

Исследование ХеСl-лазера с частотой повторения импульсов до 5 кГц на основе пластинчатых электродов

Д.Д.Воеводин, А.В.Высоцкий, Б.В.Лажинцев, А.В.Писецкая

Приведены результаты исследований импульсно-периодического ХеСl-лазера с высокой частотой повторения импульсов и электродным узлом на основе многосекционного разрядного промежутка с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда. Многосекционный разрядный промежуток образован 25 парами анодно-катодных пластин. Формируемый в межэлектродном промежутке разряд имел размер $250 \times 12 \times 2$ мм. Исследования проводились с использованием лазерной смеси НСl–Хе–Не при полном давлении до 3.5 атм. Предельная частота повторения импульсов излучения была равна 5 кГц. Среднеквадратичное отклонение энергии импульсов возросло от 0.8% до 1.6% в диапазоне частот 1–4.5 кГц и составило не более 2.4% при частоте 5 кГц. Максимальные энергия лазерного импульса и КПД были равны 7.9 мДж и 1.6% соответственно. Наибольшая мощность лазерного излучения 31 Вт получена на частоте 5 кГц. Предложена новая методика измерения скорости газа в межэлектродном промежутке. Скорость прокачки газа при максимальном давлении смеси не превышала 18 м/с. Зафиксированы оптические неоднородности, связанные с высокой концентрацией электронов в плазме разряда, со звуковой волной, формирующейся в разрядном промежутке, а также с нагревом рабочего газа в разряде.

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

1. Введение

В настоящее время для многих технологических применений (лидарные системы, микролитография, обработка материалов и т. д.) требуются лазеры, работающие в УФ диапазоне спектра с высокой частотой повторения импульсов генерации. Наиболее мощными из них на сегодняшний день являются эксимерные лазеры. Высокая частота повторения импульсов в таких лазерах достигается за счет уменьшения ширины разрядного промежутка и выбора необходимой скорости газового потока.

В работе [1] при исследовании эксимерного ХеСl-лазера с активной средой объемом $1220 \times 22 \times 10$ мм при скорости прокачки $V \approx 120$ м/с получена частота повторения импульсов $f \approx 5$ кГц. Мощность выходного излучения этого лазера составляла 0.5 кВт, а мощность, затрачиваемая на прокачку буферного газа Не при давлении 1.76 атм, достигала 50 кВт. Повышение частоты повторения импульсов излучения за счет увеличения скорости газового потока связано со значительными техническими трудностями. При скорости прокачки активной среды $V \approx 55$ м/с в ХеF-лазере [2] с шириной разрядного промежутка 3 мм получена частота $f \approx 5.5$ кГц. С использованием этой же лазерной камеры в КгF-лазере достигнута максимальная частота ~ 5 кГц [3].

В работах [4–6] при умеренной скорости прокачки газа ($V \leq 19$ м/с) в компактной лазерной камере с электродной системой на основе пластинчатых электродов и

индуктивно-емкостной стабилизации разряда в ХеF- и КгF-лазерах реализована частота повторения импульсов излучения $f \leq 4 - 5$ кГц. В настоящей работе приведены результаты исследований работы ХеСl-лазера с такой лазерной камерой. Проведена оптимизация параметров ХеСl-лазера, получены большие предельные частоты повторения импульсов излучения при высокой стабильности их энергии. Зафиксированы оптические неоднородности в межэлектродном промежутке, связанные с высокой концентрацией электронов в плазме разряда, со звуковой волной, формирующейся в разрядном промежутке, а также с нагревом газа в разряде. Разработана теневая методика для измерения скорости газового потока.

2. Экспериментальные результаты

ХеСl-лазер создан на основе рабочей камеры серийного эксимерного лазера СL-5000 (ЦФП ИОФ РАН, Троицк) и электродного узла с многосекционным разрядным промежутком, описанным в [4–6]. Разряд формировался в межэлектродном промежутке размером $250 \times 12 \times 2$ мм. Расстояние между зеркалами резонатора ($R_1 = 100\%$, $R_2 = 27\%$) составляло 50 см. Предыонизация осуществлялась 25 искровыми разрядами, расположенными вверх по течению газового потока. Для прокачки газовой смеси использовался диаметральный вентилятор, который вращался с помощью магнитной муфты электрическим двигателем постоянного тока.

Схема импульсной накачки лазера содержала накопительную емкость C_s (2.8 или 3.5 нФ), обострительную емкость C_p (2.35 нФ) и емкость предыонизации C_{pr} (0.5 нФ). Зарядка обострительной емкости происходила по С–С-схеме. Для реализации индуктивно-емкостной развязки к каждой паре электродных пластин подсоединялась своя обострительная емкость $C_p^{(i)}$ (0.094 нФ), которая, в свою

Д.Д.Воеводин, А.В.Высоцкий, Б.В.Лажинцев, А.В.Писецкая. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: npi3@yandex.ru

очередь, заряжалась через собственную развязывающую индуктивность $L_p^{(i)}$ (1 мкГн) от общей накопительной емкости [4–6]. Для снижения потерь в тиратроне при перезарядке емкостей в электрическую схему цепи тиратрона включалась дополнительная индуктивность, оптимальное значение которой составило 310 нГн. Напряжение на обострительной емкости регистрировалось омическим делителем, а ток разряда – плоским малоиндуктивным шунтом, длина которого равнялась длине разрядного промежутка.

Активной средой лазера служила смесь газов HCl–Xe–Ne. На первом этапе исследований проводилась оптимизация давлений компонентов смеси. Давление HCl варьировалось в диапазоне 1.5 – 4 Тор, а давление Хе – в диапазоне 15 – 30 Тор. С ростом давления буферного газа Ne энергия генерации увеличивается, поэтому давления HCl и Хе оптимизировались при полном максимально допустимом давлении в лазерной камере 3.5 атм для всех зарядных напряжений. При оптимизации давлений HCl и Хе в указанных диапазонах энергия генерации изменялась не более чем на 20%. Оптимальное давление HCl составило 2.3 Тор, а Хе – 19 Тор. Ширина разрядной области, определенная по методике, изложенной в [4], для активной смеси HCl : Хе : Ne = 2.3 : 19 : 2400 Тор была равна 2 мм.

На рис.1 показаны зависимости энергии и КПД лазера от зарядного напряжения для различных значений накопительной емкости. При $C_s = 2.8$ нФ максимальная энергия генерации 7.3 мДж достигнута при КПД, равном 1.1%, и зарядном напряжении $U = 22$ кВ. Максимальный КПД (1.5%) с использованием этой емкости реализован при $U = 16$ кВ. Увеличение накопительной емкости C_s от 2.8 до 3.5 нФ приводило к увеличению энергии излучения. Максимальная энергия лазерного импульса составила 7.9 мДж при зарядном напряжении $U = 22$ кВ. Максимальный КПД (1.6%) наблюдался при $C_s = 3.5$ нФ и $U = 14$ кВ. В диапазоне $U = 16 – 22$ кВ при увеличении

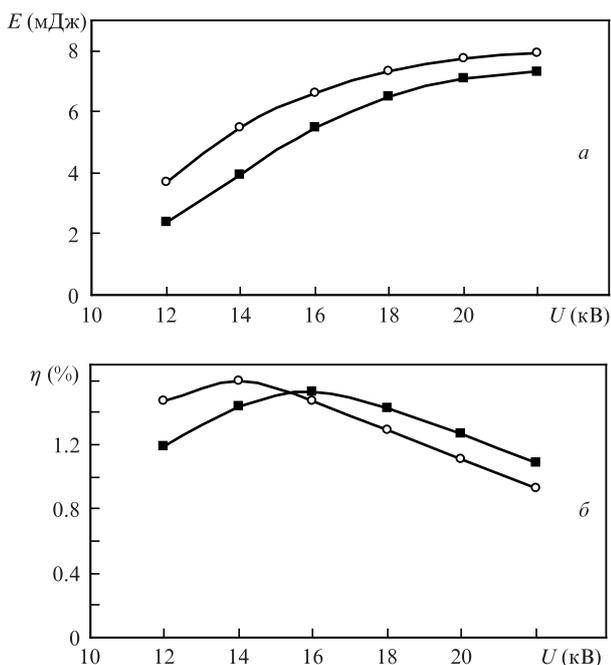


Рис.1. Зависимости энергии E (а) и КПД η (б) лазера от зарядного напряжения U . Активная смесь HCl:Xe:Ne = 2.3:19:2400 Тор. Накопительная емкость $C_s = 2.8$ (■) и 3.5 нФ (○).

накопительной емкости от 2.8 до 3.5 нФ КПД лазера снижался на 0.1% – 0.2%. Дальнейшее увеличение C_s без соответствующего увеличения C_p , по-видимому, приведет к более существенному снижению КПД.

Следующий этап исследований был связан с изучением режима работы лазера с большой частотой повторения импульсов. Энергия пакета лазерных импульсов (1000 импульсов) при высокой частоте повторения ($f \geq 1$ кГц) измерялась термопарной головкой № 70263 (Oriol), а стабильность энергии импульсов генерации регистрировалась измерителем мощности и энергии Nova II (Orhir) и фотодиодным датчиком PD10, которые фиксировали энергию каждого импульса в пакете.

На рис.2 приведены зависимости энергии E импульса генерации и ее относительного среднеквадратичного отклонения σ от частоты повторения импульсов для пакета из 1000 лазерных импульсов при зарядном напряжении 18 кВ. Из рис.2 видно, что в диапазоне $f = 1 – 4$ кГц при $C_s = 2.8$ нФ энергия излучения остается неизменной. При $f \geq 4$ кГц она незначительно уменьшается с ростом частоты. Средняя энергия импульса излучения лазера при $f = 5$ кГц составила 6.3 мДж, а средняя мощность излучения – 31 Вт. При $f \leq 4.5$ кГц значение σ не превышало 1.6%, а при $f = 5$ кГц оно было равно 2.4%. В случае $C_s = 3.5$ нФ и $U = 18$ кВ на частотах $f > 4.5$ кГц происходил срыв работы тиратрона. При той же емкости и $U = 20$ кВ срыв тиратрона наблюдался уже при $f > 3$ кГц. Стабильность энергии генерации от импульса к импульсу при увеличении накопительной емкости не менялась в диапазоне устойчивой работы тиратрона. Стабильность энергии лазерных импульсов и предельная частота их повторения определяются скоростью прокачки газа в межэлектродном промежутке, а также стабильностью работы тиратрона, которая снижается при увеличении зарядного напряжения [6].

Скорость газового потока в межэлектродном промежутке является одной из основных технических характеристик импульсно-периодического лазера. В работе [5] для оценки скорости газового потока проводилась фотосъемка на один кадр свечений разрядов, возбуждаемых двумя последовательными импульсами тока. В настоящей работе для измерения скорости газа в межэлектродном промежутке применялась теневая методика с использованием фотоэлектрической регистрации оптического сигнала. Оптическая схема экспериментов для измерения скорости газового потока представлена на рис.3.

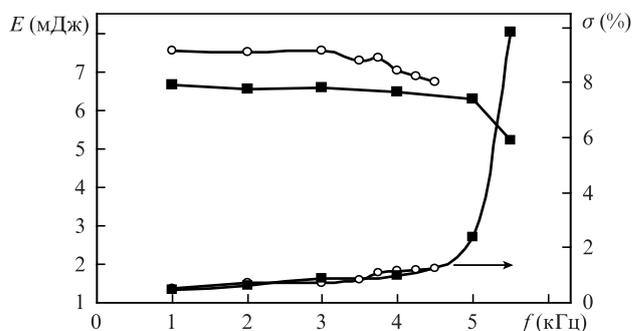


Рис.2. Зависимости энергии импульса генерации E и ее относительного среднеквадратичного отклонения σ от частоты повторения импульсов f для пакета из 1000 импульсов. Активная смесь HCl:Xe:Ne = 2.3:19:2400 Тор. Накопительная емкость $C_s = 2.8$ (■) и 3.5 нФ (○), зарядное напряжение $U = 18$ кВ.

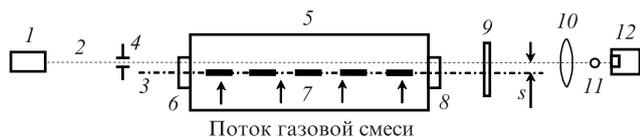


Рис.3. Оптическая схема эксперимента по измерению скорости газового потока с помощью теневой методики:

1 – зондирующий лазер; 2 – зондирующий пучок; 3 – плоскость электродов; 4 – диафрагма; 5 – лазерная камера; 6, 8 – зеркала резонатора лазерной камеры; 7 – электроды; 9 – светофильтры; 10 – собирающая линза; 11 – экран; 12 – фотоэлектрический датчик.

В экспериментах зондирующий пучок 2 проходил через область, расположенную вниз по течению газового потока, параллельно оптической оси лазерной камеры 5. Смещая пучок по области разрядного промежутка, можно измерить скорость в его различных точках вблизи электродов лазера. Мощность излучения зондирующего He–Ne-лазера ГН-15-1 составляла ~ 15 мВт при расходимости излучения 1.2×10^{-3} рад. Диафрагма 4 диаметром 0.13 см задавала диаметр и расходимость зондирующего пучка в исследуемой области. В фокусе линзы 10 ($F = 5.5$ см) устанавливался экран 11, в качестве которого использовалась вольфрамовая проволока толщиной 0.007 см, покрытая сажей. Диаметр первого дифракционного минимума зондирующего пучка был равен ~ 0.0065 см. Фотоэлектрический датчик СППД16 12 с диаметром приемной площадки 0.25 см устанавливался практически вплотную к экрану. При прохождении зондирующего пучка через область оптической неоднородности сфокусированное излучение не выходило за апертуру приемной площадки датчика.

Область нагретого в разряде газа представляет собой оптическую неоднородность длиной $L \sim 25$ см, движущуюся вместе с газовым потоком. В результате рефракции на оптической неоднородности зондирующее излучение в фокусе линзы отклоняется на расстояние $d = FL \text{grad} n$ и попадает на светочувствительную область датчика 12. Характерная осциллограмма сигнала с фотоэлектрического датчика, индуцированного зондирующим пучком, представлена на рис.4.

Первый узкий импульс на осциллограмме обусловлен излучением разряда. Второй узкий импульс, расположен-

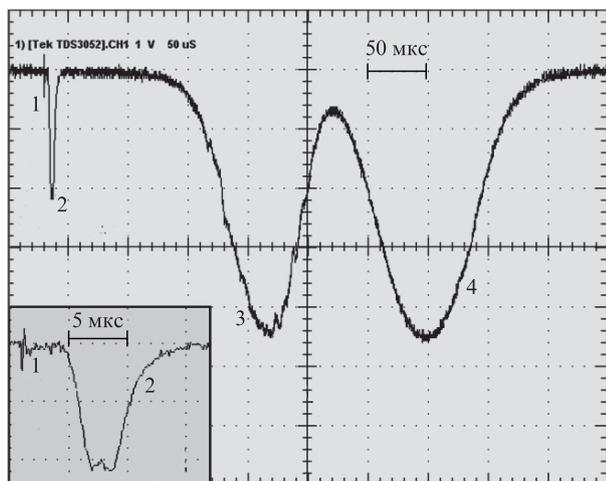


Рис.4. Осциллограмма сигнала с фотоэлектрического датчика. Активная смесь $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{Ne} = 2.3:19:2400$ Тор. Зарядное напряжение $U = 20$ кВ.

ный вблизи первого, соответствует прохождению через зондирующий пучок оптической неоднородности, вызванной звуковой волной, сформированной при расширении области разряда. Третий и четвертый широкие импульсы связаны с прохождением вместе с газовым потоком через зондирующий пучок передней и задней границ оптической неоднородности, вызванной нагретой и расширившейся областью разряда. В области разряда с максимальным энерговыделением, где $\text{grad} n \approx 0$, зондирующий пучок «не уходит» с теневого экрана. Расстояние s от оси зондирующего пучка с эффективным диаметром ~ 0.86 мм до вертикальной плоскости, проходящей через оптическую ось лазерной камеры, равно ~ 3.5 мм (см. рис.3).

Длительность Δt второго импульса, соответствующего звуковой волне, на уровне I_{max}/e составляет ~ 5 мкс. Скорость звука в неоне равна ~ 450 м/с. Звуковая волна должна пройти расстояние от центра межэлектродного промежутка до центра зондирующего пучка за время ~ 7.8 мкс, а измеренное по осциллограмме это время составило ~ 6.7 мкс. Такое различие может говорить о формировании при расширении разряда не звуковой, а слабой ударной волны (изменение объема нагретой и расширившейся области разряда равно 7.6%), движущейся с несколько большей (в ~ 1.16 раза) скоростью, чем звуковая. За время Δt такая волна проходит расстояние 2.6 мм. Таким образом, ширина «звуковой» оптической неоднородности составляет ~ 3 мм.

Как показано в [7], распределение интенсивности свечения разряда по сечению активного объема практически совпадает с распределением энерговыклада в плазму разряда. По распределению интенсивности свечения разряда с учетом изохорического нагрева плазмы и последующего адиабатического расширения газа для реальных энерговыкладов были проведены расчеты распределения плотности газа в области энерговыделения разряда. Также был рассчитан градиент показателя преломления, формирующегося на передней и задней границах области оптической неоднородности, возникающей в результате рассмотренных процессов. Максимальное значение этого градиента составило $1.3 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Ширина тепловой оптической неоднородности, обусловленной нагретой и расширившейся областью разряда, была равна ~ 3.3 мм. Характер сигнала, регистрируемого фотодиодом при определении скорости прокачки газа, полностью соответствует распределению градиента показателя преломления оптической неоднородности, полученному в результате расчета. Это соответствие наблюдается как в области оптической неоднородности, вызванной звуковой волной, так и в области нагретого в разряде газа, движущейся при прокачке лазерной среды.

Скорости рабочей среды в используемой лазерной камере варьируются по высоте разрядного промежутка в диапазоне 10% – 15%. На рис.5 приведены скорости газового потока в центре разрядного промежутка, определенные теневым методом. Для сравнения там же представлены результаты измерения скорости газового потока, полученные с помощью фотосъемки на один кадр свечений разрядов, возбуждаемых двумя последовательными импульсами тока [5]. Видно, что скорости, определенные двумя способами, практически совпадают.

Для каждой скорости прокачки газа существует максимальная (предельная) частота повторения импульсов, при которой относительное среднеквадратичное откло-

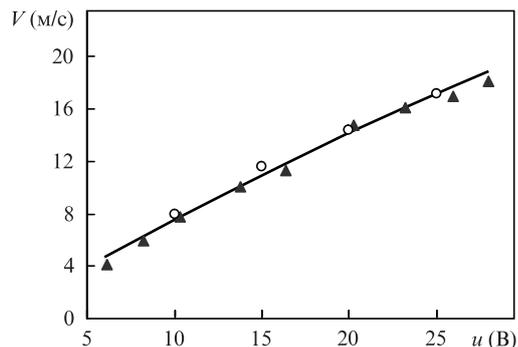


Рис.5. Зависимости скорости газового потока V в центре межэлектродного промежутка от напряжения на моторе вентилятора u , полученные с помощью теневой методики (○) и фотосъемки на один кадр свечений разрядов, возбуждаемых двумя последовательными импульсами тока (▲). Активная смесь HCl:Xe:Ne = 2.3:19:2400 Тор.

нение энергии импульса остается приемлемым ($\sigma \leq 2\%$). При дальнейшем повышении частоты величина σ начинает резко возрастать. На рис.6 показана зависимость предельной частоты повторения от скорости прокачки газа. Она является практически линейной. Коэффициент очистки газовой смеси, определяемый выражением $K = V/(fD)$ (D – ширина разрядной области), для всех рабочих частот повторения импульсов составил ~ 1.8 .

В работе [5] впервые было отмечено влияние градиента показателя преломления, обусловленного высокой концентрацией свободных электронов в плазме разряда, на формирование диаграммы направленности лазерного излучения в эксимерных лазерах с «узким» разрядом. Этот эффект приводит к раздвоению лазерного пучка в дальней зоне. В настоящей работе подобные исследования были проведены для ХеСl-лазера с использованием схемы, представленной на рис.3, в которой в фокальной плоскости более длиннофокусной линзы 10 ($F = 55$ см) располагался торец световода диаметром 0.65 мм. Излучение He–Ne-лазера по этому световоду попадало на фотодиод, сигнал с которого после высокочастотного усилителя регистрировался осциллографом. Осциллограммы напряжения и тока разряда, а также импульсов генерации и рассеянного зондирующего излучения для зарядных напряжений $U = 14$ и 20 кВ представлены на рис.7.

После пробоя разрядного промежутка на стадии возрастания тока возникает градиент показателя преломле-

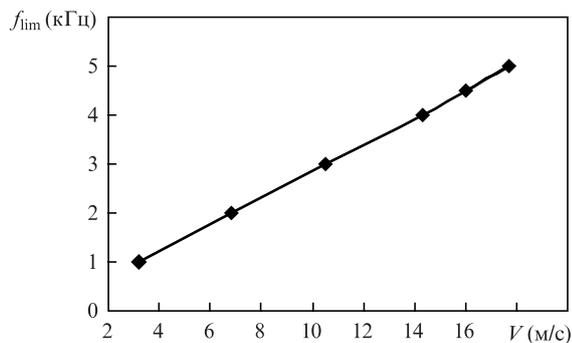


Рис.6. Зависимость предельной частоты повторения импульсов f_{lim} от скорости прокачки газа V . Активная смесь HCl:Xe:Ne = 2.3:19:2400 Тор. Зарядное напряжение $U = 20$ кВ, накопительная емкость $C_s = 2.8$ нФ.

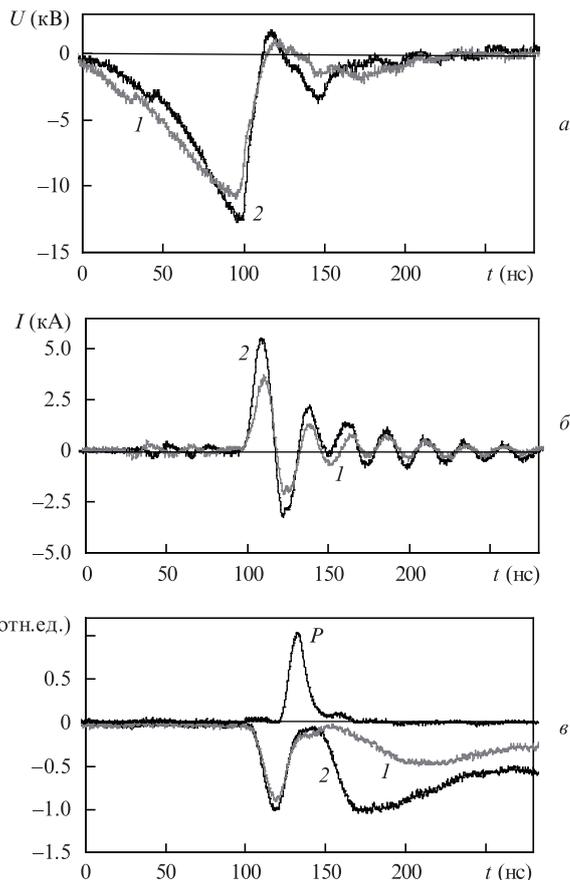


Рис.7. Осциллограммы напряжения (а) и тока (б) в цепи разряда, а также импульса генерации (P) и сигналов S с фотозлектрического датчика при $U = 14$ (1) и 20 кВ (2). Активная смесь HCl:Xe:Ne = 2.3:19:2400 Тор.

ния, связанный с увеличивающейся концентрацией свободных электронов в плазме разряда, в результате чего зондирующий пучок отклоняется и часть его не попадает на торец световода, что приводит к появлению первого пика сигнала на осциллограмме (рис.7,в). Его длительность (35 нс) примерно равна первому периоду тока разряда и значительно меньше продолжительности всего тока разряда (более 100 нс). Таким образом, можно утверждать, что уменьшение сигнала с фотодиода связано с быстрым уменьшением градиента концентрации электронов. Однако концентрация электронов в плазме разряда существенно уменьшиться не может, т.к. даже при малых напряжениях на обострительном конденсаторе в разрядном промежутке протекает довольно большой ток. В работах [8, 9] расчетным и экспериментальным путем показано, что концентрация электронов в плазме разряда уменьшается медленнее, чем амплитуда тока разряда. Уменьшение градиента концентрации электронов авторы связывают с потерей устойчивости диффузной фазы разряда накачки и переходом его в неоднородную стримерную фазу с нитевидной структурой, которая развивается в центральной части разряда. Мелкомасштабная нитевидная структура может приводить лишь к небольшому рассеянию зондирующего излучения, что и наблюдается в эксперименте.

Исходя из того что распределение плотности тока в разряде, а следовательно и концентрации электронов N_e , имеет такой же вид, как и распределение энерговклада в плазму разряда, на основе экспериментальных данных

были проведены оценки градиента показателя преломления, а также концентрации электронов N_e в плазме разряда. Максимальный градиент показателя преломления активной среды ХеСl-лазера на длине волны генерации $\lambda = 0.308$ нм, связанный с изменением концентрации электронов, $\text{grad } n_e$ равен $\sim 3.48 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, а максимальное изменение показателя преломления Δn_e составило $\sim 4.35 \times 10^{-7}$. Соответственно максимальная концентрация электронов в плазме разряда, вычисленная по формуле $N_e = \Delta n_e / (4.46 \times 10^{-14} \lambda^2)$ [5], равна 10^{16} см^{-3} , где λ – взято в см, а N_e – в см^{-3} .

Удельная мощность накачки в лазере составляет $\sim 10 \text{ МВт/см}^3$ при энергокладе $\sim 0.1 \text{ Дж/см}^3$. В работе [9] теоретически рассчитанная концентрация свободных электронов в плазме разряда ХеСl-лазера была равна $\sim 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при удельной мощности накачки 6.2 МВт/см^3 и энергокладе 0.3 Дж/см^3 . В работе [8] изучена динамика изменения электронной плотности в процессе накачки. По экспериментальным данным [8] при удельной мощности накачки ХеСl-лазера $\sim 0.3 \text{ МВт/см}^3$ и энергокладе $\sim 0.07 \text{ Дж/см}^3$ концентрация свободных электронов составила $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на диффузной стадии разряда, а с потерей устойчивости разряда при наличии мелкомасштабной структуры она возрастала до $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Второй пик сигнала с фотодиода (рис. 7, в) мы связываем с газодинамическими возмущениями активной среды, которые развиваются через 50 – 80 нс после формирования разряда. Генерация лазерного излучения заканчивается до возникновения значительных газодинамических возмущений, поэтому они практически не влияют на формирование поля излучения в резонаторах эксимерных лазеров.

Оценим время развития газодинамических возмущений активной среды в лазерах с «узким» разрядом при наносекундных длительностях энергоклада аналогично тому, как это сделано в работе [10]. Оценки проведем для экспериментально полученного распределения энергоклада, считая его мгновенным, при допущениях, изложенных в [10]. Оценки показывают, что за время 50 – 80 нс при зарядном напряжении $U = 20 \text{ кВ}$ градиент показателя преломления $\text{grad } n_{\text{gd}}$ может достигать $3.4 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, а при $U = 14 \text{ кВ}$ он равен $2.1 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$. Результаты оценок достаточно хорошо согласуются с осциллограммами на рис. 7, в. Таким образом, можно утверждать, что в эксимерных лазерах с «узким» разрядом газодинамические оптические неоднородности по величине градиента показателя преломления могут сравниваться с неоднородностями концентрации электронов плазмы разряда через 50 – 80 нс с момента его формирования.

3. Заключение

Представлены результаты исследований импульсно-периодического ХеСl-лазера с высокой частотой повторения импульсов и электродным узлом на основе много-

секционного разрядного промежутка с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда.

В результате оптимизации давления компонентов активной смеси ХеСl-лазера найдено оптимальное соотношение ее компонентов – ХеСl:Хе:Не = 2.3:19:2400 Тор. Ширина разряда на полувысоте максимальной интенсивности его свечения составила ~ 2 мм.

Максимальная энергия лазерного импульса 7.9 мДж получена при зарядном напряжении $U = 22 \text{ кВ}$, а максимальный КПД был равен 1.6% при $U = 14 \text{ кВ}$.

Проведены исследования частотного режима работы лазера. Предельная частота повторения импульсов излучения составила 5 кГц при средней лазерной мощности 31 Вт . Среднеквадратичное отклонение энергии импульсов излучения не превышало 2.4% при $f \leq 5 \text{ кГц}$. Достигнутые частоты повторения импульсов получены при скоростях прокачки активной среды $V \leq 18 \text{ м/с}$ с коэффициентом очистки газовой смеси $K = 1.8$.

Разработана теневая методика с фотоэлектрической регистрацией оптического сигнала для определения скорости газового потока в электроразрядных лазерах. Впервые экспериментально зафиксирована оптическая неоднородность, вызванная звуковой волной, возникающей при расширении нагретой в «узком» разряде области газа. На основе экспериментальных данных впервые проведены оценки градиента показателя преломления активной среды импульсно-периодического ХеСl-лазера с высокой частотой повторения импульсов и «узким» разрядом, связанного с неоднородностью концентрации свободных электронов в плазме разряда, а также времени развития газодинамических возмущений в активной среде.

1. Goto T., Takagi Sh., Kakizaki K., Sato S., Kosugi Sh., Ohishi T., Kanazawa Y., Ishii A., Teranishi T., Yasuoka K., Shinohe T., Ohashi H., Endo F., Okamura K. *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 1 (1998).
2. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В. *Квантовая электроника*, **30**, 881 (2000).
3. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В., Иванов А.С. *Квантовая электроника*, **30**, 783 (2000).
4. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **35**, 311 (2005).
5. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **36**, 101 (2006).
6. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **39**, 147 (2009).
7. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **35**, 359 (2005).
8. Боровков В.В., Андраманов А.В., Воронов С.Л. *Квантовая электроника*, **26**, 19 (1999).
9. Бычков Ю.И., Ямпольская С.А., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **40**, 28 (2010).
10. Алексин Б.В., Боровков В.В., Бродский А.Я., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Суханов Л.В. *Квантовая электроника*, **7**, 1516 (1980).