF-лазера  $f = 4$  кГц получена при  $V \leq 20$  м/с. Этот результат был достигнут за счет использования многосекционного пластинчатого электродного узла [6], который обеспечивал предельно малую ширину разряда и его индуктивно-емкостную стабилизацию.

Целью настоящей работы является исследование KrF-лазера с частотой повторения импульсов до 4 кГц на основе такого электродного узла при невысоких скоростях прокачки газовой смеси (16–19 м/с).

## 2. Экспериментальные результаты

KrF-лазер создан на основе рабочей камеры серийного эксимерного лазера CL-5000 (Центр физического приборостроения ИОФ РАН, Троицк) и нового электродного узла с многосекционным разрядным промежутком, описанных в [5]. Высота и полная длина разрядного промежутка, образованного 25 парами анодных и катодных пластин, составляли 12 и 260 мм соответственно. Предыонизация осуществлялась 25 искровыми разрядами, расположенными с одной стороны разрядного промежутка (вниз по газовому потоку). Оптический резонатор длиной 50 см был образован диэлектрическими зеркалами ( $R_1 = 100\%$ ,  $R_2 = 30\%$ ) на плоскопараллельных подложках из CaF<sub>2</sub>. Зеркала были расположены так, что их диэлектрические покрытия находились вне рабочей камеры.

Схема импульсной накачки лазера содержала накопительную емкость  $C_s$  (2.8 нФ), обострительную емкость  $C_p$  (2.35 нФ) и емкость предыонизации  $C_{pr}$  (0.5 нФ). Накопительная емкость заряжалась с помощью резонансно-диодной схемы за время 240 мкс. При коммутации тиратроном ТГИ-1000/25 накопительной емкости по С–С схеме заряжалась обострительная емкость. Для реализации индуктивно-емкостной развязки к каждой паре электродных пластин подсоединялась своя обострительная емкость  $C_p^{(i)}$  (0.094 нФ). Каждая обострительная емкость заряжалась через собственную развязывающую индуктивность ( $L_d^{(i)} = 1$  мкГн) от общей накопительной емкости.

Измерение скорости газового потока в разрядном промежутке с пластинчатыми электродами представляет довольно сложную задачу. На расстоянии 0.5 мм от осевой линии электродной системы вниз и вверх по потоку высота сечения газового потока изменяется в 1.5–2

А.В.Андрюманов, С.А.Кабаев, Б.В.Лажинцев, В.А.Нор-Аревян, А.В.Писецкая, В.Д.Селемир. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37; тел.: (83130) 4 55 84, факс: (83130) 4 53 84, e-mail: Lazhintsev@ntc.vniief.ru, web-site: http://www.vniief.ru

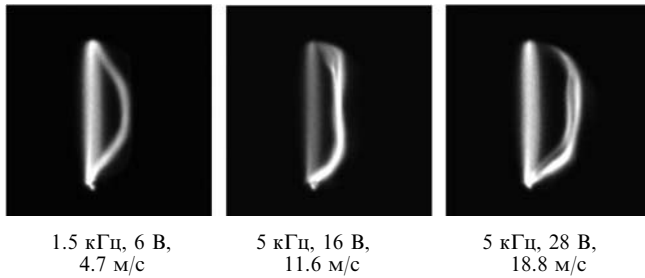


Рис.1. Характерные фотографии двух разрядов для различных частот повторения импульсов, напряжений питания мотора диаметрального вентилятора и скоростей газового потока.

раза. Это приводит к сильной турбулизации потока и неодинаковой скорости газа в разрядном промежутке. В связи с этим использовалась нетрадиционная методика измерения скорости газового потока.

Методика основана на фотографировании на один кадр свечения двух следующих один за другим разрядов при прокатке газовой смеси. Характерные фотографии области свечения разрядов представлены на рис.1.

На всех кадрах отчетливо наблюдаются два разряда. Первый разряд происходит в невозмущенной активной среде (вертикальные плазменные образования), а второй в среде, возмущенной предшествующим разрядом и смещенной вниз по потоку. Максимальное смещение вторых разрядов имеет место в центральной части разрядного промежутка. Скорость газового потока определялась по величине максимального смещения.

Результаты экспериментов приведены на рис.2. Видно, что скорость газа в межэлектродном промежутке незначительно зависит от давления неона. При давлении неона 2000 Тор и напряжении на моторе более 23 В происходил срыв работы вентилятора. При напряжении на двигателе 28 В магнитная муфта переставала передавать крутящий момент на диаметральный вентилятор уже при давлении неона  $\sim 1300$  Тор. Следует отметить, что использованная в экспериментах методика измерения скорости газового потока может обеспечить приемлемую точность измерения лишь при формировании узкого разряда. Скорость газового потока, измеряемая данной методикой, ограничивается частотой повторения импульсов лазера.

Энергия импульсов генерации измерялась с помощью термопарной головки ORIEL № 70263, имеющей посто-

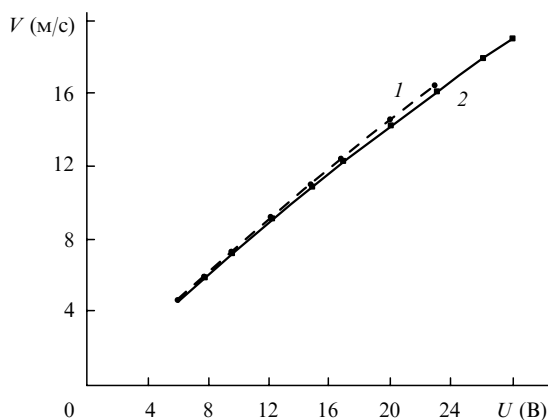


Рис.2. Зависимости скорости газового потока в межэлектродном промежутке  $V$  от напряжения на моторе вентилятора  $U$  для газовых смесей  $F_2 : Kr : He : Ne = 4.5 : 60 : 85.5 : 2000$  Тор (1) и  $4.5 : 60 : 85.5 : 1100$  Тор (2) при зарядном напряжении накопительной емкости  $U_0 = 14$  кВ.

янную времени  $\sim 2.5$  с. Для повышения точности измерений регистрировалась энергия пакета из десяти импульсов излучения. Скорость газа в межэлектродном промежутке  $V = 8$  м/с, частота повторения импульсов  $f = 80$  Гц. При такой частоте не наблюдалось снижения энергии генерации от импульса к импульсу.

В экспериментах использовалась активная среда  $Kr - F_2 - Ne(He)$ . Давление  $F_2$  варьировалось в диапазоне 3–4.5 Тор, а давление  $Kr$  – в диапазоне 40–80 Тор. Эксперименты проводились в основном с буферным газом  $Ne$ , поскольку энергия генерации при использовании  $He$  примерно в 1.6 раза меньше. Полное давление активной смеси не превышало 3.2 атм.

Характер зависимости энергии генерации от давления буферного газа в активной среде в значительной мере определяется временем нарастания импульса напряжения на разрядном промежутке. Увеличение времени нарастания достигалось включением в цепь тиратрона дополнительной индуктивности  $L_{ad} = 1.12$  мкГн. В этом варианте лазера длительность зарядки обострительных емкостей увеличивалась вдвое и составляла  $\sim 120$  нс.

Результаты экспериментов по оптимизации давления  $Ne$  в активной смеси  $KrF$ -лазера приведены на рис.3. Максимальная энергия импульса генерации при зарядном напряжении  $U_0 = 20$  кВ в случае минимальной длительности фронта импульса напряжения составила 5.7 мДж (эффективность по отношению к накопленной энергии  $\eta \approx 1\%$ ) при давлении неона  $p_{Ne} \approx 1.1$  кТор (кривая 1), а в варианте с дополнительной индуктивностью – 6.2 мДж ( $\eta \approx 1.1\%$ ) при  $p_{Ne} \approx 2$  кТор (кривая 3). Во втором случае была реализована максимальная эффективность  $\eta \approx 1.4\%$  при  $U_0 = 14$  кВ. Более высокая эффективность  $KrF$ -лазера с дополнительной индуктивностью в первую очередь связана со снижением потерь в тиратроне в процессе коммутации накопительной емкости.

Следующий этап исследований был связан с изучением высокочастотного режима работы лазера. Для измерения энергии пакета лазерных импульсов (100 или 1000 импульсов) при высокой частоте их повторения ( $f \geq 0.5$  кГц) использовалась термопарная головка. Стабильность энергии импульсов генерации исследовалась с помощью измерителя относительной энергии импульсов, подключенного к персональному компьютеру. Прибор позволял регистрировать энергию каждого импульса (в относительных единицах) при  $f \leq 5$  кГц. Максимальное число импульсов, регистрируемых измерителем энергии, составляло 1000.

На рис.4 представлена динамика изменения энергии генерации  $KrF$ -лазера для различных частот повторения

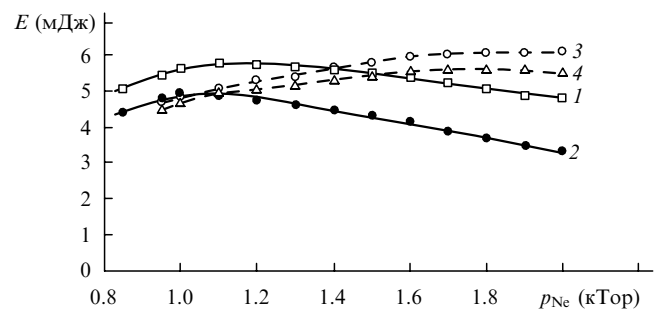


Рис.3. Зависимости энергии импульса генерации  $E$  от давления неона  $p_{Ne}$  в смеси  $F_2 : Kr : He = 4.5 : 60 : 85.5$  Тор при  $U_0 = 20$  (1, 3) и 18 кВ (2, 4). Кривые 3, 4 получены при использовании в цепи тиратрона дополнительной индуктивности  $L_{ad} = 1.12$  мкГн.

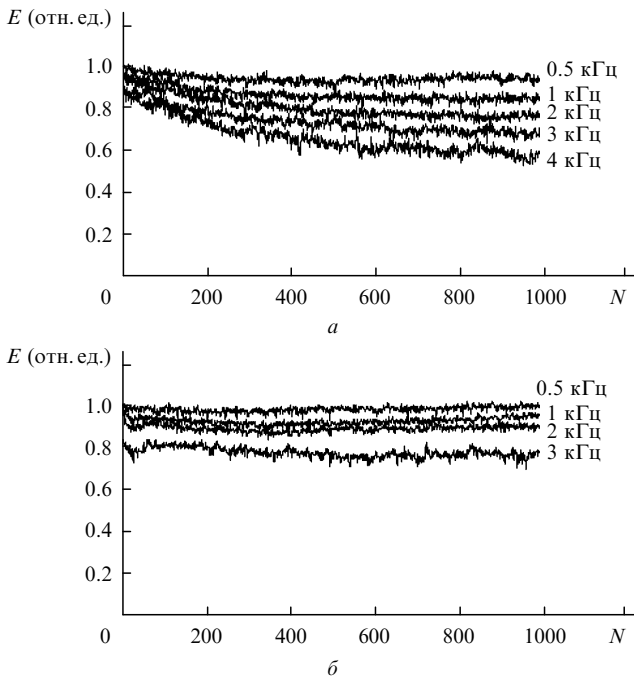


Рис.4. Зависимости энергии импульсов излучения  $E$  от номера импульса  $N$  для различных частот повторения импульсов и смесей  $F_2:Kr:He:Ne = 3:60:57:950$  Топ (а) и  $4.5:60:85.5:2000$  Топ (б) при  $U_0 = 20$  кВ. Кривые на рис.4,б получены при использовании в цепи тиратрона дополнительной индуктивности  $L_{ad} = 1.12$  мкГн.

импульсов. Из рис.4,а видно, что в первых 500 импульсах энергия генерации снижается, а в последующих импульсах она практически стабилизируется. С увеличением частоты повторения энергия существенно уменьшается и составляет на стационарном участке (после 500 импульсов) при  $f = 4$  кГц лишь  $\sim 60\%$  от энергии импульсов излучения в режиме с низкой частотой повторения. Аналогичное поведение энергии генерации отмечено в работе [4], однако ее снижение было заметно меньше: при  $f = 4$  кГц энергия составляла  $\sim 80\%$  от энергии генерации в режиме с низкой частотой повторения импульсов. Следует отметить, что падение энергии генерации в [4] связывается с процессом образования продуктов, отрицательно влияющих на эффективность генерации. Степень проявления этого процесса зависит от длительности пассивной и активной пассивации рабочей камеры и от используемых в ней конструкционных материалов. Из рис.4,б видно, что в варианте с дополнительной индуктивностью зависимость энергии генерации от номера импульса имеет другой характер. Для первых нескольких десятков импульсов наблюдается некоторое уменьшение энергии, а для последующих импульсов – небольшое плавное ее снижение, которое в дальнейшем прекращается. При  $f = 0.5 - 2$  кГц происходит даже незначительное увеличение энергии импульсов. Таким образом, динамика изменения энергии генерации КгF-лазера от импульса к импульсу и ее причины имеют, скорее всего, более сложный характер, чем в [4].

Для каждого пакета импульсов излучения, состоящего из 1000 импульсов, рассчитывалось относительное среднеквадратичное отклонение энергии генерации от импульса к импульсу  $\sigma$ . На рис.5 приведены среднеквадратичные отклонения  $\sigma$  и средние значения энергии импульсов излучения  $E_{av}$  для пакетов из 100 и 1000 лазерных импульсов при частотах повторения  $f = 0.5 - 4.5$

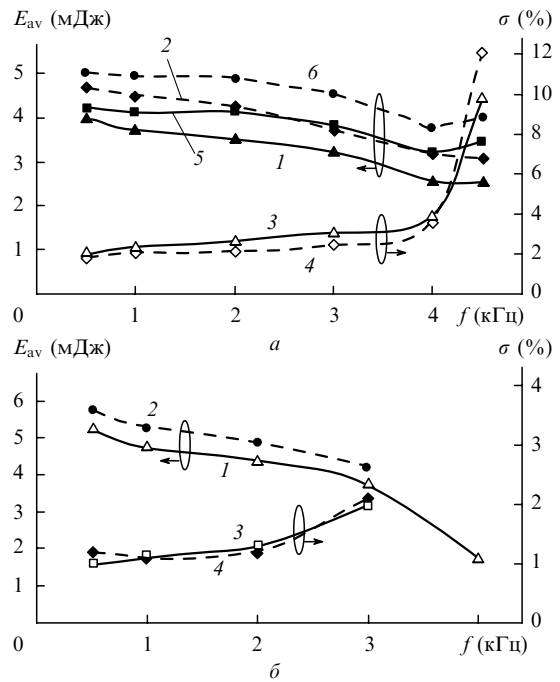


Рис.5. Зависимости  $E_{av}(f)$  для пакетов из 1000 (1, 2) и 100 (5, 6) импульсов и  $\sigma(f)$  (3, 4) для активных смесей  $F_2:Kr:He:Ne = 4.5:60:85.5:1100$  Топ (а) и  $4.5:60:85.5:2000$  Топ (б) при  $U_0 = 18$  (1, 3, 5) и 20 кВ (2, 4, 6). Кривые на рис.5,б получены при использовании в цепи тиратрона дополнительной индуктивности  $L_{ad} = 1.12$  мкГн.

кГц. Средняя энергия излучения лазера при  $f = 4$  кГц составила для первых 100 и 1000 импульсов 3.75 и 3.2 Дж (рис.5,а), а средняя мощность излучения – 15 и 13 Вт соответственно. На стационарном участке (после 500 импульсов) средняя мощность излучения еще ниже ( $\sim 12$  Вт). Для варианта с дополнительной индуктивностью в цепи тиратрона (рис.5,б) при  $f = 3$  кГц средняя мощность излучения, рассчитанная по 1000 импульсов, составляет 12.6 Вт.

Из рис.5,а видно, что имеет место примерно линейный рост среднеквадратичного отклонения энергии генерации  $\sigma$  от  $\sim 2\%$  при  $f = 0.5$  кГц до  $\sim 4\%$  при  $f = 4$  кГц и более резкое увеличение  $\sigma$  (до  $10\% - 12\%$ ) при  $f = 4.5$  кГц (скорость прокачки газа  $V = 19$  м/с).

Для варианта лазера с дополнительной индуктивностью (рис.5,б) среднеквадратичное отклонение  $\sigma = 1\% - 2\%$  в диапазоне  $f = 0.5 - 3$  кГц, а далее наблюдается резкий рост  $\sigma$  (до  $\sim 50\%$ ) при  $f = 4$  кГц. В первую очередь это связано с недостаточной скоростью прокачки газа в межэлектродном промежутке ( $V \leq 16$  м/с). Экспериментальные значения  $\sigma$  несколько меньше полученных в работе [4] для КгF-лазера с искровой предыонизацией. Следует отметить, что в [4] такая стабильность энергии импульсов излучения достигнута при расположении искр предыонизации вверх по потоку, а при расположении их с другой стороны разрядного промежутка наблюдался срыв частотного режима.

Для визуализации лазерного пучка КгF-лазера использовался люминофор. При размещении люминофора на пути лазерного пучка наблюдалось его раздвоение, наиболее отчетливое при небольших превышениях порога генерации. На рис.6,а представлена фотография свечения люминофора под действием излучения КгF-лазера. Люминофор располагался на расстоянии 2 м от выходного зеркала лазера. Видно, что в центральной части

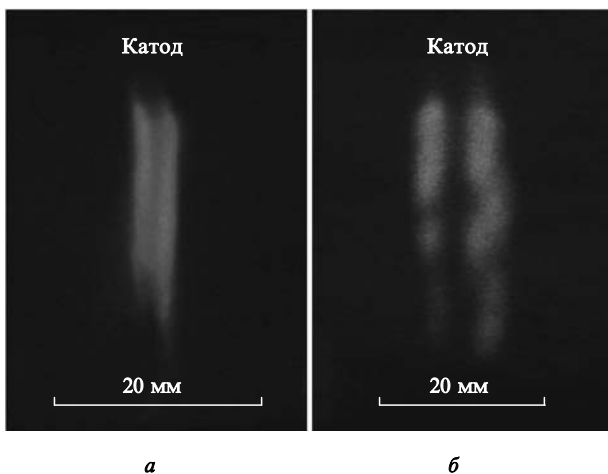


Рис.6. Фотографии поперечного сечения пучков излучения КгF-лазера (а) и лазера на атомарном фторе (б) на расстоянии 2 м от выходного зеркала резонатора.

лазерного пучка плотность энергии излучения снижается. Раздвоение лазерного пучка не устранялось при юстировке зеркал резонатора.

Этот эффект еще более выражен для красной линии генерации ( $\lambda = 624 - 755$  нм), излучаемой атомарным фтором, когда рабочая камера наполнялась смесью фтора с гелием (рис.6,б). Причиной этого эффекта, по-видимому, является развитие из-за высокой неоднородности удельной мощности накачки в активной среде лазера значительного градиента показателя преломления, обусловленного неоднородностью концентрации свободных электронов плазмы разряда. Исследования изменения показателя преломления  $\Delta n$  активной среды эксимерного ХеСl-лазера, связанного со свободными электронами плазмы, проводились, например, в работе [7] с помощью интерференционного метода.

Исследование оптических возмущений активной среды КгF-лазера проводилось с помощью зондирующего пучка Не-Не-лазера ( $\lambda = 633$  нм). Схема экспериментов представлена на рис.7. Излучение Не-Не-лазера  $I$  проходило через диафрагму 2 диаметром 1.3 мм и центральную область разрядного промежутка вдоль оптической оси. Затем оно фокусировалось на торец световода 7 с диаметром волокна 0.8 мм линзой 6, а прошедшее через световод излучение регистрировалось с помощью фотодиода 8 и осциллографа TDS 3054.

Расходимость  $\theta$  светового пучка Не-Не-лазера после прохождения диафрагмы 2 составляла  $\sim 1.3 \times 10^{-3}$  рад, диаметр пятна излучения лазера на световоде  $d_s \approx F\theta = 0.73$  мм, где  $F$  – фокусное расстояние линзы 6. Динамика развития оптических неоднородностей в активной среде КгF-лазера представлена на рис.8. Для временной привязки интенсивности излучения Не-Не-лазера ( $I_1, I_2, I_3$ ), регистрируемого фотодиодом 8, на рис.8,а приведены

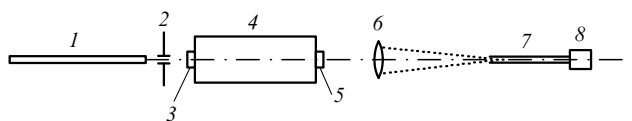


Рис.7. Оптическая схема экспериментов по исследованию оптических возмущений активной среды: 1 – Не-Не-лазер; 2 – диафрагма; 3, 5 – зеркала резонатора; 4 – рабочая камера; 6 – линза ( $F = 56$  см); 7 – световод; 8 – фотодиод.

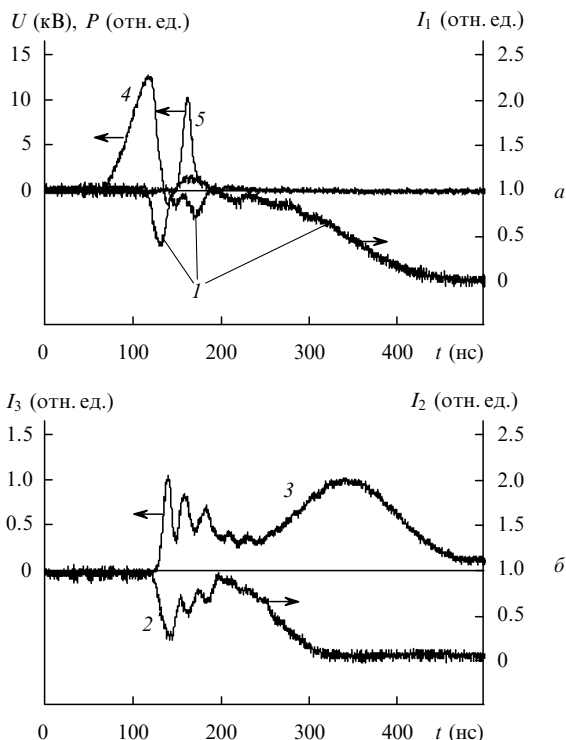


Рис.8. Временные зависимости  $I_1(t), U(4), P(5)$  для смеси  $F_2:Kr:He = Ne = 3:60:57:950$  Тор (а) и  $I_2(2), I_3(3)$  для смеси  $F_2:Kr:He = 5:90:690$  Тор (б) при  $U_0 = 17$  кВ.

импульсы напряжения на обострительной емкости  $U(t)$  и генерации  $P(t)$ .

Из рис.8,а (кривая 1) видно, что интенсивность излучения Не-Не-лазера  $I_1(t)$ , падающего на торец световода, начинает снижаться после начала импульса тока разряда от 1 до 0.4, а затем возрастает с уменьшением тока. Момент начала импульса тока соответствует моменту резкого спада напряжения на разрядном промежутке (кривая 4). Далее наблюдаются еще два снижения интенсивности излучения Не-Не-лазера коррелирующие, по-видимому, со второй и третьей полувольной импульса тока разряда. Непосредственное измерение импульса тока разряда в нашей лазерной камере представляет большие технические сложности. Такое поведение сигнала с фотоприемника объясняется образованием рассеивающей цилиндрической линзы в активном объеме, возникающей за счет градиента концентрации свободных электронов плазмы. Через  $t_1 \approx 100$  нс после начала разряда градиент концентрации свободных электронов становится несущественным, и в течение следующего интервала времени  $t_2 \approx 200$  нс изменение показателя преломления активной среды определяется газодинамическими оптическими неоднородностями, связанными с расширением разогретой разрядом области активного объема и изменением в ней плотности газа. В результате излучение Не-Не-лазера практически не попадает на торец световода и амплитуда сигнала  $I_1$  (рис.8,а) становится близкой к нулю. Сигнал  $I_1$  появляется вновь лишь после того, когда объем разогретой лазерной среды смещается газовым потоком из области зондирующего пучка.

Для гелиевой смеси время развития газодинамических оптических неоднородностей  $t_2 \approx 100$  нс (рис.8,б, кривая 2), т. е. почти вдвое меньше, чем в неоновой смеси (рис.8,а, кривая 1). Это связано с тем, что скорость звука в гелии в 2.2 раза больше, чем в неоне. Кривая 3 на

рис.8,б получена для случая, когда торец световода был смещен на расстояние  $\delta \approx 0.8$  мм в горизонтальной плоскости, чтобы излучение He–Ne-лазера не попадало на него до момента появления оптических неоднородностей и при этом интенсивность рассеянного излучения  $I_3$  была максимальной. Отчетливо наблюдается возникновение оптической неоднородности в активном объеме типа цилиндрической линзы, связанной с градиентами концентрации свободных электронов и плотности активной среды. Из результатов экспериментов следует, что газодинамические оптические неоднородности в активной смеси на основе неона (гелия) появляются много позже, чем оптические неоднородности, связанные с концентрацией свободных электронов, поэтому их роль в формировании поля излучения в резонаторе KгF-лазера несущественна.

Полученные результаты позволяют оценить градиент показателя преломления активной среды для излучения He–Ne-лазера по формуле  $L \text{grad } n_{\text{He-Ne}} \approx \delta/F$ , где  $L = 25$  см – длина активного объема,  $F = 56$  см,  $\delta \approx 0.08$  см. Отсюда находим, что  $\text{grad } n_{\text{He-Ne}} \approx 5.7 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ . Показатель преломления активной среды  $n_e$ , связанный с концентрацией свободных электронов, может быть вычислен по формуле  $n_e = -4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e$  [8], где  $\lambda$  – длина волны излучения в см,  $N_e$  – концентрация электронов в  $\text{см}^{-3}$ . Для длины волны излучения KгF-лазера ( $\lambda = 248$  нм) градиент показателя преломления в активной среде  $\text{grad } n_{\text{KгF}} \approx 5.7 \times 10^{-5} (\lambda_{\text{KгF}}/\lambda_{\text{He-Ne}})^2 \approx 0.88 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ . Учитывая, что ширина разряда  $d \approx 0.1$  см, получаем изменение показателя преломления  $\Delta n \approx |n_e| \approx d \text{grad } n_{\text{He-Ne}}/2 = 2.85 \times 10^{-6}$ . Соответственно максимальная плотность электронов в плазме разряда  $N_e = \Delta n/(4.46 \times 10^{-14} \lambda^2) \approx 1.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, использование разряда с малой шириной ( $\sim 1$  мм) и высокой удельной мощностью накачки ( $\sim 9$  МВт/см<sup>3</sup>) приводит к образованию в активной среде KгF-лазера значительного градиента показателя преломления ( $\sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ). Располагая пластинчатые электроды под небольшим углом к оптической оси лазера [6] и увеличивая за счет этого ширину лазерного пучка, можно существенно уменьшить влияние данного эффекта на формирование поля излучения в резонаторе, снизить лучевую нагрузку на оптические элементы и практически сохранить малую ширину разряда в направлении газового потока.

### 3. Заключение

Проведенные исследования показали, что формирование в KгF-лазере узкого разряда ( $d \approx 1$  мм) в сочетании с его индуктивно-емкостной стабилизацией позволило реализовать при невысокой скорости прокачки газа (19 м/с) частоту повторения импульсов до 4 кГц. Среднеквадратичное отклонение энергии импульсов излучения  $\sigma$  составило не более 4%. При увеличении длительности зарядки обострительной емкости до 120 нс оптимальное давление активной среды увеличивается до  $\sim 2$  кТор, а стабильность энергии импульсов излучения в диапазоне частот повторения 0.5–3 кГц улучшается ( $\sigma \approx 1\% - 2\%$ ).

Впервые показано, что в активной среде KгF-лазера при узком разряде и высокой удельной мощности накачки ( $\sim 9$  МВт/см<sup>3</sup>) возникает градиент показателя преломления активной среды  $\text{grad } n_{\text{KгF}} \approx 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ , связанный с неоднородностью концентрации свободных электронов в плазме разряда. Возникающие оптические неоднородности в эксимерных лазерах с узким разрядом существенно влияют на формирование поля излучения в резонаторе лазера. Предложен способ устранения негативного влияния «электронной» линзы на параметры эксимерных лазеров при использовании электродного узла на основе пластинчатых электродов, расположенных под углом к оптической оси лазера.

1. 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).
2. Hueber J.M., Besaucele H., Das P., Eis R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4000**, 1418 (2000).
3. Stamm U., Patzel R., Bragin I., Kleinschmidt J., Lokai P., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4000**, 1390 (2000).
4. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В., Иванов А.С. *Квантовая электроника*, **30**, 783 (2000).
5. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **35**, 311 (2005).
6. 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).
7. Боровков В.В., Андраманов А.В., Воронов С.Л. *Квантовая электроника*, **26**, 19 (1999).
8. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987, с. 313).