

**В.В. Осипов, В.В. Лисенков, Н.В. Гаврилов,  
О.А. Буреев, В.А. Шитов, А.А. Малышкин**

## **Исследование характеристик излучения мощного СО<sub>2</sub>-лазера с управляемым импульсом накачки**

*Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург*

Поступила в редакцию 15.11.2005 г.

Выполнены исследования характеристик излучения мощного импульсно-периодического электроионизационного СО<sub>2</sub>-лазера. Для создания электронного пучка, контролирующего газовый разряд, использован ускоритель с плазменным эмиттером электронов на основе тлеющего разряда низкого давления с полыми катодом и анодом. Эмиттер позволил резко увеличить ток электронного пучка и управлять его длительностью. Длительность импульса излучения лазера варьировалась в диапазоне 300–1200 мкс, энергия достигала 200 Дж, кпд 18%.

Найдены оптимальные условия накачки, генерации и фокусировки лазерного излучения.

### **Введение**

Исследования несамостоятельного объемного разряда, проведенные под руководством Г.А. Месяца [1], открытие Патела [2] генерации на колебательных переходах молекулы СО<sub>2</sub> стали фундаментальной основой для создания мощных СО<sub>2</sub>-лазеров высокого давления, накачка активной среды в которых осуществляется электрическим разрядом, управляемым электронным пучком. Такие лазеры впервые разработаны в Физическом институте АН СССР [3] и независимо в Лос-Аламосской национальной лаборатории США [4].

В нашей стране они получили название электроионизационных лазеров. Их создание стало крупной вехой в развитии квантовой электроники и открыло дорогу к разработке мощных и сверхмощных лазерных систем.

В 1970–1980-е гг. под руководством Н.Г. Басова разрабатывались мощные электроионизационные лазеры для различных технологий [5, 6]. Такие лазеры работали, как правило, в непрерывном режиме, для этого использовались накаливаемые эмиттеры электронов. Данные лазеры могли переводиться в импульсно-периодический режим. Однако из-за ограниченной эмиссионной способности накаливаемых эмиттеров пиковая мощность излучения увеличивалась незначительно [7]. В то же время импульсные электронные ускорители с плазменными эмиттерами [8] позволяли существенно увеличить плотность эмиттируемого тока.

В настоящей статье основное внимание уделяется исследованию возможности использования такого подхода применительно к проблеме создания надежного и мощного импульсно-периодического СО<sub>2</sub>-лазера с большой энергией в импульсе и регулируемой длительностью излучения для отработки различных лазерных технологий.

### **1. Конструкция СО<sub>2</sub>-лазера**

На рис. 1 приведена блок-схема электроионизационного СО<sub>2</sub>-лазера. Основными блоками, узлами и элементами лазера являются газодинамический контур 1, вентилятор 2, теплообменники 3, 8, газоразрядная камера 5, электронный ускоритель 7.

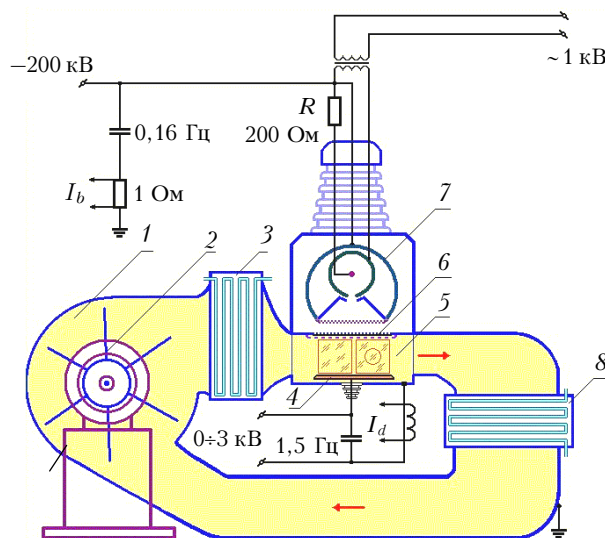


Рис. 1. Блок-схема лазера

Объем газодинамического контура 1 составлял 3 м<sup>3</sup>. Предварительная откачка контура производилась до 0,1 торр. Затем в объем вводилось необходимое количество газовой смеси из азота, гелия и углекислого газа.

Для прокачки газа использовался диаметральный вентилятор 2 с рабочим колесом диаметром 580 мм и длиной лопаток 720 мм.

Скорость прокачки газа при давлении рабочей среды 50 торр могла поддерживаться на уровне 100 м/с.

Теплообменники 3, 8 предназначены для охлаждения рабочей смеси газов. Теплообменник 8 снимает тепло, полученное газом в разрядной камере и регенераторе, а теплообменник 3 охлаждает газ после вентилятора.

Газоразрядная камера 5 имеет окна для ввода и вывода газового потока, окно для ввода электронного пучка, окно для вывода излучения и электроды. Камера выполнена из нержавеющей стали. Внутренняя поверхность выложена стеклянными плитами, формирующими газовый поток и защищающими стенки камеры от электрического пробоя. Размеры разрядной зоны: 10×20×100 см.

В верхней части разрядной камеры установлен фольговый узел 6, который предназначался для разделения объемов ускорителя 7 и разрядной камеры окном, прозрачным для электронного пучка и герметичным для газа. Узел состоит из поддерживающей охлаждаемой решетки, на которую опирается алюминиевая фольга толщиной 40 мкм. Со стороны разрядной камеры фольга закрыта антистримерной решеткой, защищающей ее от пробоя электрическим разрядом и выполняющей роль верхнего электрода разрядной камеры.

В нижней части разрядной камеры расположен анод 4 (активная длина 100 см и ширина 20 см), охлаждаемый проточной водой. Вводы для подачи напряжения на анод выполнены на основе проходных фарфоровых изоляторов.

В лазере использовался трехпроходный телескопический резонатор с коэффициентом увеличения  $M = 1,5$ . Зеркала выполнены из бескислородной меди. Вывод излучения осуществлялся с помощью поворотного зеркала через пластину из KCl. Сечение лазерного луча имело форму кольца с внешним 100 мм и внутренним 60 мм диаметрами.

Электронный ускоритель 7 предназначался для создания ленточного пучка электронов сечением 20×100 см. Он состоит из корпуса в форме параллелепипеда из нержавеющей стали, решетчатого анода и плазменного катода.

Корпус представляет собой сварную (в виде ребер) конструкцию из нержавеющей стали с окнами для установки фольгового узла, плазменного катода и откачного коллектора высоковакуумной системы. На корпус установлен фланец, выполненный в виде плиты с горловиной, на нем через уплотнитель установлен проходной изолятор, через который на катод диода подается постоянное напряжение 200 кВ. Электроны, эмитируемые плазменным катодом, ускорялись в диодном промежутке между плазменным катодом и выводным окном. На изоляторе установлен герметичный ввод с сифоном и механизмом поворота, который дает возможность выставлять катод относительно выходного окна фольгового узла.

В описываемом плазменном катоде ток тлеющего разряда с полым катодом замыкается на анод через протяженную щель. Близкое к равномерному распределение тока вдоль щели обеспечивает гене-

рацию анодной плазмы, однородной в направлении оси щели, и создание плазменного эмиттера с большой площадью поверхности.

Электродная система плазменного катода (рис. 2) включает полый катод 1 диаметром 200 мм и длиной 1000 мм и полый анод 2, часть поверхности которого размером 180×1000 мм закрыта металлической сеткой 3. Для зажигания разряда используется натянутая вдоль оси катода вольфрамовая нить 4, которая через резистор  $R$  (см. рис. 1) соединена с положительным выводом источника питания разряда. Электродная система тлеющего разряда размещена внутри корпуса 5, который имеет потенциал анода разряда.

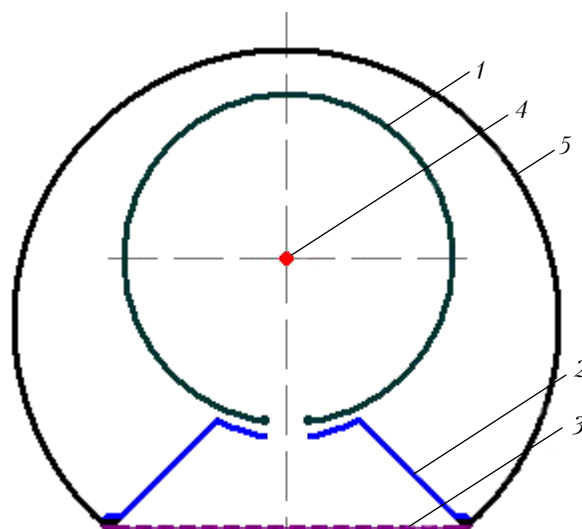


Рис. 2. Схема электродной системы плазменного катода: 1 – полый катод; 2 – полый анод; 3 – металлическая сетка; 4 – поджигающий электрод; 5 – корпус

Генерация импульсного электронного пучка при постоянном ускоряющем напряжении обеспечивалась импульсным возбуждением тлеющего разряда. Импульсное напряжение подавалось на электроды плазменного катода через разделительный трансформатор с изоляцией на полное рабочее напряжение ускорителя.

Рабочее давление газа в вакуумной камере ускорителя (ширина катодной апертуры 20 мм, рабочий газ – воздух) определялось условиями горения тлеющего разряда с напряжением не более 800 В и составляло ~ 0,08 Па.

## 2. Энергетические характеристики CO<sub>2</sub>-лазера

Энергетические характеристики CO<sub>2</sub>-лазеров зависят от многих начальных параметров, таких как ток разряда, напряженность электрического поля, состав и давление активной среды, геометрия активной зоны и т.д. Поэтому неудивительно, что оптимальные условия для генерации излучения в различных лазерах несколько отличаются друг от друга [9]. Это предопределяет необходимость проведения

экспериментов по оптимизации начальных параметров каждого нового нестандартного лазера. Поскольку влияние вышеупомянутых параметров на энергетiku лазера достаточно хорошо изучено [9], остановимся достаточно кратко на результатах экспериментов по конкретизации оптимальных условий генерации излучения для данного лазера.

### 2.1. Оптимизация состава газовой смеси

В ходе экспериментов постоянными поддерживались давление смеси газов  $p = 50$  торр, плотность тока пучка  $j_e = 0,05$  А/см<sup>2</sup> и отношение напряженности поля к давлению  $E/p = 6$  В/(см · торр). При варьировании соотношения CO<sub>2</sub> к N<sub>2</sub> в отсутствие других компонентов в активном объеме максимальный кпд  $\eta = 7\%$  реализовался для CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> = 1:9. Замена части молекулярных компонентов на He приводила к увеличению кпд, который достигал максимального значения 18% при соотношении CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:9:10. Дальнейшее увеличение содержания He в смеси газов приводило к уменьшению кпд. Причина такого поведения кпд достаточно хорошо известна и связана с расселением нижнего лазерного уровня 00<sup>0</sup>1 через состояние 01<sup>1</sup>0, которое наиболее эффективно достигается при содержании He в активной смеси ~ 50%.

В то же время максимальная мощность и энергия излучения в импульсе реализуются при соотношении CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:9:15, что обусловлено увеличением мощности разряда. Уменьшение содержания молекулярных компонентов в смеси газов ведет к уменьшению скорости ионизации, что, однако, компенсируется снижением скорости прилипания. Поэтому рост тока и мощности разряда, на наш взгляд, связан с увеличением дрейфовой скорости электронов в смеси, более богатой He при сохраняющемся значении  $E/p$  [10].

Дальнейшее увеличение энергии излучения возможно при частичной замене He на Ag [11], имеющий большее сечение ионизации электронами, что увеличивает плотность разрядного тока. Полная замена He на Ag приводит к снижению мощности излучения и кпд лазера до 8%. Наилучшие результаты реализуются при частичной замене He на Ag для смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He:Ag = 1:9:6:4, что позволяет увеличить мощность излучения на 25% по сравнению с мощностью излучения, генерируемого на смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:9:10. Однако кпд в этом случае падает с 18 до 16%.

### 2.2. Влияние напряженности поля в межэлектродном промежутке на излучение CO<sub>2</sub>-лазера

Достоинством накачки активной среды самостоятельным разрядом, управляемым электронным пучком, является возможность подбора такого значения параметра  $E/p$ , при котором основная доля энергии поступает на верхний лазерный уровень.

Эксперименты проводились с использованием смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:9:10 двумя методами. В первом методе при неизменном значении напряжения межэлектродного промежутка изменялось давление

газовой смеси, во втором при постоянном давлении (50 торр) повышалось напряжение. В том и другом случае значения  $E/p$  были ограничены на уровне 6 В/(см · торр), поскольку дальнейшее повышение приводило к возникновению пробоев межэлектродного промежутка.

На рис. 3 представлен график зависимости вкладываемой в разряд мощности (кривая 1), мощности излучения (2) и кпд (3) от параметра  $E/p$  для случая  $p = \text{const}$ . При увеличении напряженности поля наблюдается линейный рост как вкладываемой мощности, так и мощности излучения, в то время как рост кпд при превышении значения  $E/p = 4,5$  В/(см · торр) замедляется. Порог генерации излучения при использовании лазерной смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:9:10 давлением 50 торр наблюдается при напряженности поля 150 В/см.

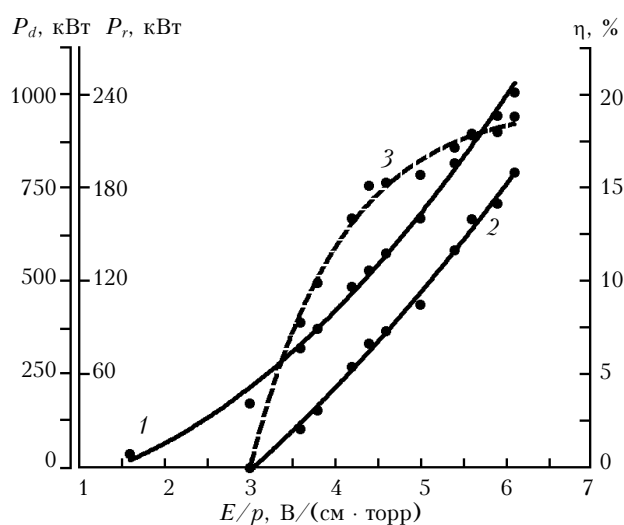


Рис. 3. Зависимость вкладываемой мощности  $P_d$  (1), мощности излучения  $P_r$  (2) и кпд (3) от  $E/p$

### 2.3. Зависимость энергетических характеристик от тока электронного пучка

На рис. 4, а представлены осциллограммы импульса излучения, тока разряда и тока электронного пучка. Видно, что электронный пучок задает длительность тока разряда, а тот, в свою очередь, определяет длительность импульса излучения. При увеличении длительности электронного пучка от 300 до 1200 мкс амплитуда, фронт нарастания и спад импульсов тока пучка, разрядного тока и излучения оставались неизменными, плоская часть увеличивалась по длительности.

На рис. 4, б приведены зависимости кпд, тока разряда и мощности излучения от амплитуды тока электронного пучка. При этом давление смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:9:10 составляло 50 торр, на межэлектродном промежутке поддерживалось напряжение 2,8 кВ. Видно, что при токе пучка более 0,5 А кпд достигает максимального значения 18%, при этих же значениях тока пучка наблюдалось замедление роста тока разряда и излучаемой мощности.

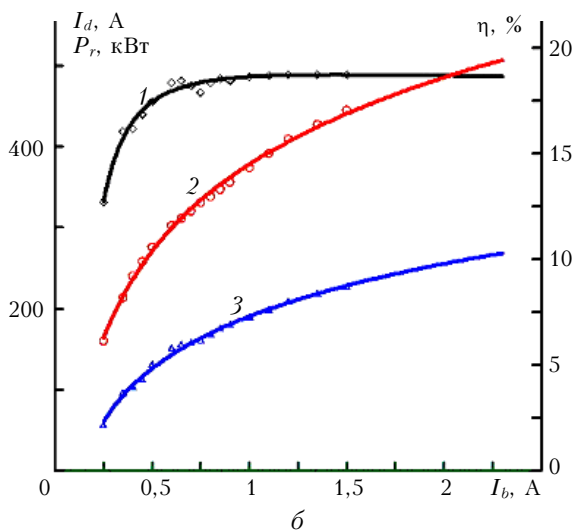
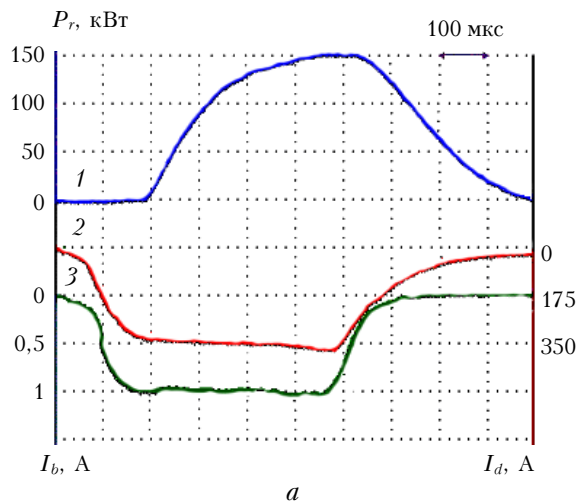


Рис. 4. Осциллограммы импульса излучения (1), тока разряда (2) и тока электронного пучка (3) (а); зависимость кпд (1), тока разряда  $I_d$  (2) и мощности излучения  $P_r$  (3) от тока электронного пучка  $I_b$  (б)

Таким образом, в ходе этих экспериментов найдены начальные условия, позволяющие достичь максимальных кпд и мощности излучения.

### 3. Исследование пятна фокусировки лазерного излучения

Известно, что в импульсных лазерах большого объема даже незначительные неоднородности энерговыделения в активной среде могут приводить к существенному увеличению диаметра фокального пятна. В частности, в [12] показано, что в  $\text{CO}_2$ -лазере с рабочим объемом 20 л при атмосферном давлении смеси и длительности накачки 10 мкс спустя 3 мкс в фокальном пятне дифракционного размера излучение вследствие рассеяния вообще отсутствует.

В настоящей работе численно и экспериментально исследовалось влияние длительности (энергии) накачки, неоднородности скорости прокачки газа на размеры фокального пятна.

#### 3.1 Динамика фокального пятна излучения в процессе генерации

На первом этапе исследовалось поведение пятна фокусировки в процессе генерации. Исследования проводились как теоретически, так и экспериментально.

Расчеты производились в два этапа. На первом этапе решалась система гидродинамических уравнений для расчета распределения плотности газовой среды в пространстве. На втором этапе с использованием полученного распределения плотности вычислялись изменения оптических свойств среды. С помощью интеграла Френеля–Кирхгофа рассчитывались искажения фронта распространения электромагнитной волны. Характерные кривые распределения плотности газа в пространстве представлены на рис. 5.

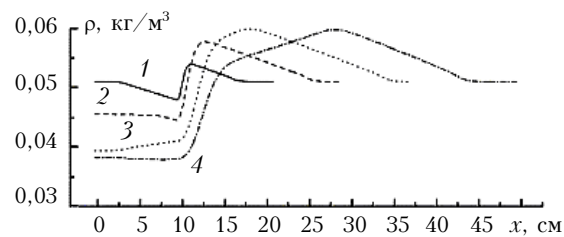


Рис. 5. Распределение плотности газовой среды в различные моменты времени: 1 – 250; 2 – 500; 3 – 750; 4 – 1000 мкс

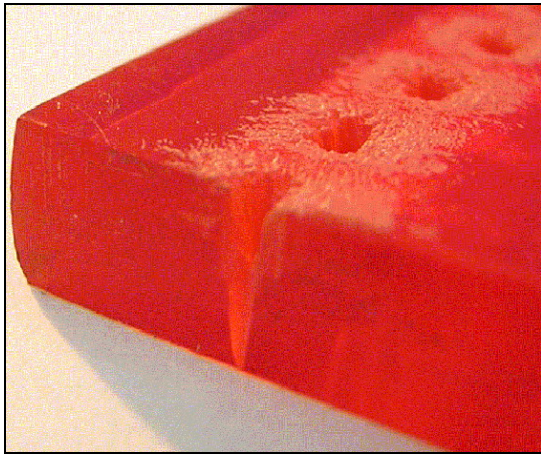
Видно, что формируются волна разрежения, направленная внутрь области прогрева, и волна сжатия, направленная наружу. Приблизительно за 500 мкс разрежение захватывает всю область нагрева, а волна сжатия достигает максимальной величины по амплитуде. Далее, волна сжатия начинает распространяться от области нагрева в невозмущенную среду. Область разрежения при этом почти не меняется.

Однако дальнейшие вычисления интеграла Френеля–Кирхгофа показали, что даже самые значительные гидродинамические искажения среды для вышеупомянутых условий не оказывают существенного влияния на распределение интенсивности электромагнитного поля в фокусном пятне.

Этот вывод подтвердился экспериментально.

Динамика фокального пятна исследовалась по отпечатку, оставленному импульсом излучения, сфокусированного на виниловый диск, вращающийся с частотой оборотов  $\nu = 11000$  об/мин. Для уменьшения повреждения мишени и снижения роли краевых эффектов эксперименты проводились с фокальным пятном достаточно большого размера ( $\sim 1,5$  мм). С этой же целью эксперименты выполнялись при пониженных мощностях излучения –  $P_r = 48$  кВт.

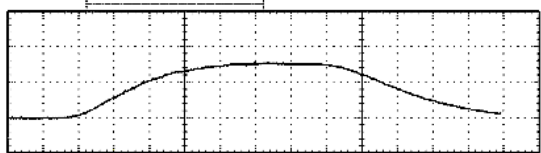
На рис. 6 приведены результаты воздействия излучения на неподвижную мишень из оргстекла и на вращающийся диск из винила, а также осциллограмма импульса излучения, полученная одновременно с его воздействием на виниловую мишень. Видно, что вначале ширина следа увеличивается, а к концу импульса уменьшается по мере снижения мощности излучения. Никаких резких изменений ширины следа в процессе генерации не наблюдается.



*a*



*б*



*в*

Рис. 6. След излучения на неподвижной (*a*) и вращающейся (*б*) мишенях; осциллограмма импульса излучения (*в*)

Эксперименты выполнялись при длительностях накачки, варьируемых от 300 до 1200 мкс. Во всех случаях отпечатки следов аналогичны приведенному на рис. 6, *б*. В начале и в конце следа они повторяли отпечаток (на рис. 6, *б*), менялась только длина следа.

Таким образом, расчет и эксперимент показали, что при использовании трехпроходного телескопического резонатора, несмотря на существование зон с разной температурой газа, увеличения диаметра пятна фокусировки не происходит.

### 3.2. Влияние неоднородности прокачки на пятно фокусировки излучения

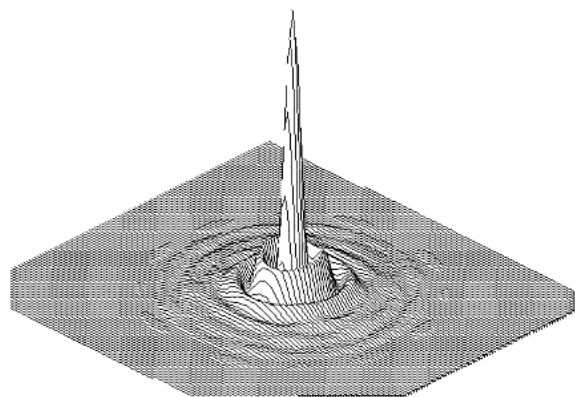
В ходе этих экспериментов исследовалось, насколько значительно могут влиять неоднородности в скорости прокачки газа в активной зоне лазера на диаметр пятна фокусировки.

В устройствах такого класса скорости прокачки газа обычно составляют  $\sim 100$  м/с, а неоднородности не превышают 10%, что дает разницу в скоростях частиц по сечению потока газа менее 10 м/с. Создание и регистрация неоднородностей с такой разностью скоростей в потоке являются труднореализуемыми задачами. Поэтому эксперименты проводились в условиях, когда половина разрядной зоны прокачивалась со скоростью 10 м/с, а в другой половине газовый поток перекрывался перегородкой.

Регистрировались отпечатки фокальных пятен излучения на оргстекле при однородном потоке газа (прокачивалась вся разрядная зона) и неоднородном, когда в потоке газа была установлена перегородка (прокачивалась половина разрядной зоны). Фотографии обоих отпечатков приведены на рис. 7, *a* и 8, *a*.



*a*



*б*

Рис. 7. След излучения на мишени (*a*); теоретический расчет распределения интенсивности в фокусном пятне при однородной прокачке газа (*б*)

Видно, что отпечатки следов отличаются. При неоднородной прокачке часть излучения перемещается вверх перпендикулярно потоку газа и в сторону против движения потока, увеличивая в этом направлении пятно фокусировки почти в 1,4 раза (рис. 8, *a*).

Следует отметить, что при дополнительной подстройке резонатора форма фокального пятна возвращалась к исходному виду (см. рис. 7, *a*). Интересно также, что если при данной настройке резонатора снималась перегородка и поток газа становился однородным, то след пятна фокусировки имел искажения, обратные тем, что отображены на рис. 8, *a*. Последующая дополнительная подстройка резонатора вновь возвращает пятно фокусировки исходный вид и размер, т.е. эффект имеет обратный характер.

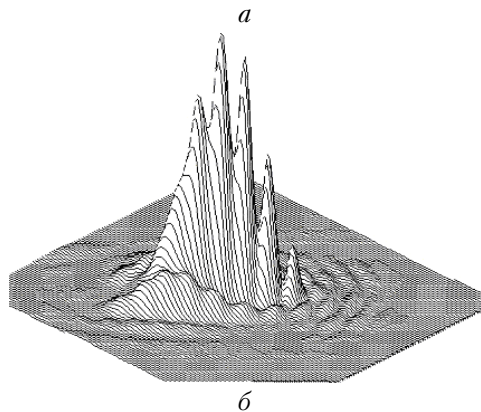


Рис. 8. След излучения на мишени (а); теоретический расчет распределения интенсивности в фокусном пятне при неоднородной прокачке газа (б)

За время действия импульса накачки длительностью 700 мкс активная среда сдвигается на 0,7 см вдоль потока газа, в результате ~ 7% ее объема занимают две зоны с разными коэффициентами преломления излучения.

Эта разница в однородности активной среды, возникающая при прокачке всего (см. рис. 7, б) или только части (рис. 8, б) межэлектродного промежутка, для вышерассмотренных случаев учитывалась при проведении расчетов пятна фокусировки. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными (см. рис. 7, а и 8, а) указывает на их хорошее качественное и количественное совпадение.

Таким образом, неоднородность активной газовой среды вызывает заметное искажение волнового фронта и, как следствие, пятна фокусировки излучения.

*V. V. Osipov, V. V. Lisenkov, N. V. Gavrilov, O. A. Bureev, V. A. Shitov, A. A. Malyskin. Research into radiation characteristics of high-power CO<sub>2</sub> laser with controlled pumping pulse.*

The results of theoretical and experimental researches powerful pulse-periodic CO<sub>2</sub>-laser pumped by e-beam controlled gas discharge are presented. For e-beam generation, the electron accelerator with the plasma emitter based on a low pressure glow discharge with hollow cathode and the anode was applied. With the help of this emitter it became possible to increase sharply the current and to control of the e-beam duration, and, hence, energy and duration of the laser pulse. The laser pulse duration varied in the range of 300–1200 μs. We obtained the laser pulse energy of 200 J and the efficiency of 18%.

We determined optimum conditions of pumping, generation, and focusing of laser radiation.

## Заключение

Таким образом, СО<sub>2</sub>-лазер с плазменным эмиттером электронов в системе предыонизации разряда характеризуется высокими энергетическими параметрами и имеет достаточно хорошее качество излучения. Эти свойства позволяют считать рассмотренную схему перспективной для СО<sub>2</sub>-лазеров промышленного назначения.

1. Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Месяц Г.А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока // Докл. АН СССР. 1970. Т. 191. № 1. С. 76–78.
2. Patel S.K.N. Selective excitation through vibration energy transfer and optical laser action in N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. N 21. P. 617–619.
3. Басов Н.Г., Беленов Е.М., Данилычев В.А., Сучков А.Ф. Газовые лазеры при высоких давлениях // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. Вып. 7. С. 421–426.
4. Fenstermacher C.A., Nutton M.J., Boyer K., Rink I.P. E-beam sustained atmospheric pressure CO<sub>2</sub>-laser // Bull. Phys. Soc. 1971. V. 16. N 1. P. 42–45.
5. Аверин А.П., Басов Н.Г., Васильев Л.А., Готов Е.П., Головин М.И., Данилычев В.А., Керимов О.М., Малиш М.М., Семеров В.М., Сорока А.М., Устинов Н.Д., Чебуркин Н.В., Югов В.И. Непрерывный технологический СО-лазер мощностью 10 кВт // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 12. С. 2357–2358.
6. Аверин А.П., Басов Н.Г., Готов Е.П., Данилычев В.А., Драчук Л.Н., Керимов О.М., Матвеев И.Н., Сорока А.М., Сорник А.М., Устинов Н.Д., Чебуркин Н.В., Югов В.И. Исследование энергетических характеристик непрерывного электроионизационного СО-лазера с мощностью генерации 10 кВт // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 10. С. 2090–2092.
7. Басов Н.Г., Баченко В.В., Готов Е.П., Горный С.Г., Данилычев В.А., Карпов Г.Н., Лапота В.А., Малиш М.М., Рудой Н.Г., Сабуров В.А., Сорока А.М. Непрерывный и импульсно-периодический режимы сварки электроионизационным СО<sub>2</sub>-лазером // Изв. АН СССР. 1984. Сер. физ. Т. 48. № 12. С. 2310–2320.
8. Бугаев С.П., Крейнделъ Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
9. Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991. 272 с.
10. Лобанов А.Н., Сучков А.Ф. Функция распределения и баланс энергии электронов в электроионизационном лазере на двуокиси углерода // Квант. электрон. 1974. Т. 7. № 1. С. 1527–1536.
11. Аверин А.П., Басов Н.Г., Готов Е.П., Данилычев В.А., Сажина Н.Н., Сорока А.М., Югов В.И. Использование аргона в рабочих смесях непрерывных технологических электроионизационных СО<sub>2</sub>-лазеров // Квант. электрон. 1981. Т. 8. № 9. С. 2063–2065.
12. Suhre D.R., Pechersky M.J., Lowry J.F., Roach J.F. Laser-induced medium perturbation in a large CO<sub>2</sub> laser // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 3. P. 954–958.