

S. T. Surzhikov, Origination of return flows in an optical plasma generator under conditions of radiative combustion of discharge, *TVT*, 1994, Volume 32, Issue 2, 292–298

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use <http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.171

March 23, 2025, 14:54:15



УДК 519.6:533.7

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВОЗВРАТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ПЛАЗМОТРОНЕ ПРИ РАДИАЦИОННОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ РАЗРЯДА

© 1994 г. С. Т. Суржиков

Институт проблем механики РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 07.12.93 г.

Рассматриваются физическая и математическая модели, методика и результаты численного моделирования радиационно-газодинамических процессов в оптическом плазмотроне, работающем в радиационном режиме горения непрерывного оптического разряда. Расчетным путем определены условия, при которых в камере оптического плазмотрона могут возникать стационарные вихревые течения.

Введение. Исследование газодинамической структуры потока и сложного (радиационно-конвективного) теплообмена в оптических плазмотронах (ОП) [1] и лазерных ракетных двигателях (ЛРД) [2 - 4] составляет одно из актуальных направлений современной физической механики, представляющих значительный интерес для прикладных целей. Во многом подобные явления имеют место в большом числе энергетических устройств с локальным нагревом газа, например в плазменных генераторах и плазмохимических реакторах, работающих на основе дугового, высокочастотного и сверхвысокочастотного разрядов. Поскольку способы нагрева и начального ускорения газового потока в лазерных ракетных двигателях и оптических плазмотронах подобны, в дальнейшем будем говорить лишь об одном типе устройств – оптическом плазмотроне.

Основу работы ОП составляет явление стационарного существования плазмы (непрерывный оптический разряд – НОР) в сфокусированном луче лазера, как правило, CO_2 -лазера непрерывного действия. Режим работы ОП определяется следующим набором параметров:

1) мощностью лазерного излучения P_L , волновым числом излучения лазера ω , качеством и геометрией луча (расходимостью Θ , распределением интенсивности в луче, степенью фокусировки), минимальным размером луча в точке фокусировки), временными характеристиками излучения (непрерывное или импульсное);

2) типом используемого газа и рабочим давлением p ;

3) скоростью u_0 , начальной температурой T_0 и пространственным распределением газового потока в окрестности НОР;

4) конструктивными особенностями газодинамического тракта – формой канала, способом подачи газового потока и его подогревом.

К настоящему времени выполнены экспериментальные и расчетные исследования областей

существования НОР при различных степенях фокусировки лазерного излучения в переменных: " $P_L - p$ ", " $P_L - u_0$ " [5 - 8]. Изучены закономерности существования НОР в различных газах [5, 7]. В экспериментах [8, 9] и расчетно-теоретических работах [10, 11] проанализировано возникновение нестационарных режимов горения НОР и заметное влияние неравновесных физико-химических процессов в газах [12].

В [1] даны результаты расчетного исследования режимов работы ОП при различных скоростях газового потока и способах организации прокачки газа через ОП. Особенностью указанной работы является то, что во всех изученных случаях НОР горел в теплопроводностном режиме, когда лазерное излучение фокусировалось в область миллиметрового размера и теплопроводность являлась основным механизмом потери энергии из разряда. С увеличением мощностей используемых лазеров от ~1кВт до сотен и тысяч киловатт появляется возможность увеличивать размеры НОР с соответствующим изменением параметров ОП и ЛРД. Однако при этом происходит смена режимов горения разряда – от теплопроводностного к радиационному. Втекающий в разряд газ разогревается не теплопроводностью, а тепловым излучением. Первые численные расчеты распространения дозвуковых радиационных волн в одномерном приближении [13, 14] свидетельствовали об усложнении расчетно-теоретического описания радиационного режима по сравнению с теплопроводностным из-за селективного характера теплового излучения и чрезвычайно резкой зависимости радиационных потерь от температуры.

Двумерные расчеты движения НОР в радиационном режиме [11] из-за большой трудоемкости были выполнены лишь для нескольких вариантов. Практически во всех расчетах отмечалось появление неустойчивости численного решения, при этом однозначно различить счетные и физи-

ческие неустойчивости не удалось. Вместе с тем было установлено, что весьма опасными для устойчивости НОР в радиационном режиме оказываются колебания температуры в объеме высокотемпературной области, а также крупномасштабные возмущения потока.

Очевидно, что вопрос о механизмах потери устойчивости НОР в потоке газа имеет не только научный интерес, но, в первую очередь, исключительно важен для разработки ОП и ЛРД. Поэтому в данной работе расчетным путем изучаются причины возникновения указанных крупномасштабных вихревых движений газа в окрестности НОР, горящего в камере ОП в радиационном режиме.

Постановка задачи и метод решения. Рассмотрим вынужденное конвективное движение вязкого теплопроводного газа в трубе постоянного сечения, на оси симметрии которой на расстоянии x_c от входного сечения фокусируется излучение CO_2 -лазера непрерывного действия (различные схемы камер ОП см. в [1]). В качестве начального условия в области фокусировки задается температурное поле следующего вида:

$$T(x, r) = T_0 + (T_{\max} - T_0) \times \exp[-(x - x_c)^2/b_x^2 - r^2/b_r^2],$$

где $T_0 = 500 \text{ K}$, $T_{\max} = 18000 \text{ K}$ – минимальная и максимальная начальные температуры; x, r – осевая и радиальные переменные; b_x, b_r – постоянные. Эволюция указанного температурного распределения в поле лазерного излучения в присутствии газового потока описывается системой уравнений сохранения энергии, неразрывности и Навье–Стокса (в переменных ψ и ω), переноса селективного теплового излучения (в форме многогруппового P1-приближения метода сферических гармоник) и переноса лазерного излучения (в приближении геометрической оптики)

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho V c_p \text{grad} T = \text{div}(\lambda_i \text{grad} T) + Q_L - Q_R, \quad (1)$$

$$\text{div}[1/(\rho r^2) \text{grad} \psi] = -\omega/r, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega/r) + \text{div}(\rho V \omega/r) = \\ & = r^{-2} \text{div}[r^2 \text{grad}(\mu \omega/r)] - \frac{2v}{r^3} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \\ & + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \\ & + \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \right\} + \\ & + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$Q_R = \int_0^\infty \kappa_\omega (U_{b,\omega} - U_\omega) d\omega = \sum_k^{N_k} \kappa_k (U_{b,k} - U_k) \Delta \omega_k, \quad (4)$$

$$\text{div} \left(\frac{1}{3\kappa_k} \text{grad} U_k \right) = \kappa_k (U_k - U_{b,k}), \quad (5)$$

$$Q_L = k_{L,\omega} P_L \exp(-r^2/R_L^2) \exp\left(-\int_0^x k_{L,\omega} dx'\right) / \pi R_L^2, \quad (6)$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad r\mu u = \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad r\rho v = -\frac{\partial \psi}{\partial x},$$

где u, v – проекции скорости V на оси координат x и r цилиндрической системы координат; ρ, c_p – плотность и удельная теплоемкость при постоянном давлении; μ – динамический коэффициент вязкости; λ_i – коэффициент теплопроводности; κ, U, U_b – объемный коэффициент поглощения, объемная плотность излучения среды и абсолютно черного тела; индексом ω помечены спектральные, а k – групповые характеристики, которые находятся осреднением в каждом из $N_k = 6$ спектральных диапазонов $\Delta \omega_k$; $k_{L,\omega}$ – объемный коэффициент поглощения лазерного излучения. Уравнения (2) и (3) решаются методом установления, поэтому они аппроксимируют уравнения Навье–Стокса лишь при сходимости к стационарному решению.

Граничные условия для решения системы уравнений (1) – (5): на входе в камеру – невозмущенный поток со скоростью u_0 и температурой T_0 ; на боковой поверхности – равенство нулю скорости и постоянная температура T_0 , на оси симметрии – равенство нулю функций ψ и ω , а также производных T и u ; в выходном сечении канала – равенство нулю первых производных функций T, ω, ψ, u . Боковая поверхность принималась абсолютно черной.

Система уравнений (1) – (6) решалась неявным конечно-разностным методом гибридного (первого-второго) порядка точности на неравномерных сетках 60×20 (по x и r соответственно). В силу малости изменения давления учитывалась лишь температурная зависимость термодинамических, оптических и переносных свойств газа. С учетом специфики решаемой задачи о радиационном режиме горения разряда несколько изменялась (по сравнению с [11]) схема расщепления решаемой системы уравнений по физическим процессам. Основной итерационный процесс был организован между уравнениями сохранения энергии (1), переноса селективного теплового (4), (5) и лазерного (6) излучения. На этом этапе решалась практически истинно нестационарная задача радиационно-кондуктивного теплообмена. При достижении сходимости функций T и U_k на каждом временном шаге начиналось итерационное решение системы уравнений (2) и (3), после

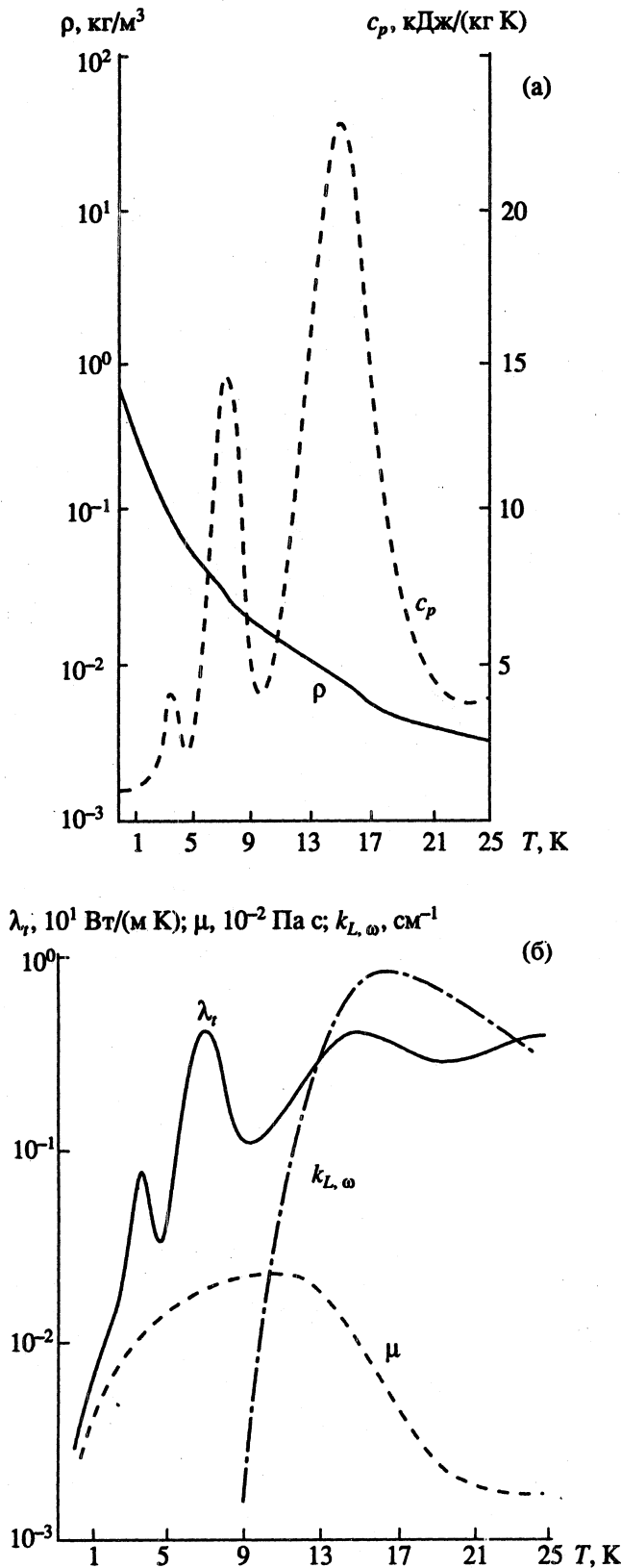


Рис. 1. Термодинамические, переносные и оптические свойства низкотемпературной воздушной плазмы при 1 атм: а – плотность, эффективная удельная теплоемкость при постоянном давлении; б – динамический коэффициент вязкости, коэффициент теплопроводности и объемный коэффициент поглощения лазерного излучения.

чего все указанные итерационные процессы повторялись до тех пор, пока не достигалось полной сходимости искомым функциям на временном шаге. Заметим, что при такой организации итераций нельзя говорить об описании истинной нестационарности процесса. Поэтому результаты расчетов могут претендовать лишь на установление факта существования стационарного решения. Сходимость и единственность решения задачи подтверждались численными экспериментами на различных расчетных сетках и вариацией местоположения и формы начального температурного распределения.

Термодинамические, переносные и оптические свойства газа. Рассматривается воздух атмосферного давления в приближении локального термодинамического равновесия. Максимальная температура в НОР может достигать 15000 - 20000 К, что определяет температурный диапазон 500 - 20000 К, в котором необходимо задавать материальные функции (ρ , c_p , μ , λ_l , κ_k , $k_{L,\omega}$), входящие в систему (1) - (6). Исползованные в вычислительной модели термодинамические, оптические и переносные свойства (см. рис. 1) рассчитывались с применением компьютерной системы MONSTR [15], а также заимствовались из работы [16]. При расчете переноса теплового излучения атомные линии не учитывались, что для данного класса задач обосновано в [17].

Результаты математического моделирования. Расчеты проводились для цилиндрической камеры ОП длиной 16 см и радиусом 1 см. Лазерный луч фокусировался в точке $x_c = 5$ см. Фокусное расстояние линзы $f = 5$ см, а радиус луча $R_L = 1$ см. Наименьший размер луча в точке фокусировки составлял $R_k = 0.4$ см, что отвечало полурасходимости $\Theta \approx 0.08$ рад.

Были выполнены две серии расчетов. В первой серии при фиксированной мощности лазерного излучения $P_L = 80$ кВт изменялась скорость воздуха на входе в канал в диапазоне $u_0 = 0.1 - 3$ м/с. Во второй серии при постоянной скорости $u_0 = 2$ м/с изменялась мощность лазерного излучения $P_L = 80 - 125$ кВт. Во всех расчетах температура вдвухаемого воздуха и температура стенки полагались постоянными и равными $T_0 = 500$ К. Подчеркнем, что в указанном диапазоне изменения входных параметров были найдены установившиеся численные решения.

На рис. 2 показано распределение температуры и скорости на оси симметрии цилиндрического объема, полученные в первой серии расчетов в приближении объемного высвечивания. Учет реабсорбции теплового излучения в рассматриваемых условиях приводит к неприципиальным изменениям структуры температурного поля и скорости (см. ниже), при этом существенно уменьшая эффективность вычислений. С увеличением скорости u_0 происходит закономерное смещение горячей области разряда ближе к точке фокусировки.

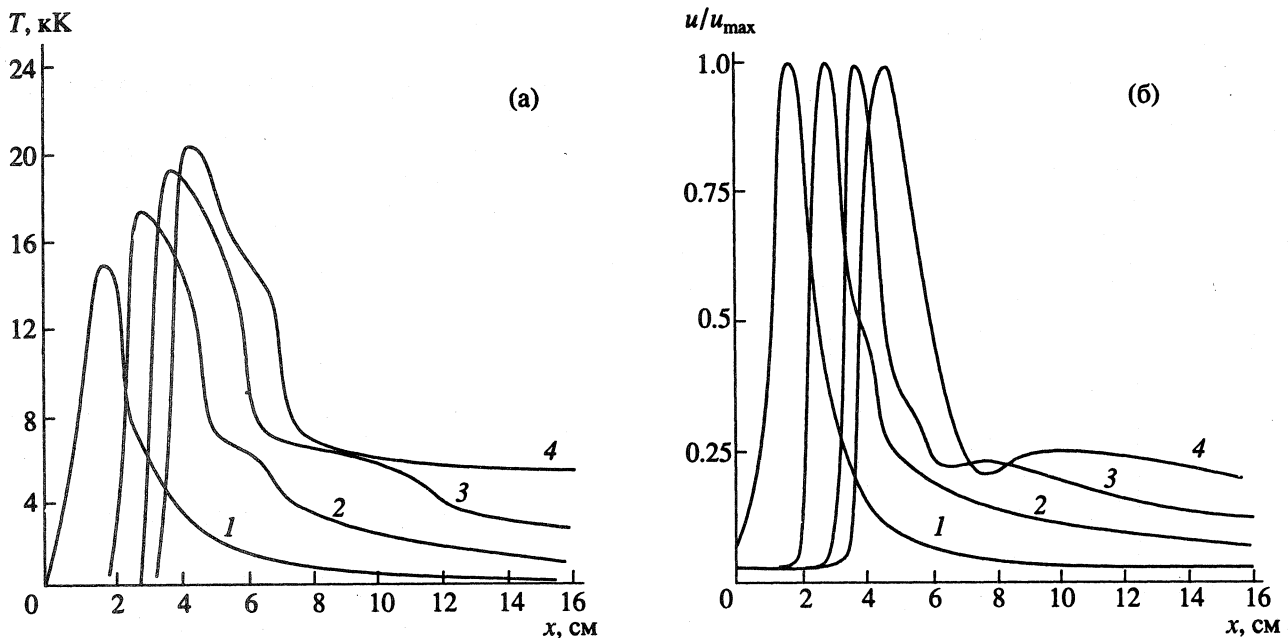


Рис. 2. Распределение температуры (а) и скорости (б) вдоль оси симметрии воздушного ОП при $P_L = 80$ кВт. Цифры у кривых: 1 – $u_0 = 0.1$ м/с, $u_{\max} = 2.89$ м/с; 2 – $u_0 = 0.4$ м/с, $u_{\max} = 14.94$ м/с; 3 – $u_0 = 1.0$ м/с, $u_{\max} = 38.43$ м/с; 4 – $u_0 = 2.0$ м/с, $u_{\max} = 70.67$ м/с.

Дальнейшее движение разряда в положительном направлении оси x (за область сходимости лазерного излучения) невозможно, и при незначительном дополнительном росте скорости u_0 разряд сдувается.

С увеличением скорости u_0 происходит возрастание температуры в разряде. Изменение максимальной температуры от 15 000 до 21 000 К приводит к заметному смещению излучательной способности разряда в ультрафиолетовую область (примерно от 0.193 мкм до 0.137 мкм), что важно как для анализа физики процесса, так и для выбора адекватной радиационной модели среды, используемой в расчетах.

Анализ осевых распределений скорости показывает, что по мере увеличения скорости u_0 за горячей областью можно обнаружить немонотонность в поведении осевой скорости (при $u_0 = 1$ и 2 м/с). Проследить за дальнейшим развитием этой немонотонности не удастся, так как при скорости больше 2 м/с разряд сдувается. Если сравнить величины $\rho_0 u_0 \approx 0.14$ г/(см² с) и $\rho(T_{\max})u(T_{\max}) \approx 0.03$ г/(см² с), то становится ясным, что значительная часть потока отклоняется от осевого направления – обтекает разряд.

Двумерная термогазодинамическая структура разряда показана на рис. 3. Конфигурация изотерм свидетельствует о том, что высокотемпературная область разряда имеет вытянутую вдоль потока форму. Отметим также весьма сильную радиальную неоднородность потока на выходе из канала. Показательно распределение изолиний функции тока (рис. 3б), где хорошо видна дефор-

мация линий тока в окрестности высокотемпературной области НОР, а также возникновение областей расширения и сжатия газового потока в объеме разряда.

Искомый эффект образования стационарных крупномасштабных вихревых движений газа удалось обнаружить во второй серии расчетов, где изменялась мощность лазерного излучения. Здесь расчеты проводились как без учета, так и с учетом реабсорбции теплового излучения. Рассмотрим результаты, в которых учитывается реабсорбция теплового излучения. На рис. 4 показано распределение температуры и осевой скорости. С увеличением мощности лазерного излучения разряд смещается навстречу лучу. Изменение местоположения разряда сопровождается увеличением размеров разряда, хотя максимальная температура в нем остается практически неизменной. Чем больше мощность лазера, тем отчетливее проявляется тенденция к торможению потока за разрядом. И, наконец, при некоторой мощности за разрядом возникает возвратное движение газа, о чем свидетельствует появление отрицательной скорости на рис. 4б.

На рис. 5 показана пространственная структура разряда в условиях, когда возникло возвратное течение. Сравнение поля изотерм на рис. 3 и 5 позволяет судить о степени возрастания размеров разряда, а также о существенном усложнении картины течения как внутри, так и за разрядом. Замкнутая линия тока на рис. 5б свидетельствует о существовании торообразного вихря, образовавшегося за разрядом.

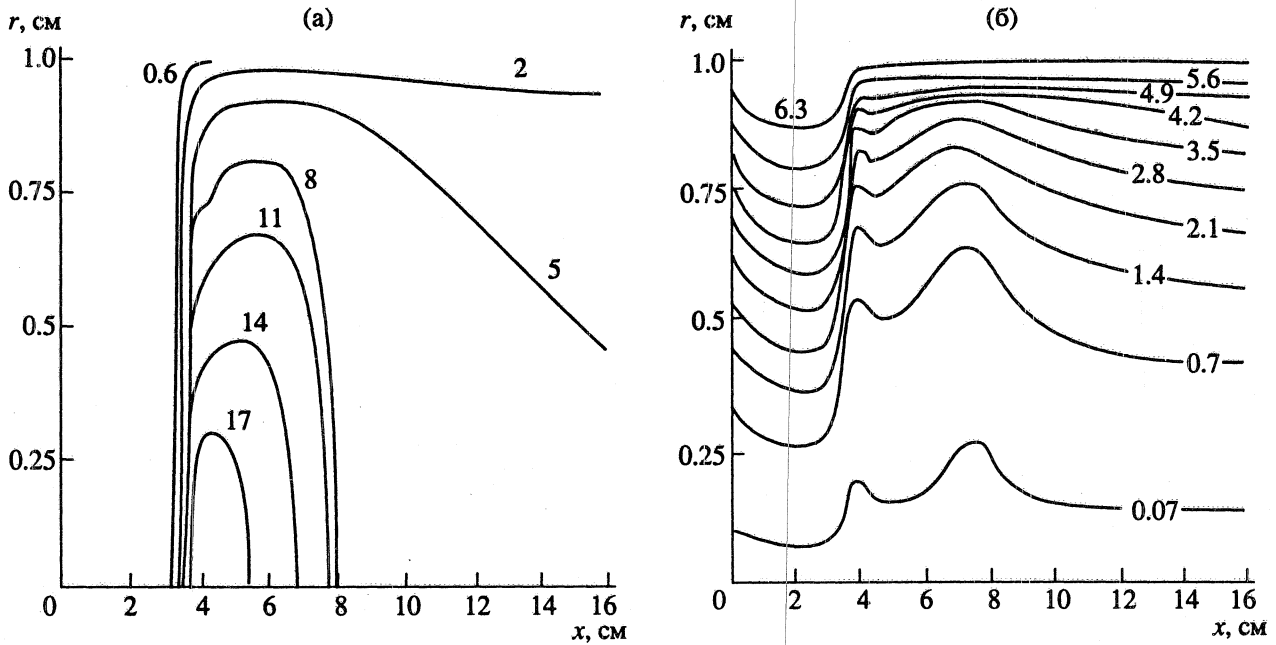


Рис. 3. Изолинии температуры (а) и функции тока (б) в воздушном ОП при $P_L = 80$ кВт и $u_0 = 2.0$ м/с. Цифры у кривых: а – температура в кК, б – функция тока в 10^{-2} г/с.

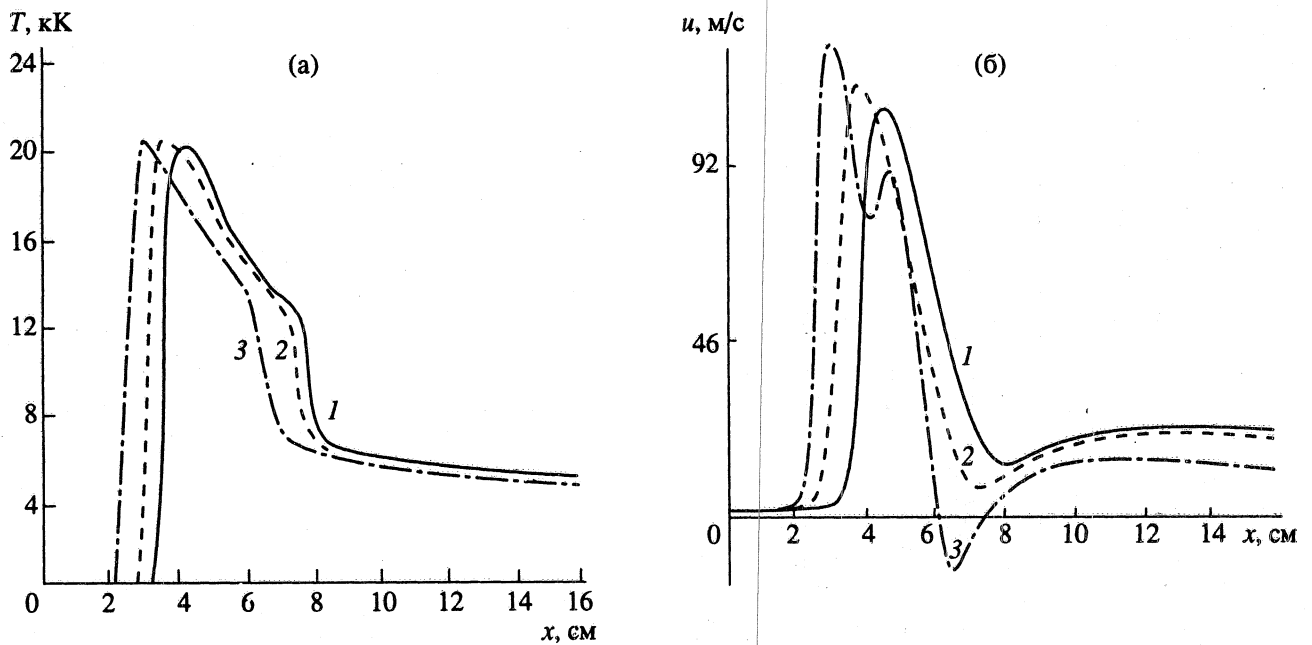


Рис. 4. Распределение температуры (а) и скорости (б) вдоль оси симметрии воздушного ОП при $u_0 = 2.0$ м/с. Цифры у кривых: 1 – $P_L = 80$ кВт, $u_{\max} = 109$ м/с; 2 – $P_L = 100$ кВт, $u_{\max} = 117$ м/с; 3 – $P_L = 120$ кВт, $u_{\max} = 126$ м/с.

Анализ газодинамической структуры в окрестности разряда позволяет предположить, что причиной возникновения вихревого движения является отрыв потока, во многом подобный тому, который наблюдается при обтекании твердых тел. Несмотря на то, что в нашем случае обтекается не твердое тело, а область пониженной плотности, из рис. 5б видно, что основная масса газа

обтекает разряд, в результате чего и создаются условия, благоприятствующие отрыву потока.

Проанализируем энергетический баланс на оси симметрии цилиндрического объема (рис. 6) для расчетного варианта с возвратным течением. Положительные значения функций отвечают поглощению энергии (нагрев газа), а отрицательные – потерям энергии (охлаждение газа). На пе-

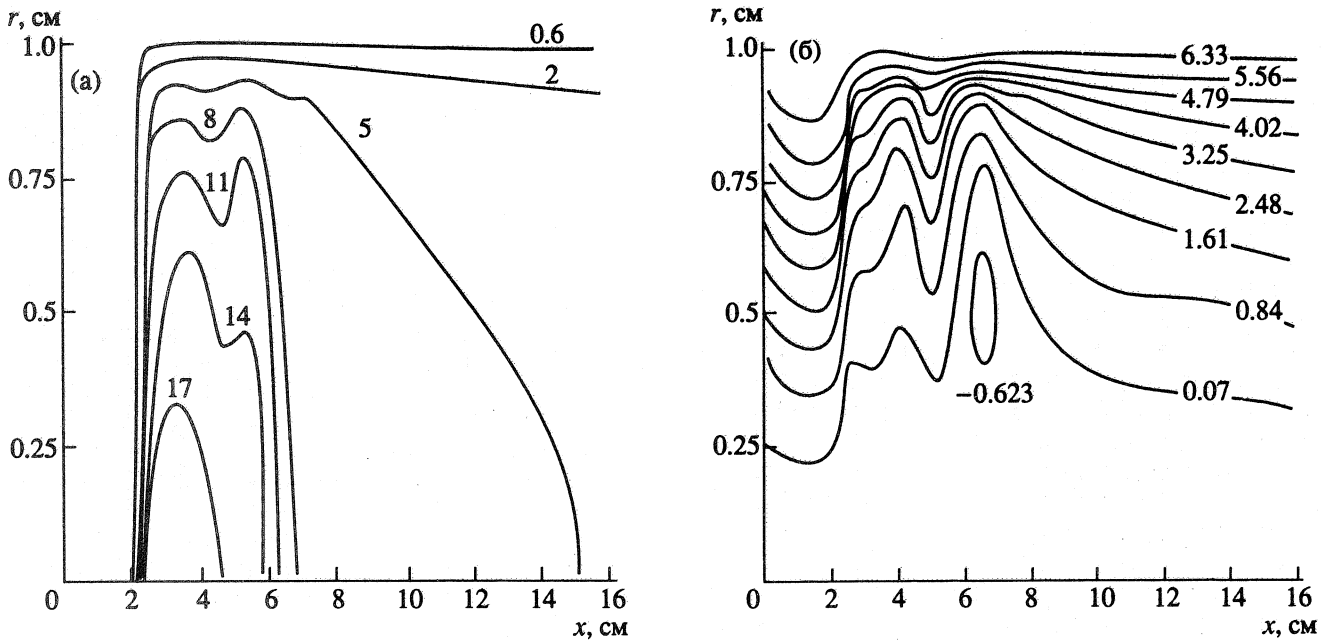


Рис. 5. Изолинии температуры (а) и функции тока (б) в воздушном ОП при $P_L = 120$ кВт и $u_0 = 2.0$ м/с. Цифры у кривых: а – температура в К, б – функция тока в 10^{-2} г/с.

рядом фронте разряда газ нагревается тепловым излучением, а потери энергии обусловлены конвекцией и теплопроводностью. Эта очень узкая зона размером не более 0.5 см сменяется протяженной зоной ≈ 4 см, в которой поглощение лазерного излучения компенсируется потерями энергии посредством теплового излучения, что и позволяет определить рассматриваемый режим горения как радиационный. Вклад конвекции и теплопроводности в этой области незначителен. Используя обсуждаемый вариант с возникновением вихревого движения как базовый, были выполнены расчеты, в которых увеличивалась мощность лазерного излучения и скорость потока u_0 . Увеличение мощности P_L до величин 130 кВт и выше приводило к возникновению колебаний температуры и скорости сначала в непосредственной окрестности разряда, а затем по всему полю течения вниз по потоку. Колебания наблюдались вблизи некоторого решения, подобного только что рассмотренному, но с заметно увеличенной интенсивностью вихря. Дальнейшее возрастание P_L приводило к потере устойчивости численного решения, по крайней мере при тех числовых параметрах разностной схемы, при которых ранее удавалось получать установившееся решение.

Неоднозначным оказалось влияние скорости u_0 . При скорости $u_0 = 3$ м/с вихревое движение подавлялось. Дальнейшее увеличение скорости приводило либо к сдуванию разряда, при котором он смещался в область акустики и там погасал, либо к возникновению счетных неустойчивостей.

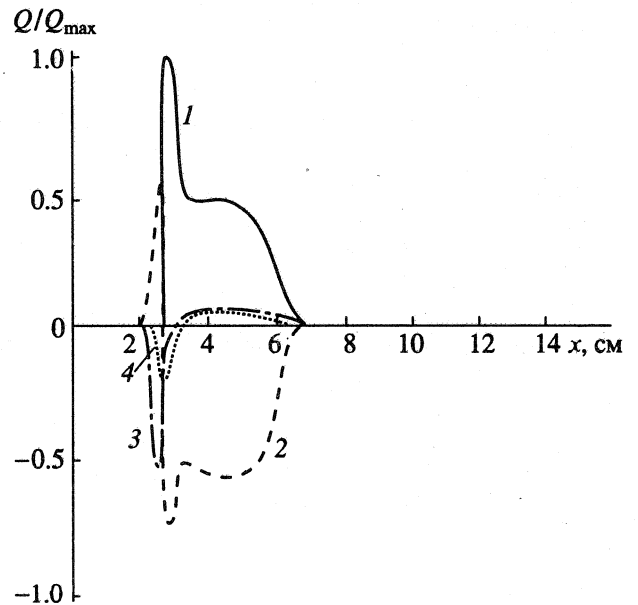


Рис. 6. Энергетический баланс на оси симметрии ОП при $P_L = 120$ кВт и $u_0 = 2.0$ м/с, $Q_{max} = 62.54$ кВт/см³. Цифры у кривых: 1 – поглощение лазерного излучения, 2 – интегральное тепловое излучение, 3 – конвекция, 4 – теплопроводность.

Таким образом, расчетным путем найдены параметры ОП, работающего в радиационном режиме горения НОР, а также установлены условия, при которых можно ожидать возникновения стационарных вихревых структур течения, обусловленных обтеканием большой массой газа области горения НОР. Следует признать, что с

практической точки зрения найденный диапазон изменения параметров, обеспечивающих существование стационарных вихревых структур, весьма узок. А вследствие наличия на опыте большого числа возмущающих факторов (пространственные и временные колебания мощности лазерного излучения, нестабильности входного потока, изменяемые соотношения между размерами обдуваемого разряда и рабочей камеры, и т.п.) – эти режимы могут вообще не реализовываться. Вместе с тем полученные расчетные результаты позволяют указать на один из возможных механизмов потери устойчивости НОР в потоке газа, а именно связанный с возникновением интенсивного вихревого движения за разрядом. Это позволяет предложить некоторые меры по повышению эффективности работы энергетических устройств рассмотренного класса: организация щелевого или пористого вдува, закрутка потока, выбор оптимальных соотношений между скоростью потока и мощностью лазера, между поперечными размерами разряда и рабочей камеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суржиков С.Т. Радиационно-конвективный теплообмен в камере оптического плазмотрона // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1205.
2. Jones L.W., Keefer D.R. // NASA's Laser Propulsion Project. *Astronautics & Aeronautics*. 1982. V. 20. № 9. P. 66.
3. Дженг С.М., Кифер Д.Р., Уэллс Р., Питерс К.Э. Лазерная плазма в потоке аргона. Ч. 2. Сравнение численных расчетов и эксперимента // *Аэрокосмическая техника*. 1988. Т. 6. № 3. С. 73.
4. Глэмб Р.Дж., Криер Х. Принцип устройства и современное состояние лазерных ракетных двигателей // *Аэрокосмическая техника*. 1985. Т. 3. № 1. С. 119.
5. Uhlenbusch J. High pressure continuous optical discharges. // XVI Int. Conf. Phenom. Ionized Gases. Dusseldorf, Sept. 1983. P. 119.
6. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Горение непрерывного оптического разряда при повышенных давлениях // *Квантовая электроника*. 1988. Т. 15. № 3. С. 551.
7. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. Непрерывный оптический разряд в молекулярных газах // *ЖТФ*. 1979. Т. 49. Вып. 11. С. 2304.
8. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. Устойчивость непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // *ФГВ*. 1986. Т. 22. № 2. С. 91.
9. Барановский А., Муха З., Перадзыньский З. Неустойчивость непрерывного оптического разряда в газах // *Успехи механики*. 1978. Т. 1. № 3/4. С. 125.
10. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. Двумерные расчеты непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха (оптического плазмотрона) // *ТВТ*. 1987. Т. 25. № 3. С. 454.
11. Суржиков С.Т. Численное моделирование медленного установившегося горения в луче CO₂-лазера // *Математическое моделирование*. 1990. Т. 2. № 7. С. 85.
12. Wu P.K. Real Gas Effect in a Laser Heated Thruster // *AIAA Journal*. 1976. V. 14. № 12. P. 1766.
13. Бергельсон В.И., Лосева Т.В., Немчинов И.В. Численный расчет задачи о распространении по газу навстречу потоку светового излучения плоской дозвуковой радиационной волны // *ПМТФ*. 1974. № 4. С. 22.
14. Джексон Дж.П., Нилсен П.Е. Роль переноса излучения в распространении волн горения, стимулированных лазером // *РТК*. 1974. Т. 12. № 11. С. 54.
15. Суржиков С.Т. Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа. М.: Наука, 1992.
16. Васильевский С.А., Жлуктов С.В., Соколова И.А., Тирский Г.А. Приближенные формулы для коэффициентов молекулярного переноса диссоциированного и ионизованного воздуха и их применение в задачах гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена. Отчет № 3359. М.: Ин-т механики МГУ 1986. 199 с.
17. Суржиков С.Т. К расчету селективного радиационного теплообмена в объемах произвольной геометрии // *ТВТ*. 1993. Т. 31. № 3. С. 434.