

УДК 533.6.011:536.25+535.23

НЕПРЕРЫВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В УСЛОВИЯХ ТЕПЛОВОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

РАЙЗЕР Ю. П., СУРЖИКОВ С. Т.

Непрерывный оптический разряд, горящий в луче CO_2 -лазера [1], отличается высокой температурой в равновесной плотной плазме — 15 000–20 000 К, возможностью сколь угодно долгого существования в открытом пространстве, генерацией плазменной струи при продувке газа. Оптический разряд возникает в процессах лазерной технологии [2], на его основе разрабатывают лазерные ракетные двигатели [3].

Экспериментальные исследования последнего времени [4–6] дали материал для проверки теоретических моделей [7–9], которые неплохо описывают поведение разряда в различных условиях. Вместе с тем имеется ряд нерешенных задач, к которым в первую очередь следует отнести изучение радиационно-конвективного взаимодействия в непрерывном оптическом разряде. Уже первые одномерные и двумерные численные расчеты [7, 9] показали на их важную роль в процессах горения и погасания разрядов.

Выяснению взаимной роли таких процессов, как свободно-конвективное движение газа, поглощение лазерного излучения и теплообмен излучением, посвящена данная работа, в которой теоретически исследуется процесс горения непрерывного оптического разряда в условиях эксперимента [6]. Решена двумерная задача о конвективном движении газа в оптическом разряде, горящем в вертикальном луче CO_2 -лазера внутри цилиндрического объема. Изучены основные закономерности тепловой гравитационной конвекции излучающего воздуха в условиях локального термодинамического равновесия при атмосферном давлении в диапазоне температур 300–20000 К.

1. Постановка задачи. Рассмотрим движение вязкого теплопроводного селективно излучающего газа в поле тяжести в замкнутом цилиндре, стенки которого поддерживаются холодными, а в центральной области, там где фокусируется лазерный луч, горит непрерывный оптический разряд с температурой 15000–20000 К. Характерный размер высокотемпературной области разряда — 1 см, размеры камеры: радиус $R=2$ см, высота $L=3-5$ см. Лазерный луч входит в камеру через верхнее или нижнее основание. Разряд горит при атмосферном давлении, поэтому допустимо предположение о локальном термодинамическом равновесии. В этом случае все термодинамические функции и коэффициенты переноса зависят только от температуры и давления.

При численном исследовании двумерных дозвуковых течений, когда изменения давления малы, целесообразно исключить его при перекрестном дифференцировании уравнений Навье - Стокса относительно проекций скорости на координатные оси. Естественной для рассматриваемой задачи является цилиндрическая система координат. Введение в качестве искомых функций азимутальной компоненты вектора вихря скорости $(\text{rot } \mathbf{V})_\varphi = \omega = -\partial v / \partial x - \partial u / \partial r$, функции тока $\Psi(x, r)$ и энтальпии $H(x, r)$ позволяет описать процесс горения непрерывного оптического разряда следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{\omega}{r} \right) + \text{div} \left(\rho \mathbf{V} \frac{\omega}{r} \right) = S_1 + S_2 + S_3 + \frac{g}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} \quad (1.1)$$

$$S_1 = \frac{1}{r^2} \text{div} \left[\frac{1}{r^2} \text{grad} \left(\mu \frac{\omega}{r} \right) \right]$$

$$S_2 = \frac{2}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] +$$

$$+ \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \frac{2v}{r^3} \frac{\partial \mu}{\partial x}$$

$$S_3 = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right]$$

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{\rho r^2} \operatorname{grad} \psi \right) = -\frac{\omega}{r} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = r \rho u, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -r \rho v \quad (1.3)$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} H) = \operatorname{div} \left(\frac{\lambda_T}{c_p} \operatorname{grad} H \right) + W - Q, \quad H = \int c_p(T) dT \quad (1.4)$$

где T , c_p — температура и теплоемкость при постоянном давлении, λ_T — теплопроводность, x , r — осевая и радиальная координаты, u , v — проекции скорости \mathbf{V} на оси x и r , ρ , μ — плотность и вязкость, g — проекция вектора ускорения свободного падения на ось x . Первые слагаемые в левых частях (1.1) и (1.4) введены для решения задачи методом установления.

В уравнении (1.4) использовано заведомо выполняемое для рассматриваемой задачи условие о сильно дозвуковом течении газа $M \ll 1$, благодаря чему давление при расчете термодинамических функций можно считать постоянным.

Энергетический баланс произвольного элементарного объема газа определяют процессы конвекции, теплопроводности, поглощения лазерного излучения и переноса теплового селективного излучения. Если не учитывать рефракцию лазерного излучения на плазме непрерывного оптического разряда, то радиус условной границы луча можно считать зависящим только от осевой координаты $R_l = R_l(x)$ [7]. Профиль интенсивности излучения в радиальном сечении луча принимается Гауссовым, поэтому удельная мощность энерговыделения, обусловленная поглощением лазерного излучения, представляется в виде

$$W = \frac{2\mu_\omega P}{\pi R_l^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{R_l^2}\right), \quad \mu_\omega = \mu_\omega[T(x, r=0)] \quad (1.5)$$

где μ_ω — объемный коэффициент поглощения лазерного излучения, R_l — радиус луча по уровню e^{-1} амплитуды поля, P — мощность лазерного излучения, которая ослабляется по закону

$$\frac{dP}{dx} = -\mu_\omega P \quad (1.6)$$

Удельная мощность источников тепла, связанная с переносом теплового излучения

$$Q = \int_0^\infty c \kappa_\lambda (U_{p\lambda} - U_\lambda) d\lambda = \sum_{k=1}^{N_k} c \kappa_k (U_{pk} - U_k) \Delta\lambda_k \quad (1.7)$$

определяется при решении многогруппового уравнения переноса

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{3\kappa_k} \operatorname{grad} U_k \right) = \kappa_k (U_k - U_{pk}) \quad (1.8)$$

Здесь κ , U , U_p — объемный коэффициент поглощения, плотность излу-

чения среды и абсолютно черного тела, c — скорость света. Индексом l помечены спектральные, а индексом k — групповые характеристики, которые находятся осреднением в каждом из N_k спектральных диапазонов. Например, в k -м диапазоне длин волн

$$\kappa_k = \frac{1}{\Delta\lambda_{k\Delta\lambda_k}} \int \kappa_\lambda d\lambda$$

Уравнение (1.8) представляет собою диффузионное приближение к решению исходного уравнения переноса в двумерной цилиндрической геометрии [10].

На границах расчетной области ставятся условия непротекания и постоянства температуры. Поверхности, ограничивающие расчетную область, считаются неотражающими тепловое излучение. Они испускают излучение как абсолютно черное тело при температуре поверхности $T_w = 300$ К.

2. Теплофизические, переносные и оптические свойства газа. Расчеты проводились для воздуха атмосферного давления. Состав, плотность электронов и термодинамические функции $c_p(T)$, $H(T)$ вычислялись на основе данных [11] и табулировались с шагом $\Delta T = 200$ К. Вязкость μ и теплопроводность λ_T заимствовались из работы [12]. Текущие значения функций находились посредством линейной интерполяции по температуре.

Полный спектральный диапазон теплового излучения $\Delta\lambda = 0,02 - 4,0$ мкм разбивался на $N_k = 10$ неравномерных участков [13], в пределах каждого из которых коэффициент поглощения задавался как функция температуры. Перенос в атомных линиях не учитывался, так как в работе [9], где подробно рассмотрен вопрос об учете атомных линий, сделан вывод о возможности пренебрежения ими при решении задачи о гидродинамике оптического разряда.

Коэффициент поглощения излучения CO_2 -лазера на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм вычислялся по формуле

$$\mu_\omega = 11,7 p_e^2 \left(\frac{T}{10^4}\right)^{-1/2} \left\{ 0,55 \ln \left[27 \left(\frac{T}{10^4}\right)^{1/2} p_e^{-1/2} \right] \right\}$$

где локальное значение парциального давления электронов p_e находилось по температуре и составу воздушной плазмы.

3. Метод решения. Система уравнений (1.1) — (1.8) решалась конечно-разностным численным методом. Искалось стационарное решение задачи. Использовались неравномерные расчетные сетки по обеим координатам. Сгущение узлов сетки производилось вблизи точки геометрического фокуса, где и располагается непрерывный оптический разряд.

При конечно-разностной аппроксимации уравнений (1.1), (1.2), (1.4) использовалась консервативная гибридная схема (первого-второго порядка точности по пространству и первого порядка по времени [14, 15]). На границе области функции тока полагались равной нулю, а функция ω находилась по формуле первого порядка точности, связывающей значения вихря и функции тока в граничных узлах [14]. Использование аппроксимаций более высокого порядка точности [14] не сказалось на результатах. По-видимому, в рассматриваемом случае определяющим для конвекции является взаимодействие газового потока с высокотемпературной областью разряда.

В уравнении сохранения энергии удельная мощность источников тепла, обусловленных переносом теплового излучения, представлялась в виде двух слагаемых. Одно из них отвечало потерям энергии из-за ее испускания, а другое — увеличению в результате поглощения излучения. Эффективность итерационного процесса решения задачи повышалась при линеаризации первого из слагаемых по Ньютону.

Применявшаяся конечно-разностная схема для решения уравнения переноса (1.8) аппроксимировала его на оптически толстых ячейках. При этом использовалось уточнение подхода [10], заключающееся в учете экспоненциального ослабления потоков в поглощающих расчетных ячейках.

Система пятиточечных разностных уравнений решалась методом [10] последовательно для нахождения функций ω , ψ , H , U_k . Оптимизация этого внешнего итерационного процесса, заключающаяся в организации дополнительных внутренних итераций для ω и H , позволила в несколько раз повысить эффективность счета.

4. Результаты расчетов. Исследовались три варианта. Первые два различались направлением фокусировки лазерного луча на разряд — снизу и сверху. В том и другом случае разряд горит в середине камеры. Третий вариант соответствует фокусировке луча сверху на разряд, горящий вблизи нижнего основания. Во всех вариантах мощность лазера $P = 6$ кВт, радиус

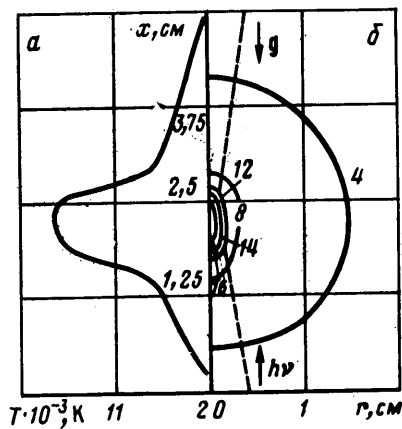
нефокусированного луча $R_l(x=0)=0,4$ см, фокусное расстояние линзы $f=2,5$ см, радиус кружка фокусировки $R_k=0,1$ см, ускорение свободного падения направлено вертикально вниз. В первых двух вариантах высота камеры $L=5$ см, расстояние точки геометрического фокуса от нижнего основания $L_f=2,5$ см, а в третьем варианте $L=3$ см и $L_f=0,5$ см.

Рассмотрим случай фокусировки луча снизу на разряд, горящий в центре камеры, что соответствует условиям экспериментов [6].

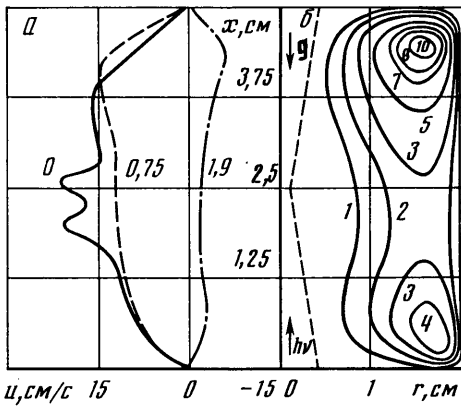
На фиг. 1 показаны осевое распределение температуры (а) и изотермы (б). Штриховой линией нанесена граница лазерного луча. Числа у изотерм — значения температуры в 10^3 К. Высокотемпературная область разряда смещена навстречу лучу на $\sim 0,5$ см, ее форма и размеры хорошо соответствуют экспериментальным данным [4], полученным в близких условиях. Внутри камеры устанавливается стационарное движение газа, обусловленное механизмом тепловой гравитационной конвекции. Особенностью этого течения является то, что на свободно-конвективное движение накладывается механизм радиационно-конвективного взаимодействия, который, как будет показано ниже, может существенно влиять на весь процесс. Задача является сложным образом самосогласованной. Заметим, что полученные результаты расчетов отвечают приближению объемного высвечивания теплового излучения.

Из-за замкнутости рассматриваемого объема движение носит вихревой циркуляционный характер. На фиг. 2 показаны осевые распределения скорости u на разных радиальных расстояниях (а) и линии равных функций тока (б). Числа у кривых на фиг. 2, а обозначают расстояние от оси симметрии в см, у изолиний на фиг. 2, б — значения функции тока в единицах $1,26 \cdot 10^{-4}$ г/с. Вблизи оси камеры скорость потока u направлена вверх, а вблизи боковой стенки — вниз. Однако против ожидаемого в [6] в рассматриваемой геометрии обнаружена двухвихревая структура течения. Она характеризуется следующими критериями: $Re=f\rho u_0/\mu=0,056$, $Fr=u_0/\sqrt{gf}=0,02$, где $u_0=1$ см/с — характерная скорость конвективного движения в камере, плотность и вязкость взяты при характерной температуре 18500 К.

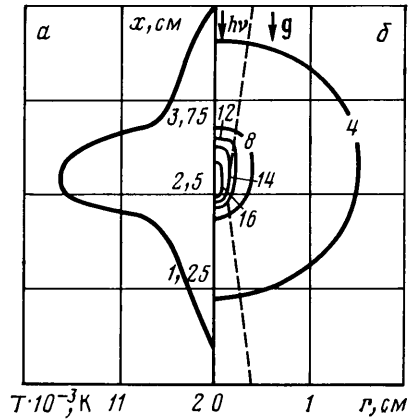
В теории устойчивости вихревых течений и численными расчетами [14] показано, что на количество вихрей, образующихся в замкнутом объеме, определяющее влияние оказывают его размеры. В рассматриваемом случае высота камеры в 2 раза больше ее радиуса, поэтому, несмотря на усложняющую задачу радиационно-конвективное взаимодействие в потоке, основные закономерности вихреобразования подтверждаются. Изменение направления лазерного луча не вносит нового качества в поведение потока. На фиг. 3 показаны осевое распределение температуры (а) и изотермы (б) без учета реабсорбции для случая фокусировки лазерного излучения сверху—вниз, т. е. когда направление луча совпадает с направлением вектора ускорения свободного падения. В противоположность предыдущему варианту плазма смещается от точки геометрического фокуса вверх и, несмотря на то, что конвективный поток пытается вытолкнуть разряд из фокуса, разряд горит устойчиво и температурное распределение вдоль оси практически зеркально-симметрично по отношению к первому варианту. Небольшое отличие все же имеется. В первом случае протяженность наиболее высокотемпературной области разряда больше на $\sim 0,1$ см за счет газового потока, направленного вверх. На форму переднего фронта разряда поток газа не оказывает сколько-нибудь заметного влияния, что



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

хорошо согласуется с результатами расчетов по квазиодномерной модели [7]. Во втором случае относительно низкотемпературный поток поджимает разряд и его протяженность сокращается.

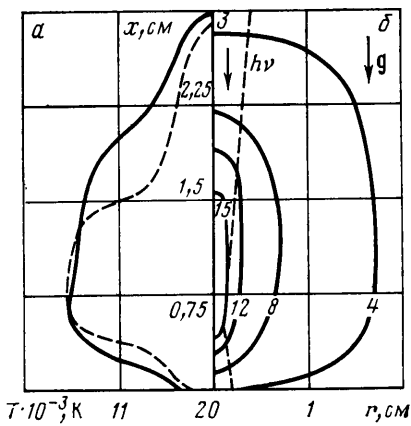
Изменение местоположения высокотемпературной области разряда приводит к изменению параметров потока на периферии камеры. Если в первом случае более интенсивный вихрь располагался вверху, то во втором случае — внизу. Однако максимальная величина осевой скорости u вблизи оси практически не изменилась.

Следует подчеркнуть, что влияние конвективного потока на стабильность непрерывного оптического разряда не всегда будет слабым. Увеличение радиуса пятна фокусировки R_f или уменьшение мощности лазера P приведет к уменьшению устойчивости разряда, и даже незначительного возмущения газовым потоком будет достаточно для срыва горения. Очевидно, что при этом в первом варианте, когда луч фокусируется снизу, будет наблюдаться большая устойчивость разряда.

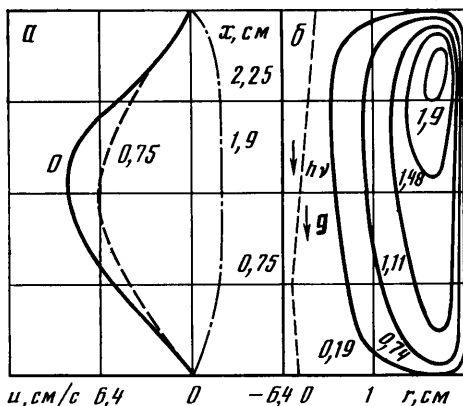
Третий вариант был выбран с целью изучения гидродинамики процесса горения оптического разряда вблизи поверхности. Расчеты проводились как с учетом, так и без учета реабсорбции теплового излучения; воздействие плазмы на поверхность камеры не учитывалось. Распределение температуры в камере и вдоль оси (с учетом реабсорбции излучения) показано на фиг. 4, а функции тока и скорости — на фиг. 5. В рассмотренном случае возникает одновихревая картина течения, чему также способствует местоположение высокотемпературной области вблизи нижнего основания. Максимальная осевая скорость потока на оси уменьшилась по сравнению с предыдущими вариантами, поэтому на разряд она оказывает еще меньшее влияние.

В результате численного моделирования оказалось возможным оценить влияние реабсорбции излучения на структуру разряда. На фиг. 4 штриховыми линиями показано осевое распределение температуры, полученное в приближении объемного высвечивания. Более точный учет эффектов переноса теплового излучения приводит к заметному увеличению размеров разряда. Так, осевая длина высокотемпературной области возросла до $\sim 1,5$ см. Несколько снизилась максимальная температура в разряде. Увеличение размеров высокотемпературной области оптического разряда сильно сказалось на скорости движения газа внутри камеры. Хотя и в том, и в другом случаях вихревая структура изменилась незаметно, максимальная скорость потока упала при учете реабсорбции примерно в 2 раза.

В заключение отметим, что полученные в данной работе численные результаты по радиационно-конвективному взаимодействию в газе при тепловой гравитационной конвекции позволяют улучшить понимание ме-



Фиг. 4



Фиг. 5

ханизмов погасания непрерывных оптических разрядов, что имеет важное значение в процессах лазерной технологии, а также приступить к их прямому численному моделированию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Оптические разряды // Успехи физ. наук. 1980. Т. 132. Вып. 3. С. 549–581.
2. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
3. Глэмб Р. Дж., Криер Х. Принципы устройства и современное состояние лазерных ракетных двигателей // Аэрокосмическая техника. 1985. Т. 3. № 1. С. 119–132.
4. Keefer D. R., Henriksen B. B., Braerman W. F. Experimental study of a stationary laser-sustained air plasma // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. № 3. P. 1080–1083.
5. Генералов Н. А., Захаров А. М., Косынкин В. Д., Якимов М. Ю. Устойчивость непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. № 2. С. 94–94.
6. Uhlenbusch J. High pressure continuous optical discharges // XVI Int. Conf. Phenom. Ionized Gases. Düsseldorf, 29 aug.– 2 sept., 1983. Inv. Pap. 1983. P. 119–130.
7. Райзер Ю. П., Суржиков С. Т. Исследование процесса в оптическом плазмотроне на основе численных расчетов // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 11. С. 2301–2310.
8. Гладуш Г. Г., Мамзер А. Ф., Явозин А. Н. Двумерный расчет непрерывного оптического разряда // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 2. С. 236–243.
9. Райзер Ю. П., Силантьев А. Ю., Суржиков С. Т. Двумерные расчеты процессов в оптическом плазмотроне с учетом лучистого теплообмена: Препринт № 284. М.: ИПМ АН СССР, 1986. 48 с.
10. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
11. Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочное издание в 4-х т./Под ред. Глушко В. П. М.: Наука, 1978. Т. 1. Кн. 1. 495 с.; Кн. 2. 327 с.
12. Соколова И. А. Коэффициенты переноса воздуха в области температур от 3000 до 25 000 К и давлений 0,1; 1; 10; 100 атм // ПМТФ. 1973. № 2. С. 80–90.
13. Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов. Методические указания: РД 50-25645. 114-84. М.: Изд-во стандартов, 1984. 60 с.
14. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 285 с.
15. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 616 с.

Москва

Поступила в редакцию
7.IV.1988