

# Формирование объема активной среды в мощных импульсно-периодических газовых лазерах с разрядом, управляемым электронным пучком

В.Д.Булаев, С.Л.Лысенко

*Численным моделированием при сравнении с экспериментальными данными исследован мощный импульсно-периодический CO<sub>2</sub>-лазер с разрядом, управляемым электронным пучком. Найдены оптимальные размеры и конструкция электродов, а также конфигурация внешнего магнитного поля, с помощью которых в заданный объем активной среды можно вложить не менее 90% энергии электрической накачки, в том числе в активный объем лазера с апертурой 110×110 см. Результаты выполненных исследований можно также использовать при создании других типов мощных газовых лазеров.*

*Ключевые слова:* мощный импульсно-периодический лазер, КПД, оптимизация электродов, магнитный корректор.

## 1. Введение

Проблема создания лазеров с высокой средней мощностью излучения остается по-прежнему актуальной. В качестве возможных применений таких лазеров в научно-технической литературе обсуждаются вопросы доставки с их помощью энергии на большие расстояния, коррекция орбит спутников, «очистка» ближнего космоса от космического мусора, запуск искусственных спутников Земли и т. п. [1–4].

В настоящей статье на основе численного моделирования и имеющихся экспериментальных данных рассматриваются возможность создания мощного электроионизационного (ЭИ) импульсно-периодического (ИП) CO<sub>2</sub>-лазера, построенного по схеме «задающий генератор – усилитель» [5, 6], а также его параметры и характеристики.

Генерирование такими лазерами излучения со стабильными параметрами достигается за счет применения замкнутого цикла прокачки лазерной смеси и системы регенерации отработанной лазерной смеси. Мощный ЭИ ИП CO<sub>2</sub>-лазер способен генерировать излучение в течение сотен секунд и безопасен для окружающей среды.

Одной из проблем, сдерживающих создание мощных ЭИ ИП CO<sub>2</sub>-лазеров с КПД, близким к теоретически возможному, является рассеяние быстрых электронов ускорителя на фольге, на конструкциях, поддерживающих фольгу, катодной решетке лазерной камеры, а также диффузия электронов в активной среде и т. п. В связи с этим область горения разряда значительно превышает заданный объем, в котором необходимо сформировать лазерное излучение, к тому же в разряде возникают неустойчивости, приводящие к нарушению объемного горения, снижению мощности и даже к срыву лазерной генерации.

При исследовании газовых лазеров авторы ряда работ искали оптимальные решения путем применения раз-

личных конструкций электродов (напр., [7–11]), магнитных корректоров [12], ограничителей электронного пучка [13]. Однако ни эти усилия, ни комплексные исследования и оптимизация мощных ЭИ CO<sub>2</sub>-лазеров [14–18] не привели к окончательному решению задачи – созданию широкоапертурного ЭИ лазера, в котором объем накачки полностью согласован с объемом резонатора.

Так, размеры электродов вдоль потока лазерной смеси должны быть минимальными, чтобы обеспечивалось быстрое восстановление параметров после импульса накачки, а для достижения максимальной накачки и однородности ее распределения в объеме активной среды необходимо применять электроды с максимальными размерами. Очевидно, что приемлемое решение может находиться где-то посередине.

В связи с этим, целью настоящей работы является оптимизация электродов совместно с оптимизацией внешних электрических и магнитных полей, с помощью которых возможно формирование заданного объема накачки и достижение предельных параметров лазера как в импульсном, так и в импульсно-периодическом режиме работы.

В качестве критерия оптимизации выбран коэффициент эффективности

$$\zeta = W_V / W_0, \quad (1)$$

где  $W_V$  – энергия накачки, вложенная в рабочий (лазерный) объем  $V$ ;  $W_0$  – полная энергия накачки;

$$V = adl \quad (2)$$

( $a$  – ширина выводного окна ускорителя,  $d$  – межэлектродное расстояние,  $l$  – длина электродов лазерной камеры вдоль оптической оси).

## 2. Численное моделирование

Численное моделирование выполнено с помощью комплексной программы Dose-V, которая одновременно моделирует: процессы распространения электронных пучков в ускорителях электронов, элементах конструкции и

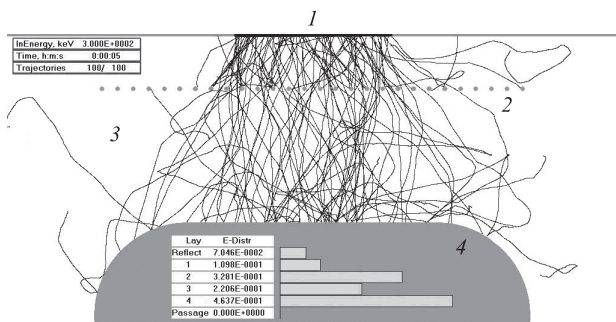


Рис.1. Моделирование процесса электрической накачки электроинизационного лазера: 1 – фольга; 2 – катодная решетка (1, 2 – катод); 3 – газ; 4 – анод.

разрядной камере под воздействием электрических и магнитных полей; процессы формирования пространственного распределения электрического поля и тока вторичных электронов в разрядной камере. При этом учитывалось самосогласованное взаимодействие пучка ускоренных электронов с пространственным распределением электрического поля в разрядной камере, сформированного приложенной разностью потенциалов и проводимостью лазерной газовой смеси, сформированной, в свою очередь, пучком ускоренных электронов. Программа реализована с помощью персонального компьютера и позволяет оперативно изменять параметры конструкции разрабатываемого ЭИ лазера.

На рис.1 приведена иллюстрация процесса моделирования. Пучок ускоренных в вакууме электронов падает на тонкую фольгу 1 под углами, определяемыми электроно-оптической системой ускорителя. Распространяясь в материале фольги, часть электронов поглощается, часть отражается назад в вакуум, а основная часть проходит сквозь фольгу и попадает в газовую среду 3.

Движение электрона пучка моделировалось как в газе, так и в элементах конструкции (катодной решетке, аноде, фольге) до тех пор, пока в результате неупругих соударений его энергия не становилась равной 3% от первоначальной, причем остаток энергии поглощался в точке остановки траектории. В процессе движения электроны могли сталкиваться с катодной решеткой 2, анодом 4, а также возвращаться к фольге, при этом возможно поглощение и отражение электронов элементами конструкции.

Моделирование выполнялось методом Монте-Карло, позволяющим описывать трехмерное движение в произвольных средах [19, 20]; подробное описание программы Dose-B дано в [21].

Основные механизмы гибели электронов – это диссоциативная рекомбинация и прилипание. Зависимости коэффициентов диссоциативной рекомбинации и прилипания от напряженности электрического поля взяты из работы [22], где они получены для смеси  $CO_2:N_2:He = 1:5:4$ .

Используя данные для скоростей рекомбинации и прилипания и решая стационарное кинетическое уравнение, находим концентрацию вторичных электронов  $n_e$  в электронно-пучковой плазме (ЭПП) (аналогично [22]):

$$n_e = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 + 4\alpha q}}{2\alpha}, \tag{3}$$

где  $\alpha$  – константа скорости диссоциативной рекомбинации;  $\beta$  – коэффициент прилипания;  $q$  – скорость образо-

вания вторичных электронов в единице объема, определяемая в процессе моделирования.

Вычисление в процессе моделирования числа электронов, поглощенных в единице объема газа, позволяет определить скорости накопления электронов в единице объема  $Q$  и пространственного заряда в единице объема  $eQ$  ( $e$  – заряд электрона).

Для определения проводимости ЭПП использовались полученная в результате моделирования концентрация вторичных электронов  $n_e$  и данные об их дрейфовой скорости  $v(E)$  [23]. Проводимость ЭПП дает возможность, используя уравнение непрерывности для заряда и разность потенциалов между катодом и анодом, определить распределение потенциала  $\varphi$  и величину электрического поля  $E$ .

$$\text{div } j = \text{div}(\sigma E) = -\text{div}(\sigma \nabla \varphi) = -eQ, \tag{4}$$

где  $\sigma = en_e v(E)/E$  – проводимость плазмы. Решение этого уравнения осуществлялось методом верхней релаксации [24].

В качестве примера на рис.2–4 представлены результаты моделирования (геометрия лазерной камеры соответствует рис.1).

Адекватность разработанной модели проверялась сравнением полученных результатов моделирования с литературными данными и результатами экспериментов, выполненных на лазерной установке [5].

На рис.2 приведены расчетные и экспериментальные зависимости вкладываемой в плазму энергии  $W$  от начального разрядного напряжения. При расчете использовались следующие параметры: начальная энергия электронов пучка 300 кэВ; ток пучка ускоренных электронов, падающего на фольгу, 13.86 А; длительность тока электронного пучка 10–50 мкс; ширина выводного окна 25 см; материал двухслойной фольги – Al (30 мкм) + Ti (18 мкм). Параметры лазерной камеры: расстояние от выводного окна до катодной решетки 9 см (катодная решетка выполнена из 28 трубок диаметром 0.8 см с шагом 2.5 см); расстояние от выводного окна ускорителя до анода 30 см; ширина плоской части анода 40 см; радиус закругления анода 15 см; глубина (размер всех элементов вдоль оптической оси) 210 см;  $d = 20$  см.

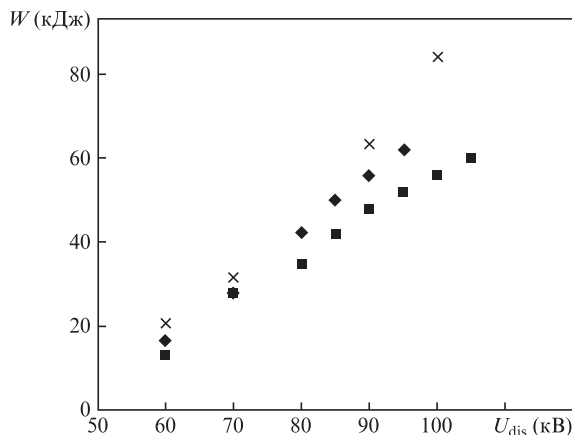


Рис.2. Зависимости вкладываемой в плазму энергии от начального напряжения конденсаторной батареи: результаты расчета по программе Dose-B (x); экспериментальные результаты [5] для лазерных смесей из газов особой чистоты (◆) и газов технической чистоты (■).

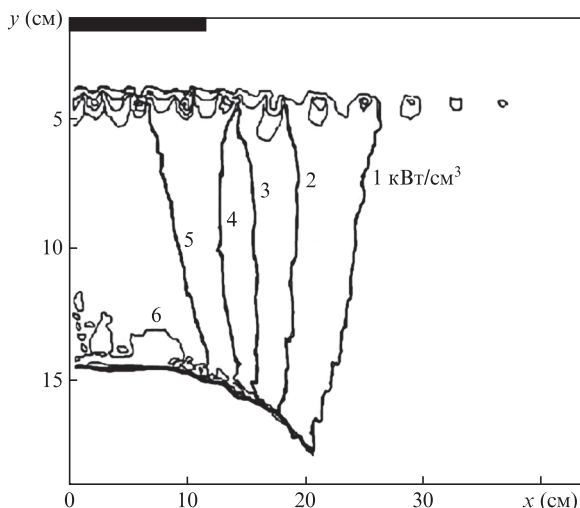


Рис.3. Результаты расчета по программе Dose-V правой симметричной половины распределения (по сечению разрядной камеры) плотности мощности накачки для работы [7]. Жирная горизонтальная линия слева вверху – выводное окно ускорителя.

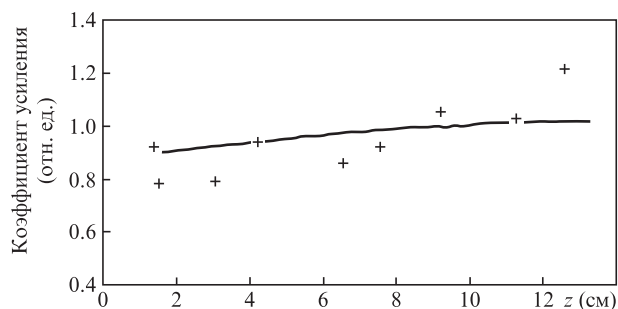


Рис.4. Расчетное распределение коэффициента усиления вдоль оси  $z$  разрядной камеры (сплошная линия) и распределение коэффициента усиления из работы [7] (крестики).

Из рис.2 видно, что данные расчетов в пределах ошибок измерений совпадают с экспериментальными данными, полученными для лазерной смеси, состоящей из газов особой чистоты.

Корректность расчетов проверялась также сравнением полученных результатов с результатами работы [7], из которой были взяты технические и геометрические параметры. Пример распределения плотности мощности накачки по сечению лазерной камеры на основе работы [7] приведен на рис.3,а; на рис.4 показано расчетное распределение коэффициента усиления вдоль оптической оси разрядной камеры в сравнении с распределением коэффициента усиления из работы [7] (при этом расхождение не превышает 12%).

Из рис.3 следует, что имеет место значительная неоднородность накачки по сечению резонатора с максимумом, несколько смещенным к аноду.

### 3. Оптимизация электродной системы

При создании мощных широкоапертурных ЭИ  $\text{CO}_2$ -лазеров до сих пор не решена проблема достижения высокой напряженности электрического поля в объеме разряда, ограниченного апертурой резонатора, а также проблема получения однородной плотности мощности накачки в этом объеме. Экспериментальные результаты, полученные при исследовании лазеров в [5], свидетель-

ствуют о том, что электроды использованного в работах [8–11] типа не всегда оптимальны, так как даже при высокой однородности электрического поля в межэлектродном зазоре в пространстве оптического резонатора неоднородность плотности мощности накачки по поперечному сечению разряда может достигать 100% (см., напр., рис.3 и работу [7]).

К тому же, применение таких электродов не обеспечивает требуемые достаточно высокие уровни накачки как в импульсном, так и в импульсно-периодическом режимах, поскольку в ЭИ разряде не наблюдается прямой связи между ростом напряжения статического пробоя и увеличением предельного энерговыклада [7]. В связи с этим нами применена упрощенная конструкция электродов лазерной камеры, состоящих из плоской части с цилиндрическими закруглениями радиуса  $R$  на краях. Электродная система лазерной камеры должна быть оптимизирована таким образом, чтобы достигались предельные параметры (энергия и мощность лазерного излучения) при максимально возможном коэффициенте эффективности  $\zeta$ .

Оптимизация осуществлялась численным методом по программе Dose-V. Были выполнены расчеты электродных систем, состоящих из плоской катодной решетки (ее ширина выбиралась значительно большей межэлектродного промежутка лазерной камеры) и плоских анодов с цилиндрическими закруглениями на краях. В численных экспериментах изменялись различные факторы: ширина плоской части анодов, радиусы закруглений, межэлектродное расстояние, ширина выводного окна ускорителя электронов, параметры электронного пучка (ускоряющее напряжение, ток пучка), толщина и материал разделительной фольги ускорителя и т.п.

Основной результат моделирования состоит в том, что при прочих равных условиях определяющими факторами являются: ширина плоской части анода  $x_a$ , ширина выводного окна ускорителя  $a$ , величина межэлектродного промежутка  $d$ . При этом зависимость энерговыклада в разряд  $W$  от этих факторов может быть аппроксимирована выражениями

$$\left\{ \begin{array}{l} W_0 = W_r^0 + (W_{\max} - W_r^0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_a}{d}\right) \right] \\ W_V = W_V^0 + (W_{V\max} - W_V^0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_a}{d}\right) \right] \end{array} \right\} \text{ при } a \geq d, \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} W_0 = W_r^0 + (W_{\max} - W_r^0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_a}{d}\right) \right] \\ W_V = W_V^0 + (W_{V\max} - W_V^0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_a}{d}\right) \right] \end{array} \right\} \text{ при } a < d. \quad (6)$$

Здесь  $W_0$  – полный энерговыклад;  $W_V$  – энерговыклад в рабочей объем  $V$ ;  $W_r^0$  и  $W_V^0$  – полный энерговыклад и энерговыклад в рабочей объем соответственно при  $x_a = 0$ ;  $W_{\max}$  и  $W_{V\max}$  – полный энерговыклад и энерговыклад в рабочей объем соответственно при достаточно большой ширине плоской части анода.

На рис.5 представлены расчетные зависимости энерговыкладов и коэффициента эффективности накачки от ширины плоской части анода для параметров лазерной камеры, приведенных в разд.1, при начальном разрядном напряжении 105 кВ. Из рисунка видно, что энерговыклад  $W_V$  перестает увеличиваться при  $x_a \sim 40-50$  см несмотря на то, что полный энерговыклад  $W_0$  продолжает расти. Таким образом, оптимальным в данном случае является соотношение  $x_a/a \approx 2:1$ .

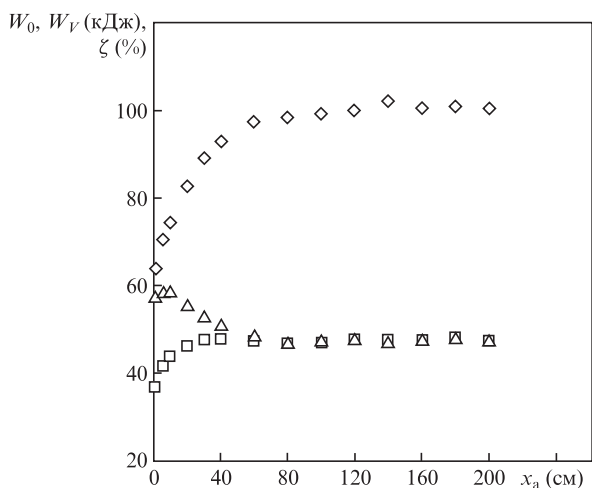


Рис.5. Расчетные зависимости  $W_0$  ( $\diamond$ ),  $W_V$  ( $\square$ ) и  $\zeta$  ( $\Delta$ ) от  $x_a$  при  $d = 20$  см.

Такие же расчеты были выполнены для разных лазерных смесей при варьировании величин межэлектродного промежутка  $d$  и ширины выводного окна ускорителя  $a$  от 5 до 110 см, из которых следует, что отношение  $x_a/a$  остается примерно постоянным (2:1) для всех вариантов расчетов, в том числе при варьировании радиуса скругления краев электродов  $R$  в диапазоне  $d/8-d$ .

Выполненные оптимизационные расчеты подтверждаются результатами экспериментов, в которых параметры лазерной камеры оставались неизменными (см. разд.2), за исключением конструкции анодов. Первый анод был изготовлен с плоской частью шириной 20 см и радиусом скругления краев 11 см, второй – с плоской частью шириной 40 см и радиусом скругления краев 15 см. Исследования проводились в импульсно-периодическом режиме работы лазера. Результаты исследований оценивались по удельной объемной мощности накачки [7], определяемой выражением

$$q_W = P/G, \tag{7}$$

где  $P = Wf$  – средняя мощность накачки;  $W$  – энергия накачки в импульсе;  $f$  – частота следования импульсов;  $G$  – объемный расход лазерной смеси, измеренный на входе в лазерную камеру. Сравнение выполнялось для предельно достижимых  $q_W$  на каждой частоте, а критерием стабильности накачки служило возникновение не более 1–2 стримерных пробоев в серии импульсов.

На рис.6 приведены результаты этих сравнительных экспериментов. Видно, что максимум обеих зависимостей  $q_W(f)$  достигается на одной частоте  $f = 125$  Гц, а рост  $q_W$  для лазерной камеры со вторым анодом объясняется более высокой энергией накачки  $W$  в импульсе. Поскольку КПД генерации оставался неизменным, то рост мощности накачки сопровождался увеличением средней мощности генерации более чем на 30%.

Испытания такой конструкции электродов в лазерной установке [5] за длительный период времени показали, что следы пробоев разрядного промежутка, отпечатавшиеся на аноде, в среднем распределены равномерно по плоской его части (рис.7), тогда как следы пробоев на аноде лазерной камеры в [7] концентрируются в месте максимальной напряженности электрического поля (центральной части анода).

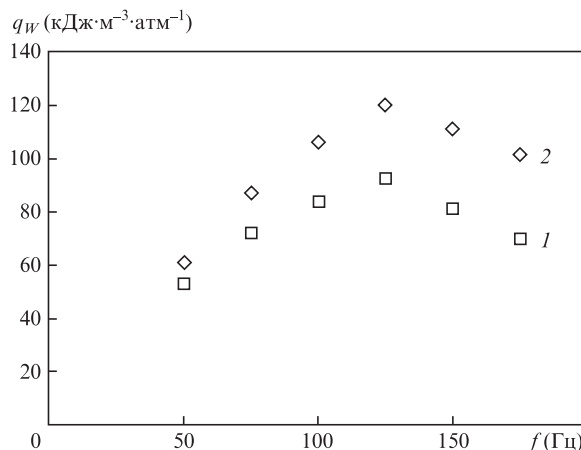


Рис.6. Зависимости удельной объемной мощности накачки от частоты следования импульсов: 1 – анод с шириной плоской части 20 см и радиусом скругления  $R = 11$  см; 2 – анод с шириной плоской части 40 см и радиусом  $R = 15$  см.

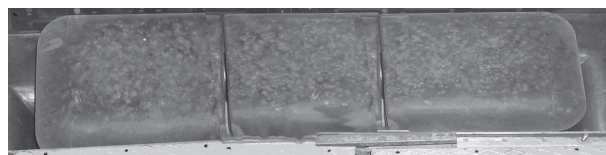


Рис.7. Анод лазерной камеры со следами стримерных пробоев.

Итак, в результате численного моделирования и сравнительных экспериментальных исследований установлено, что оптимальной является конструкция плоских электродов с закруглениями цилиндрической формы на краях. Поперечный размер плоской части анода  $x_a$  должен быть не менее  $2a$  ( $a \geq d$ ) или  $2d$  ( $a < d$ ).

#### 4. Коррекция объема накачки внешним магнитным полем

Повышение эффективности  $\zeta$  достигается применением, наряду с оптимальной конструкцией электродов, внешнего аксиального магнитного поля, корректирующего распространение пучка быстрых электронов в лазерной среде.

Задача применения такого магнитного поля решалась многими авторами как теоретически, так и экспериментально. Так, в работе [12] приведены расчетные и экспериментальные данные по применению для этой цели соленоидов и постоянных магнитов, в работе [25] использованы два соленоида, а в работе [26] предложена специальная конструкция электродов, выполненных из минирезисторов с высокой магнитной проницаемостью и высоким удельным сопротивлением, с помощью которых магнитное поле постоянных магнитов или соленоидов трансформируется в поле с заданным распределением напряженности в межэлектродном промежутке.

Однако задача оптимизации параметров и конфигурации магнитного поля, конструкции магнитных формирующих систем (магнитных корректоров) применительно к широкоапертурным ЭИ лазерам окончательно не решена.

В настоящей работе при помощи программы Dose-B изучено влияние на параметры накачки ЭИ  $CO_2$ -лазера трех типов полей: однородного магнитного поля; поля, создаваемого постоянным магнитом, размещенным под проводящей поверхностью анода; поля соленоида, охва-

тывающего заданный лазерный объем. Наряду с изменением приведенных в разд.1 параметров лазерной камеры изменялись также параметры и конфигурация внешнего аксиального магнитного поля одного из этих типов.

Очевидно, что наиболее просто могут быть созданы магнитные корректоры на основе постоянных магнитов. Изменяя форму, размеры, расположение магнитного корректора относительно электродной системы, можно создать корректирующее магнитное поле, наилучшим образом формирующее заданный накачиваемый объем. Соленоид же потребует для создания эквивалентной конфигурации магнитного поля энергетические затраты, соизмеримые с энергией накачки лазера [25].

На рис.8 показан пример моделирования электрической накачки для лазерной камеры с постоянным магнитом, размещенным под анодом, а на рис.9 приведены зависимости энергии накачки и коэффициента эффективности от индукции магнитного поля.

Из рис.9 следует, что для используемой лазерной камеры наблюдается монотонный рост  $W_V$  с ростом  $B$  от 0 до 0.06 Тл с последующим выходом на постоянное значение и некоторое снижение  $W_0$  (в среднем на  $\sim 15\%$ ). При этом  $\zeta$  возрастает почти вдвое, от 48% до 90%, т.е. наблюдается практически полное согласование области накачки с рабочим объемом  $V$ .

Уменьшение полного энерговклада  $W_0$  вызвано двумя причинами: 1) магнитное поле препятствует развалу пучка ускоренных электронов, в результате чего сечение области разряда уменьшается; 2) уменьшение сечения, в свою очередь, приводит к увеличению плотности пучка ускоренных электронов, увеличению скорости ионизации  $q$ , концентрации вторичных электронов  $n_e$  (см. (3)) и, как следствие, увеличению проводимости плазмы  $\sigma$ . Сопротивление разрядного промежутка обратно пропорционально произведению его сечения и проводимости плазмы, что в результате приводит к увеличению сопротивления разрядного промежутка и уменьшению величины полного энерговклада  $W_0$  с ростом величины магнитного поля.

Расчеты режимов накачки с разными конструкциями магнитных корректоров на основе постоянных магнитов показали, что оптимальным является плоский постоянный магнит, размещенный под проводящей поверхностью анода, а однородность накачки с  $\zeta \approx 100\%$  обеспечивается плоским магнитом с поперечным размером  $x_m \geq 2a$ .

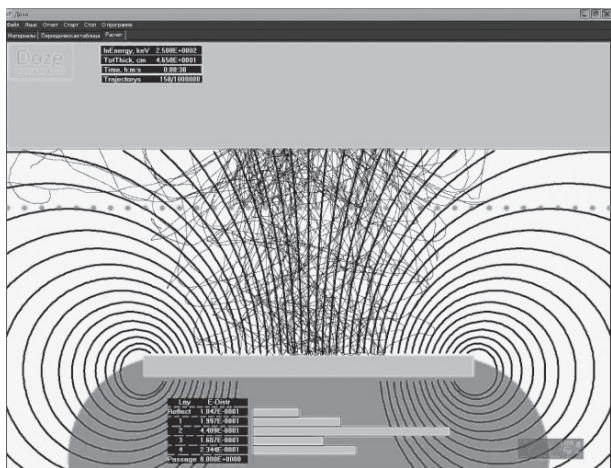


Рис.8. Пример моделирования электрической накачки для лазерной камеры с аксиальным полем от постоянного магнита.

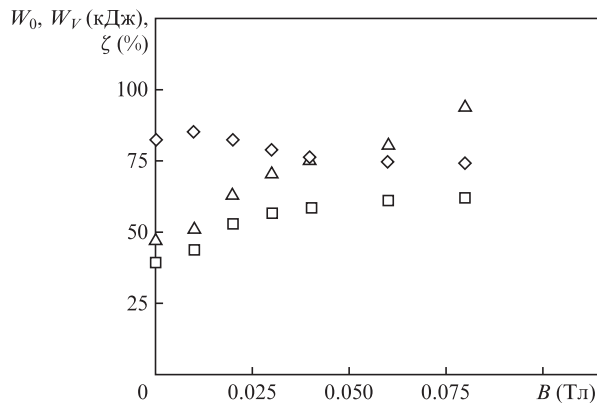


Рис.9. Расчетные зависимости энерговкладов  $W_0$  ( $\diamond$ ) и  $W_V$  ( $\square$ ), а также коэффициента эффективности  $\zeta$  ( $\triangle$ ) от индукции магнитного поля  $B$ . Начальное напряжение разряда 100 кВ.

Таким образом, аксиальное поле постоянного магнита не только корректирует траекторию движения быстрых электронов, пространственно согласовывая зоны накачки и генерации излучения и улучшая тем самым однородность ионизации активной среды, но и повышает КПД лазера.

## 5. Разрядная камера ЭИ СО<sub>2</sub>-лазера с предельно достижимыми параметрами

Рассмотрим возможность создания разрядной камеры ЭИ СО<sub>2</sub>-лазера с предельно достижимыми параметрами.

Возможность создания такой разрядной камеры на основе уже имеющихся ускорителей с энергией электронов  $\sim 300$  кэВ и плотностью тока пучка  $j_e \approx 1-5$  мА/см<sup>2</sup>, оптимальной конструкции электродов и оптимального магнитного корректора была смоделирована с помощью программы Dose-B.

Поскольку известно [27], что при  $E/p > 3.5$  кВ·см<sup>-1</sup>·атм<sup>-1</sup> потери энергии пучка быстрых электронов на ионизацию компенсируются их ускорением в поле разряда, то возможно (при сохранении условий подобия) сформировать ЭИ разряд в объеме с апертурой  $\sim 100 \times 100$  см и более.

На рис.10 показан пример моделирования распределения электрической накачки, а на рис.11 – результат расчета энергетических характеристик накачки для разряда с  $E/p = 4$  кВ·см<sup>-1</sup>·атм<sup>-1</sup> при токе электронного пучка  $I_e = 60$  А,  $x_a =$

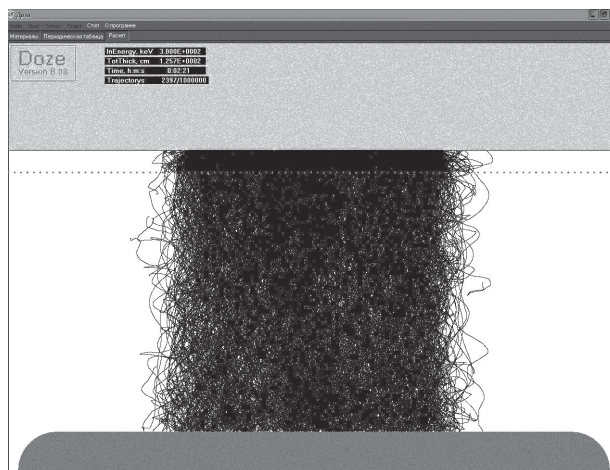


Рис.10. Пример моделирования распределения электрической накачки при  $d = 100$  см,  $E/p = 4$  кВ·см<sup>-1</sup>·атм<sup>-1</sup> и  $B = 0.025$  Тл.

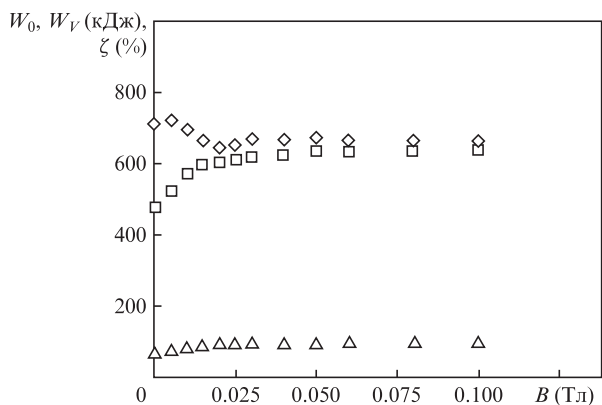


Рис.11. Зависимости  $W_0$  (◇),  $W_v$  (□),  $\zeta$  (△) от индукции магнитного поля  $B$  ( $d = 100$  см).

200 см и  $l = 210$  см в зависимости от индукции аксиального магнитного поля.

Из рис.11 следует, что при больших межэлектродных промежутках  $d$  сохраняется характер изменения энергетических параметров накачки в зависимости от индукции магнитного поля, однако, в отличие от результатов расчетов для малых межэлектродных промежутков (рис.5,9), спад  $W_0$  с ростом  $B$  не превышает 6%, а приемлемое значение  $\zeta$  достигается при гораздо меньших значениях индукции  $B$  и составляет в среднем 95%.

Отметим также, что однородность накачки улучшается с увеличением межэлектродного промежутка (см. рис.12,13). Параметры расчета: расстояние анод-катод 100 см, ширина выводного окна ускорителя  $a = 100$  см, энергия быстрых электронов  $U_e = 300$  кэВ, ток электронного пучка  $I_e = 60$  А, напряжение разряда  $U = 400$  кВ.

Анализ результатов, представленных на рис.12, 13, показал, что при прочих равных условиях оптимальное значение энерговклада в рабочий объем ( $W_v$ ) достигается в случае применения постоянного магнита с  $B = 0.025$  Тл. Кроме того, в этой конструкции лазерной камеры максимальное усиление достигается на оптической оси, т.е. возможно создание усилителей (например, регенеративных) с высоким КПД.

Выполненное в настоящей работе численное моделирование разрядной камеры ЭИ  $CO_2$ -лазера с предельными параметрами, а также современное состояние лазерной техники демонстрируют возможность создания в ближайшей перспективе лазерных комплексов большой средней мощности.

### 6. Заключение

В результате численного моделирования и экспериментальных исследований мощных газовых лазеров с разрядом, управляемым электронным пучком, найдены оптимальные конструкции электродной системы и магнитного корректора на основе постоянного магнита, с помощью которых в ЭИ  $CO_2$ -лазерах можно сформировать заданный объем накачки с коэффициентом эффективности  $\zeta$  не менее 90%.

Анод лазерной камеры может быть плоским с закруглениями по краям. Если ширина выводного окна ускорителя  $a$  не менее межэлектродного промежутка  $d$  ( $a \geq d$ ), то приемлемая ширина плоской части анода составит  $x_a \approx 2a$ ; такой же будет оптимальная ширина плоского магнита  $x_m$ .

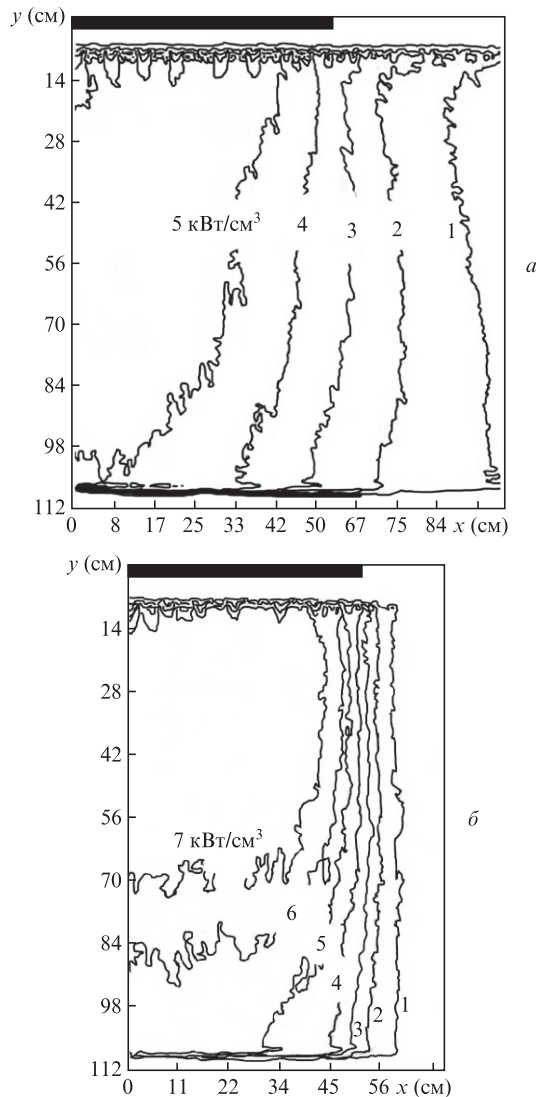


Рис.12. Расчетное распределение по сечению разрядной камеры плотности мощности накачки при индукции магнитного поля  $B = 0$  (а) и 0.025 Тл (б) ( $d = 100$  см,  $a = 100$  см,  $I_e = 60$  А,  $U = 400$  кВ, энергия быстрых электронов  $U_e = 300$  кэВ).

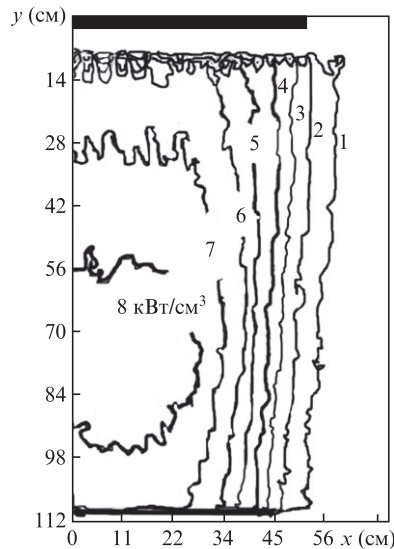


Рис.13. Распределение плотности мощности накачки при использовании магнитного корректора в виде постоянного магнита шириной  $x_m = 200$  см и  $B = 0.025$  Тл. Остальные параметры как на рис.12.

Очевидно, что окончательные выводы о возможности создания лазерного комплекса с большой средней мощностью можно сделать лишь после экспериментальной проверки выполненных расчетов.

Полученные в данной работе результаты могут быть применены при создании других мощных широкоапертурных ЭИ импульсно-периодических лазеров, в том числе: СО-лазеров, эксиплексных лазеров (ArF, KrF и т. п.), лазеров на атомарных переходах инертных газов (ArXe, HeAr), нецепных химических HF- и DF-лазеров и т. д.

1. *Proceedings of the First International Symposium on Beamed Energy Propulsion* (Huntsville, Alabama, 2002; Ed. by A.V.Pakhomov, Melville, New York, 2003).
2. Лнуконен Р.А., Трофименко А.М. *Письма в ЖТФ*, **18** (7), 81 (1992).
3. Резунков Ю.А. *Автореферат докт. дисс.* (Сосновый Бор, Ленинградская обл., НИИКИ ОЭП, 2006).
4. Аполлонов В.В., Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **36** (7), 673 (2006).
5. Бабаев И.К., Бардаковский С.В., Блинов Н.А. и др. *Квантовая электроника*, **18** (1), 6 (1991).
6. Bulaev V.D., Gusev V.S., Zhigan I.P., et al. *AIP Conf. Proc. 3rd Intern. Symp. Beamed Energy Propulsion*, **830**, 361 (2005).
7. Глотов Е.П., Данилычев В.А., Чебуркин Н.В. *Труды ФИАН*, **142**, 3 (1983).
8. Чанг Т.Дж. *Приборы для научных исследований*, **44** (4), 43 (1973).
9. Felici N.J. *Rev. Gen. Elect.*, **59**, 479 (1950).
10. Bruce F.M. *J. Instr. Electr. Eng.*, **94**, 138 (1947).
11. Stappaers E.A. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 1018 (1982).
12. Гитт В.Д., Письменный В.Д., Рахимов А.Т. и др. *Несамостоятельный разряд в магнитном поле* (М.: ВИНТИ, 1981).
13. Douglas-Hamilton D.H., Feinberg R.M., Lowder R.S. *J. Appl. Phys.*, **46** (8), 3566 (1975).
14. Бычков Ю.И., Карлова Е.К., Карлов Н.В. и др. *Письма в ЖТФ*, **2**, 212 (1976).
15. Дацкевич Н.П., Карлова Е.К., Карлов Н.В. и др. *Квантовая электроника*, **4**, 457 (1977).
16. Аполлонов В.В., Бункин В.Ф., Бычков Ю.И. и др. *Квантовая электроника*, **8**, 1331 (1981).
17. Месяц Г.А., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 568 (2003).
18. Kovalchuk V.M., Mesyats G.A., Orlovskii V.M., Tarasenko V.F. *Laser Phys.*, **16** (1), 13 (2006).
19. Аккерман А.Ф. *Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
20. Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. *Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе* (Алма-Ата: Наука, 1972).
21. Булаев В.Д., Лысенко С.Л., Данилов С.Ю. *Труды ВлГУ*, вып. 7, 92 (2010).
22. Глотов Е.П., Данилычев В.А., Холин И.В. *Труды ФИАН*, **116**, 188 (1980).
23. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
24. Ильин В.П. *Численные методы решения задач электрофизики* (М.: Наука, 1985).
25. Бакаев В.Г., Вадковский А.Д., Данилов Е.О. и др. *Квантовая электроника*, **21** (1), 7 (1994).
26. Булаев В.Д., Булаева О.Б. Авт. свидетельство СССР № 1840810 (1990).
27. Cason C., Perkins I.E., Werkheiser A.H., et al., *AIAA J.*, **15**, 1079 (1977).