

# Газодинамические возмущения в электроразрядном DF-лазере импульсно-периодического действия и роль He в борьбе с ними

П.А.Евдокимов, Д.В.Соколов

*С помощью интерферометра Майкельсона исследованы газодинамические возмущения в DF-лазере импульсно-периодического действия. На основе анализа экспериментальных данных, полученных в двух сериях экспериментов (рабочая среда лазера без газа-разбавителя и с содержанием He до 90%), делается вывод о том, что такие явления, как изэнтропическое расширение тепловой пробки, нагрев газа ударными волнами и резонансные акустические волны, не оказывают существенного влияния на ограничение сверху частоты следования импульсов ниже величины, определяемой временем выноса тепловой пробки из разрядного промежутка. Выдвинуто предположение о том, что к такому ограничению, применительно к DF-лазеру с рабочей средой SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>, приводит развитие перегретой неустойчивости вследствие повышенного энерговклада в приэлектродных областях и формирования электродных ударных волн. Добавка He к рабочей среде DF-лазера изменяет структуру разряда и улучшает его однородность по сечению разрядного промежутка, устраняя причину развития такой неустойчивости. Существенное разбавление рабочей среды DF-лазера гелием, вплоть до атмосферного давления, позволило достичь предельных частот иницирования разряда с кратностью сноса рабочей среды  $K \sim 1$ .*

**Ключевые слова:** газодинамические возмущения, тепловая пробка, ударные волны, перегретая неустойчивость.

## 1. Введение

Несмотря на свою уже почти 50-летнюю историю развития, электроразрядный импульсно-периодический химический HF(DF)-лазер по-прежнему продолжает привлекать к себе внимание разработчиков [1–14]. Этому есть и достаточно простое объяснение – отсутствие реальных конкурентов со сравнимыми пиковыми и средними мощностями излучения в имеющем широкое практическое применение диапазоне длин волн  $\lambda = 2.6\text{--}4.2$  мкм.

Создавая эффективные импульсно-периодические HF(DF)-лазеры с высокими средними мощностями излучения, разработчики столкнулись с общей для всех электроразрядных импульсно-периодических лазеров проблемой: максимальная достигаемая частота иницирования разряда  $f_{\max}$  оказывается в  $K$  раз меньше теоретически возможной, определяемой частотой смены газа в разрядном промежутке  $f_0 = v/b_0$  ( $v$  – средняя скорость потока рабочей среды в разрядном промежутке, а  $b_0$  – ширина зоны иницирования) [14]. Иными словами, при требуемой частоте следования импульсов иницирования  $f$  для поддержания стабильного импульсно-периодического режима работы лазера необходима скорость прокачки рабочей среды через разрядный промежуток  $v = Kfb_0$ . (Поскольку произведение  $fb_0$  определяет скорость потока для обеспечения однократной смены рабочей среды в разрядном промежутке между импульсами иницирования, коэффициент  $K$  получил название кратности сноса (или кратности смены) рабочей среды в разрядном про-

межутке.) Причина тому – возмущения плотности рабочей среды, или газодинамические возмущения вследствие импульсно-периодического иницирования [15–26].

Распространение газодинамических возмущений вверх по потоку и необходимость выноса их из разрядного промежутка к моменту следующего импульса иницирования приводят к тому, что типичное значение  $K$  оказывается большим двух. Так, в работе [6] сообщается о DF-лазере с частотой следования импульсов  $f \leq 1200$  Гц при  $K \approx 2.3$ . В [3] представлены результаты исследований HF-лазера с частотой иницирования  $f \leq 2400$  Гц при  $K \approx 5$ . Заметим, что в работе [14] авторы отмечают, что с увеличением предельной частоты следования лазерных импульсов коэффициент  $K$  также увеличивается, и если для  $f \approx 100$  Гц обычно  $K \approx 3$ , то для  $f = 1000$  Гц уже  $K \approx 5$ . В [27] при увеличении максимальной частоты следования импульсов KгF-лазера от  $\sim 1100$  до 5000 Гц коэффициент  $K$ , за счёт увеличения скорости газовой смеси увеличивается от 2.2 до 3.6.

Среди основных причин появления возмущений плотности рабочей среды электроразрядного лазера исследователи выделяют следующие: постоянно присутствующая в разрядном промежутке неоднородность поля скоростей газового потока, флуктуации плотности газа, имеющие место даже в изотермическом потоке и связанные с пульсациями скорости потока [15]; наличие пограничных слоёв на электродах [16–18]; развитие температурного пограничного слоя, обусловленного повышенным энерго вкладом в приэлектродных областях [15]; изэнтропическое расширение тепловой пробки и теплопроводность, увеличение размера пробки нагретого газа вдоль потока [14, 16–20]; нагрев газа ударными волнами, возникающими вследствие импульсного вклада энергии в разряд [16, 19]; резонансные акустические волны [6, 15, 17, 22–26]. Очевидно, что в силу различий газодинамических характеристик сред, удельных энерго вкладов, систем фор-

П.А.Евдокимов, Д.В.Соколов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: oefimova@otd13.vniief.ru

Поступила в редакцию 4 марта 2015 г., после доработки – 10 апреля 2015 г.

мирования разряда и др. роль каждого фактора по-разному проявляется для  $\text{CO}_2$ - и HF(DF)-лазеров, эксимерных лазеров и других типов газовых лазеров.

Что касается импульсно-периодического HF(DF)-лазера, то, с одной стороны, в [6] в качестве фактора, определяющего снижение средней энергии импульса излучения при увеличении частоты иницирования и ограничение максимальной частоты иницирования величиной, существенно меньшей предельной, называются акустические возмущения. При этом подчёркивается, что радикальным средством их подавления является увеличение скорости звука в рабочей среде лазера за счёт разбавления её лёгким газом – He. С другой стороны, в [14] основная роль отводится экзотермическому расширению тепловой пробки и наличию температурного пограничного слоя на электродах. Там же отмечается, что такие факторы, как нагрев газа ударными волнами и возбуждение резонансных акустических волн, влияют обычно гораздо меньше. В [28] представлены результаты экспериментов с использованием HF(DF)-лазера, в которых максимальную частоту следования импульсов иницирования для рабочей среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2\text{-He}$  при атмосферном давлении удалось увеличить до 2000–2200 Гц по сравнению с таковой для рабочей среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2$ , составлявшей 600–700 Гц. При этом кратность сноса рабочей среды в разрядном промежутке  $K \approx 1.2$ , что подтверждает сделанные в [6] выводы о положительном влиянии добавки He к рабочей среде HF(DF)-лазера для достижения предельной частоты иницирования и подавления газодинамических возмущений. В этом смысле безусловный интерес представляют количественная оценка возмущений той или иной природы в рабочих средах обоих составов в одинаковых условиях иницирования, а также попытка ответа на вопрос о роли He в подавлении газодинамических возмущений в HF(DF)-лазере.

Настоящая работа является продолжением исследований, выполненных в [28]. Все энергетические и технические характеристики экспериментов, представленные в настоящей работе, полностью соответствуют приведённым в [28].

## 2. Экспериментальная установка

Экспериментальная часть работы выполнена на подробно описанном в [28] электроразрядном HF(DF)-лазере замкнутого цикла с кольцевым газодинамическим контуром. Для импульсного иницирования использовалась система формирования объёмного разряда с поперечным сечением разрядного промежутка  $10 \times 10$  мм и преионизацией рабочей среды УФ излучением связанных ёмкостных разрядов. Исследования проведены для двух составов рабочей среды: первый состав без He (полное давление среды  $p_{\text{mix}} = 0.18$  ат), второй состав с разбавлением гелием до атмосферного давления. Соотношение активных компонентов для обоих составов одинаково –  $\text{SF}_6 : \text{D}_2 = 6 : 1$ , а соотношение парциальных давлений для среды при атмосферном давлении таково:  $(\text{SF}_6 + \text{D}_2) : \text{He} = 0.09 : 0.91$  ат. Удельный энерговклад в разряд  $\omega_{\text{dis}}$  постоянен и составляет  $\sim 40$  Дж/л. С учётом химической реакции полное удельное энерговыведение в разрядном промежутке  $\omega_{\text{dis}} \approx 42.5$  Дж/л. Для первого и второго составов скорости потока рабочей среды в разрядной области равны примерно 27 и 25 м/с, а предельные частоты иницирования составляют около 700 и 2200 Гц соответственно [28].

Для экспериментальной регистрации возмущений плотности рабочей среды в разрядном промежутке применён метод лазерной интерферометрии. Все эксперименты выполнены с помощью интерферометра, собранного по классической схеме двухлучевого интерферометра Майкельсона. Интерференционная картина, получаемая в результате сложения опорного и зондирующего пучков, строилась непосредственно на матрице скоростной CCD-камеры pco.dimax. В зависимости от условий проведения экспериментов использовались два режима регистрации: с частотой следования кадров 5 кГц и временем экспозиции около 40 мкс для импульсного разряда в неподвижной рабочей среде DF-лазера и с частотой следования кадров 25 кГц и временем экспозиции около 8 мкс для импульсного разряда в потоке.

Апертура пучка лазерного излучения [28] ограничена диафрагмой  $10 \times 10$  мм, вследствие чего все характеристики, рассчитанные по интерференционным картинам, получены с точностью до константы. Положение электродов на интерференционных картинах было следующим: катод – вверху, анод – внизу.

## 3. Результаты экспериментов

### 3.1. Импульсный разряд в покоящемся газе

Изучение интерференционных картин, полученных в условиях импульсного разряда в неподвижной среде, позволяет выявить как характер и локализацию самих газодинамических возмущений плотности рабочей среды, так и их источник. На рис. 1 и 2 приведены интерферограммы газодинамических возмущений при импульсном разряде в рабочих средах обоих составов.

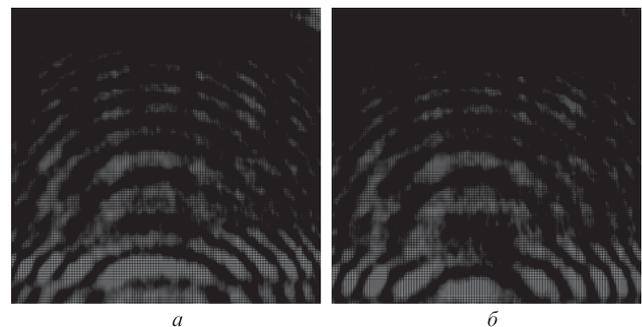


Рис. 1. Интерферограммы разрядного промежутка в моменты времени  $t = 1.2$  (а) и 1.8 мс (б) после импульса иницирования для рабочей среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2$ .

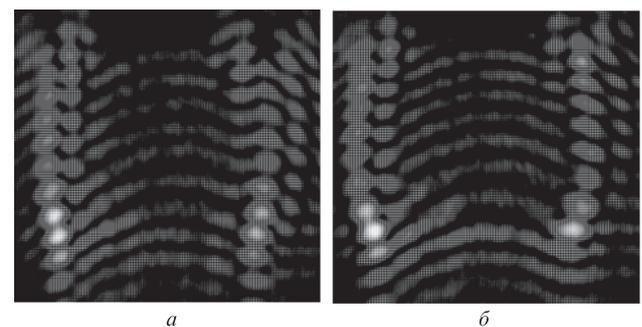


Рис. 2. Интерферограммы разрядного промежутка в моменты времени  $t = 0.2$  (а) и 1.0 мс (б) после импульса иницирования для рабочей среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2\text{-He}$ .

Анализ изображений даёт возможность заключить, что в обоих случаях присутствуют две группы возмущений. К первой, общей группе, относятся крупномасштабные возмущения по всему сечению разрядного промежутка, наблюдаемые как значительное смещение интерференционных полос и связанные с расширением пробки нагретого газа. Ко второй группе относятся возмущения среды, обусловленные неоднородностями энерговклада по сечению разрядного промежутка и различные для каждого состава. Для рабочей среды SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> характерны возмущения, связанные с повышенным энерговыделением вблизи электродов и формированием электродных ударных волн. В случае импульсного разряда в рабочей среде SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He отсутствуют возмущения, обусловленные неоднородным распределением энерговклада по высоте разрядного промежутка, но имеются возмущения, указывающие на неоднородности энерговклада вблизи краёв разряда и вызванные обострением поля на краях электродов.

На рис.3 и 4 приведены полученные из обработки интерферограмм зависимости изменения плотности газа в окне зондирования по высоте разрядного промежутка в плоскости, проходящей через середину электродов, в различные моменты времени после импульса разряда в средах SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> и SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He соответственно. Видно, что в

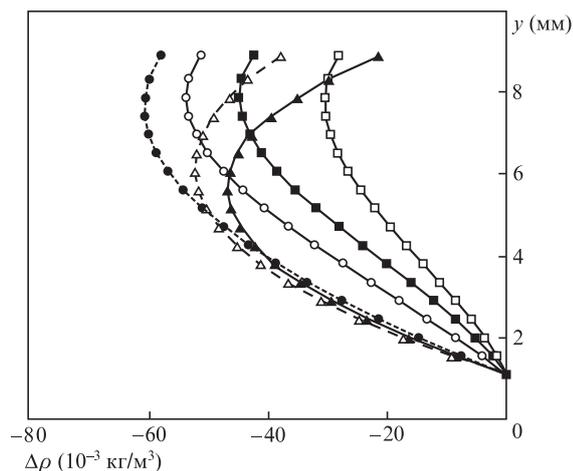


Рис.3. Изменение плотности газа Δρ по высоте разрядного промежутка (x = 0) в различные моменты времени после импульсного разряда в среде SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>: t = 5 (▲), 20 (△), 50 (●), 70 (○), 100 (■) и 150 мс (□).

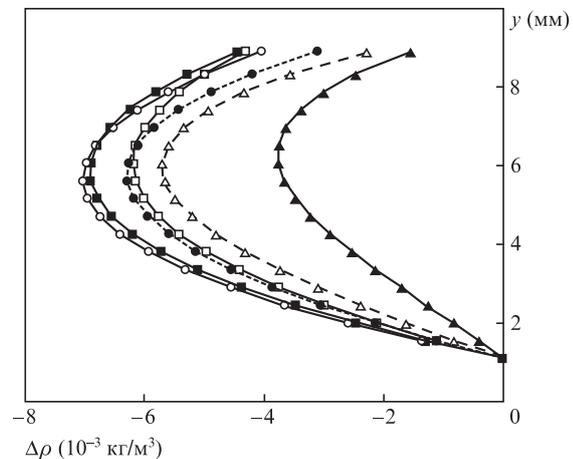


Рис.4. Изменение плотности газа по высоте разрядного промежутка (x = 0) в различные моменты времени после импульсного разряда в среде SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He: t = 1 (▲), 3 (△), 5 (●), 10 (○), 50 (■) и 100 мс (□).

процессе теплового расширения в среде SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> положение максимума разрежения смещается в сторону катода, что может говорить о повышенном энерговыделении вблизи электродов и наличии горячих приэлектродных слоёв. Так, в [18] сообщается, что в результате импульсного разряда, например, в N<sub>2</sub> температура газа у катода, по оценкам, может достигать 1000 К, а при разряде в CO<sub>2</sub> быть ещё выше.

Изменение плотности газа в разрядном промежутке связано с его расширением, вызванным скачком давления (температуры) в результате импульсного инициирования, и с последующим восстановлением плотности вследствие конвективного теплообмена. Поскольку выделение энергии в виде тепла в импульсном разряде происходит быстрее, чем распространение газодинамических возмущений (практически мгновенно, за время ~10<sup>-7</sup> с), то скачок температуры газа в объёме инициирования имеет место при постоянном объёме, а расширение пробки нагретого газа описывается уравнениями адиабатического процесса.

То, что поперечный размер тепловой пробки b<sub>0</sub> много меньше продольного, позволяет рассматривать процесс теплового расширения только вдоль её поперечного размера. Размер тепловой пробки b<sub>0</sub> соответствует ширине зоны энерговклада и меньше ширины электродов. В предположении, что тепловая пробка в процессе расширения не выходит за границы электрода, пренебрежём изменением объёма пробки вследствие изменения её сечения из-за влияния профиля электрода, т. е. V/V<sub>0</sub> = b/b<sub>0</sub> (где V<sub>0</sub> и V – объём тепловой пробки до и после расширения, а b – её поперечный размер после расширения). Из условия адиабатичности процесса расширения следует, что

$$p_p b_0^\gamma = p_0 b^\gamma, \tag{1}$$

где p<sub>0</sub> и p<sub>p</sub> – начальные давления в потоке и в тепловой пробке; γ – показатель адиабаты. Воспользовавшись уравнением состояния идеального газа, получим

$$\frac{b}{b_0} = \frac{T_h}{T_0} = \left(1 + \frac{\Delta T}{T_0}\right)^{1/\gamma}, \tag{2}$$

где T<sub>0</sub> и T<sub>h</sub> – начальная температура газа в объёме инициирования и температура пробки после расширения; ΔT – скачок температуры газа в объёме инициирования.

Поскольку в общем случае удельная теплоёмкость вещества зависит от температуры, скачок температуры нагретого газа может быть получен решением интегродифференциального уравнения

$$\int_{T_0}^{T_p} c_V(T) dT = \frac{W}{m}, \tag{3}$$

где T<sub>p</sub> – конечная температура газа в объёме инициирования; c<sub>V</sub>(T) – удельная изохорная теплоёмкость среды; m и W – масса газа и полное энерговыделение в объёме инициирования.

Температурные зависимости удельной изохорной теплоёмкости рабочих сред SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> и SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He получены нами на основе данных об удельных молярных теплоёмкостях компонентов среды при постоянном давлении c<sub>p</sub>(T) для He [29], D<sub>2</sub> [30] и SF<sub>6</sub> [31]. При полном, с учётом разряда и химической реакции, удельном энерговыделении ω<sub>dis</sub> ≈ 42.5 Дж/л температура газа в объёме иниции-

Табл.1. Термодинамические характеристики сред.

Рабочая среда	$T_0$ (К)	$\gamma_0$	$a_0$ (м/с)	$T_p$ (К)	$\gamma_p$	$a_p$ (м/с)	$b/b_0$	$T_h$ (К)	$\gamma_h$	$a_h$ (м/с)
SF <sub>6</sub> -D <sub>2</sub>	300	1.1007	149.65	368.0	1.0914	165.04	1.21	361.6	1.0921	163.65
SF <sub>6</sub> -D <sub>2</sub> -He	300	1.4114	454.51	351.7	1.3974	489.67	1.12	336.2	1.4013	479.43

рования увеличится примерно на 68 К и 51.7 К для рабочих сред SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> и SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He соответственно.

В табл.1 приведены следующие термодинамические характеристики сред:  $\gamma_0$  и  $a_0$  для начальной температуры  $T_0 = 300$  К;  $\gamma_p$  и  $a_p$  для температуры  $T_p$  тепловой пробки;  $\gamma_h$  и  $a_h$  для температуры тепловой пробки  $T_h$  после адиабатического расширения. Здесь  $a_0$ ,  $a_p$  и  $a_h$  – соответствующие указанным температурам скорости звука.

Доля энергии, выделившейся в разряде и идущей на увеличение внутренней энергии газа в объёме тепловой пробки,

$$\delta Q = \frac{T_h - T_0}{T_p - T_0} \quad (4)$$

Отсюда, с учётом значений температур тепловой пробки до и после расширения, получаем  $\delta Q \approx 0.9$  для рабочей среды SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> и 0.7 для рабочей среды при атмосферном давлении. Иными словами, если для среды при атмосферном давлении примерно 30% выделившейся в разрядном промежутке энергии уносится ударными волнами, то для среды SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> практически вся энергия идёт на увеличение внутренней энергии газа, а доля энергии, уносимая ударными волнами, составляет ~10%.

Скачок температуры (и соответственно давления) на границе холодного и нагретого газа приводит к образованию области разрыва газодинамических величин и ударной волны. Уравнения, устанавливающие связь числа Маха  $M$  ударной волны с параметрами холодного и нагретого газа на основе теорий ударных волн и автомодельного движения в политропном газе [32, 33], имеют вид [33, 34]

$$\left(1 - \frac{\gamma_p - 1}{\gamma_p + 1} \frac{a_0}{a_p} \frac{M^2 - 1}{M}\right)^{2\gamma_p/(\gamma_p - 1)} = \frac{T_0}{T_p} \frac{1}{\gamma_0 + 1} [\gamma_0(2M^2 - 1) + 1], \quad (5)$$

$$u = Ma_0 \frac{2(M^2 - 1)}{M^2(\gamma_0 + 1)}, \quad M = \frac{D}{a_0}, \quad (6)$$

где  $D$  – скорость ударной волны;  $u$  – скорость движения контактной поверхности между скачками сжатия и разрежения.

В табл.2 представлены термодинамические характеристики сред, соответствующие зонам сжатия ( $\rho_1, p_1, T_1$ ) и разрежения ( $\rho_2, p_2 = p_1, T_2$ ) ( $\rho_1, \rho_2$  – плотности среды в указанных зонах). Видно, что масштаб газодинамических возмущений, вызванных импульсным разрядом, примерно одинаков для обоих составов рабочей среды DF-

лазера. Следовательно, одинакова и их роль в ограничении максимальной частоты иницирования. И раз для DF-лазера с рабочей средой SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He они не оказывают ограничивающего влияния, то не должны ограничивать частоту иницирования и для DF-лазера с рабочей средой SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>.

### 3.2. Импульсный разряд в потоке рабочей среды

На рис.5 приведены интерференционные картины, полученные в осевой плоскости разрядного промежутка (высота окна зондирования 1.1 мм) в различные моменты времени относительно момента импульсного разряда в потоке рабочей среды DF-лазера. Видно, что, несмотря на различия в характере движения границы горячей области, время выноса из разрядного промежутка собственно тепловой пробки практически одинаково для обоих составов рабочей среды (~0.36 мс) и целиком определяется средней скоростью потока.

В работе [20] колебательный характер движения газа (смесь SF<sub>6</sub>:D<sub>2</sub> = 9:1, полное давление  $p_{mix} = 0.1$  ат, часто-

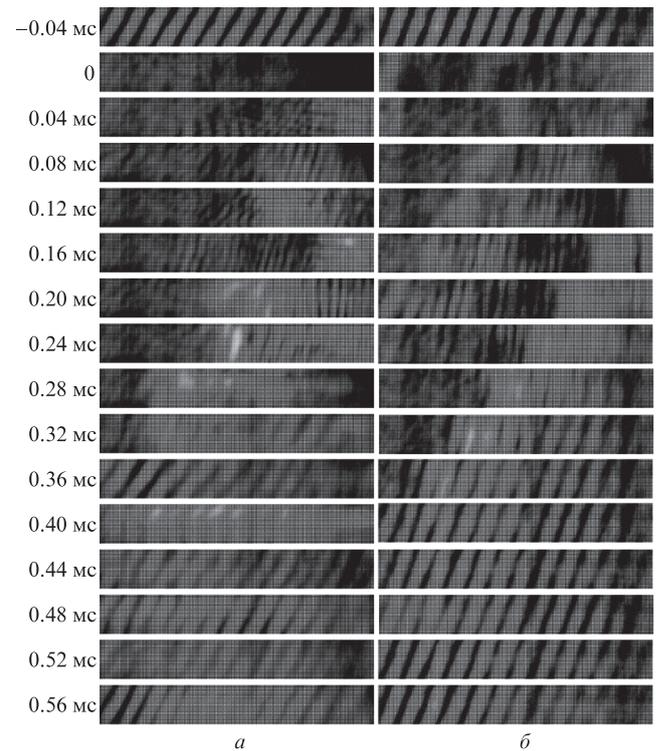


Рис.5. Интерферограммы в осевой плоскости разрядного промежутка, снятые в различные моменты времени  $t$  относительно момента импульсного разряда в потоке рабочей среды DF-лазера: SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> (а) и SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub>-He (б).

Табл.2. Параметры  $D, u$  и термодинамические характеристики сред, соответствующие зонам сжатия ( $\rho_1, p_1, T_1$ ) и разрежения ( $\rho_2, p_2 = p_1, T_2$ ).

Рабочая среда	$D$ (м/с)	$u$ (м/с)	$\rho_1/\rho_0$	$p_1/p_0$	$T_1/T_0$	$\rho_2/\rho_0$	$T_2/T_0$
SF <sub>6</sub> -D <sub>2</sub>	157.52	14.61	1.1022	1.1131	1.0098	0.9148	1.2167
SF <sub>6</sub> -D <sub>2</sub> -He	470.84	26.62	1.0599	1.0856	1.0242	0.9465	1.1470

та инициирования  $f = 17$  Гц, скорость потока  $v = 1.4$  м/с) объясняется распространяющимися вдоль потока акустическими волнами, их отражением от концов газодинамического канала, а также суперпозицией акустических возмущений – волн сжатия и разрежения. В нашем случае в условиях однократного инициирования, наличия искривлённого газодинамического канала (кольцевой газодинамической контур), блока вентиляторов с одной стороны и фильтра с пористой структурой с другой стороны, а также исходя из количественных оценок п.3.1 такое объяснение кажется маловероятным. Более вероятное объяснение – различия в интенсивностях теплового расширения пробки нагретого газа ( $\gamma \approx 1.1$  для одной среды и 1.4 для другой) и газодинамическое сопротивление тепловой пробки потоку. В качестве характеристики этого сопротивления можно рассматривать отношение вложенной энергии к внутренней энергии потока в разрядной области:

$$\omega' = W \left( \frac{p_0 V}{\gamma_0 - 1} \right)^{-1}. \quad (7)$$

С учётом того, что часть вложенной энергии уносится ударными волнами, это отношение составит около 0.23 и 0.13 для рабочих сред  $SF_6-D_2$  и  $SF_6-D_2-He$  соответственно.

Из рис.5 также видно, что после выноса тепловой пробки из разрядного промежутка, начиная с момента времени 0.36 мс, период интерференционных линий в горизонтальной плоскости уже не меняется, что свидетельствует об отсутствии возмущений газовой среды, распространяющихся по потоку. В то же время для среды  $SF_6-D_2$  на интерферограмме, соответствующей моменту времени 0.4 мс, видно прохождение возмущения плотности в направлении, перпендикулярном потоку (и параллельно электродам), связанного с повышенным энерговыделением вблизи электродов и формированием электродных ударных волн (см. рис.1).

### 3.3. Нагрев газа ударными волнами

В результате импульсного инициирования часть вложенной энергии выделяется в виде тепла, а часть уносится ударными волнами. Из соотношения (4) следует, что доля энергии  $W_w/W$ , уносимая ударными волнами, примерно равна 0.1 и 0.31 для рабочих сред  $SF_6-D_2$  и  $SF_6-D_2-He$  соответственно. Таким образом, если для рабочей среды  $SF_6-D_2-He$  ударными волнами уносится до 30% от вложенной энергии и около 69% идёт на нагрев, то для среды  $SF_6-D_2$  эти величины составляют примерно 10% и до 90% соответственно.

В работах [15, 18] авторами анализируется нагрев газа ударной волной. В качестве оценки сверху приводится выражение для расчёта максимально возможной температуры газа при условии, что вся энергия, уносимая ударными волнами, выделяется в газе:

$$\frac{T_{\max}}{T_0} = 1 + \frac{1}{2} \frac{W_w}{W} \frac{b_0}{v\tau} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\omega}{p_0}, \quad (8)$$

где  $\tau$  – период следования импульсов. Тогда для предельных частот 700 и 2200 Гц [28] имеем соответственно  $T_{\max}/T_0 \approx 1.003$  для среды  $SF_6-D_2$  и 1.013 для среды  $SF_6-D_2-He$ .

Из приведённой оценки видно, что для обоих составов рабочей среды возникающие при таком нагреве градиенты плотности слишком малы для того, чтобы играть существенную роль в нарушении однородности разряда и ограничении максимальной частоты инициирования.

### 3.4. Резонансные акустические волны

Практически всегда, изучая проблему ограничения сверху частоты следования импульсов лазеров периодического действия теоретическим пределом, определяемым временем выноса тепловой пробки из разрядного промежутка, в числе первых причин такого ограничения называют резонансные акустические волны [22]. При этом в [6] отмечается, что эффективным средством подавления акустических волн является увеличение скорости звука в рабочей среде за счёт разбавления её гелием.

Рассмотрим, насколько акустические волны способны оказывать заметное влияние на работу импульсно-периодического DF-лазера и какова при этом роль разбавления рабочей среды гелием. Для начала приведём ряд полученных выше результатов:

1. Время выноса тепловой пробки из разрядного промежутка примерно одинаково для обоих составов рабочей среды и определяется средней скоростью потока в осевой плоскости разрядного промежутка.

2. Плотности энергии ударной волны (оценка сверху) для рабочих сред  $SF_6-D_2$  и  $SF_6-D_2-He$  составляют примерно 2.4 и 6.7 мДж/см<sup>2</sup> соответственно.

3. Скорость звука в рабочей среде  $SF_6-D_2-He$  (около 454.5 м/с) примерно в 3 раза больше, чем в среде  $SF_6-D_2$  (около 149.7 м/с), во столько же раз больше и плотность энергии ударной волны.

4. Предельная частота инициирования для DF-лазера с рабочей средой  $SF_6-D_2-He$  составляет  $\sim 2200$  Гц [28] и примерно совпадает с частотой, ограничиваемой временем сноса тепловой пробки. Предельная частота инициирования для DF-лазера с рабочей средой  $SF_6-D_2$  составляет около 700 Гц и более чем в 3.5 раза ниже частоты, ограничиваемой временем сноса тепловой пробки.

Формирование слабых ударных волн в рабочей среде газовых лазеров в результате импульсного инициирования – факт бесспорный и сомнений вызывать не может. Имея небольшую амплитуду, эти волны достаточно быстро трансформируются в акустические. Так, в случае DF-лазера [28] числа Маха ударной волны равны 1.05 и 1.03 для рабочих сред  $SF_6-D_2$  и  $SF_6-D_2-He$  соответственно. Затухание акустической волны в процессе распространения по газовому тракту происходит по двум каналам – поглощения звуковых волн в веществе и потерь энергии при отражении от элементов конструкции тракта.

Поглощение плоской звуковой волны с амплитудой  $A_0$  в веществе описывается уравнением

$$A_d = A_0 \exp(-\alpha d), \quad (9)$$

где  $A_d$  – амплитуда волны на расстоянии  $d$ ;

$$\alpha = \frac{2\pi^2 v^2}{a^3 \rho} \left( \frac{4}{3} \eta + \frac{\gamma - 1}{c_p} \chi \right) \quad (10)$$

– коэффициент поглощения звуковой волны;  $v$  – частота звука;  $a$  – скорость звука;  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости;  $\chi$  – коэффициент теплопроводности.

Из выражения (10) видно, что  $\alpha \propto a^{-3}$ , и с увеличением скорости звука эффективность поглощения звуковых волн в веществе уменьшается. Зависимость коэффициента  $\alpha$  от других параметров для рассматриваемой задачи не существенна. Таким образом, для рабочей среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2$  эффективность поглощения звуковых волн в ней (при условии равенства их частот) больше, чем для среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2\text{-He}$ , а предельная частота инициирования всё же меньше. Следовательно, увеличение скорости звука за счёт разбавления рабочей среды гелием не является фактором, позволяющим достичь положительного эффекта – увеличения предельной частоты инициирования. Например, в [25] прямо отмечается, что при малых числах Маха потока ( $M \ll 1$ ) эффективность возбуждения звуковой волны и скорость её затухания практически не зависят от  $M$ , т. е. действие потока при  $M \ll 1$  сводится к выносу нагретой пробки, слабо сказываясь как на продольных, так и на поперечных звуковых колебаниях.

Рассмотрим потери энергии при отражении от элементов конструкции тракта. Коэффициенты отражения и прохождения звуковой волны зависят от соотношения волновых сопротивлений двух сред, а волновые сопротивления, в свою очередь, пропорциональны акустическим сопротивлениям. Волновое сопротивление газов гораздо меньше, чем твёрдых тел, поэтому если волна в газе падает на твёрдую преграду (толщина преграды в направлении распространения волны велика), она практически полностью отражается. Если толщина стенки намного меньше длины волны звука в ней, то коэффициент отражения всегда мал, а коэффициент прохождения велик. Основной материал элементов газового тракта лазера – это сплавы с большим содержанием алюминия. Скорость звука в алюминии примерно равна 6420 м/с. Звуковым колебаниям с частотами 14 и 43 кГц и длиной волны в газе, равной ширине электродов, соответствуют длины волн в алюминии 0.45 и 0.15 м. При этом характерные толщины элементов конструкции лазера не превышают 5 мм, и звуковые волны будут одинаково эффективно проходить сквозь металлические преграды, испытывая лишь слабое отражение.

Таким образом, из приведённого рассмотрения видно, что влияние резонансных акустических волн в DF-лазере при удельном энергокладе около 40 Дж/л одинаково для рабочих сред обоих составов и не объясняет ограничения максимальной частоты инициирования для рабочей среды  $\text{SF}_6\text{-D}_2$  величиной, существенно меньшей предельной.

### 3.5. Развитие температурного пограничного слоя

Пограничный слой, образующийся при обтекании стенки газом, снижает эффективность обновления рабочей среды в приэлектродной области. По результатам интерферометрических исследований и численного моделирования для DF-лазера [28] толщина пограничного слоя на плоском участке электродов примерно одинакова для обоих составов рабочих сред (~0.5 мм). Для межэлектродного промежутка шириной 10 мм влияние таких слоёв может быть заметным, особенно в условиях повышенных приэлектродных энергокладов. Например, в работе [18] авторы, применительно к своей установке, отмечают, что неоднородности плотности, возникающие в пограничных слоях, оказываются на порядок больше тех, что связаны с акустическими волнами.

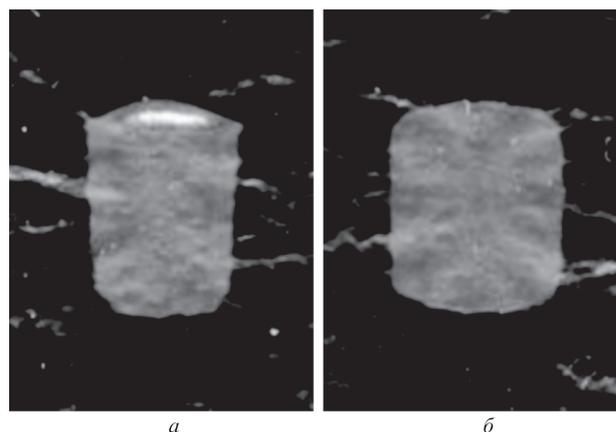


Рис.6. Изображения ближней зоны излучения для DF-лазера с рабочей средой  $\text{SF}_6\text{-D}_2$  при  $p_{\text{mix}} = 0.16$  ат (а) и с рабочей средой состава  $(\text{SF}_6 + \text{D}_2):\text{He} = 0.09:0.91$  ат (б).

Как отмечалось ранее, для импульсного разряда в среде  $\text{SF}_6\text{-D}_2$  характерны возмущения, обусловленные повышенным энерговыделением вблизи электродов и формированием электродных ударных волн, что в условиях неэффективного обмена энергией может приводить к развитию температурного пограничного слоя, перегретой неустойчивости и ограничению частоты следования импульсов инициирования. Подтверждением этого служат эксперименты по регистрации излучения DF-лазера в ближней зоне. На рис.6 приведены изображения ближней зоны, т. е. ожоги на копировальной бумаге, в импульсно-периодическом режиме инициирования, полученные за 0.1 с при частоте следования импульсов 600 Гц, близкой к максимальной для DF-лазера с рабочей средой  $\text{SF}_6\text{-D}_2$ . В данных экспериментах расположение электродов было следующим: сверху – анод, внизу – катод.

Хорошо видно, что для импульсного разряда в среде  $\text{SF}_6\text{-D}_2$  (рис.6,а) ярко выражена прианодная зона повышенного энергоклада. Разбавление рабочей среды гелием до атмосферного давления (рис.6,б) улучшает однородность разряда, при этом исчезает зона повышенного энергоклада, а геометрия поперечного сечения приближается к расчётной.

Таким образом, предположение о том, что именно развитие перегретой неустойчивости вследствие повышенного энергоклада вблизи электродов и формирования электродных ударных волн является фактором, ограничивающим сверху частоту следования импульсов инициирования DF-лазера с рабочей средой  $\text{SF}_6\text{-D}_2$ , выглядит допустимым и вполне обоснованным.

## 4. Заключение

Количественный анализ возмущений потока рабочей среды вследствие импульсного инициирования показал, что при удельном энергокладе  $\omega_{\text{dis}} \approx 40$  Дж/л ни изотропическое расширение тепловой пробки, ни нагрев газа ударными волнами, ни резонансные акустические волны не могут являться причинами, ограничивающими предельную частоту инициирования электроразрядного DF-лазера с рабочей средой  $\text{SF}_6\text{-D}_2$  величиной, значительно меньшей частоты, определяемой скоростью газового потока и шириной электродов.

В то же время в результате проведённых исследований установлено, что значительное разбавление рабочей сре-

ды DF-лазера гелием, вплоть до атмосферного давления, существенно изменяет распределение удельного энерговклада по сечению разрядного промежутка. Несмотря на то что импульсный разряд в среде  $SF_6-D_2-He$  при атмосферном давлении сопровождается повышенным энерговыделением на своих границах, вследствие обострения поля на краях электродов более важным, определяющим фактором является то, что при улучшении однородности разряда по высоте разрядного промежутка исчезают зоны повышенного энерговклада вблизи электродов, присущие разряду в рабочей среде без He.

Выдвинуто предположение о том, что повышенный энерговклад вблизи электродов, характерный для разряда в рабочей среде без He, и связанное с этим формирование электродных ударных волн приводят к развитию перегретной неустойчивости, ограничивающей сверху частоту инициирования DF-лазера с рабочей средой  $SF_6-D_2$  величиной, существенно меньшей частоты, определяемой временем выноса тепловой пробки из разрядного промежутка.

Роль He как добавки к рабочей среде DF-лазера проявляется в изменении структуры разряда и улучшении его однородности. Существенное разбавление рабочей среды DF-лазера гелием, вплоть до атмосферного давления, позволило значительно улучшить однородность разряда по высоте разрядного промежутка, исключить причины развития прианодной перегретной неустойчивости и достичь предельных частот инициирования с кратностью сноса рабочей среды  $K \sim 1$ .

1. Апполонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **25**, 123 (1998).
2. Lacoour V., Gadnol C., Priget P., Puech V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3574**, 334 (1998).
3. Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **30**, 7 (2000).
4. Булаев В.Д., Куликов В.В., Петин В.Н., Югов В.И. *Квантовая электроника*, **31**, 218 (2001).
5. Аксёнов Ю.Н., Борисов В.П., Бурцев Вал.В., Великанов С.Д., Воронов С.Л. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 290 (2001).
6. Буцькин И.Л., Великанов С.Д., Евдокимов П.А., Запольский А.Ф., Ковалёв Е.В., Кодола Б.Е., Пегоев И.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 957 (2001).
7. Апполонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 95 (2002).
8. Панченко А.Н., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. *ЖТФ*, **73**, 136 (2003).
9. Bychkov Yu., Gortchakov S., Lacoour V., Pasquies S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 380 (2003).
10. Азаров М.А., Климук Е.А., Кутумов К.А., Трощиненко Г.А., Лакур Б. *Квантовая электроника*, **34**, 1023 (2004).
11. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **36**, 235 (2006).
12. Булаев В.Д., Гусев В.С., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Лысенко С.Л., Морозов Ю.Б., Познышев А.Н., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **40**, 615 (2010).
13. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Конов И.Г., Лебедев А.А., Подлесных С.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 703 (2011).
14. Великанов С.Д., Запольский А.Ф., Фролов Ю.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 11 (1997).
15. Баранов В.Ю., Малюта Д.Д., Межевов В.С., Напартович А.Н. *Квантовая электроника*, **7**, 2589 (1980).
16. Баранов В.Ю., Бреев В.В., Малюта Д.Д., Низьев В.Г. *Квантовая электроника*, **4**, 1861 (1977).
17. Баранов В.Ю., Малюта Д.Д., Межевов В.С. *Квантовая электроника*, **5**, 2186 (1978).
18. Баранов В.Ю., Низьев В.Г., Пигульский С.В. *Квантовая электроника*, **6**, 177 (1979).
19. Баранов В.Ю., Клепач Г.М., Малюта Д.Д., Межевов В.С., Низьев В.Г., Чалкин С.Ф. *ТВТ*, **15**, 972 (1977).
20. Борисов В.П., Бурцев В.В., Великанов С.Д., Воронцов Е.Н., Елутин А.С., Запольский А.Ф., Синецын М.В., Фролов Ю.Н., Щуров В.В. *Квантовая электроника*, **22**, 645 (1995).
21. Великанов С.Д., Запольский А.Ф., Фролов Ю.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 11 (1997).
22. Веденов А.А., Дробязко С.В., Книжников В.Н., Турундаевский В.Б. *ТВТ*, **13**, 425 (1975).
23. Баранов В.Ю., Любимов Б.Я., Низьев В.Г., Пигульский С.В. *Квантовая электроника*, **6**, 184 (1979).
24. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Высикайло Ф.И., Губарев А.В., Кирюхин Ю.Б., Краюшкин И.Е., Лаптев С.А. *Квантовая электроника*, **14**, 1206 (1987).
25. Баранов В.Ю., Малюта Д.Д., Межевов В.С., Напартович А.Н. *Физика плазмы*, **6**, 785 (1980).
26. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Высикайло Ф.И., Кирюхин Ю.Б. *Квантовая электроника*, **10**, 540 (1983).
27. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В., Иванов А.С. *Квантовая электроника*, **30**, 783 (2000).
28. Velikanov S.D., Evdokimov P.A., Zapol'sky A.F., Kodola V.E., Sokolov D.V., Cernopyatov V.Y., Yakovlev E.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7131**, 71310V (2008).
29. *Таблицы физических величин (справочник)*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
30. *Физические величины (справочник)*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
31. Бортник И.М. *Физические свойства и электрическая прочность элегаза* (М.: Энергоатомиздат, 1998, с. 8).
32. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматлит, 2008, с. 6).
33. Карнюшин В.Н., Солоухин Р.И. *Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах* (М.: Атомиздат, 1981, с. 125).
34. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **36**, 646 (2006).