

# СО<sub>2</sub>-лазер с пластинчатыми электродами и высокой частотой следования импульсов

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

*Впервые исследован СО<sub>2</sub>-лазер с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда и высокой частотой следования импульсов. Многосекционный разрядный промежуток длиной 250 мм был образован парами анодно-катодных пластин, расположенными в виде ломаной линии. Ширина области разряда между каждой парой пластин составляла ~ 1.3 мм, высота – около 12 мм. Лазерный пучок на выходном зеркале резонатора имел поперечное сечение ~ 6 × 8 мм. На смеси СО<sub>2</sub>: N<sub>2</sub>: He = 32 : 32 : 96 Тор реализована максимальная энергия лазерного излучения 15.9 мДж, эффективность лазера составила 1.7%. При относительно невысокой скорости прокачки газа (19 м/с) получена частота следования импульсов излучения СО<sub>2</sub>-лазера 3 кГц с относительным среднеквадратичным отклонением энергии импульсов излучения в пределах 5%. Достигнута средняя мощность лазерного излучения ~ 40 Вт.*

**Ключевые слова:** СО<sub>2</sub>-лазер, пластинчатые электроды, индуктивно-емкостная стабилизация, частота следования импульсов, стабильность энергии излучения, скорость прокачки газа, энергетические характеристики.

## 1. Введение

СО<sub>2</sub>-лазеры с высокой частотой следования импульсов могут использоваться в лидарах и локаторах, при лазерном разделении изотопов, в различных технологиях обработки материалов, для оптической накачки лазеров дальнего ИК диапазона спектра, в литографии. Так, в СО<sub>2</sub>-лазере [1] достигнута частота следования импульсов  $f = 1.1$  кГц при скорости потока газа в межэлектродном промежутке  $v = 72$  м/с и ширине области разряда  $b = 2.5$  см. Для СО<sub>2</sub>-лазеров с частотой  $f$  в несколько кГц характерны ширина области разряда ~ 1 см и еще более высокая скорость газового потока в межэлектродном промежутке. Так, в [2] исследован лазер с  $f \leq 2$  кГц и  $b \approx 1$  см при скорости  $v \sim 100$  м/с.

Для достаточно исследованных эксимерных лазеров с накачкой объемным самостоятельным разрядом повышение частоты следования импульсов достигается значительным уменьшением ширины области разряда. В [3] для KrF-лазера со сплошными электродами при  $v \sim 55$  м/с получено  $f = 5$  кГц при характерной ширине области разряда ~ 0.3 см. В [4] для XeF-лазера с многосекционными пластинчатыми электродами и индуктивно-емкостной стабилизацией разряда при  $v \leq 19$  м/с получено  $f \leq 4.5$  кГц при характерной ширине области разряда  $b \sim 0.1$  см. Использование узких разрядов для возбуждения активной среды СО<sub>2</sub>-лазеров, как и в [3, 4], приведет к существенным дифракционным потерям в резонаторе лазера, поскольку длина волны излучения СО<sub>2</sub>-лазера значительно (в 30–50 раз) больше, чем у эксимерных лазеров.

В [5] для возбуждения активной среды высокочастотного химического HF (DF)-лазера использованы пластинчатые электроды в сочетании с индуктивно-емкостной стабилизацией разряда. Для уменьшения дифракционных потерь в резонаторе такого лазера анодно-катодные пары пластин были расположены в плоскостях, образующих угол  $\alpha$  с оптической осью. Впервые этот подход предложен в [6]. При скорости потока газа  $v \leq 19$  м/с получено  $f = 2.4$  кГц.

В настоящей работе представлены результаты первых экспериментов по исследованию СО<sub>2</sub>-лазера с пластинчатыми электродами, индуктивно-емкостной стабилизацией разряда и высокой частотой следования импульсов. Система прокачки газа в штатном режиме работы двигателя диаметрального вентилятора обеспечивала скорость газового потока в межэлектродном промежутке до 19 м/с.

## 2. Экспериментальные результаты

СО<sub>2</sub>-лазер собран на основе серийной лазерной камеры CL-5000 [5] и нового электродного узла с многосекционным разрядным промежутком [6]. Резонатор лазера был образован сферическим ( $R \approx 5$  м) глухим зеркалом на медной подложке с золотым покрытием и плоским выходным зеркалом на подложке из ZnSe с коэффициентом отражения 65%. Расстояние между зеркалами резонатора, установленными на торцевых фланцах камеры, составляло 500 мм.

На рис. 1 изображена схема электродного узла лазера (его конфигурация описана в работе [5]). Плоскости, в которых располагались анодно-катодные пары пластин, составляли угол  $\alpha = 12^\circ$  с оптической осью лазера. При таком расположении электродных пластин размер  $d$  проекции плазменной области разряда накачки на плоскость, перпендикулярную оптической оси лазера, равен ~ 6 мм. Именно этот размер и определяет ширину лазерного пучка.

А.В.Андраманов, Д.Д.Воеводин, А.В.Высоцкий, С.А.Кабаев, Б.В.Лажинцев, В.А.Нор-Аревян, А.В.Писецкая, В.Д.Селемир. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607166 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: lazhintsev@ntc.vniief.ru

Поступила в редакцию 13 февраля 2009 г., после доработки – 7 июля 2009 г.

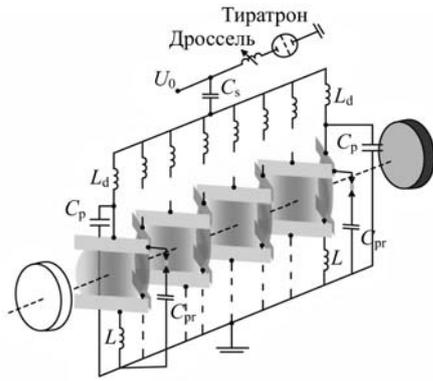


Рис.1. Электродный узел CO<sub>2</sub>-лазера и схема источника накачки:  $L_d$  – развязывающая индуктивность;  $L$  – конструктивная индуктивность;  $C_p$  – обострительная емкость;  $C_{пр}$  – емкость предыонизации;  $C_s$  – накопительная емкость;  $U_0$  – зарядное напряжение.

Источник накачки лазера, выполненный на основе  $C$ – $C$ -схемы (рис. 1), и система энергопитания лазера были аналогичны использованному в [5]; накопительная емкость  $C_s = 3.6$  нФ. Энергопитание лазера осуществлялось от импульсного источника питания, две группы обострительных емкостей располагались симметрично относительно разрядного промежутка. Для определения электротехнических характеристик разряда применялись два одинаковых делителя и два одинаковых волюндривных плоских токовых шунта. Делители подсоединялись непосредственно к катодной и анодной электродным пластинам. Потенциал анодной пластины не совпадал с потенциалом земли из-за конструктивной индуктивности  $L$ , поэтому для определения активного сопротивления разряда использовался второй делитель. Шунты располагались по бокам разрядной камеры, один из них был установлен в общей цепи разряда накачки и предыонизации, другой – в цепи тиратрона.

После достижения на обострительных емкостях пробойного напряжения формировался объемный разряд в межэлектродном промежутке. Ширина области разряда  $b$  между каждой парой электродных пластин составляла  $\sim 1.3$  мм, что соответствует довольно большим значениям удельной электрической энергии и мощности, вводимой в плазму разряда.

На рис.2 приведены формы импульсов напряжения на разрядном промежутке, тока в цепи разряда накачки и предыонизации, а также импульса генерации.

Взаимная увязка показаний шунтов и делителя осуществлялась при зарядке обострительной емкости как в режиме формирования разряда, так и при отсутствии пробоя в лазерной камере, а также при разряде накопительной емкости в режиме формирования разряда. По закону сохранения заряда интеграл тока перезарядки накопительной и обострительной емкостей, измеренный с помощью шунта, равен появившемуся на обострительной емкости заряду, измеренному с помощью делителя, а интеграл тока при разряде накопительной емкости – первоначально накопленному заряду. Определенные таким образом из осциллограмм величины зарядов совпадали с точностью 5% – 10%.

Фронт нарастания импульса напряжения до пробоя разрядного промежутка составлял  $\sim 40$  нс, а его максимальная амплитуда была равна  $\sim 11.3$  кВ. Длительность и максимальная амплитуда импульса тока разряда составляли  $\sim 25$  нс и  $\sim 3.4$  кА. На осциллограмме импульса

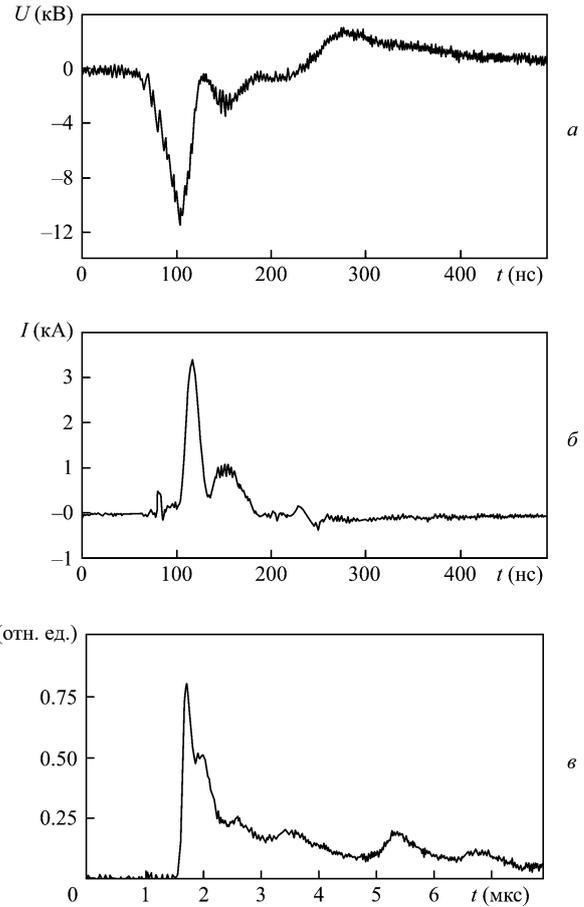


Рис.2. Осциллограммы импульсов напряжения на разрядном промежутке (а), тока в цепи разряда накачки и предыонизации (б), а также импульса генерации (в). Состав активной смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор, зарядное напряжение  $U_0 = 22$  кВ.

тока перед появлением тока в цепи разряда накачки шунт регистрирует ток зарядки емкостей предыонизации. На рис.3 приведена расчетная зависимость мощности  $P$  ввода электрической энергии в плазму разряда. Из расчета следует, что при зарядном напряжении 22 кВ в плазму разряда вводится не более 0.35 Дж электрической энергии, а энергия в первом пике токового импульса, который, скорее всего, и определяет энергию генерации, не превышает 0.28 Дж.

Как показано в [7], профили распределений плотности энерговклада в активную среду лазера и интенсивности свечения плазмы разряда в видимой области спектра близки по форме. Регистрация и обработка интеграль-

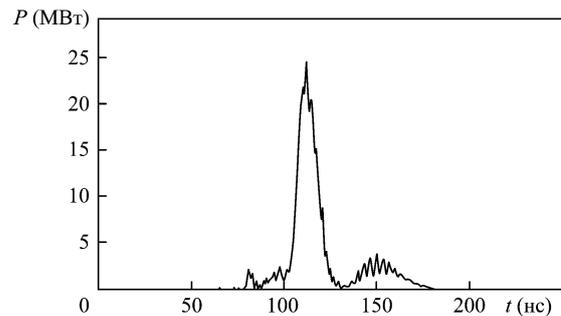


Рис.3. Временная зависимость мощности ввода электрической энергии в плазму разряда. Состав активной смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор, зарядное напряжение  $U_0 = 22$  кВ.

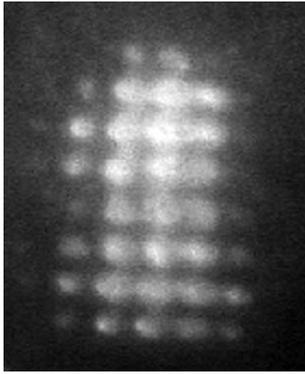


Рис.4. Фотография отпечатка лазерного пучка на фотобумаге. Шаг сетки, расположенной в ближней зоне, 1 мм, состав активной смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 32 : 32 : 96 \text{ Тор}$ ,  $U_0 = 22 \text{ кВ}$ .

ного свечения разряда выполнены аналогично работе [5]. Ширины распределений интенсивности свечения разряда в средней части разрядного промежутка на уровнях  $0.1 I_{\text{max}}$  и  $0.5 I_{\text{max}}$  составили 6 и 3.5 мм соответственно.

На рис. 4 приведен отпечаток лазерного пучка на фотобумаге, на которую проецировалось уменьшенное (примерно в семь раз) изображение выходного зеркала лазера. Для удобства интерпретации результатов опытов вблизи выходного зеркала резонатора размещалась сетка из проволочек с шагом 1 мм. Поперечное сечение лазерного пучка составило  $\sim 6 \times 8 \text{ мм}$ . Из рис. 4 и результатов обработки фотографии интегрального свечения разряда видно, что отпечаток лазерного пучка совпадает по размеру с распределением свечения разряда только в горизонтальной плоскости, в вертикальной плоскости размер отпечатка меньше. Это связано с дифракционными потерями вблизи электродов в случае формирования каустики оптического резонатора при небольших коэффициентах усиления.

Для выяснения однородности энерговыклада по длине пластинчатого электрода были проведены дополнительные исследования однородности свечения плазмы разряда между пластинчатыми электродами. На фоне однородного диффузного свечения по длине отдельного электрода обнаружены диффузные столбы, «привязанные» к катодным пятнам. Диффузные столбы появляются во время ввода в разряд остатков энергии, запасенной в накопительной емкости, во время второго пика импульса тока.

При распространении лазерного излучения в полости оптического резонатора в лазере с пластинчатыми электродами, расположенными под значительным углом к оптической оси резонатора, усиление излучения происходит лишь в очень локальных областях, занятых плазмой разряда. Объем  $V$  разрядного промежутка лазера с пластинчатыми электродами ( $V = hdl$ ) составляет  $\sim 18 \text{ см}^3$ , тогда как реальный объем плазмы разряда накачки равен лишь  $\sim 3 \text{ см}^3$ . По величине усредненного удельного энерговыклада  $W_{\text{sp}} = E_p/V$  в активную среду лазера, определяющего усредненный коэффициент усиления и, соответственно, возможные характеристики лазера, можно сравнивать два типа лазеров – с пластинчатыми и традиционными (сплошными) электродами.

Таким образом, в  $\text{CO}_2$ -лазере с пластинчатыми электродами максимальная удельная мощность  $P_{\text{sp}}$  накачки в плазму разряда при атмосферном давлении рабочей среды составляет  $\sim 7 \text{ МВт/см}^3$ , что значительно превышает характерные значения; например, в [1]  $P \leq 0.2 \text{ МВт/см}^3$ . При

использованных давлениях рабочей среды удельная энергия равна  $\sim 450 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ , что также превышает значения, характерные для частотных лазеров, исследованных, например, в [1, 2], которые составляют  $100 - 200 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ . Несмотря на большой удельный энерговыклад в плазму разряда, средний энерговыклад в объем разрядного промежутка лазера остается довольно малым (не более  $70 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ ).

Задержка импульса генерации относительно импульса тока разряда накачки в зависимости от напряжения на накопительной емкости составляет 1.3–1.8 мкс. Первый пик импульса генерации для исследованных составов и давлений рабочей среды имеет длительность  $\sim 500 \text{ нс}$  на уровне  $0.5 I_{\text{max}}$ . Медленно спадающая часть импульса генерации состоит из нескольких пиков общей длительностью  $\sim 4 \text{ мкс}$  (см. рис.2,б). Пиковая мощность генерации при зарядном напряжении 22 кВ достигает  $\sim 60 \text{ кВт}$ . Большое время развития генерации определяется относительно малым, усредненным по длине разрядного промежутка коэффициентом усиления, а также низкой добротностью использованного оптического резонатора. Величина коэффициента усиления зависит как от среднего энерговыклада в объем разрядного промежутка лазера, так и от эффективности передачи этой энергии на лазерные уровни молекулы  $\text{CO}_2$ .

В наших экспериментах исследованы энергетические характеристики лазера в режиме редко повторяющихся импульсов для следующих составов активной смеси:  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$ ,  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 5$  и  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 2 : 1 : 3$ . Рабочее давление смеси варьировалось в диапазоне 140–200 Тор. Оптимальное давление для всех составов активной смеси, при которых получены максимальные значения энергии, составляло  $\sim 160 \text{ Тор}$ .

На рис.5 приведены зависимости энергии лазерного излучения от величины зарядного напряжения для разных составов активной среды. Максимальная энергия генерации 15.9 мДж с КПД 1.7% (относительно энергии, запасенной в накопительной емкости) реализована для смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$  при давлении 160 Тор и зарядном напряжении 22 кВ.

Низкий КПД лазера определяется несколькими причинами. Для исследованных давлений рабочей среды  $\text{CO}_2$ -лазера напряжения зарядки накопительной емкости были слишком большими. В результате значения приведенной напряженности электрического поля на стадии ввода электрической энергии в разряд в несколько раз превышают оптимальные для  $\text{CO}_2$ -лазера [8]. Это связано с тем, что использованный в настоящей работе высоковольтный источник накачки, применяемый ранее в химическом лазере в [5], совместно со схемой резонансно-

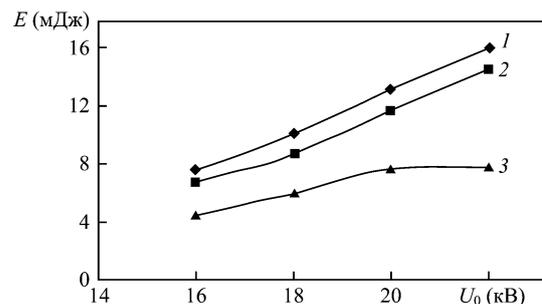


Рис.5. Зависимости энергии лазерного излучения от зарядного напряжения для состава активной смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 32 : 32 : 96 \text{ Тор}$  (1);  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 20 : 40 : 100 \text{ Тор}$  (2) и  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 53 : 27 : 80 \text{ Тор}$  (3).

диодной зарядки может обеспечить частоту следования импульсов 3–4 кГц при уровне запасенной энергии  $\sim 1$  Дж лишь при высоких зарядных напряжениях.

Кроме того, коэффициент отражения выходного зеркала при использованных энергиях накачки лазера и длинах активной области необходимо значительно увеличить [1, 2]. Так, первоначально электродные пластины располагались под углом  $30^\circ$  к оптической оси лазера [5], что позволило получить максимальный КПД лишь 1.3%. В этом случае из-за более широкой области генерации ( $d = 10$  мм) усредненный коэффициент усиления был еще меньше.

Как следует из обсчета осциллограмм, основная доля энергии (0.22–0.28 Дж для зарядных напряжений 16–22 кВ) вводится в плазму разряда в течение первого пика токового импульса. Примерно такая же энергия перебрасывается из накопительной емкости в обострительную к моменту начала формирования объемного разряда, что составляет 30%–45% энергии, запасенной в накопительной емкости. Таким образом, КПД лазера относительно введенной в разряд энергии равен 3%–5%. При отсутствии пробоя в лазерной камере в обострительную емкость перебрасывается 65%–70% накопленной энергии.

В режиме работы лазера с высокой частотой следования импульсов с помощью калориметра измерялась энергия излучения пакета импульсов  $E_N$ , состоящего из нескольких десятков импульсов. Затем определялась средняя энергия одного импульса излучения  $E_{av}(f) = E_N(f)/N$  при различных частотах их следования. Максимальная реализованная частота повторения импульсов  $f_{0.8}$  – это частота, при которой средняя энергия импульсов составляет  $\sim 80\%$  энергии в режиме редко повторяющихся импульсов.

В отдельных экспериментах двигатель диаметрального вентилятора в течение короткого промежутка времени работал в форсированном режиме. В этом случае скорость газа в межэлектродном промежутке увеличивалась до 20–20.5 м/с.

На рис. 6 приведена зависимость средней энергии  $E_{av}$ , нормированной на энергию в режиме редко повторяющихся импульсов, от  $f$  при работе двигателя в форсированном режиме и зарядном напряжении  $U_0 = 22$  кВ. Для смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 20:40:100 Тор реализовано  $f_{0.8} = 3500$  Гц, а для смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор –  $f_{0.8} = 3000$  Гц.

Измерения стабильности энергии лазерных импульсов проводились для пакетов из 100 импульсов, следующих друг за другом с высокой частотой (несколько килогерц). Весь пакет импульсов лазерного излучения регистрировался с помощью измерителя мощности и энергии

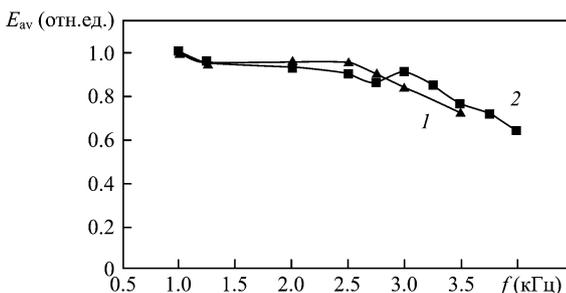


Рис. 6. Зависимости  $E_{av}(f)$  при  $v \sim 20$ –20.5 м/с и  $U_0 = 22$  кВ для состава активной смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор (1) и CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 20:40:100 Тор (2).

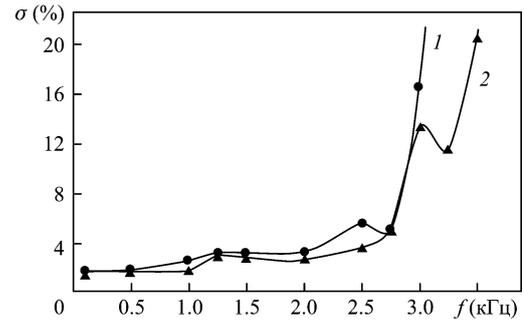


Рис. 7. Зависимости  $\sigma(f)$  для состава активной смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор (1) и CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 20:40:100 Тор (2) при  $U_0 = 22$  кВ.

Ophir Nova II и пирозлектрического датчика PE10. По полученным значениям энергии импульсов лазерного излучения вычислялось ее среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  от среднего значения.

На рис. 7 приведены зависимости  $\sigma$  от  $f$  для двух составов активной среды – CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор и 20:40:100 Тор. Величина  $\sigma$  лежит в пределах 5.5% при  $f \leq 2750$  Гц для обеих смесей. С дальнейшим увеличением частоты  $\sigma$  резко возрастает. При работе двигателя в форсированном режиме (до частоты 3000 Гц) и зарядном напряжении  $U_0 = 22$  кВ для смесей CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор и 20:40:100 Тор величина  $\sigma$  не превышала 5% и 7% соответственно.

Резкое увеличение  $\sigma$  указывает на ухудшение однородности разряда. Это связано с возникновением существенных флуктуаций плотности активной среды, вызванных «предшествующим разрядом», которые не полностью покинули область разрядного промежутка к моменту начала очередного разряда [3].

На рис. 8 представлены зависимости  $\sigma$  от  $f$  при различных скоростях газового потока. Видно, что для каждого значения  $v$  существует предельная частота  $f_{lim}$ , при достижении которой происходит резкий рост  $\sigma$ . Известно, что скорость потока газа определяет периодичность обновления газовой смеси в объеме разрядного промежутка к моменту очередного импульса, которая часто характеризуется коэффициентом сменности газа  $K$  [1, 3]. Для лазеров, разряд в активной среде которых формируется с использованием сплошных электродов, коэффициент  $K = v/(fd)$ , где  $d$  – ширина области разряда, практически совпадающая с шириной области формирования лазерного пучка. Обычно устойчивый высокочастотный режим в электроразрядных лазерах реализуется при  $K > 2.5$  [1, 3]. При расположении электродных пластин под углом  $\alpha$  к оптической оси лазера можно рассматривать два коэффициента сменности газа. Коэффициент  $K_1 = v \cos \alpha / (fb)$

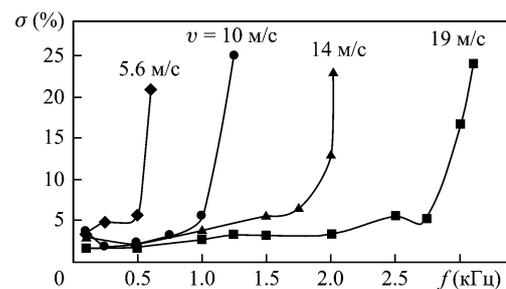


Рис. 8. Зависимости  $\sigma(f)$  при различных  $v$  и  $U_0 = 22$  кВ для состава активной смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 32:32:96 Тор.

характеризует обновление газовой смеси в области формирования плазмы разряда, т.е. определяется проекцией ширины области плазмы разряда на направление скорости потока газа. Коэффициент  $K_2 = v/(fd)$  характеризует обновление газовой смеси в области разрядного промежутка. От величины  $K_1$  зависит формирование однородного разряда на заданной частоте. Величина  $K_2$  связана с расстоянием вниз по потоку лазерной среды, на которое будут снесены области нагретого во время разряда и расширившегося газа. В результате для наиболее интересного случая  $K_2 \sim 1$  вблизи края оптического резонатора лазера, расположенного вниз по потоку газа, возникают оптические неоднородности, которые могут ухудшить условия формирования лазерного излучения. Отметим, что для  $f_{\text{lim}}$  в данных экспериментах  $K_1$  изменяется от 7.4 при  $v = 5.6$  м/с до 5.1 при  $v = 19$  м/с, а  $K_2$  – соответственно от 1.6 до 1. Возможность работать в высокочастотном режиме при  $K_2 \sim 1$  вместо  $K > 2.5$ , что типично для лазеров на основе сплошных электродов, иллюстрирует преимущества использования для ИК лазеров электродных систем на основе пластинчатых электродов.

В экспериментах наблюдается нетипичное для электроразрядных лазеров уменьшение  $K_1$  при увеличении скорости прокачки газа и частоты. Первоначально область нагретого в разряде газа достаточно быстро расширяется в адиабатическом процессе. Ее дальнейшее расширение связано с относительно медленным конвективным теплообменом, вызванным сильной турбулизацией потока. Необходимо отметить, что на расстоянии 0.5 мм от осевой линии каждой электродной пластины вниз и вверх по потоку высота его сечения изменяется в 1.5–2 раза, вызывая сильную турбулизацию потока. Время между возникновением разрядов при низких частотах растет, что сопровождается увеличением размера областей прогретого газа и приближением их границ к разрядным промежуткам между каждой парой электродных пластин. Это и приводит к относительному увеличению скорости, необходимой для реализации устойчивого разряда при низких частотах, т.е. к увеличению  $K_1$ . Переход на использование смесей с большей концентрацией гелия и расположение узла предыонизации вверх по потоку, воз-

можно, улучшит частотные характеристики лазера. Возникающие при работе лазера с  $K_2 \sim 1$  оптические неоднородности, связанные с неполным выносом нагретого в разряде газа из оптического резонатора, требуют дополнительных интерферометрических исследований.

### 3. Заключение

Новая конструкция электродного узла позволила реализовать в  $\text{CO}_2$ -лазере рекордно высокую частоту следования импульсов лазерного излучения (3000 Гц) при сравнительно низкой (19–20 м/с) скорости газового потока в межэлектродном промежутке. Относительное среднеквадратичное отклонение энергии импульсов лежит в пределах 5 %, а ширина лазерного пучка в ближней зоне равна  $\sim 6$  мм, что значительно превышает ширину разряда в анодно-катодной паре электродов. При удельной мощности накачки  $\sim 7$  МВт/см<sup>3</sup> и удельной энергии  $\sim 450$  Дж · л<sup>-1</sup> · атм<sup>-1</sup> получена максимальная энергия генерации 15.9 мДж при техническом КПД 1.7 %. Достигнута средняя мощность лазерного излучения  $\sim 40$  Вт. Исследование электротехнических характеристик разряда позволяет надеяться на повышение энергии и КПД лазера при оптимизации источника накачки.

1. Hidekazu H., Katsumi M., Minoru O., Hideo T. *Rev. Sci. Instrum.*, **64**, 3061 (1993).
2. Klopfer W., Bagrova K., du Pisania J., Ronander E., Meyer J.A. *Opt. Eng.*, **33**, 2866 (1994).
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**, 235 (2006).
6. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Селемир В.Д. Патент России № 2244990 от 10.04.03; *Изобретения*, № 2, 610 (2005).
7. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. *Квантовая электроника*, **35**, 359 (2005).
8. Месяц Г.А., Королев Ю.Д. *УФН*, **148** (1), 101 (1986).