

# Условия эффективного возбуждения электроразрядного F<sub>2</sub>-лазера

В.В.Атежев, С.К.Вартапетов, А.Н.Жуков, М.А.Курзанов, А.З.Обидин, В.А.Ямщиков

*Исследован F<sub>2</sub>-лазер, работающий при давлении газовой смеси F<sub>2</sub>–He–Ne до 3300 мбар. Определены условия получения максимального КПД в зависимости от параметров системы возбуждения. Установлено, что небольшие добавки в рабочую смесь неона (~100 мбар) незначительно снижают выходную энергию (на ~15%), но при этом существенно улучшают однородность разряда. Создан F<sub>2</sub>-лазер (λ = 157 нм), работающий при невысоком давлении активной среды, с энергией в импульсе 28 мДж и КПД, равным 0.14%.*

**Ключевые слова:** F<sub>2</sub>-лазер, электроразрядный лазер, система возбуждения, активная среда.

## 1. Введение

Первое сообщение о получении генерации на молекулярном фторе на длине волны λ ≈ 157 нм появилось в 1977 г. [1]. Источником ВУФ излучения F<sub>2</sub>-лазера являются переходы D<sup>1</sup>(<sup>3</sup>P<sub>2g</sub>) → A<sup>1</sup>(<sup>3</sup>P<sub>2u</sub>) возбужденных молекул фтора. Благодаря тому что в последние годы были существенно улучшены параметры F<sub>2</sub>-лазера, такие как средняя мощность (более 5 Вт) и ресурс работы (более 10<sup>6</sup> импульсов) [2], интерес к нему резко возрос. В первую очередь F<sub>2</sub>-лазер привлекает внимание как перспективный источник ВУФ излучения, который предположительно заменит эксимерный ArF-лазер (λ ≈ 193 нм) в фотолитографической микротехнологии [3]. Вместе с тем благодаря близости энергии фотонов (~7.9 эВ) и энергии связи в широкозонных кристаллах (~9 эВ) излучение F<sub>2</sub>-лазера интенсивно взаимодействует с такими кристаллами, как плавленый кварц, которые остаются прозрачными для более длинноволнового излучения. По этой причине применение F<sub>2</sub>-лазера открывает также широкие возможности в развитии новой области лазерных технологий – фотонной индустрии [4]. Особое место здесь занимают работы по записи брэгговских решеток в волоконных световодах [5, 6], что является весьма перспективным направлением в создании и совершенствовании современных коммуникационных средств.

В работах [7–9] был предложен радикальный путь улучшения выходных характеристик F<sub>2</sub>-лазера, основанный на использовании экстремально высокой удельной мощности, вкладываемой в разряд. Например, в [9] была получена энергия излучения 112 мДж при удельной мощности накачки 23 МВт/см<sup>3</sup>, что на порядок превышает удельные мощности, которые реализуются в лазерах на эксимерных молекулах. Для достижения таких экстремально высоких уровней накачки необходимо применять

разряды, создаваемые в относительно малых межэлектродных промежутках (менее 1 см) [9] при давлениях буферного газа гелия p<sub>He</sub> до 10 атм [7]. Данный подход часто применяют фирмы, выпускающие F<sub>2</sub>-лазеры [10, 11]. Однако помимо достоинств такого подхода имеются следующие недостатки.

Во-первых, требуются высокие напряжения накачки – до 60 кВ [7], что не желательно. Во-вторых, лазерные материалы, особенно диэлектрические покрытия, легко разрушаются под действием мощного импульсного ВУФ излучения (среднее время их жизни составляет 2 × 10<sup>8</sup> импульсов при плотности энергии лазерного пучка 5 мДж/см<sup>2</sup> [3]). Увеличение давления рабочей смеси ведет к росту интенсивности импульсов излучения, что сокращает сроки службы весьма дорогостоящих оптических элементов лазера [12]. В-третьих, ухудшается устойчивость процесса горения объемного самостоятельного разряда [8]. В-четвертых, из-за высокого коэффициента усиления (~20%·см<sup>-1</sup> при p<sub>He</sub> = 8 атм [13]) доминирующую роль играет усиленная спонтанная эмиссия, приводящая к повышению расходимости пучка до нескольких миллирадиан [14]. Наконец, увеличивается мощность, потребляемая двигателем прокачки рабочей смеси. В конечном счете все это ведет к ухудшению надежности и повышению себестоимости лазеров, применяемых в коммерческих целях. Вот почему важно исследовать пути, ведущие к значительному понижению рабочего давления активной среды и увеличению размеров лазерного пучка.

В последние годы большое внимание уделяется созданию индустриальных импульсно-периодических F<sub>2</sub>-лазеров со средней мощностью 20–40 Вт и выходной энергией ~20 мДж [3, 12]. При этом одной из центральных задач является получение высокого КПД. Для давления газовой смеси 10 атм КПД составляет ~0.1% [8]. В связи с этим исследование факторов, влияющих на эффективность F<sub>2</sub>-лазеров, и решение проблемы получения высокого КПД при более низких давлениях представляют несомненный интерес.

Целью настоящей работы являлось создание лазера на молекулярном фторе (λ = 157 нм) с энергией излучения 20–30 мДж и КПД не менее 0.1% при невысоких (до нескольких атмосфер) давлениях газовых смесей F<sub>2</sub>–

В.В.Атежев, С.К.Вартапетов, А.Н.Жуков, М.А.Курзанов, А.З.Обидин, В.А.Ямщиков. Центр физического приборостроения Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; тел.: (095) 334 02 18, факс: (095) 334 02 16, e-mail: info@lasersys.ru, http://www.pic.troitsk.ru

He–Ne, а также исследование его оптических и разрядных характеристик.

## 2. Экспериментальная установка и методика измерений

На рис.1 показана принципиальная схема экспериментальной установки. Излучение с  $\lambda = 157$  нм сильно поглощается молекулами кислорода, воды и другими примесями, содержащимися в окружающем воздухе [12, 15]. В связи с этим экспериментальная установка включала в себя помимо F<sub>2</sub>-лазера 1 измерительную камеру 2. Последняя герметично присоединялась силифоном 3 к выходному окну лазера. Измерительная камера предварительно откачивалась, а затем заполнялась газообразным азотом высокой чистоты (99.998 %). Во время экспериментов дополнительно проводилась слабая продувка азота через камеру. Эти меры принимались для того, чтобы исключить влияние воздуха и продуктов, нарабатываемых в измерительной камере под действием излучения с  $\lambda = 157$  нм, на результаты экспериментов [15].

Технические подходы к созданию эксимерных лазеров и методы их накачки во многом применимы и для F<sub>2</sub>-лазеров. В связи с этим эксперименты проводились на базе эксимерного лазера серии CL-7000, разработанного в Центре физического приборостроения Института общей физики им. А.М.Прохорова (ЦФП ИОФАН) [16].

Лазер имел традиционную систему возбуждения с искровой предварительной ионизацией активной среды. Так как F<sub>2</sub>-лазер очень чувствителен к посторонним газовым включениям, то все детали разрядной камеры, с которыми соприкасается газ, должны изготавливаться из высокочистых материалов [10]. Поэтому применялась разрядная камера 4, сделанная из высокочистой керамики. Внутри нее находились два основных электрода и 68 искровых зазоров. Зазоры были равномерно распределены вдоль обеих сторон основного разрядного промежут-

ка (РП) и обеспечивали его однородную предьонизацию. Активный объем промежутка  $V = d \times w \times l \approx 60$  см<sup>3</sup> (где  $d = 2.2$  см – межэлектродное расстояние,  $w \approx 0.4$  см – ширина разрядной зоны,  $l \approx 70$  см – ее длина). Эксперименты проводились при давлении газа в разрядной камере  $p = 1750 - 3300$  мбар.

Для накачки лазера служила схема СС-генератора 5. Накопительная ( $C_1 = 44$  нФ) и обостряющая ( $C_2 = 29$  нФ) емкости перезаряжались посредством тиратрона ТГИ 1000/25 и зарядного дросселя, необходимого для уменьшения стартовых потерь в тиратроне. Суммарная индуктивность дросселя (в насыщенном состоянии) и подводящих шин  $L_1 = 150$  нГн. Такой выбор параметров обеспечивал малую потерю энергии ( $\sim 10\%$ ) при ее трансформации из емкости  $C_1$  в  $C_2$  в режиме холостого хода (без пробоя РП). Индуктивность  $L$  в цепи разряда емкости  $C_2$  через РП составляла  $\sim 5$  нГн. Генератор накачки допускал устойчивую работу при зарядном напряжении до 30 кВ.

Оптический резонатор длиной 115 см был образован глухим плоским зеркалом, нанесенным на пластину из CaF<sub>2</sub>, и плоскопараллельной пластиной из CaF<sub>2</sub> с коэффициентом отражения  $\sim 10\%$ . F<sub>2</sub>-лазер работал в импульсно-периодическом режиме. Максимальная частота повторения импульсов  $f$  достигала 100 Гц, но эксперименты проводились при  $f = 5 - 10$  Гц. Активной средой служили смеси газов F<sub>2</sub>–He–Ne, которые прокачивались через газоразрядный промежуток диаметром вентильатором 6.

Датчики оптического излучения 7 находились в измерительной камере. Их сигналы передавались по кабелям ко входам осциллографов через герметичный разъем, специально сделанный в корпусе камеры 2. Энергия излучения определялась с помощью измерителя энергии Gen-Tec ED-500 и цифрового осциллографа LG OS-310M. Форма лазерных импульсов регистрировалась фотоприемником ФК-40. Одновременно с измерением характери-

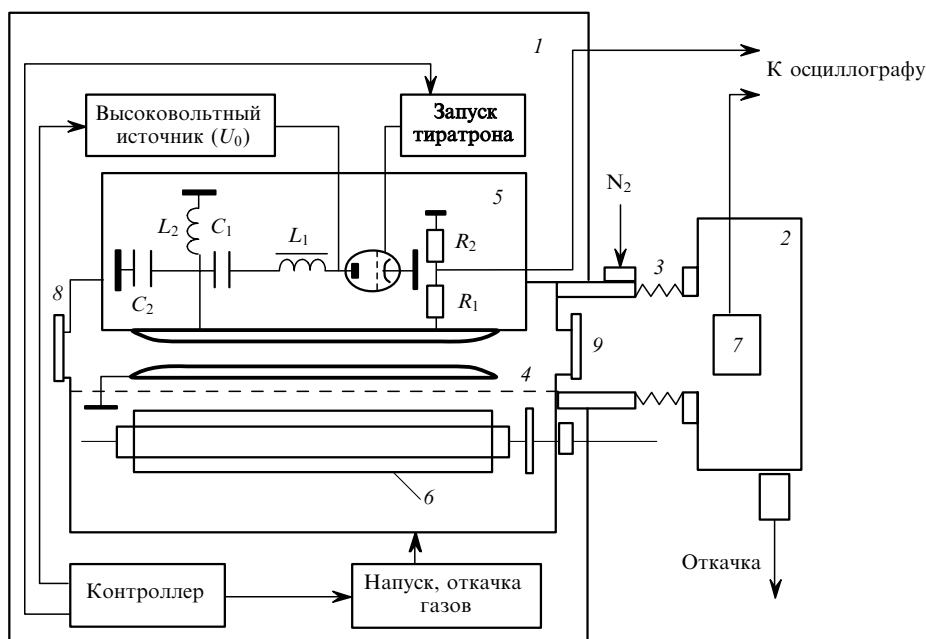


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – F<sub>2</sub>-лазер; 2 – измерительная камера; 3 – силифон; 4 – разрядная камера; 5 – генератор накачки; 6 – диаметральный вентильатор; 7 – измеритель энергии; 8 – глухое зеркало; 9 – полупрозрачное зеркало (коэффициент отражения  $\sim 10\%$ );  $C_1 = 44$  нФ,  $C_2 = 29$  нФ,  $L_1 \sim 150$  нГн,  $L_2 = 45$  мГн,  $R_1 = 3000$  Ом,  $R_2 = 4.7$  Ом.

стик излучения регистрировались импульсы напряжения на разрядном промежутке. Для этого использовался омический делитель напряжения R<sub>1</sub> – R<sub>2</sub> с временным разрешением ~4 нс. Осциллограммы импульсов излучения и напряжения записывались на осциллографе Tektronix-TDS-430A с полосой пропускания 400 МГц.

Во F<sub>2</sub>-лазере, наряду с ВУФ излучением на λ = 157 нм, также присутствует излучение в спектральном диапазоне 624–755 нм, эмиттируемое атомарным фтором F\* [17]. Поэтому энергия излучения видимого диапазона была измерена отдельно. Она не превышала 2.5 мДж и вычиталась из полной энергии F<sub>2</sub>-лазера.

### 3. Результаты экспериментов

В ходе экспериментов проводилась оптимизация выходных параметров F<sub>2</sub>-лазера по составу газовых смесей F<sub>2</sub>–He–Ne, давлению буферного газа и зарядному напряжению. На энергетические характеристики и качество лазерного пучка большое влияние оказывает однородность объемного самостоятельного разряда. Поэтому эта однородность также контролировалась для определения возможности ее улучшения в этих смесях.

На рис.2 показаны синхронизованные осциллограммы импульсов напряжения на разрядном промежутке и лазерного излучения. Генерация начинается почти одновременно с началом пробоя РП. Было установлено, что первый пик принадлежит красному излучению, а пик излучения с λ = 157 нм сдвинут относительно первого на ~35 нс. В смеси F<sub>2</sub>:He = 5:3000 мбар, длительность ВУФ излучения по полувысоте составляла ~18 нс.

На рис.3 представлены зависимости энергии генерации ВУФ излучения W<sub>г</sub> от процентного содержания фтора в смеси F<sub>2</sub>–He при некоторых значениях зарядного напряжения U<sub>0</sub> и давления буферного газа гелия p<sub>He</sub>. Видно, что оптимальная концентрация F<sub>2</sub>, соответствующая максимальному значению W<sub>г</sub>, почти не зависит от U<sub>0</sub>, но по мере увеличения давления He до ~3300 мбар она постепенно снижается до ~0.17–0.18 % (давление фтора p<sub>F<sub>2</sub></sub> ≈ 5 – 6 мбар).

Зависимости W<sub>г</sub> от p<sub>He</sub> при постоянном давлении фтора p<sub>F<sub>2</sub></sub> = 5 мбар и различных U<sub>0</sub> показаны на рис.4. Они демонстрируют почти линейный рост W<sub>г</sub> в широком диапазоне давлений p<sub>He</sub>. Однако при p<sub>He</sub> ~ 3000 мбар наблюдается излом зависимостей, свидетельствующий об

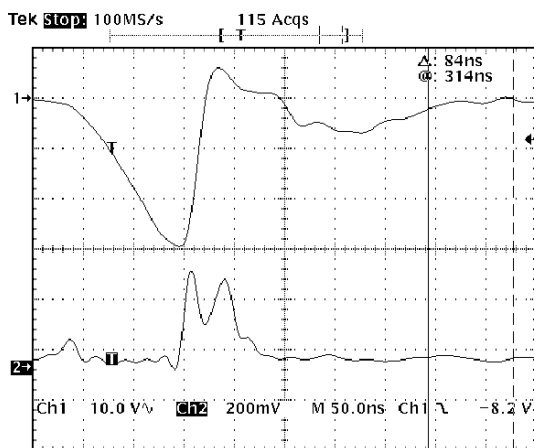


Рис.2. Типичные осциллограммы импульсов напряжения на разрядном промежутке (1) и лазерного излучения (2).

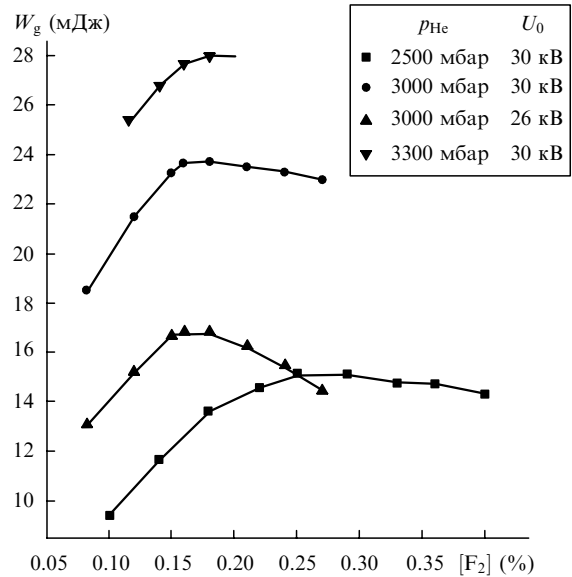


Рис.3. Зависимости энергии излучения W<sub>г</sub> от концентрации фтора в смеси F<sub>2</sub>–He при некоторых значениях U<sub>0</sub> и p<sub>He</sub>.

их насыщении. Так как энергия лазерного излучения определяется энергией, вложенной в разряд, и эффективности возбуждения активной среды, то для выяснения причины такого вида зависимостей W<sub>г</sub> от p<sub>He</sub> были найдены зависимости амплитуды напряжения на РП и эффективности генерации от p<sub>He</sub> и U<sub>0</sub> (p<sub>F<sub>2</sub></sub> = 5 мбар). Они приводятся соответственно на рис.5 и 6.

Зависимости максимального напряжения U<sub>m</sub> на РП (соответствующего моменту пробоя РП) от давления имеют насыщающийся характер (рис.5). При этом U<sub>m</sub> стремится к предельному напряжению на емкости C<sub>2</sub> в режиме холостого хода U<sub>lim</sub> = 2C<sub>1</sub>U<sub>0</sub>/(C<sub>1</sub> + C<sub>2</sub>) ≈ 1.2U<sub>0</sub> (без учета потерь в СС-контуре). На рис.6,а семейство нижних кривых (темные точки) представляет собой зависимости от p<sub>He</sub> полной эффективности лазера η<sub>1</sub> (КПД), рассчитанной относительно энергии, запасенной в емкости C<sub>1</sub> (η<sub>1</sub> = W<sub>г</sub>/W<sub>C<sub>1</sub></sub>, где W<sub>C<sub>1</sub></sub> = C<sub>1</sub>U<sub>0</sub><sup>2</sup>/2). Кривые, лежащие чуть выше (светлые точки), являются зависимостями

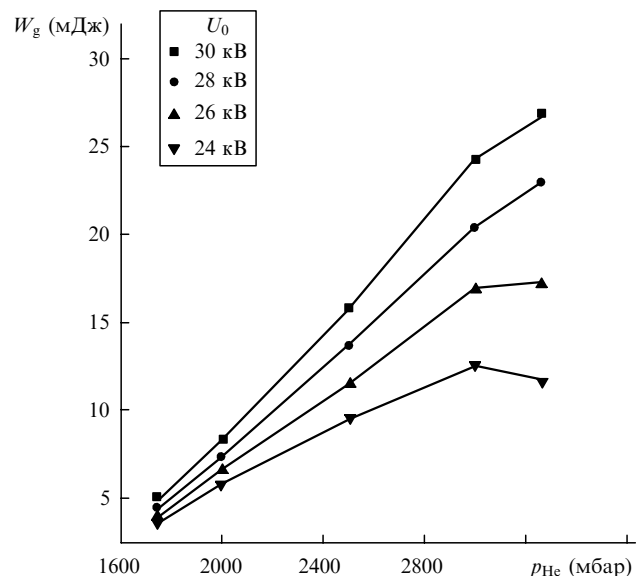


Рис.4. Зависимости энергии излучения W<sub>г</sub> от p<sub>He</sub> при p<sub>F<sub>2</sub></sub> = 5 мбар и различных U<sub>0</sub>.

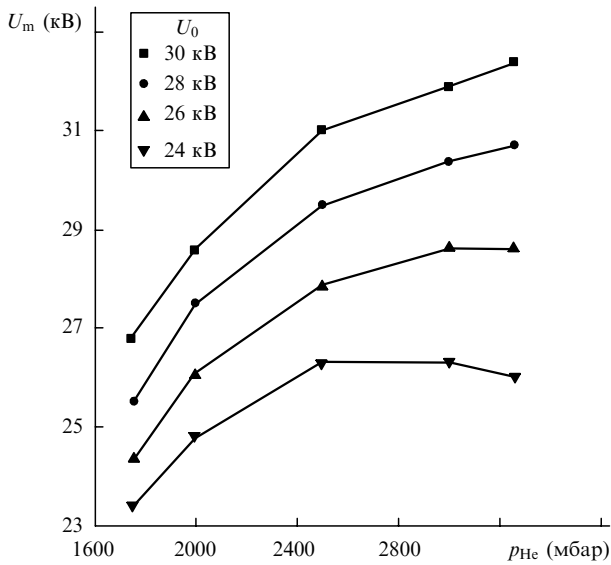


Рис.5. Зависимости максимального напряжения  $U_m$  на РП от  $p_{He}$  при различных  $U_0$ .

от  $p_{He}$  внутренней эффективности лазера  $\eta_2$ , рассчитанной относительно энергии, которая аккумулируется в емкости  $C_2$  при напряжении пробоя РП ( $\eta_2 = W_g/W_{C_2}$ , где  $W_{C_2} = C_2 U_m^2/2$ ). Незначительное различие (2.5–4 кВ) между  $U_{lim}$  и наибольшими значениями  $U_m$ , а также близость значений  $\eta_1$  и  $\eta_2$  говорят об эффективной передаче энергии из  $C_1$  в  $C_2$ , присущей исследуемой системе возбуждения с вышеуказанными параметрами.

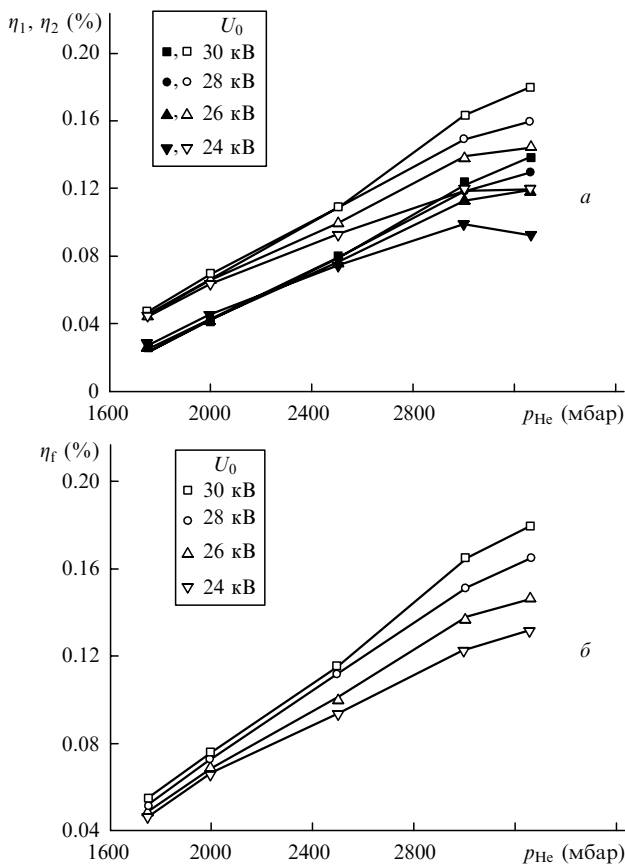


Рис.6. Зависимости полной эффективности  $\eta_1$  (темные точки) и внутренней эффективности лазера  $\eta_2$  (светлые точки) (а), а также фактической эффективности  $\eta_f$  (б) от  $p_{He}$  при  $p_{F_2} = 5$  мбар и различных  $U_0$ .

В работах [7–9] проводились теоретическое и экспериментальное исследования электроразрядных  $F_2$ -лазеров с системами возбуждения, подобными той, что применялась в настоящей работе. Согласно [8] нижний лазерный уровень  $F_2(A^1)$  имеет время жизни  $\sim 3.1$  нс, сопоставимое с временем спонтанной эмиссии верхнего уровня  $F_2(D^1)$  ( $\sim 3.7$  нс). В связи с этим для эффективного возбуждения  $F_2$ -лазера необходимо в течение малого времени ( $\sim 10$  нс), пока спонтанная эмиссия не выравняет инверсию на обоих лазерных уровнях, создать высокую плотность населенности на уровне  $F_2(D^1)$ . Реализация подобных условий возможна за счет мощной накачки активной среды. Было показано, что возрастание мощности накачки достигается путем увеличения энергии, накапливаемой в обостряющей емкости в результате повышения давления газовой смеси. Зависимости на рис.4–6,а, полученные в настоящей работе, подтверждают этот вывод. Из них следует, что наибольшие  $W_g$  и  $\eta_2$  наблюдаются при значениях  $U_m \approx U_{lim}$ , соответствующих запасенной в обостряющей емкости максимальной энергии  $C_2 U_{lim}^2/2$ . Вместе с тем для эффективного возбуждения активной среды требуется также обеспечить эффективную передачу энергии из емкости  $C_2$  в плазму объемного самостоятельного разряда. Поэтому необходимо учесть, что энергия накачки, помимо  $W_{C_2}$ , зависит от эффективности энерговыклада из обостряющей емкости  $\eta$  (отношение энергии накачки  $W_p$ , введенной в плазму за время импульса тока накачки, к энергии  $W_{C_2}$ , запасаемой в обостряющей емкости). Известно, что  $\eta$  определяется выражением

$$\eta = \frac{4U_{qs}}{U_m} \left( 1 - \frac{U_{qs}}{U_m} \right), \tag{1}$$

где  $U_m$  – максимальное напряжение на емкости  $C_2$ ;  $U_{qs}$  – напряжение на плазме в квазистационарной фазе, соответствующее максимальному току разряда  $I_m$  [17]. Величина  $\eta$  стремится к нулю при  $U_m \gg U_{qs}$  и  $U_m \approx U_{qs}$ . Подобные случаи реализуются при больших перенапряжениях на РП ( $(U_m - U_{qs})/U_{qs} \gg 1$ ), при малых  $U_0 \sim U_{qs}$  или если длительность фронта напряжения накачки  $\tau_f > 1$  мкс. При условии, что  $U_m = 2U_{qs}$ , или тождественном ему условию  $E_m/p = 2E_{qs}/p$  (где  $E_m = U_m/d$ ,  $E_{qs} = U_{qs}/d$ ), величина  $\eta = 1$ . Это условие называется условием согласованного режима накачки, т. к. означает равенство сопротивления разрядного промежутка  $R_{qs} = U_{qs}/I_m$  в максимуме тока и волнового сопротивления  $Z = (L/C_2)^{1/2}$  разрядного контура  $C_2$  через РП. Только при согласованном режиме накачки практически вся энергия, накопленная в  $C_2$ , рассеивается в плазме разряда за время импульса тока накачки.

Учитывая выражение (1), легко определить фактический КПД лазера  $\eta_f$  относительно энергии, вложенной в разряд:  $\eta_f = W_g/W_p = W_g/(\eta W_{C_2}) = \eta_2/\eta$ . Его расчетные зависимости показаны на рис.6,б. При вычислениях по формуле (1) значения  $U_m$  брались из рис.5. В общем случае приведенная напряженность поля в квазистационарной фазе разряда  $E_{qs}/p$  определяется составом газовой смеси. Однако в данном случае влияние небольшой концентрации электроотрицательного газа  $F_2$  на разрядное напряжение в He было незначительным (при изменении концентрации  $F_2$  в диапазоне 0.1%–0.3% изменение  $U_m$  не превышало 6%). Согласно [18] в гелии, содержащем небольшие добавки (менее 0.5%) электроотрицательных

газов,  $E_{qs}/p \approx 2.3 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{мбар}^{-1}$ . Поэтому квазистационарное напряжение для разных  $p_{\text{He}}$  вычислялось по формуле  $U_{qs} = (E_{qs}/p_{\text{He}})dp_{\text{He}} \approx 2.3 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{мбар}^{-1} \times 2.2 \text{ см} \times p_{\text{He}} \approx 5 \text{ В}/\text{мбар} \times p_{\text{He}}$ . Из сравнения зависимостей  $\eta_f(p_{\text{He}})$  и  $\eta_2(p_{\text{He}})$  и данных рис.5 следует, что рассогласование  $R_{qs}$  и  $Z$  сильнее всего сказывается на ограничении эффективности  $\eta_2$  при  $p_{\text{He}} < 2000$  мбар ( $U_m > 2U_{qs}$ ) и  $p_{\text{He}} > 3000$  мбар,  $U_0 < 26 \text{ кВ}$  ( $U_m < 2U_{qs}$ ). Отметим, что с влиянием этого эффекта связано наличие максимумов и насыщение кривых  $W_g$  и  $\eta_2$  (рис.4 и 6,а)

Линейный характер нарастания  $\eta_f$  в зависимости от  $p_{\text{He}}$  (рис.6,б) согласуется с результатами работы [8]. Он обусловлен ростом эффективности формирования населенности верхнего лазерного уровня (плотности молекул F<sub>2</sub>(D<sup>1</sup>), образующихся в течение импульса накачки) и скорости дезактивации нижнего лазерного уровня при столкновениях с атомами He в результате повышения давления  $p_{\text{He}}$ . Наклон зависимости  $\eta_f(p_{\text{He}})$  растет при увеличении  $U_0$ . Это обусловлено ростом величины  $E_m/p_{\text{He}} = U_m/(p_{\text{He}}d)$  (см. рис.5), определяющей спектр энергии электронов в разряде.

В настоящих экспериментах по мере увеличения  $p_{\text{He}}$  и  $U_0$  энергия в C<sub>2</sub> нарастала, эффективность  $\eta$  приближалась к единице, а энергия генерации достигала наибольших значений. Максимальные выходная энергия (28 мДж) и КПД (~0.14 %) были получены на смеси F<sub>2</sub>:He = 6:3300 мбар (см. рис.3) в условиях, когда напряжение на РП повышалось до предельного для данной схемы возбуждения  $U_m \approx 33.5 \text{ кВ}$  ( $U_0 = 30 \text{ кВ}$ ). При этом обеспечивался согласованный режим ввода энергии в разрядную плазму ( $U_m \approx 2U_{qs} \approx 34 \text{ кВ}$ ,  $\eta \approx 1$ ). Таким образом, для эффективного возбуждения F<sub>2</sub>-лазера необходимо совместное выполнение двух условий: формирования предельного (для данной схемы накачки) напряжения на РП и получения согласованного режима накачки.

В некоторых случаях целесообразно вместо гелия использовать неон или его смеси с гелием. В работе [13] было показано, что при замене He на Ne коэффициент усиления слабого сигнала падает в 1.5–2 раза. Однако исследования выходных и разрядных характеристик лазера, в которых применялись газовые смеси, содержащие неон, ранее не проводились. Вот почему интересно выяснить, как влияют смеси газов He–Ne на характеристики разряда и лазерное излучение.

Проведенные эксперименты показали, что зависимости энергии излучения от полного давления буферного газа, зарядного напряжения и концентрации фтора в F<sub>2</sub>-лазере на смесях F<sub>2</sub>–He–Ne качественно были подобны зависимостям, рассмотренным выше, но с другими значениями параметров. На рис.7,а показаны зависимости отношения максимальных энергий генерации  $W_{\text{He-Ne}}$  в смеси F<sub>2</sub>–He–Ne к максимальной энергии  $W_{\text{He}}$  в смеси F<sub>2</sub>–He, а также оптимальной концентрации F<sub>2</sub> от относительного парциального давления неона  $p_{\text{Ne}}/(p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}})$  при полном давлении буферного газа  $p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}} = 3000$  мбар и  $U_0 = 30 \text{ кВ}$ . Видно, что в случае разбавления гелия неоном энергия ВУФ излучения падает. Уменьшалась также энергия, эмиттируемая возбужденным атомарным фтором в видимом диапазоне спектра излучения. При этом оптимальная концентрация F<sub>2</sub>, соответствующая максимальной энергии излучения с  $\lambda = 157 \text{ нм}$ , росла. В случае полной замены He на Ne энергия F<sub>2</sub>-лазера падала почти в два раза, а генерация в красной области спектра вообще не наблюдалась.

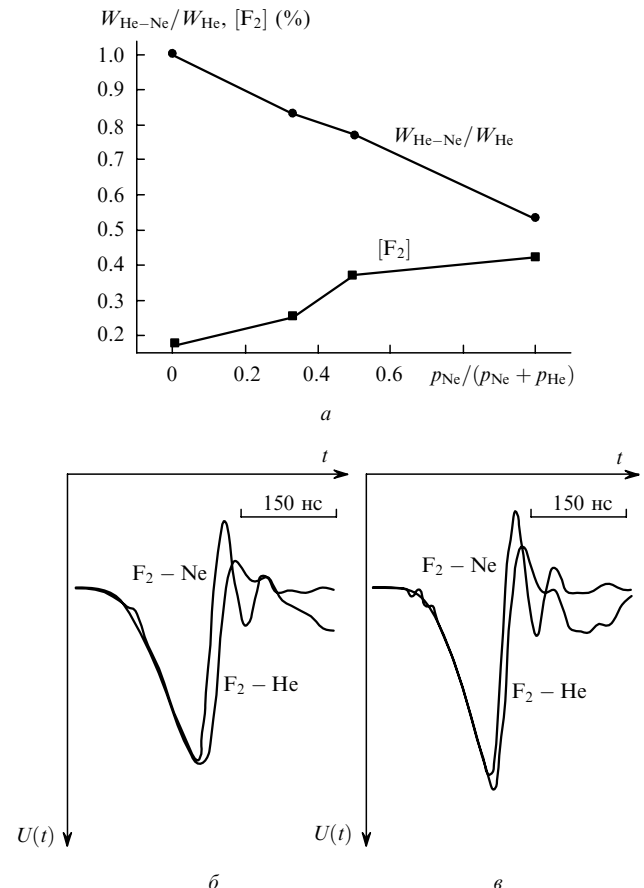


Рис.7. Зависимости отношения максимальных энергий генерации  $W_{\text{He-Ne}}$  в смесях F<sub>2</sub>–He–Ne к максимальной энергии  $W_{\text{He}}$  в смеси F<sub>2</sub>–He и оптимальной концентрации F<sub>2</sub> от  $p_{\text{Ne}}/(p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}})$  (а), а также осциллограммы напряжения на РП в смесях F<sub>2</sub>–He и F<sub>2</sub>–He–Ne (б, в) при  $U_0 = 26$  (б) и 30 кВ (в).

На рис.7,б, в приведены осциллограммы напряжения на РП в смесях F<sub>2</sub>–He и F<sub>2</sub>–He с  $p_{F_2} = 5$  мбар,  $p_{\text{He}} = p_{\text{Ne}} = 3000$  мбар для  $U_0 = 26$  и 30 кВ. По сравнению со смесями F<sub>2</sub>–He напряжение на РП в смесях F<sub>2</sub>–He–Ne (при прочих равных условиях) было тем ниже, чем выше содержание неона. При наличии неона в РП осциллограммы разрядного напряжения имели ярко выраженный колебательный характер. Вид осциллограмм свидетельствует о том, что при разбавлении гелия неоном, во-первых, уменьшается энергия в C<sub>2</sub>; во-вторых, сопротивление плазмы в смесях F<sub>2</sub>–He–Ne ниже, чем в смесях F<sub>2</sub>–He, и  $R_{qs}$  существенно меньше  $Z$ ; в-третьих, уменьшается величина  $E/(p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}})$ , от которой зависит энергия электронов в разряде. Данные факты приводят к следующим выводам.

Главной причиной падающей зависимости  $W_{\text{He-Ne}}$  от  $p_{\text{Ne}}/(p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}})$  является уменьшение энергии накачки, обусловленное как рассогласованием сопротивления генератора накачки и сопротивления разряда при увеличении  $p_{\text{Ne}}$ , так и снижением энергии в C<sub>2</sub>. Другая причина заключается в том, что уменьшение  $E/(p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}})$  приводит к замедлению плазмохимических реакций, участвующих в создании инверсной населенности. Действительно, ослабление генерации на красной линии, эмиттируемой F\*, означает уменьшение плотности атомов F\*, эффективно заселяющих верхние лазерные уровни F<sub>2</sub>(D<sup>1</sup>) [8, 13].

При визуальном наблюдении разрядной зоны было установлено, что в смесях F<sub>2</sub>–He–Ne разряд выглядел

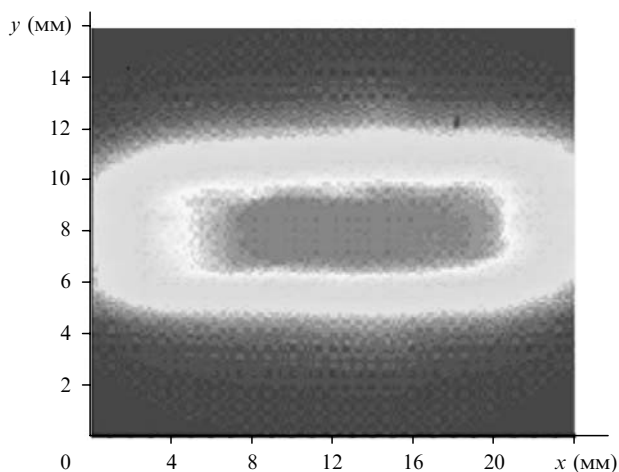


Рис.8. Двумерный пространственный профиль излучения F<sub>2</sub>-лазера.

более однородным, чем в смесях F<sub>2</sub>–He. Разряд без неона был несколько стянут к торцам разрядной зоны, где наблюдалось более яркое объемное свечение, чем в остальной зоне РП. Это приводило к периодическому появлению искр в более яркой зоне разряда. В смесях же, разбавленных неоном, искры полностью исчезали, а свечение разряда становилось равномерным по всему РП, причем для получения такого эффекта достаточно было добавить в смесь F<sub>2</sub>–He лишь небольшое количество Ne (при давлении ~100 мбар). Энергия генерации в этом случае снижалась не более чем на 15%. Такое значительное улучшение однородности разряда, вероятно, объясняется влиянием эффекта Пеннинга [18] на процесс ионизации в разряде.

Действительно, разрядные неоднородности, как правило, возникают в областях повышенной напряженности поля в РП, обусловленных неидеальной конфигурацией электродной системы. Так как энергии уровней 4<sup>3</sup>D и 2<sup>1</sup>P возбужденных атомов гелия лежат выше или вблизи потенциала ионизации неона 21.6 эВ [18,19], то в смесях He–Ne, помимо ионизации газа электронным ударом, действует дополнительный механизм ионизации атомов Ne через Ne\*. Этот механизм не зависит напрямую от напряженности электрического поля в разряде, поэтому он сглаживает негативное влияние указанных областей на однородность разряда. Следует подчеркнуть, что благодаря улучшению характеристик разряда достигается достаточно высокое качество оптического излучения, о чем свидетельствует пространственный профиль излучения в смеси F<sub>2</sub>:He:Ne = 5:3000:100 мбар, показанный на рис.8. Он получен с помощью анализатора лазерного пучка Analyzer, разработанного в ЦФП ИОФАНа [20]. К тому же использование смесей, содержащих неон, может способствовать повышению ресурса их работы и расширению частотного диапазона при импульсно-периодическом режиме работы лазера.

Табл.1.

F <sub>2</sub> :He (мбар)	U <sub>0</sub> (кВ)	C <sub>1</sub> U <sub>0</sub> <sup>2</sup> /2 (Дж)	d (см)	E <sub>m</sub> /p <sub>He</sub> (В·см <sup>-1</sup> ·мбар <sup>-1</sup> )	E <sub>qs</sub> /p <sub>He</sub> (В·см <sup>-1</sup> ·мбар <sup>-1</sup> )	W <sub>g</sub> (мДж)	η <sub>1</sub> (%)	η <sub>2</sub> (%)	P <sub>s</sub> (МВт/см <sup>3</sup> )	Литература
15:10000	60	96	1.2	4.4	2.3	83	0.09	0.13	66	[7]
8:8000	42	132	1.0	4.5	2.1	112	0.09	0.14	23	[9]
6:3300	30	20	2.2	4.6	2.3	28	0.14	0.18	7	Настоящая работа

## 4. Обсуждение результатов

Несмотря на относительно низкие рабочие давления исследуемого лазера, его КПД не уступал КПД F<sub>2</sub>-лазеров, работающих при высоких давлениях активной среды. Для сравнения в табл.1 приведены параметры лазеров, исследованных в [7,9] и в настоящей работе. Все данные соответствуют максимальной энергии генерации. Следует добавить, что во всех лазерах применялись одинаковые системы возбуждения с близкими размерами разрядной зоны и параметрами оптического резонатора. Главные различия состояли в разных уровнях рабочего давления и удельной мощности возбуждения P<sub>s</sub> = W<sub>C<sub>2</sub></sub>/(Vτ), где τ – характерная длительность накачки, определяемая интервалом времени между максимумом и минимумом импульса напряжения на РП. Тем не менее во всех случаях максимальные значения W<sub>g</sub>, η<sub>1</sub>, η<sub>2</sub> достигались при совместном выполнении двух условий: формировании предельно высокого напряжения на РП и получении согласованного режима накачки (E<sub>m</sub>/p<sub>He</sub> ≈ 2E<sub>qs</sub>/p<sub>He</sub>). Несмотря на большое различие давлений p<sub>F<sub>2</sub>-He</sub>, величины η<sub>2</sub> для всех лазеров довольно близки. Это означает, что в наших экспериментах нарастание η<sub>2</sub> при увеличении p<sub>He</sub> шло гораздо круче, чем в экспериментах [7,9]. Причина разной крутизны нарастания η<sub>2</sub> связана с тем, что характеристики самостоятельного разряда, такие как U<sub>m</sub>, U<sub>qs</sub> и соответствующие им E/p, определяются параметром подобия pd. Поэтому для выполнения указанных условий при меньших рабочих значениях p<sub>F<sub>2</sub>-He</sub>d или большем d необходимы меньшие p<sub>F<sub>2</sub>-He</sub>. Однако следует иметь в виду, что, поскольку перенапряжение на РП снижается при удлинении фронта импульса напряжения накачки, получение согласованного режима становится затруднительным при τ<sub>f</sub> ~ 1 мкс и выше.

В табл.1 прослеживается тенденция к повышению η<sub>2</sub> при уменьшении p<sub>F<sub>2</sub>-He</sub>, p<sub>F<sub>2</sub>-He</sub>d, P<sub>s</sub>. Можно выделить две причины, объясняющие данный факт. Во-первых, главным каналом расселения верхнего лазерного уровня являются столкновения возбужденных молекул F<sub>2</sub>(D<sup>1</sup>) с электронами [8], поэтому меньшая мощность P<sub>s</sub> должна приводить к большему эффективному времени жизни этого уровня и меньшим потерям энергии возбуждения. Во-вторых, при рабочем давлении ~3000 мбар поглощение лазерного излучения возбужденными атомами и молекулами He, образующимися в разряде, в ~3 раза ниже, чем при давлении 8000 мбар [8].

Таким образом, в области давлений газовых смесей ~3000 мбар реализуются не менее эффективные условия возбуждения F<sub>2</sub>-лазера, чем в области давлений ~10000 мбар, при существенно меньших значениях U<sub>0</sub> и P<sub>s</sub>.

## 5. Заключение

В настоящей работе проведено исследование F<sub>2</sub>-лазера при давлениях газовых смесей F<sub>2</sub>–He–Ne до 3300

мбар. Показано, что максимальный КПД достигается в случае совместного выполнения двух условий: при формировании предельного (для данной схемы накачки) напряжения на РП и работе в согласованном режиме ввода энергии в плазму разряда. Эти условия зависят от приведенной напряженности поля в квазистационарной фазе разряда  $E_{qs}/p \approx 2 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{мбар}^{-1}$  и связаны между собой параметром подобия  $pd$ . Установлено, что разбавление буферного газа гелия неона снижает энергию генерации. При полной замене He на Ne она падает в  $\sim 2$  раза. В случае небольших добавок в рабочую смесь неона (при давлении  $\sim 100$  мбар) энергия излучения уменьшается незначительно (на  $\sim 15\%$ ), но при этом существенно улучшается однородность разряда, что важно для повышения таких характеристик, как качество оптического пучка, ресурс работы и средняя мощность F<sub>2</sub>-лазера.

Создан F<sub>2</sub>-лазер с энергией импульса излучения 28 мДж и КПД, равным  $\sim 0.14\%$ , который предназначен для проведения исследований в области взаимодействия мощного излучения ( $\lambda = 157$  нм) с веществом. Особенностью F<sub>2</sub>-лазера является то, что условия его работы в целом соответствуют условиям работы эксимерных лазеров (давление активной среды  $\sim 3000$  мбар, удельная мощность накачки  $\sim 7 \text{ МВт}/\text{см}^3$ , напряжение накачки  $\sim 30$  кВ). В ряде технологических процессов часто требуется комбинированное экспонирование испытуемых объектов излучением с  $\lambda = 157$  нм и излучением других эксимерных лазеров [21]. В этих случаях удобно пользоваться так называемыми мультигазовыми лазерами, длина волны которых может изменяться путем простой замены рабочей смеси и оптических элементов без изменения базовых элементов конструкции лазера. В ЦФП ИОФАНа разработан мультигазовый эксимерный лазер индустриальной серии CL, генерирующий УФ излучение с  $\lambda = 193, 248, 308$  и  $351$  нм [16]. В связи с этим результаты насто-

ящей работы позволяют расширить диапазон излучения этого лазера до 157 нм.

1. Rice J.K., Hays A.K., Woodworth J.R. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 31 (1977).
2. *Lambda Highlights by Lambda Physik GmbH*, **51**, March (1997).
3. Wallace J. *Laser Focus World*, August, 139 (1999).
4. Herman P.R., Chen K.P., Corkum P., Naumov A., Ng S., Zhang J. *RIKEN Review*, **32**, 31 (2001).
5. Chen K.P., Herman P.R. *Electron. Lett.*, **37**, 822 (2001).
6. Vartapetov S.K., Kurzanov M.A., Obidin A.Z., Larionov Yu.V., Rybaltovskiy A.A. *Techn. Dig. Intern. Conf. of Lasers-2001* (Tucson, US, 2001).
7. Kakehata M., Hashimoto E., Kannari F., Obara M. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2599 (1990).
8. Kakehata M., Uematsu T., Kannari F., Obara M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 2456 (1991).
9. Yamada K., Miyazaki K., Hasama T., Sato T. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 597 (1989).
10. Gortler A., Strowitzki C., Geiger S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 330 (2001).
11. Glownia J.H., Gnass D.R., Sorokin P.P. *Appl Phys. B*, **63**, 421 (1996).
12. Nagai S., Takehisa K., Enami T., Nishisaka T., Fujimoto J., Wakabayashi O., Muzoguchi H., Takahashi A. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 7013 (1999).
13. Kitamura T., Arita Y., Maeda K., Takasaki M., Nakamura K., Fujiwara Y., Horiguchi S. *J. Appl. Phys.*, **81**, 2523 (1997).
14. Peters P., Feenstra L., Bastiaens H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 338 (2001).
15. Govorkov S.V., Vogler K.V., Voss F., Patzel R. *US Patent 6,327,290 B1* (2001).
16. Эксимерные лазеры с металлокерамической разрядной камерой. *Квантовая электроника*, **30**, 4-я стр. обл. (2000).
17. Judd O.P., Wada J.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10** (1), 12 (1974).
18. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1980).
19. Takahashi M., Maeda K., Kitamura T., Takasaki M., Horiguchi S. *Opt. Commun.*, **116**, 269 (1995).
20. ЦФП ИОФАНа. *Лазеры и лазерные технологии* (М., ООО «Евро-Лэйз», 2002).
21. Chen K.P., Herman P.R. *Electron. Lett.*, **38**, 17 (2002).



Ч.Таунс, Е.А.Виноградов, Е.М.Дианов, А.М.Прохоров на конференции по лазерной физике в 1996 году в Москве.