

Э.Н. Абдуллин, Б.М. Ковальчук, В.М. Орловский, А.Н. Панченко, В.В. Рыжов, В.С. Скакун,
Э.А. Соснин, В.Ф. Тарасенко, И.Ю. Турчановский

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЫХОДНОМ ПУЧКЕ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ РАДИАЛЬНО СХОДЯЩИМСЯ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований возбуждения и излучения HF-лазера с накачкой нецепной химической реакцией, инициируемой пучком электронов, а также KrF- и XeCl-лазеров с накачкой пучком электронов. Анализируется эффект влияния поля объемного заряда на распределение вкладываемой энергии по сечению лазерной камеры и плотности энергии излучения по сечению выходного пучка лазера в смесях с различным содержанием галогена. Определены распределение плотности энергии излучения в выходном луче лазеров, возбуждаемых радиально сходящимся пучком электронов, и полный энерговыход, а также рассчитаны распределение энерговыхода по сечению лазерной камеры и полный энерговыход в различных газовых смесях.

1. Введение

В настоящее время ведутся работы по созданию лазерных систем на основе импульсных лазеров на плотных газах [1–6]. Данные лазерные системы предназначены для формирования импульсов излучения с высокими мощностями и энергиями и используются для исследования взаимодействия мощного когерентного излучения с веществом, в том числе и в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу. Усилителями в таких лазерных системах служат, как правило, широкоапертурные лазеры с накачкой электронным пучком. В широкоапертурных лазерах [1–12] должно обеспечиваться равномерное распределение накачки по всему активному объему, что необходимо для формирования пучков высокого качества. Особенно актуально проблема однородного энерговыхода по сечению широкоапертурной лазерной камеры стоит для химических HF- и DF-лазеров [6–10], в том числе и с накачкой нецепными химическими реакциями [8–10]. Так, в [8,10] было показано, что объемный заряд в смесях с SF₆ влияет на размеры возбуждаемого объема и распределение энергии излучения в выходном пучке HF-лазера (длина волны излучения $\lambda \approx 2,6\text{--}3,2$ мкм).

В настоящей статье приведены результаты исследований распределения энергии излучения по сечению выходного пучка широкоапертурных лазеров на смесях SF₆-H₂, Ar-Xe-HCl и Ar-Kr-F₂ с накачкой электронным пучком, а также результаты расчетов распределения энерговыходов в различных газах. Данные результаты получены для широкоапертурных лазеров, использующих смеси с малым (~0,1%) и большим (~90%) содержанием галогена, с накачкой радиально сходящимся электронным пучком [9–12]. В исследованных лазерах для достижения равномерного энерговыхода в активном объеме инжекция электронного пучка осуществлялась одно-

временно с четырех или шести сторон лазерной камеры, что позволяет обходиться без магнитного поля.

2. Экспериментальные установки и методики

В экспериментах использовались две установки. Первая представляла собой компактный лазер с активным объемом ~30 л [5,9,10]. Ускоритель электронов с вакуумной изоляцией, формирующий радиально сходящийся электронный пучок от четырех катодов из бархата, подробно описан в [12]. В данном эксперименте применялся модернизированный вариант установки [9,10]. Зарядное напряжение девятиступенчатого генератора импульсных напряжений могло изменяться от 70 до 100 кВ. Напряжение на вакуумном диоде при этом составляло 300–600 кВ, ток пучка 20–40 кА и длительность импульса тока пучка в лазерной камере на полувысоте ~400 нс. Активный объем лазерной камеры имел длину ~100 см и диаметр 20 см. Рабочие смеси, состоящие из водорода и SF₆, аргона, ксенона и HCl или аргона, криптона и F₂, готовились в лазерной камере. Вторая установка (ускоритель подробно описан в [12]) представляла собой широкоапертурный лазер с активным объемом 600 л, который ранее применялся для получения генерации на атомарных переходах ксенона [11] и в смеси Ar-Xe-HCl [3]. Накачка осуществлялась с шести сторон лазерной камеры. Лазерная камера имела диаметр 60 см и активную длину 200 см. Для ускорителей электронов обоих лазеров характерно изменение энергии электронов и тока пучка в течение импульса накачки. В экспериментах по сравнению проводимости смесей с различным содержанием галогена применялся электроразрядный лазер ЛИДА [3]. Использовались несколько типов резонаторов. В качестве «глухих» зеркал применялись плоское и вогнутое сферическое Al зеркала, а также плоское зеркало с золотым покрытием; в качестве выходных – плоскопа-

раллельные пластины из NaCl, КРС-5, КРС-6 с отражением в области ~ 3 мкм соответственно 9; 33; 27% и плоскопараллельные пластины из кварца для вывода излучения с $\lambda \approx 250$ и 308 нм.

Для определения энергии излучения использовались калориметры ТПИ-2М или два калориметра ИМО-2, устанавливаемые в различных точках выходного лазерного пучка. Для смеси $\text{SF}_6:\text{H}_2 = 8:1$, которая была оптимальной, энергия излучения измерялась при первом включении ускорителя. Временные характеристики импульса излучения регистрировались приемником ФП-1 или фотодиодом ФЭК-22, сигналы с которых подавались на осциллограф С8-14.

3. Определение энергии, вкладываемой в рабочие смеси по скачку давления

Величину энергии, вложенной в газ, рассчитывали по скачку давления в кювете в результате нагрева газа после инъекции пучка. Для регистрации скачка давления использовали механотрон, представляющий собой отпаянный электронный прибор, состоящий из двух вакуумных диодов с общим катодом [13]. Анод одного из диодов неподвижен, и ток диода не зависит от давления газа. Анод второго соединен с мембраной и перемещается при изменении давления в кювете, приводя к изменению тока диода. Резонансная частота кинематической системы подвижного анода механотрона равна примерно 500 Гц, что обеспечивает возможность регистрации импульсов давления с малым временем нарастания.

В случае если выделенная энергия распределена равномерно в объеме кюветы, расширения газа не происходит, потери энергии из объема малы, энерговыход ΔW и скачок давления в кювете Δp связаны простым соотношением, следующим из законов для идеального газа:

$$\Delta W = 0,36 \rho c_v V \Delta p, \quad (1)$$

где ρ – плотность газа при температуре 273 К и давлении 760 Торр, г/л; V – объем кюветы, л; c_v – теплоемкость при постоянном объеме, Дж/(г·град.); размерности ΔW и Δp соответственно в Дж и Торр. Видно, что скачок давления не зависит от начальных температуры и давления. Поскольку c_v слабо зависит от температуры и давления, величина энерговыхода ΔW определяется произведением $\Delta p V$.

Оценки показывают, что скачок давления Δp малокритичен к распределению энерговыхода по объему кюветы. Это позволяет применять (1) для расчета энерговыхода и в случаях, когда возбуждаемый объем газа V_b занимает только часть объема кюветы V . Соотношение (1) дает в этих случаях заниженное значение ΔW , однако величина погрешности невелика. Для одноатомного газа при $V_b/V > 0,5$ и не очень больших скачках давления $p/p_0 \leq 1,5$, где p_0 и p – соответственно начальное и конечное давления в

кювете, погрешность не превышает 8%. Погрешность уменьшается при увеличении V_b/V , уменьшении p/p_0 , показателя адиабаты γ , например при переходе к молекулярным газам.

Значение энерговыхода ΔW при $V_b < V$ можно найти, подставляя в (1) действительные значения возбуждаемого объема V_b и скачка давления в возбужденном объеме Δp_1 , если его удастся зарегистрировать. Значение Δp_1 можно также рассчитать по зарегистрированному механотроном скачку давления Δp с помощью соотношения

$$(p_1)^{1/\gamma} V_b = (p)^{1/\gamma} V - (p_0)^{1/\gamma} (V - V_b), \quad (2)$$

где p_1 – давление в объеме V_b сразу после инъекции пучка.

В экспериментах использовались механотроны 6МДХ-1Б и 6МДХ-3Б, различающиеся областью рабочих давлений 0–0,5 и 0–10 атм, сигналы с анодов которых подавались на осциллограф С8-13 или цифровой вольтметр.

4. Расчет энергии, вкладываемой в рабочие смеси электронным пучком

При измерении энергии, вкладываемой в газ пучком электронов с помощью механотрона, определяется только полный энерговыход в рабочую смесь и нет информации о распределении вкладываемой энергии по сечению лазерной камеры. Кроме того, как показывают эксперименты [8], электрическое поле объемного заряда, образующегося при односторонней инъекции электронных пучков в газовые смеси SF_6-H_2 , может существенно влиять на распределение поглощенной энергии в рабочем объеме лазера. Так, в [8] наблюдалось существенное (~ 2 раза) уменьшение области генерации в HF-лазере с накачкой цепной химической реакцией при увеличении плотности рабочей смеси с 3,4 до 3,6 г/л.

Для оценки влияния электрического поля объемного заряда на распределение энерговыхода в лазере с накачкой радиально сходящимся электронным пучком нами были проведены расчеты распределений поглощенной энергии методом Монте-Карло по программе, описанной в [14]. Сравнение результатов расчетов энерговыходов, выполненных без учета влияния поля объемного заряда, с данными экспериментальных измерений распределения удельной энергии излучения по сечению лазерного пучка в смесях с малым и большим содержанием галогена позволяет оценить влияние поля объемного заряда.

5. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены радиальные распределения плотности поглощенной энергии, рассчитанные методом Монте-Карло без учета влияния объемного заряда для смеси $\text{SF}_6:\text{H}_2 = 8:1$ при различных давлениях и для смеси $\text{Ar}:\text{Xe} = 9:1$ при $p = 2,5$ атм, а также

экспериментально измеренное радиальное распределение выхода лазерного излучения для смеси $\text{SF}_6\text{:H}_2 = 8\text{:}1$ при $p = 0,45$ атм (HF-лазер), для смеси $\text{Ar:Kr:F}_2 = 970\text{:}60\text{:}1$ (KrF-лазер) и для $\text{Ar:Xe:HCl} = 950\text{:}10\text{:}1$ (XeCl-лазер).

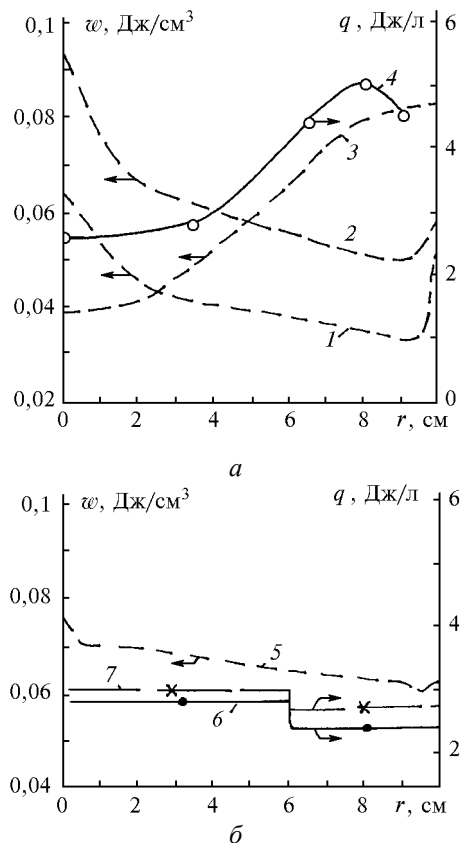


Рис. 1. Радиальные распределения плотности поглощенной энергии, рассчитанные методом Монте-Карло без учета влияния объемного заряда, для смеси $\text{SF}_6\text{:H}_2 = 8\text{:}1$ при давлениях $p = 0,25$ (кривая 1); $0,45$ (2); $1,0$ атм (3) и $\text{Ar:Kr} = 9\text{:}1$ при $p = 2,5$ атм (5), а также полученные экспериментально радиальные распределения выхода лазерного излучения для смеси $\text{SF}_6\text{:H}_2 = 8\text{:}1$ при $p = 0,45$ атм (4), $\text{Ar:Xe:HCl} = 950\text{:}10\text{:}1$ при $p = 2,5$ атм (6) и для $\text{Ar:Kr:F}_2 = 970\text{:}60\text{:}1$ при $p = 2$ атм (7). Установка 1. 1–6 – $U_0 = 80$ кВ; 7 – $U_0 = 100$ кВ

Представленные результаты и исследования, проведенные нами ранее [5,10], показали, что расчетные и экспериментальные данные по радиальному распределению для смесей, в которых добавки электроотрицательного газа малы или отсутствуют, хорошо согласуются по форме (на рис. 1, б кривая 5 и экспериментальные данные – 6, 7). Причем род галогеноносителя при малых его концентрациях ($<1\%$) не оказывает заметного влияния на распределение энергии излучения по сечению лазерного пучка. Для смесей $\text{SF}_6\text{--H}_2$ (кривые 1, 2, 3 и экспериментальные данные 4), где содержание галогена в смеси составляет $\sim 90\%$, такого согласия нет. Это связано с влиянием объемного заряда в смесях с большим содержанием галогена, который уменьшает энерговыход от электронного пучка в центре лазерной камеры, приводит к дополнительному

энерговыходу в пристеночных областях за счет обратного тока и, соответственно, приводит к снижению удельной энергии излучения в центральной части лазерного пучка.

Отметим, что вид зависимости экспериментально измеренных радиальных распределений лазерного излучения для смеси $\text{SF}_6\text{--H}_2$ при давлении $p = 0,45$ атм качественно согласуется с распределениями, рассчитанными для этой смеси при больших давлениях (кривая 3), при которых потери энергии электронов на единице пути больше. Это обстоятельство также подтверждает вывод о влиянии объемного заряда на радиальное распределение энергии в рабочем объеме лазерной камеры, электрическое поле которого приводит к увеличению удельных потерь энергии электронов на единице длины пути.

Для получения относительно равномерного распределения плотности энергии излучения по сечению выходного пучка для данной установки при зарядном напряжении 80 кВ (максимальное напряжение на вакуумном диоде ~ 400 кВ) следует использовать рабочее давление смеси $\sim 0,45$ атм, что дает энергию излучения лазера ~ 110 Дж при КПД относительно вложенной энергии 7% . Тогда как при давлении рабочей смеси ~ 1 атм и существенно неравномерном распределении энергии излучения по выходному пучку полная энергия лазера достигала ~ 200 Дж, а КПД $\sim 10\%$.

Сравнение проводимости газовых смесей с большим и малым содержанием галогена, проведенное на электроразрядном лазере, показало, что их удельные сопротивления отличаются в сопоставимых условиях более чем на два порядка. Так, в смеси SF_6 с пропаном с соотношением $20\text{:}1$ при разрядном промежутке 3 см, поперечном сечении разрядной области 60 см² и зарядном напряжении 23 кВ минимальное сопротивление, которое регистрировалось при максимальном токе, при давлении SF_6 30 Торр составило 2 Ом, а при давлении 60 Торр $3,9$ Ом. Увеличение зарядного напряжения от 19 до 28 кВ при давлении той же смеси 45 Торр приводило лишь к незначительному уменьшению сопротивления плазмы от 3 до $2,5$ Ом. Отметим, что при уменьшении разрядного тока в течение одного импульса накачки сопротивление плазмы начинает пропорционально увеличиваться.

Проанализируем возможное распределение потенциала по сечению лазерной камеры при накачке радиально сходящимся пучком электронов. При относительно равномерном энерговыходе заряд может накапливаться вблизи центра камеры, что приводит к появлению электрического поля, препятствующего движению электронов пучка. Величина этого поля зависит от концентрации и рода галогена в рабочей смеси, плотности тока пучка и энергии электронов, а также от размеров лазерной камеры и ее геометрии. Электрическое поле обуславливает протекание разрядного тока от области с повышенным отрицательным потенциалом к стенкам лазерной камеры через

ионизованную электронным пучком рабочую смесь и приводит к дополнительному энергокладу. При увеличении давления галогенонесителя, поперечных размеров лазерной камеры или уменьшении энергии электронов пучка область с повышенным потенциалом будет приближаться к стенкам лазерной камеры, увеличивая неоднородность энергоклада.

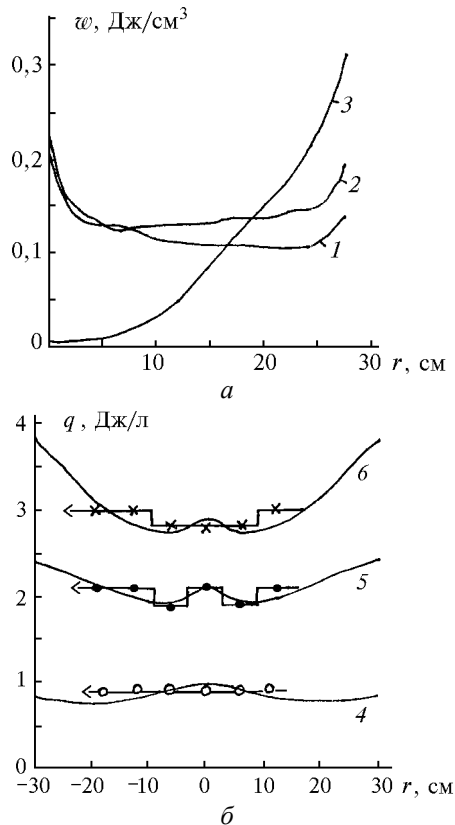


Рис. 2. Радиальные распределения плотности поглощенной энергии, рассчитанные методом Монте-Карло без учета влияния объемного заряда, для смеси $\text{SF}_6\text{-H}_2 = 8:1$ при давлениях $p = 0,25$ (кривая 1); $0,45$ (2); $1,0$ атм (3) и $\text{Ar:Xe} = 9:1$ при $p = 1$ (4), $p = 1,5$ (5) и $p = 2$ атм (6), а также полученные экспериментально радиальные распределения выхода лазерного излучения для смеси $\text{Ar:Xe:HCl} = 750:10:1$ при $p = 1$ (□), $p = 1,5$ (●) и $p = 2$ атм (×). Установка 2. а - $U_0 = 95$ кВ; б - $U_0 = 85$ кВ

На рис. 2,а приведены радиальные распределения плотности поглощенной энергии для лазера с активным объемом 600 л, рассчитанные методом Монте-Карло без учета влияния объемного заряда для смеси $\text{SF}_6\text{-H}_2 = 8:1$ при давлениях 0,25; 0,45 и 1 атм, на рис. 2,б для смеси $\text{Ar:Xe} = 9:1$ при $p = 1$; 1,5 и 2 атм, а также экспериментально измеренные радиальные распределения выхода лазерного излучения для смеси $\text{Ar:Xe:HCl} = 750:10:1$ при давлении 1; 1,5 и 2 атм. Представленные результаты также показывают, что расчетные и экспериментальные данные по радиальному распределению для смесей, в которых добавки электроотрицательного газа малы или отсутствуют, хорошо согласуются по форме (см. рис. 2,б).

На рис. 3 приведены пространственные распределения поглощенной энергии, полученной для второй установки при расчетах методом Монте-Карло. Видно, что при давлении 2 атм реализуется сравнительно однородная накачка, которая подтверждается однородным распределением плотности энергии излучения по сечению пучка.

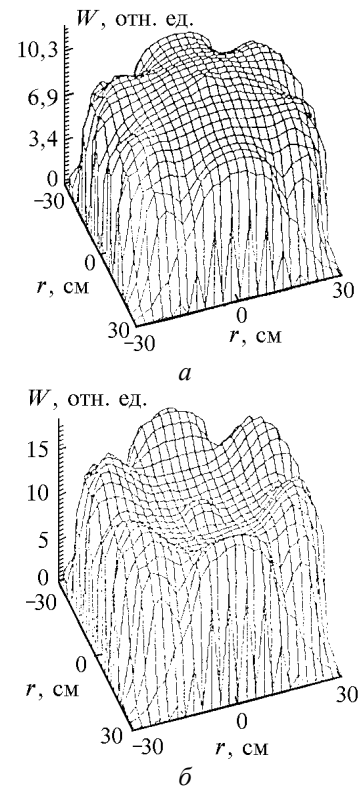


Рис. 3. Пространственные распределения поглощенной энергии, рассчитанные методом Монте-Карло для установки 2 при давлениях аргона $p = 1$ (а) и 2 атм (б). Накачка газового объема с шести сторон, импульс тока и напряжения соответствуют экспериментальным условиям при $U_0 = 85$ кВ

Для смесей $\text{SF}_6\text{-H}_2$ (кривые 1, 2, 3), где содержание галогена в смеси составляет $\sim 90\%$, даже без учета объемного заряда энергоклад при повышенных давлениях существенно неоднороден. Это связано с тем, что удельный вес SF_6 в 3,7 раза больше, чем у аргона. Если прогнозировать параметры данного широкоапертурного лазера с активным объемом 600 л и накачкой радиально сходящимся электронным пучком при работе в ИК-области спектра на смесях $\text{SF}_6\text{-H}_2$ (D_2), то энергия излучения при полном энергокладе от электронного пучка ~ 60 кДж и сравнительно однородном распределении энергии излучения по сечению пучка (уменьшение плотности энергии излучения в центре не более 2 раз) составит ~ 1 кДж. При этом рабочее давление должно составлять 0,2–0,3 атм. Зависимость полного энергоклада от давления SF_6 , рассчитанная для зарядного напряжения 100 кВ, приведена на рис. 4.

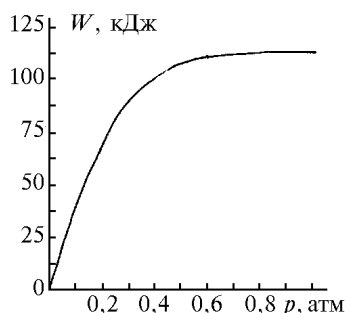


Рис. 4. Зависимость полной энергии, вложенной в газ при $U_0 = 95$ кВ, от давления SF_6 . Расчеты проведены в модели, не учитывающей влияние объемного заряда. Установка 2

Увеличение давления смеси при правильном выборе выходного зеркала приведет к повышению энергии излучения, но однородность распределения плотности излучения в выходном пучке ухудшится. Как было показано выше, на лазере с активным объемом 30 л при давлении смеси 0,45 атм энергия излучения составила ~ 110 Дж при КПД от вложенной энергии 7% и разница между плотностью энергии излучения в центре и у фольги не превышала 50%. На данном лазере в газовых смесях, основным компонентом которых является газ SF_6 , будет наблюдаться более сильное влияние пространственного заряда. Тем не менее при относительно малых давлениях рабочей смеси 0,2–0,3 атм, приводящих к снижению КПД в 1,5–2 раза, и при увеличении зарядного напряжения ГИН до 100 кВ (~ 600 кВ на вакуумном диоде) также можно получать значительную энергию излучения и в центральной части выходного пучка.

Отметим хорошее согласие результатов расчетов, выполненных без учета поля объемного заряда, и экспериментальных результатов измерения полных энерговыкладов по скачку давления. Это обусловлено тем, что вся энергия, как идущая на ионизацию среды, так и затраченная на работу против сил электрического поля, диссипирует в тепловую и регистрируется датчиком давления. Поэтому при эффективной геометрии инжекции электронных пучков, использованной в данных установках (радиально сходящийся

пучок), поле объемного заряда слабо влияет на полную энергию, поглощенную в объеме.

6. Заключение

Проведены экспериментальные и теоретические исследования возбуждения и излучения HF-лазера с накачкой нецепной химической реакцией, инициируемой пучком электронов, а также KrF- и XeCl-лазеров с накачкой пучком электронов. Определены распределения плотности энергии излучения в выходном луче лазеров, возбуждаемых радиально сходящимся пучком электронов, и полные энерговыклады, а также рассчитаны распределения энерговыклада по сечению лазерной камеры и полные энерговыклады в различных газовых смесях. Продемонстрировано влияние поля объемного заряда на распределение вкладываемой энергии по сечению лазерной камеры и плотности энергии излучения по сечению выходного пучка лазера в смесях с большим ($\sim 90\%$) содержанием галогена.

1. Owadano Y., Okuda I., Matsumoto Y. et al. // Proc. Conf. «Lasers and Electro-Optics». Anaheim. 1988. V. 7. P. 2–4.
2. Sullivan J.A. // Fusion Technology. 1987. V. 11. P. 684–704.
3. Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed Gas Lasers. SPIE Optical Engineering Press. Bellingham. Washington. USA. 1995. 374 p.
4. Lacour B. High Power Laser-Science and Engineering. NATO ASI Series. 1995. V. 7. P. 619–660.
5. Абдуллин Э.Н., Горбачев В.И., Ефремов А.М. и др. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. N 7. С. 652–656.
6. Химические лазеры / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Наука, 1982. 400 с.
7. Борисов В.П., Бурцев В.В., Великанов С.В. и др. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. N 2. С. 119–124.
8. Великанов С.В., Синицын М.В., Урлин В.Д., Шуров В.В. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. N 1. С. 25–28.
9. Абдуллин Э.Н., Ефремов А.М., Ковальчук Б.М. и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 5. С. 58–65.
10. Абдуллин Э.Н., Ефремов А.М., Ковальчук Б.М. и др. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. N 10. С. 781–785.
11. Ковальчук Б.М., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. N 6. С. 504–506.
12. Абдуллин Э.Н., Бугаев С.П., Ефремов А.М. и др. // ПТЭ. 1993. N 5. С. 138–141.
13. Берлин Г.С. Механотроны. М.: Радио и связь, 1984. 248 с.
14. Bugaev A.S., Koval N.N., Lomaev M.I. et al. // Laser and Particle Beams. 1994. V. 12. N 4. P. 633–666.

Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
15 октября 1997 г.

E.N. Abdullin, B.M. Kovalchuk, V.M. Orlovsky, A.N. Panchenko, V.V. Ryzhov, E.A. Sosnin, V.S. Skakun, V.F. Tarasenko, I.Yu. Turchanovsky. Radiation Energy Distribution over Output Spot of Wide-Aperture Lasers Excited by Radially Converged e-Beam.

The results of experimental and theoretical study of pumping and output parameters of both non-chain HF initiated by e-beam and e-beam pumped KrF- and XeCl-lasers are presented. The effect of the space charge field on distribution of deposited energy over active zone cross-sections of the lasers and that of specific output energy over their output spot is analyzed in gas mixtures with various halogen content. Both distribution of specific radiation energy over output aperture of the lasers pumped by radially converged e-beam and overall energy loading are determined. Deposited energy distribution over cross-section of the active zone and overall energy loading are estimated in different gas mixtures, as well.