

## РАСЧЕТ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ФАКЕЛАХ

В.В. Кузенов, М.В. Филипский

*Институт проблем механики Российской академии наук, Москва*

## Аннотация

Численно исследуются плазодинамические процессы, связанные с воздействием на металлическую мишень излучения CO<sub>2</sub>-лазера. Произведены расчеты всех основных газодинамических и излучательных параметров лазерного факела и металлической преграды.

## THE CALCULATION OF RADIATION TRANSFER IN NEAR-SURFACE LASER TORCHS

The plasma-dynamics processes connected with the influence of CO<sub>2</sub>-laser on metal target are analysed. Calculations of all main gas-dynamics and radiative parameters of metal target and laser torch are presented.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при взаимодействии интенсивного  $\approx 10^7 \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> лазерного излучения с металлическими преградами расположенными в газовой среде происходит целый ряд различных физических процессов. На начальной стадии лазерного воздействия это, прежде всего нагрев поверхности преграды и последующий перенос подведенной лазером энергии вглубь металла теплопроводным механизмом распространения тепла. При достижении температуры плавления в металлической преграде образуется жидкая фаза (при этом часть подведенной к металлу энергии тратится на фазовый переход). В последующие моменты времени температура поверхности под действием лазерного излучения продолжает увеличиваться до тех пор, пока существенную роль не начинает играть процесс испарения материала преграды. Очевидно, что указанные физические механизмы являются одной из причин начальной задержки плазмообразования в лазерном факеле. За время  $t_x \approx a/v^2$  (где  $a$  – коэффициент температуропроводности металла;  $v$  – скорость движения границы испарения металла) после начала облучения лазером скорость движения границы испарения металла  $v$  становится равной скорости тепловой волны в преграде, после чего устанавливается стационарный режим развитого испарения [1]. При этом величину абляционного давления  $P_A$  можно оценить по следующей эмпирической формуле [2]:

$$P[\text{Мбар}] = 20 \left[ \frac{q}{10^{14}} \right]^{7/9} \lambda^{-2/9},$$

где  $q$  – плотность потока лазерного излучения в [Вт/см<sup>2</sup>];  $\lambda$  – длина волны лазера в [мкм]. Оценка по этой формуле для  $q \approx 2 \times 10^9$  [Вт/см<sup>2</sup>] и  $\lambda_{\text{CO}_2} = 10.6$  [мкм] дает величину абляционного давления  $P_A \approx 4 \times 10^3$  атм близкую к полученной в результате проведенных расчетов. Известно также, что в дальнейшем при определенных условиях в парах металла может наблюдаться “вспышка” поглощения поступающего к поверхности лазерного излучения. Это явление объясняется возникновением (при достижении определенных критических условий) у поверхности

мишени высокотемпературного ионизованного слоя, интенсивно поглощающего падающего на поверхность мишени лазерного излучения [3]. Пробой, как правило, развивается в области фокуса лазерного луча, где имеются сильные пространственные-временные неоднородности электрического поля. Пробой возможен, если в область пробоя поступают так называемые за-травочные электроны (например: механизмом термо-электронной эмиссии) и если мала вероятность ухода электронов из объема фокального пятна (вероятность такого процесса определяется величиной коэффициента диффузии электронов). При условии лавинообразного характера пробоя вблизи металлической преграды образуется слой высокотемпературной плазмы частично или полностью (при некоторых условиях) поглощающих подведенную лазером энергию. Выделение энергии в этом слое, сопровождается его расширением от преграды, окруженной газовой средой, что приводит к возникновению ударной волны (УВ). При достаточно большой амплитуде УВ газ, находящийся за фронтом УВ сильно поглощает лазерное излучение – образуется светодетонационный комплекс. Если плотность потока лазерного излучения низка и УВ не достаточно интенсивна, то газ за фронтом УВ нагреет до сравнительно низких температур и прозрачен для падающего на мишень лазерного излучения, которое может достигать расположенного глубже плазменного фронта – волна дефлаграционного типа.

Данная работа посвящена исследованию эволюции лазерной плазмы, возникающей при действии сфокусированного лазерного излучения на поверхность поглощающей конденсированной среды, которая находится в газовой среде. Рассматривается воздействие CO<sub>2</sub>-лазера на Al металлическую преграду при длительности лазерных импульсов  $10^{-8} \div 10^{-5}$  с и плотностей потоков лазерного излучения  $q < 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Известно, что начальное испарение и образование эрозивной плазмы приводит к возникновению турбулентности в факеле лазерной плазмы. В ряде случаев турбулентность охватывает весь объем плазменного образования, включая фронт движущейся ударной волны. Появление турбулентности сопровождается возникновением спонтанных электромагнитных полей в плазме лазерного факела. По этой причине математическая

модель процессов построена на основе уравнений многокомпонентной радиационной газовой динамики с учетом турбулентности плазмы. Особенностью данной модели является учет и описание движения контактной границы, разделяющей плазму вещества металлической преграды и окружающего газа. Перенос излучения учитывается в рамках многогруппового диффузионного приближения.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ОБ ОБРАЗОВАНИИ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА

При численном поиске решения систему уравнений, описывающих физические процессы в плазме лазерного факела, следует привести к безразмерному виду. Тогда исходные уравнения, представленные в безразмерном виде, позволяют описывать целые классы течений. Для получения безразмерного вида отнесем все газодинамические переменные, входящие в систему уравнений, к их характерным значениям, а пространственные  $\xi, \eta$  и временную  $\bar{t}$  переменные соответственно к характерному размеру  $L_*$  и характерному времени  $t_*$ . Введем следующие обозначения безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} t &= \frac{U_* \bar{t}}{L_*}, \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{L_*}, \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{L_*}, \quad V_\xi = \frac{\bar{V}_\xi}{V_*}, \quad V_\eta = \frac{\bar{V}_\eta}{V_*}, \quad u = \frac{\bar{u}}{V_*}, \\ v &= \frac{\bar{v}}{V_*}, \quad T = \frac{\bar{T}}{T_*}, \quad e = \frac{\bar{e}}{e_*}, \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\rho_*}, \quad P = \frac{\bar{P}}{P_*}, \quad \mu_\Sigma = \frac{\bar{\mu}_\Sigma}{\mu_*}, \\ \lambda_\Sigma &= \frac{\bar{\lambda}_\Sigma}{\lambda_*}, \quad \gamma = \frac{C_{p*}}{C_{v*}}, \quad q = \frac{\bar{q}}{q_*}, \quad \omega = \frac{\bar{\omega}}{\omega_*}. \end{aligned}$$

Плазмодинамические процессы, протекающие в лазерной плазме, могут быть определены с помощью системы уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики, которая в безразмерных переменных примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta)}{\partial \eta} &= -\alpha \frac{\rho u}{r}, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho u V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho u V_\eta)}{\partial \eta} &= \\ &= -\xi_r \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_r \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u^2}{r} + \frac{S_r}{\text{Re}}, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho v V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho v V_\eta)}{\partial \eta} &= \\ &= -\xi_z \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_z \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho v^2}{r} + \frac{S_z}{\text{Re}}, \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho e V_\xi + J \sum q_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho e V_\eta + J \sum q_{i\eta})}{\partial \eta} &= \\ &= -\frac{P}{J} \left\{ \frac{\partial (J V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (J V_\eta)}{\partial \eta} \right\} - \alpha \frac{P u}{r} - \alpha \frac{P v}{r} + \frac{S_e}{\text{Re}}, \\ S_e &= \mu_\Sigma D + \frac{\gamma}{\text{Pr}} \text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T) + \frac{\text{Re} t_*}{\rho_* e_*} Q_L. \end{aligned}$$

Величины  $S_r, S_z$  математически описывают силы, возникающие в потоке газа за счет наличия в нем сил вязкого трения. Переменная  $S_e$  представляет собой сумму работ сил вязкого трения  $\mu_\Sigma D$ , процессов пе-

реноса тепла механизмом теплопроводности  $\text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T)$  и энерговыделения  $Q_L$ , обусловленного действием лазерного излучения на плазму окружающей среды и паров материала преграды.  $\text{Re} = L_* \rho_* V_* / \mu_*$  – число Рейнольдса,  $\text{Pr} = \mu_* C_{p*} / \lambda_*$  – число Прандтля.

Все эти величины определяются с помощью дополнительных выражений:

$$\begin{aligned} Q_L &= \chi_\omega(z, r=0) P_L \exp \left[ -\frac{r^n}{R_L^n} - \int_0^z \chi_\omega(x, r=0) dx \right] \frac{1}{\pi R_L^2}, \\ S_r &= \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \xi_r \sigma_{rr} + \xi_z \sigma_{rz} \})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \eta_r \sigma_{rr} + \eta_z \sigma_{rz} \})}{\partial \eta} + \\ &\quad + \frac{2\mu_\Sigma \left[ \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] - 2\alpha \mu_\Sigma \frac{u}{r}}{r}, \\ S_z &= \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \xi_r \sigma_{zr} + \xi_z \sigma_{zz} \})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \eta_r \sigma_{zr} + \eta_z \sigma_{zz} \})}{\partial \eta} + \alpha \frac{\sigma_{rz}}{r}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T) &= \\ &= \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \lambda_\Sigma J (\xi_r^2 + \xi_z^2) T_\xi + \lambda_\Sigma J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) T_\eta \right\}}{\partial \xi} + \\ &\quad + \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \lambda_\Sigma J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) T_\xi + \lambda_\Sigma J (\eta_r^2 + \eta_z^2) T_\eta \right\}}{\partial \eta} + \\ &\quad + \alpha \frac{\lambda_\Sigma}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial T}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial T}{\partial \eta} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D &= 2 \left[ (e_{rr})^2 + (e_{zz})^2 + (e_{\varphi\varphi})^2 \right] + (e_{rz})^2 - \frac{2}{3} (\text{div} \vec{V})^2, \\ \text{div} \vec{V} &= \frac{1}{J} \left[ \frac{\partial (J V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (J V_\eta)}{\partial \eta} \right] + \alpha \frac{u}{r}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} e_{rr} &= \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta}, \quad e_{zz} = \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta}, \quad e_{\varphi\varphi} = \alpha \frac{u}{r}, \\ e_{rz} &= \left( \xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left( \xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \mu_\Sigma \left[ \frac{4}{3} \left( \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left( \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right], \\ \sigma_{zz} &= \mu_\Sigma \left[ \frac{4}{3} \left( \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left( \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right], \\ \sigma_{rz} &= \mu_\Sigma \left[ \left( \xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left( \xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right], \end{aligned}$$

где  $u(r, z, t), v(r, z, t)$  – проекции вектора скорости  $\vec{V}(r, z, t)$  на оси  $R$  и  $Z$ ;  $e$  – удельная внутренняя энергии плазмы;  $J = \partial(r, z) / \partial(\xi, \eta)$  – якобиан перехода от цилиндрической системы координат  $r, z$  к криволинейной системе координат  $\xi, \eta$ ;  $V_\xi = \xi_r u + \xi_z v$ ,  $V_\eta = \eta_r u + \eta_z v$  – контравариантные компоненты вектора скорости  $\vec{V}$  в криволинейной системе координат  $\xi, \eta$ ,  $\rho, P$  – плотность и давление плазмы,  $\sum_i q_{i\xi}, \sum_i q_{i\eta}$  – проекции вектора плотности потока

лучистой энергии  $\bar{q}$  на оси криволинейной системы координат  $\xi$  и  $\eta$ ,  $\alpha=0$  – соответствует плоскому,  $\alpha=1$  – осесимметричному случаям течения.

Для определения пространственно – временного положения контактной границы, отделяющей плазму аблирующего материала преграды от плазмы окружающей среды, используется метод фиктивной примеси. Для этого в систему выше приведенных уравнений вводится дополнительное уравнение ( $\rho_g \in [0,1]$ ):

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \vec{V} \nabla \rho_g = 0.$$

Система уравнений, описывающая процессы нагрева и испарения материала поверхности металлической преграды под действием лазерного и теплового излучения из объема плазмы с плотностью  $q_z$ , без учета гидродинамических процессов в конденсированной среде, состоит из квазиодномерного уравнения теплопроводности в подвижной (связанной с фронтом волны испарения) системе координат с осью  $OZ$ , перпендикулярной поверхности и осью  $OY$ , параллельной поверхности:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_M \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + V_0 \frac{\partial T_s}{\partial z},$$

с граничными и начальными условиями

$$k_m \frac{\partial T_s}{\partial z}(0, r, t) = q_z(0, r, t) - L_v \rho(0, r, t) v(0, r, t),$$

$$T_s(z \rightarrow \infty, r, t) = T_0, \quad T_s(0, r, t = 0) = T_0$$

и системы уравнений, определяющих кинетику испарения поверхности конденсированного вещества в рамках модели с кнудсеновским слоем:

$$\frac{T(0, t)}{T_s(0, t)} = \left[ \sqrt{1 + \pi \left( \frac{(\gamma - 1)m}{(\gamma + 1)2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{m}{2} \right],$$

$$\frac{\rho(0, t)}{\rho_s(0, t)} = \sqrt{\frac{T_s(0, t)}{T(0, t)}} \left[ \left( m^2 + \frac{1}{2} \right) e^{m^2} \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \right] +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{T_s(0, t)}{T(0, t)} \left[ 1 - \sqrt{\pi} m e^{m^2} \operatorname{erfc}(m) \right],$$

$$p_s(t) = p_1 \exp \left[ \frac{\mathfrak{Z} L_v}{R T_1} \left( 1 - \frac{T_1}{T_s(0, t)} \right) \right],$$

$$m = \frac{V(0, t)}{\sqrt{2RT(0, t)/\mathfrak{Z}}}, \quad \rho(0, y, t) v(0, y, t) = \rho_m V_0,$$

где  $T_s(r, z, t)$  – температура конденсированной среды в точке  $z, r$  на момент времени  $t$ ;  $a_M, k_M, \rho_m$  – соответственно коэффициенты теплопроводности, теплопроводности и плотность материала;  $V_0$  – скорость волны испарения;  $p_s, \rho_s$  – давление и плотность насыщенного пара конденсированного вещества при температуре поверхности  $T_s(z=0, r, t)$ ;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $T_1$  – значение температуры поверхности конденсированной среды, соответствующее давлению насыщенного пара  $p_1, L_v$  – скрытая теплота испарения;  $\mathfrak{Z}$  – молярная масса пара;  $T(0, t), \rho(0, t), V(0, t)$  – температура, плотность и скорость плазмы на внешней границе кнудсеновского

слоя в точке  $(z=0, r)$  на момент времени  $t$ ;  $\gamma$  – показатель адиабаты паров конденсированного вещества.

Турбулентные коэффициенты вязкости  $\mu_\Sigma$  и  $\lambda_\Sigma$  теплопроводности рассчитываются с привлечением гипотезы Буссинеска, в соответствии с которой эффективной вязкостью  $\mu_\Sigma$  газового потока определяется по формуле:  $\mu_\Sigma = \mu_m + \mu_t$ . Где  $\mu_m$  – динамический коэффициент вязкости, учитывающий атомно-молекулярные столкновительные процессы;  $\mu_t$  – коэффициент турбулентной вязкости, для определения которого используется  $q$ - $\omega$  модель Кокли. Используя предположение о том, что молекулярное число Прандтля  $Pr = 0.72$  и турбулентное число Прандтля  $Pr_t = \mu_t c_p / \lambda_t = 0.9$  можно найти соответствующий коэффициент теплопроводности  $\lambda_t = c_p \left( \frac{\mu_m}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right)$ . Уравнения  $q$ - $\omega$  модели Кокли в криволинейной системе координат  $\xi, \eta$  могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho q}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi q)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta q)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho q u}{r} =$$

$$= S_q + \frac{\rho q}{2\omega} \left( C_\mu f D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \vec{V} - \omega^2 \right),$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi \omega)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta \omega)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho \omega u}{r} =$$

$$= S_\omega + \rho \left[ C_1 \left( C_\mu D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \vec{V} \right) - C_2 \omega^2 \right],$$

$$S_q = \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) q_\eta \right\}}{\partial \xi} +$$

$$+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) q_\eta \right\}}{\partial \eta} +$$

$$+ \alpha \frac{\mu_{\Sigma q}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial q}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial q}{\partial \eta} \right\},$$

$$S_\omega = \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) \omega_\eta \right\}}{\partial \xi} +$$

$$+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) \omega_\eta \right\}}{\partial \eta} +$$

$$+ \alpha \frac{\mu_{\Sigma \omega}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right\},$$

$$\mu_{\Sigma q} = \mu_m + \mu_t, \quad \mu_{\Sigma \omega} = \mu_m + 1.3 \mu_t, \quad \mu_t = C_\mu f(n) \rho \frac{q^2}{\omega},$$

$$C_1 = 0.045 + 0.405 f(n), \quad C_2 = 0.92, \quad C_\mu = 0.09,$$

$$f(n) = 1 - \exp \left( -0.0065 \frac{\rho q n}{\mu_m} \right).$$

Здесь  $q$  – “псевдоскорость”, а  $\omega$  – “псевдозавихренность”;  $f(n)$  – пристеночная функция, вводимая для того, чтобы модель правильно описывала параметры течения в ламинарном подслое, формирующемся на твердых обтекаемых поверхностях;  $n$  – расстояние по нормали от рассматриваемой точки к ближайшей поверхности.

В зависимости от плотности потока лазерного излучения, поступающего на преграду, спонтанное магнитное поле, возникающее лазерном факеле, обусловлено различными физическими механизмами: магнитотепловой неустойчивостью, резонансным поглощением при наклонном облучении, термо-ЭДС в плазме и т.д. При действии на мишень излучения лазера с плотностью потока  $10^8 - 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> первые два из указанных механизмов отсутствуют и в основном магнитное поле будет обусловлено термо-ЭДС. В этом случае основным является градиентный механизм генерации магнитного поля, когда вихревые токи в плазме образуются в результате неколлинеарности градиентов электронной концентрации  $\nabla n_e$  и температуры  $\nabla T$ .

В этом случае уравнение генерации магнитного поля  $\vec{B}$ , с учетом источника магнитного поля в лазерной плазме и принципа суперпозиции (в линейном приближении), имеет вид

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{V} \times \vec{B}] - \frac{c^2}{4\pi L_*^2} \text{rot}\left(\frac{\text{rot} \vec{B}}{\sigma}\right) - \frac{t_*}{B_* L_*^2} \frac{ck}{en_e} [\nabla n_e \times \nabla T],$$

где  $n_e$  – концентрация электронов;  $T$  – температура плазмы лазерного факела.

Известно, что излучение оказывает существенное влияние на ход плазодинамических процессов, когда температура лазерной плазмы достигает 10 кК. Т.е. в данной ситуации газодинамические поля теплофизических переменных могут быть получены лишь при учете радиационных полей. В данной работе (наряду с методом дискретных ординат) для расчета радиационных полей используется уравнение переноса излучения представленное в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial (Jq_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (Jq_{i\eta})}{\partial \eta} + \chi_i c U_i = 4\chi_i \sigma_i T^4,$$

$$\frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \xi} + \chi_i q_{i\xi} = 0, \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \eta} + \chi_i q_{i\eta} = 0,$$

где  $U_i(y, z, t)$  – плотность лучистой энергии в  $i$ -й спектральной группе;  $\chi_i$  – спектральный коэффициент поглощения.

Кроме выше приведенного метода поиска радиационных полей в данной работе используется модификация стандартного метода дискретных ординат (МДО), которая позволяет решить уравнение переноса излучения на неструктурированных тетраэдральных сетках.

МДО для произвольной геометрии формулируется в расчетной области, для которой введена неструктурированная сетка, содержащая конечное число непересекающихся тетраэдров. Уравнение переноса излучения в представлении МДО имеет вид

$$\eta_m \frac{\partial I_\lambda^m}{\partial x} + \mu_m \frac{\partial I_\lambda^m}{\partial y} + \xi_m \frac{\partial I_\lambda^m}{\partial z} = \chi_\lambda (I_{b,\lambda} - I_\lambda^m),$$

где  $I_\lambda^m$  – спектральная интенсивность излучения, зависящая от пространственных координат  $x, y, z$  и единичного вектора направления  $\Omega_m$ ;  $I_{b,\lambda}$  – спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре среды;  $\chi_\lambda$  – спектральный коэффициент поглощения среды;  $\eta_m, \mu_m, \xi_m$  – направ-

ляющие косинусы единичного вектора  $\Omega_m$ ;  $\lambda$  – длина волны. Задание излучения  $I_{\lambda,0}^m$  на границе вычислительного объема  $\Gamma$  позволяет сформулировать граничное условие вида:  $I_\lambda^m = I_{\lambda,0}^m$ . Заменяем спектральные величины групповыми и проинтегрируем уравнение переноса излучения по объему тетраэдральной ячейки:

$$\sum_{i=1}^4 (n_i \cdot \Omega_m) S_i I_i^m = \chi_p V_p (I_{b,p} - I_p^m),$$

где  $I_i^m = \frac{1}{S_i} \int_{S_i} I^m dS$  – усредненная групповая интенсивность по площади  $i$ -й грани тетраэдральной ячейки;

$I_p^m = \frac{1}{V_p} \int_{V_p} I^m dV$  – средняя групповая интенсивность в объеме ячейки;

$S_i$  – площадь  $i$ -й грани ячейки;  $V_p$  – объем ячейки;  $n_i$  – вектор нормали к грани с номером  $i$ ;

$\chi_p$  – групповой коэффициент поглощения в ячейке;  $I_{b,p}$  – групповое излучение абсолютно черного тела при температуре среды в ячейке с номером  $p$ .

Групповые характеристики находятся по формуле  $f = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} f_\lambda d\lambda$ , где  $f_\lambda$  – спектральная величина;  $f$  – групповая величина;  $\lambda$  – длина волны;  $\Delta\lambda$  – групповой диапазон усреднения.

Выразив из данного соотношения групповую интенсивность в центре ячейки через средние групповые интенсивности на гранях ячейки, получим

Выразив из данного соотношения групповую интенсивность в центре ячейки через средние групповые интенсивности на гранях ячейки, получим

$$I_p^m = I_{b,p} - \frac{1}{\chi_p V_p} \sum_{i=1}^4 (n_i \cdot \Omega_m) S_i I_i^m.$$

Для решения этого уравнения необходимо сформулировать уравнения связи между средними интенсивностями на гранях тетраэдральной ячейки. На рис. 1 представлены три возможных случая распространения излучения внутри ячейки.

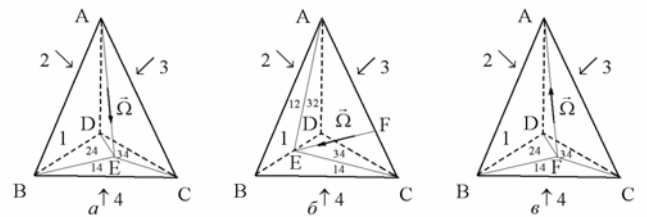


Рис. 1. Возможные варианты распространения излучения в тетраэдральной ячейке: (а)– одна грань получает излучение от трех остальных; (б)– две грани получают излучение от двух других; (в) – три грани получают излучение от четвертой

Если одна грань получает излучение от трех остальных (рис. 1, а), то средняя интенсивность на принимающей грани 4 зависит от интенсивностей на остальных следующим образом:

$$I_4^m = \left( \frac{S_{14}}{S_4} I_1^m + \frac{S_{24}}{S_4} I_2^m + \frac{S_{34}}{S_4} I_3^m \right) \chi_p + I_{b,p} (1 - \chi_p).$$

Во втором случае (рис. 1, б), когда две грани получают излучение от двух остальных, интенсивность на принимающих гранях

$$I_2^m = \left( \frac{S_{12}}{S_2} I_1^m + \frac{S_{32}}{S_2} I_3^m \right) \chi_p + I_{b,p} (1 - \chi_p),$$

$$I_4^m = \left( \frac{S_{14}}{S_4} I_1^m + \frac{S_{34}}{S_4} I_3^m \right) \chi_p + I_{b,p} (1 - \chi_p).$$

Третий случай (рис. 1, в) описывает ситуацию, когда три грани получают излучение от четвертой. Интенсивности на гранях, получающих излучение от грани с номером 4:

$$I_1^m = I_2^m = I_3^m = I_4^m \chi_p + I_{b,p} (1 - \chi_p).$$

Весовая функция  $\chi_p$  выражается следующим образом:

$$\chi_p = \frac{2}{\tau_p} \left[ 1 - \frac{1 - \exp(-\tau_p)}{\tau_p} \right],$$

где  $\tau_p$  – максимальная оптическая длина в ячейке  $p$  в направлении распространения излучения  $\Omega_m$ .

Конечно-разностный метод, используемый для расчета газодинамической части системы уравнений, основан на модификации метода Годунова и пространственном расщеплении уравнений Навье – Стокса, записанных в произвольной криволинейной системе координат. При аппроксимации конвективной составляющей векторов потоков на границах расчетной ячейки применялась процедура расчета распада разрыва разработанная Годуновым с использованием реконструкции сеточной функции (внутри расчетной ячейки), которая была взята из работ [4–6]. Данная модификация метода Годунова позволяет повысить порядок аппроксимации конечно-разностной схемы до 4-го. При этом “вязкая” часть системы уравнений Навье – Стокса определялась также явным образом. Разработанные вычислительные коды используют многоблочную многосеточную технологию расчетов на неортогональных структурированных сетках.

Расчет, входящих в данную систему уравнений термодинамических  $e(T, \rho)$ ,  $P(T, \rho)$  и оптических  $\chi_i(T, \rho)$  параметров рабочих сред проводился, в рамках приближения локального термодинамического равновесия с использованием компьютерной системы ASTEROID, разработанной член-корр. РАН С.Т. Суржиковым [6].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В данной работе приводятся результаты расчетов, проведенных для случаев воздействия импульсов лазерного излучения прямоугольной формы с длительностью импульса 1÷50 нс. Значение полной энергии лазерного излучения составляло величину 0.1÷1 Дж, размер пятна фокусировки ~0.12 см. Материал металлической преграды представлял собой Al. Окружающей средой являлся воздух или аргон.

В работе произведен численный расчет значения удельного импульса  $J$  (отношения механического импульса передаваемого его приемнику с учетом противодействия окружающей среды, к энергии лазерного импульса). В работе также проведены расчеты спектрально-яркостных характеристик лазерного факела.

Проведенные расчеты позволили выявить ряд особенностей динамики образования лазерной плазмы при одномерном и неоднородном разлете светозеронозных паров. При относительно не высоких значениях

плотностей потока излучения лазера (см. рис.2–4) поглощение излучения в плазме практически не наблюдается. Все газодинамические процессы определяются разлетом плазмы без дополнительного подогрева и уносом массы с поверхности мишени. Температура плазмы при этом близка к температуре испарения материала мишени, а пространственное распределение основных газодинамических параметров внутри плазмы близко к распределениям характерным для сильного взрыва. Скорость распространения границы плазменного образования в основном зависит от энергии подведенной к лазерной плазме и внешнего давления невозмущенной газовой среды. При понижении давления ( $P < 10^{-2}$  атм) внешней окружающей среды картина течения меняется. Вблизи оси системы образуется струя паров материала преграды, и течение соответствует струйному режиму взаимодействия. Можно отметить, что на общую динамику процессов плазмообразования существенное влияние оказывают эффекты двумерности, возникающие из-за радиального расширения лазерного факела.

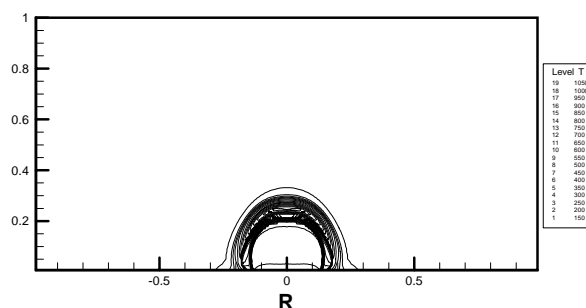


Рис.2. Пространственное распределение температуры  $T$  приповерхностной плазмы, развивающейся в невозмущенной воздушной среде с давлением ( $P = 1$  атм) при облучении  $\text{CO}_2$  лазером (с энергией импульса  $E = 0.3$  Дж) преграды из Al для момента времени  $t = 1.5$  мкс

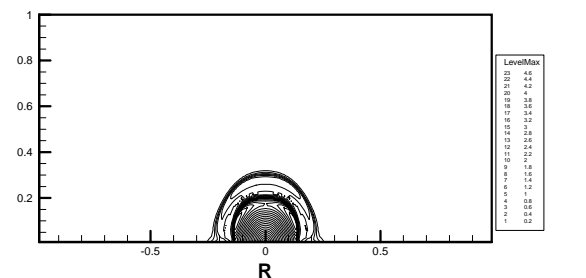


Рис.3. Пространственное распределение числа Маха  $M$  приповерхностной плазмы, развивающейся в невозмущенной воздушной среде с давлением ( $P = 1$  атм) при облучении  $\text{CO}_2$  лазером (с энергией импульса  $E = 0.3$  Дж) преграды из Al для момента времени  $t = 1.5$  мкс

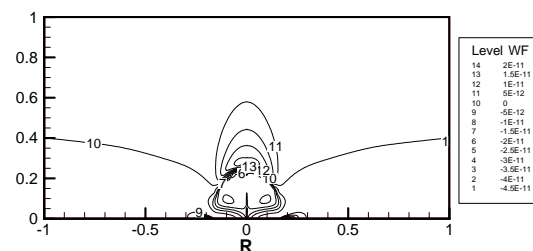


Рис.4. Пространственное распределение плотности суммарного осевого потока излучения  $q_z$  [Вт/см<sup>2</sup>] приповерхностной плазмы, развивающейся в невозмущенной воздушной среде с давлением ( $P = 1$  атм) при облучении  $\text{CO}_2$  лазером (с энергией импульса  $E = 0.3$  Дж) преграды из Al для момента времени  $t = 1.5$  мкс

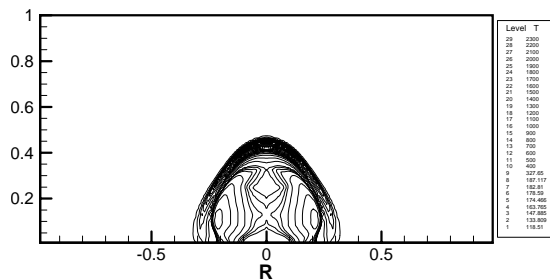


Рис.5. Пространственное распределение температуры  $T$  приповерхностной плазмы, развивающейся в невозмущенной воздушной среде с давлением ( $P = 10^{-2}$  атм) при облучении  $CO_2$  лазером (с энергией импульса  $E = 0.3$  Дж) преграды из AL для момента времени  $t = 1.1$  мкс

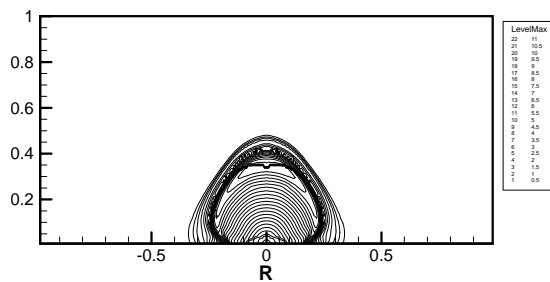


Рис.6. Пространственное распределение числа Маха  $M$  приповерхностной плазмы, развивающейся в невозмущенной воздушной среде с давлением ( $P = 10^{-2}$  атм) при облучении  $CO_2$  лазером (с энергией импульса  $E = 0.3$  Дж) преграды из AL для момента времени  $t = 1.1$  мкс.

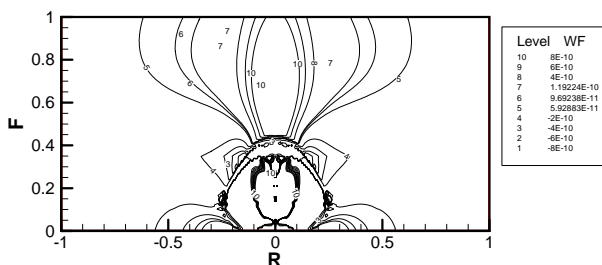


Рис.7. Пространственное распределение плотности суммарного осевого потока излучения  $q_z$  [Вт/см<sup>2</sup>] приповерхностной плазмы, развивающейся в невозмущенной воздушной среде с давлением ( $P = 10^{-2}$  атм) при облучении  $CO_2$  лазером (с энергией импульса  $E = 0.3$  Дж) преграды из AL для момента времени  $t = 1.1$  мкс

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований ОЭММПУ РАН (координатор программы академик Г.Г.Черный и академик Д.М.Климов) и при поддержке гранта РФФИ №05-01-00780.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель приповерхностного лазерного факела, основанная на уравнения радиационной плазмодинамики записанных в произвольных криволинейных координатах. Численно исследованы радиационные и газодинамические процессы, возникающей в приповерхностной лазерной плазме при воздействии на металлическую мишень излучения  $CO_2$ -лазера. Произведены расчеты всех основных газодинамических и излучательных параметров лазерного факела и металлической преграды.

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $P, \rho, T$  — давление, плотность и температура
- $M$  — число Маха
- $q_1, q_2, q_3$  — система криволинейных координат
- $g$  — фундаментальный определитель

Индексы:

- $i$  — порядковый номер орта системы координат

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. Москва: Наука, 1970.
2. Henderson D.B. Preprint LA-UR-88-1442, LLNL., USA, 1977.
3. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. Москва: Энергоатомиздат, 1985.
4. Ковеня В.М., Яненко Н.Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
5. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001.
6. Collela P.A. Direct Eulerian MUSCL Schema for Gasdynamics //SIAM J., Sci.Stat.Comput. - 1985. - V.6, N 1. pp.104–107.
7. Surzhikov S.T. Computing System for Solving Radiative Gasdynamic Problems of Entry and Re-Entry Space Vehicles// Proceedings of the 1st International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry; 8-10 October 2003, Lisbon, Portugal. ESA- 533, December 2003. pp. 111–118.