

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В.В. Кузенов, М.В. Филипский

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, 119526, проспект Вернадского 101-1

Аннотация

Приведена постановка задачи и выполнено численное моделирование плазмодинамических процессов в приповерхностном лазерном факеле, на границе твердое тело – окружающий газ и внутри металлической преграды, которая подвергается воздействию интенсивного лазерного излучения. В разработанной модели плазмодинамические процессы в лазерном факеле определяются интенсивностью, длительностью и диапазоном спектра лазерного излучения, материала металлической преграды, термодинамических параметров окружающей газовой среды. Численная реализация плазмодинамической модели основана на многоблочной многосеточной технологии расчетов на неортогональных структурированных сетках с использованием схем расщепления по физическим процессам и направлениям. Решение расщепленных уравнений Рейнольдса находится с помощью разработанного в работе варианта нелинейной квазимоноотонной компактной дифференциально-разностной схемы повышенного порядка точности, которая в пространственно гладкой части численного решения позволяет достигнуть 6-й порядок точности.

THE NUMERICAL MODELLING OF SOME THERMOPHYSICAL FEATURES OF LASER PLASMAS

The plasma-dynamics processes connected with the influence of 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

Вопросам взаимодействия лазерного излучения с конденсированными средами посвящено значительное число работ как теоретических, так и экспериментальных [1,2].

Плазменное образование, возникающее над поверхностью конденсированной преграды при действии на неё мощного лазерного излучения, может использоваться (в случае его осаждения на подложку) для получения и обработки многослойных металлических зеркал, создания различного вида пленок в полупроводниковых технологиях. Данный механизм осаждения может быть использован для образования слоя нанотрубок на подложке и т.д.

Определенный интерес проявляется в последнее время к применению мощных лазеров для прецизионной обработки металлических поверхностей ультракороткими лазерными импульсами. В случае использования импульсных лазеров пико и фемтосекундного диапазонов качество обработки поверхностей значительно выше, чем при использовании относительно длинных (наносекундных) лазеров.

Одним из путей создания компактной ракетной техники является использование лазерных ракетных двигателей. На сегодняшний момент времени известны два типа таких устройств:

- в первом случае – начальный импульс лазерного излучения фокусируется на поверхности металлической преграды и испаряет её, а повторный импульс осуществляет их оптический пробой, нагрев и ускорение [3];
- второй механизм может быть использован в лазерных воздушно-реактивных двигателях – в этом случае передача импульса стенкам летательного аппарата происходит при действии на них ударной волны, возникающей (благодаря оптическому про-

бою газа сфокусированным лазерным излучением) в газовой среде заполняющей рабочую камеру [4].

Отметим также, что лазерное излучение и связанное с ним объемное энерговыделение в определенной области сверхзвукового потока, позволяет изменять в нужную сторону структуру течения (систему взаимодействующих друг с другом ударных волн) потока.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

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 $\bar{\xi}, \bar{\eta}$ и временную \bar{t} переменные соответственно к характерному размеру L_* и характерному времени t_* . Введем следующие обозначения безразмерных переменных:

$$t = \frac{U_* \bar{t}}{L_*}, \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{L_*}, \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{L_*}, \quad V_\xi = \frac{\bar{V}_\xi}{V_*}, \quad V_\eta = \frac{\bar{V}_\eta}{V_*}, \quad u = \frac{\bar{u}}{V_*},$$

$$v = \frac{\bar{v}}{V_*}, \quad T = \frac{\bar{T}}{T_*}, \quad e = \frac{\bar{e}}{e_*}, \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\rho_*}, \quad P = \frac{\bar{P}}{P_*}, \quad \mu_\Sigma = \frac{\bar{\mu}_\Sigma}{\mu_*},$$

$$\lambda_\Sigma = \frac{\bar{\lambda}_\Sigma}{\lambda_*}, \quad \gamma = \frac{C_{p*}}{C_{v*}}, \quad q = \frac{\bar{q}}{q_*}, \quad \omega = \frac{\bar{\omega}}{\omega_*}.$$

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

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

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 переноса 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. $\text{Re} = \frac{L_* \rho_* V_*}{\mu_*}$ – число Рейнольдса, $\text{Pr} = \frac{\mu_* C_{p*}}{\lambda_*}$ – число Прандтля.

Все эти величины определяются с помощью дополнительных выражений:

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

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

$$D = 2 \left[(e_{rr})^2 + (e_{zz})^2 + (e_{\varphi\varphi})^2 \right] + (e_{rz})^2 - \frac{2}{3} (\text{div} \vec{V})^2,$$

$$\begin{aligned} \text{div} \vec{V} &= \frac{1}{J} \left[\frac{\partial (J V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (J V_\eta)}{\partial \eta} \right] + \alpha \frac{u}{r}, \\ e_{rr} &= \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta}, \quad e_{zz} = \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta}, \quad e_{\varphi\varphi} = \alpha \frac{u}{r}, \\ e_{rz} &= \left(\xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left(\xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right), \\ \sigma_{rr} &= \mu_\Sigma \left[\frac{4}{3} \left(\xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left(\xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right] \\ \sigma_{zz} &= \mu_\Sigma \left[\frac{4}{3} \left(\xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left(\xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right], \\ \sigma_{rz} &= \mu_\Sigma \left[\left(\xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left(\xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right], \end{aligned}$$

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 ξ, η ; $V_\xi = \xi_r u + \xi_z v$, $V_\eta = \eta_r u + \eta_z v$ – контравариантные компоненты вектора скорости \vec{V} в криволинейной системе координат ξ, η ; ρ, P – плотность и давление плазмы; $\sum_i q_{i\xi}, \sum_i q_{i\eta}$ – проекции вектора плотности потока лучистой энергии \vec{q} на оси криволинейной системы координат ξ и η ; $\alpha = 0$ – 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 смеси. 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:

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

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

$$p_s(t) = p_1 \exp \left[\frac{\mathfrak{L} L_v}{RT_1} \left(1 - \frac{T_1}{T_s(0, t)} \right) \right],$$

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

где $T_s(r, z, t)$ – температура конденсированной среды в точке z, r на момент времени t ; a_M, k_M, ρ_m – соответственно коэффициенты температуропроводности, теплопроводности и плотность материала; V_0 – скорость волны испарения; p_s, ρ_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{L} – 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 ; γ – показатель адиабаты паров конденсированного вещества.

Турбулентные коэффициенты вязкости μ_Σ и λ_Σ теплопроводности рассчитываются с привлечением гипотезы Буссинеска, в соответствии с которой эффективной вязкостью μ_Σ газового потока определяется по формуле: $\mu_\Sigma = \mu_m + \mu_t$. Где μ_m – динамический коэффициент вязкости, учитывающий атомно-молекулярные столкновительные процессы, μ_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 ξ, η могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho q}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi q)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta q)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho q u}{r} = S_q + \frac{\rho q}{2\omega} \left(C_\mu f D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \vec{V} - \omega^2 \right),$$

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

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

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

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

$$\mu_{\Sigma q} = \mu_m + \mu_t, \quad \mu_{\Sigma \omega} = \mu_m + 1,3\mu_t, \quad \mu_t = C_\mu f(n) \rho \frac{q^2}{\omega},$$

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

$$f(n) = 1 - \exp(-0.0065 \rho q n / \mu_m).$$

Здесь q – “псевдоскорость” а ω – “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/см² 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 ∇n_e и температуры ∇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:

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

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

Известно, что при определенных условиях собственное широкополосное излучение лазерного факела оказывает существенное влияние на ход плазмодина-

мических процессов. То есть в данной ситуации газодинамические поля теплофизических переменных могут быть получены лишь при учете радиационных полей. В данной работе для расчета радиационных полей используется уравнение переноса излучения представленное в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения:

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

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

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

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 6-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].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Конкретные расчеты, проведены для случаев воздействия импульсов лазерного излучения прямоугольной формы с длительностями 5÷500 нс. Значение полной энергии лазерного (CO₂ – лазер) излучения составляло величину 0.1–3 Дж, размер пятна фокусировки ~0.12 см. В расчетах материал металлической преграды представлял собой Al. Окружающей средой являлся воздух.

Для моделирования взаимодействия с мишенью лазерного излучения ультрафиолетового диапазона были проведены одномерные расчетные исследования, в которых истинное монохроматическое лазерное излучение заменялось широкополосным излучением постоянной (по времени и спектру) интенсивности с энергиями квантов в диапазонах $h\nu_1 = 0.1 \div 3.14$ эВ ($\lambda = 12.4 \div 0.395$ мкм), $h\nu_2 = 3.14 \div 5.98$ эВ ($\lambda = 0.395 \div 0.207$ мкм) (что соответствует видимому и ближнему УФ диапазонам спектра).

В случае рассмотрения первой группы одномерных расчетов ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж,

$t_{Laz} = 500$ нс), отдельные результаты которых приведены на рис.1–5, структура лазерного факела может быть описана следующим образом: внешней границей, отделяющей плазменное образование от невозмущенной газовой среды, является ударная волна, которая на рисунках обозначена цифрой № 5; вблизи поверхности мишени формируется волна разряжения, состоящая из слоя паров и плазмы материала преграды с температурой более низкой, чем температура последующего плазменного слоя; внутри плазменного образования располагается контактная граница. Она отделяет плазму материала мишени от плазмы окружающей газовой среды. При этом очевидно, что плазмодинамические и спектрально яркостные параметры существенно меняются при переходе через контактную границу.

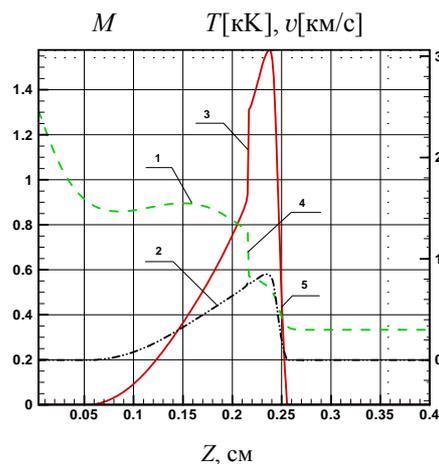


Рис.1. Распределения температуры T (1), продольной скорости v (2), числа Маха (3) в лазерном факеле вдоль оси Z на момент времени $t = 1.85$ мкс при воздействии CO₂-лазера ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм). 4 – фронт контактной границы, 5 – фронт УВ

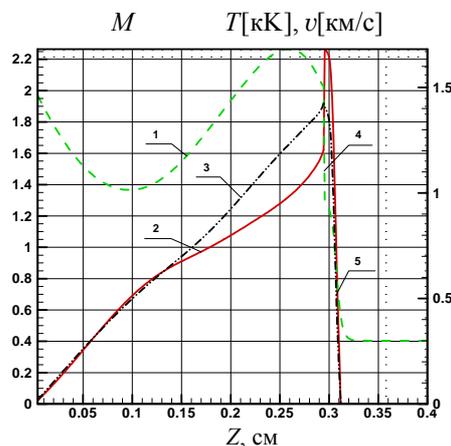


Рис.2. Распределения температуры T (1), продольной скорости v (2), числа Маха (3) в лазерном факеле вдоль оси Z на момент времени $t = 1.75$ мкс при воздействии CO₂-лазера ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм). 4 – фронт контактной границы, 5 – фронт УВ

Такой вид структуры лазерного факела объясняется одновременным протеканием в плазме лазерного факела нескольких противоположно направленных процессов: первый процесс связан с экранировкой оптически плотными парами материала преграды лазерного излучения от поверхности мишени, что приводит к периодическому во времени характеру процесса испарения мишени; второй процесс связан с газодина-

мическим растеканием плазмы из области интенсивного поглощения лазерного излучения.

Так из графических зависимостей рис.4 следует, что экранировка (т.е. частичный захват излучения лазера материалом металлической преграды) лазерного излучения совместно с интенсивным газодинамическим течением и сбросом внутренней энергии в окружающую среду через контактную границу и на поверхность металлической преграды (в виде широкополосного излучения) приводит к колоколообразному распределению температуры приповерхностной плазмы внутри лазерного факела.

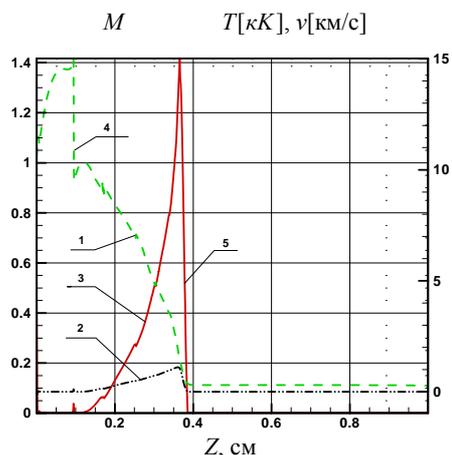


Рис.3. Распределения температуры T (1), продольной скорости v (2), числа Маха (3) в лазерном факеле вдоль оси Z на момент времени $t = 1.77$ мкс при воздействии $h\nu_2$ – лазера ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм); 4 – фронт контактной границы, 5 – фронт УВ

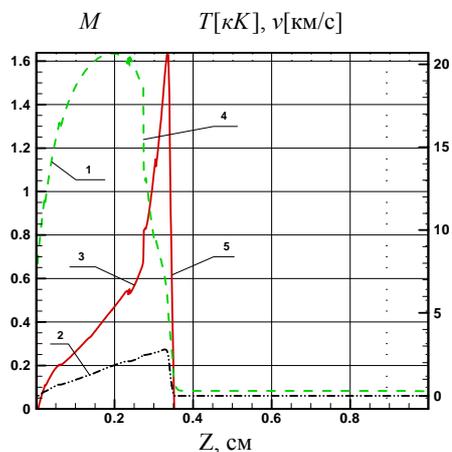


Рис.4. Распределения температуры T (1), продольной скорости v (2), числа Маха (1) в лазерном факеле вдоль оси Z на момент времени $t = 0.92$ мкс при воздействии $h\nu_2$ – лазера ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм); 4 – фронт контактной границы, 5 – фронт УВ

Результаты первой группы одномерных расчетов, позволяют отметить, что явление лазерного пробоя наблюдается только для лазерного излучения с энергиями квантов в диапазоне $h\nu_2 = 3.14 \div 5.98$ эВ ($\lambda = 0.395 \div 0.207$ мкм – ближний УФ), хотя испарение преграды было и в остальных вариантах расчетов. В этом случае внутри лазерного факела наблюдается оптический пробой, и достигаются температуры на уровне 20 кК (рис.3, рис.4). При этом скорость расширения внешней границы лазерного факела,

вызванного облучением мишени CO_2 -лазером, составляет величины $v_{УВ} = 1.35$ км/с (для $P_\infty = 1$ атм) и $v_{УВ} = 2$ км/с (для $P_\infty = 0.1$ атм), что приблизительно в два раза меньше этой же скорости в случае воздействия на мишень $h\nu_2$ – лазером. В этой ситуации относительно высокий уровень температур в плазменном образовании, которое появилось в результате облучения $h\nu_2$ – лазером мишени, может быть объяснен сильным поглощением лазерного излучения внутри лазерного факела. Для этого варианта облучения объемное энерговыделение на порядок превышает энергию, выделившуюся в результате воздействия CO_2 – лазером. Так, например, если обратить внимание на рис.5 (кривая №1 – плотность потока лазерного излучения q_{Laz}), то можно увидеть практически четырехкратное уменьшение лазерного потока в пространственной области, располагающейся между поверхностью мишени и контактной границей и занятой плазмой материала мишени.

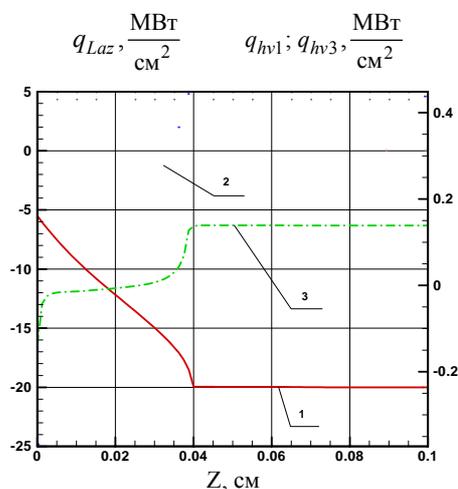


Рис.5. Распределения плотности потока лазерного излучения q_{Laz} (1) и широкополосного собственного излучения лазерного факела в спектральных группах $h\nu_1$ (2) и $h\nu_3$ (3) на момент времени $t = 0.92$ мкс при воздействии $h\nu_2$ – лазера ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм)

При этом аналогичный расчет, выполненный для CO_2 -лазера, дает более слабое поглощение лазерного излучения в той же пространственной области. Из проведенных двумерных расчетов следует, что процесс расширения лазерного факела во времени t условно можно представить в виде двух стадий: первая стадия соответствует случаю, когда весь объем лазерного факела движется в сторону (от конденсированной преграды) невозмущенной газовой среды (давление за ударной волной сопоставимо с давлением внутри объема плазменного образования). При этом первая стадия может быть представлена в виде двух фаз: начальной фазы – фазы формирования лазерного факела и фазы затухания, когда ударно-волновые характеристики лазерного факела деградируют с течением времени; вторая стадия соответствует случаю, когда лишь ударная волна (отделяющая лазерный факел от окружающей невозмущенной среды) движется в сторону невозмущенной газовой среды, а большая часть объема плазменного образования “схлопывается” на оси системы координат r, z . В этом случае давление за удар-

ной волной существенно (приблизительно на порядок) превышает давление внутри объема лазерного факела, а динамический напор внутри лазерного факела невелик. Такая особенность в пространственном распределении давления приводит к появлению возвратного движения внутри плазменного образования лазерного факела (часть плазмы начинает двигаться в сторону облучаемой мишени).

На рис.6 – рис.13 показаны пространственные распределения газодинамических параметров, полученные в первой группе двумерных расчетов ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм, $P_\infty = 1$ атм). Сразу отметим, что в данной группе расчетов (в отличие от одномерных расчетов) на ранних фазах образования и расширения лазерного факела наблюдается оптический пробой.

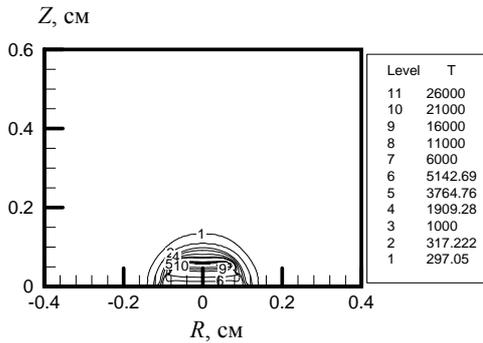


Рис.6. Пространственное распределение температуры T [K] в лазерном факеле на момент времени $t = 0.46$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм)

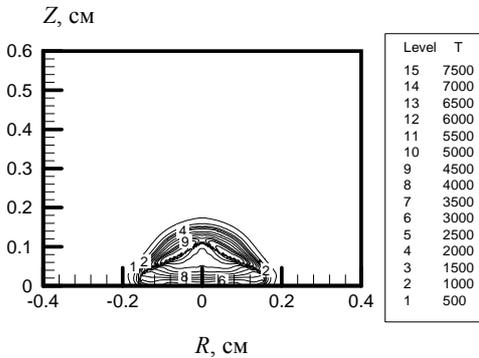


Рис.7. Пространственное распределение температуры T [K] в лазерном факеле на момент времени $t = 2.14$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм)

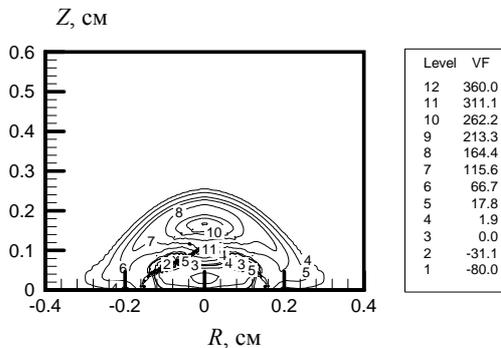


Рис.8. Пространственное распределение скорости вдоль оси v [m/c] в лазерном факеле на момент времени $t = 2.14$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм)

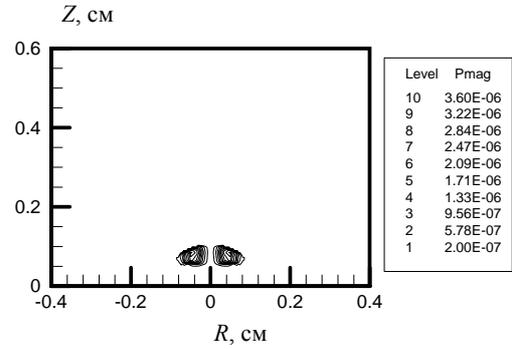


Рис.9. Пространственное распределение магнитного давления P_{MAG} [атм] в лазерном факеле на момент времени $t = 0.46$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм)

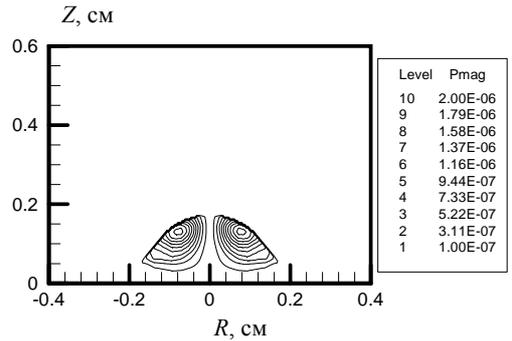


Рис.10. Пространственное распределение магнитного давления P_{MAG} [атм] в лазерном факеле на момент времени $t = 2.14$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 1$ атм)

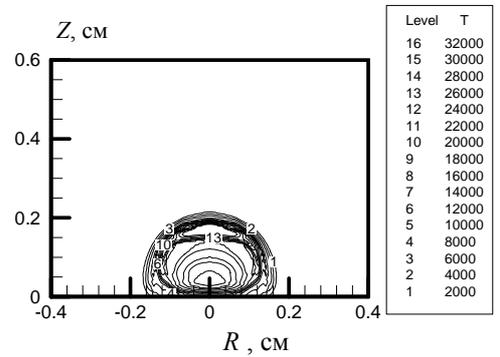


Рис.11. Пространственное распределение температуры T [K] в лазерном факеле на момент времени $t = 0.53$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм)

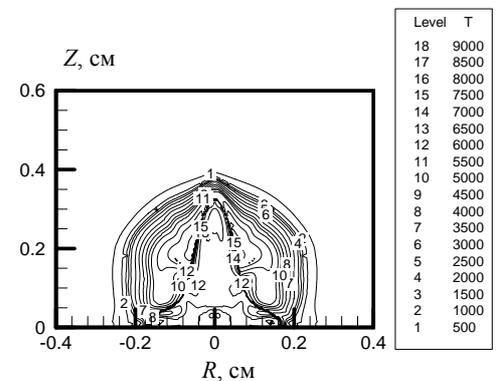


Рис.12. Пространственное распределение температуры T [K] в лазерном факеле на момент времени $t = 1.95$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм)

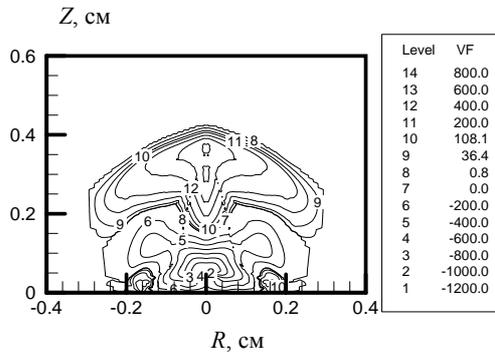


Рис.13. Пространственное распределение скорости вдоль оси v [м/с] в лазерном факеле на момент времени $t = 1.95$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм)

На рис.6, рис.11 показаны двумерные распределения, соответствующие начальной фазе первой стадии формирования лазерного факела. Они демонстрирующие волновую структуру сильно недорасширенной импульсной струи паров материала преграды, истекающей в затопленное пространство, состоящее из плазмы воздуха и эрозионных паров.

На этой фазе расширения (рис.6, рис.11) вблизи поверхности мишени на границе лазерного факела и окружающей среды формируется ударно-волновой комплекс, состоящий из двух ударных волн (внешней УВ, распространяющейся в невозмущенной газовой среде; внутренней УВ, двигающейся внутри плазменного образования лазерного факела) разделенных между собой контактной границей.

Из пространственных распределений, приведенных на рис.6, рис.11, видно, что при достаточно больших значениях степени нерасчетности $n = P_a / P_\infty \geq 100$ (P_a – давление на поверхности мишени в области испарения) вблизи края пятна облучения мишени в окружающем воздухе на начальной стадии взаимодействия возникает система “бочкообразных” УВ (см. рис.6, рис.11), распространяющихся в направлении от оси симметрии плазменного образования. При этом вследствие того, что поперечные размеры первой бочки растут, как $R/r_{Laz} \approx \sqrt{n/(\gamma_a - 1)}$, осуществляется только первая “бочка”, размеры которой существенно превышают радиус пятна облучения. На более поздних стадиях расширения лазерный факел приобретает эллиптическую пространственную форму (рис.12). Из расчетов также следует, что скорости v продольного расширения (расширение лазерного факела вдоль координаты Z), полученные при проведении двумерных и одномерных расчетов для одинаковых условий в окружающей среде и параметрах лазерного воздействия, имеют приблизительно близкие уровни значений.

Сильное радиальное расширение лазерного факела в центрированной волне разряда, которая располагается на краю пятна облучения, сопровождается более интенсивным (по сравнению одномерными вариантами расчетов) газодинамическим “выбросом” легко ионизируемых (что облегчает их оптический пробой) паров материала преграды. Эти пары, интенсивно поглощая падающее на поверхность мишени лазерное излучение, увеличивают свою скорость в волне разряда, двигаются в сторону от мишени. При этом они быстро нагреваются и ионизируются – происходит

переход пара из состояния с температурой $T = 2 - 5$ кК в сильно поглощающую плазму (формируется волна ионизации) с температурой $T = 15 \div 30$ кК (см. рис.6, рис.11). По мере увеличения интенсивности падающего лазерного излучения фронт волны ионизации продвигается по направлению к поверхности (в область относительно холодных паров вещества мишени). При достижении пороговых значений лазерного излучения, равных для большинства металлов $10^7 \div 10^8$ Вт/см² (проведенные двумерные расчеты подтверждают данное утверждение), ионизация начинается практически от поверхности мишени.

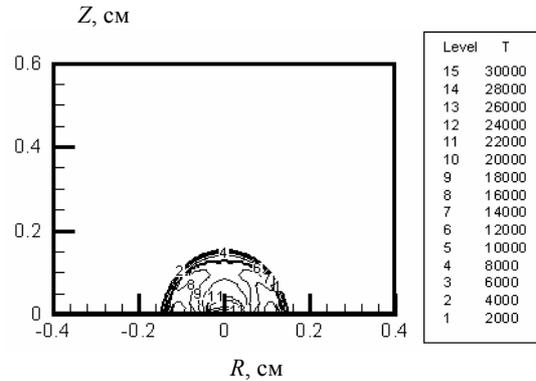


Рис.14. Пространственное распределение температуры T [К] в лазерном факеле на момент времени $t = 0.62$ мкс ($q_{Laz} = 2 \times 10^9$ Вт/см², $E_{Laz} = 3$ Дж, $t_{Laz} = 50$ нс, $P_\infty = 1$ атм)

Отметим, что в этой группе двумерных расчетов светодетонационный режим движения переднего фронта лазерного факела не реализуется. Это связано с тем, что плотность потока лазерного излучения относительно не велика ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см²). Газ из окружающей среды, располагающийся за фронтом УВ, нагрет до сравнительно низких температур ($T \sim 8$ кК) и прозрачен для падающего на мишень лазерного излучения. В этой ситуации движение переднего фронта лазерного факела может быть описано волной дефлаграционного типа.

На рис.7, рис.8 и рис.12–14 показаны двумерные распределения температуры $T(r, z)$ и продольной скорости $v(r, z)$, которые отвечают второй временной стадии формирования лазерного факела (стадии “схлопывания”).

На второй временной стадии расширения лазерного факела подвод энергии лазерным излучением уже отсутствует ($t > t_{Laz}$). Т.е. отсутствует источник энерговыделения внутри плазменного образования лазерного факела, а, значит, уменьшается подкачка энергии в ударно-волновой комплекс. В результате чего он деградирует:

- внутренняя УВ превращается в волну сжатия;
- интенсивность внешней УВ падает;
- температура внутри плазменного образования

уменьшается от $T = 15 \div 30$ кК на начальной фазе до $T = 7 \div 9$ кК на второй временной стадии (рис.7, рис.12);

- у поверхности металлической преграды возникает возвратное движение внутри лазерного факела (рис.8, рис.11). Т.е. наблюдается “схлопывание” части плазменной области к оси лазерного факела и поверхности металлической мишени.

На рис.9, рис.10 приведены двумерные распределения магнитного давления P_M . Сразу отметим, что

давление P_M не оказывает никакого влияния на процесс расширения лазерного факела. Для цилиндрически симметричной формы лазерного факела напряженность спонтанного магнитного поля имеет одну компоненту $B = B_\varphi$, изолинии которой совпадают с изолиниями магнитного давления P_M и токов проводимости. Из приведенных рисунков видно, что на начальной фазе расширения вблизи мишени на границе плазма – окружающая среда возникает тороидальная система токов, которая с течением времени отодвигается от поверхности конденсированной среды со скоростью приблизительно равной 3 км/с. Динамический процесс движения тороидальной системы токов определяется выносом плазменного образования лазерного факела и генерацией и диффузией спонтанного магнитного поля в проводящей среде факела (см. рис.10).

Отметим также, что процесс “схлопывания” внутри плазменного образования сопровождается появлением второго временного максимума в пространственном распределении магнитного давления P_M (рис.9, рис.10), которое создается возникающими в лазерном факеле спонтанными электромагнитными полями.

На процесс деградации УВ, который наблюдается по мере увеличения времени t , негативным образом накладывается пространственный характер разлета лазерного факела. Т.к. к этому моменту времени вся выделившаяся энергия заключена внутри объема лазерного факела V , то увеличение объема $V \approx r^3$ будет сопровождаться сильным падением давления $P \approx r^{-3}$ ($\rho \varepsilon \approx P$, $\rho \sim 1/V$). Это в свою очередь приведет к значительному уменьшению скорости расширения лазерного факела $V \sim \nabla P / \rho \sim 1/r$ по мере удаления границы, разделяющей плазму факела от окружающей среды, от металлической преграды.

Из приведенных на рис. 6–13 распределений видно, что на структуру течения и значения всех газодинамических величин в лазерном факеле большое влияние оказывает давление P_∞ в невозмущенной газовой среде.

Благодаря снижению величины внешнего давления от величины $P_\infty = 1$ атм до значения $P_\infty = 0.1$ атм, приблизительно в два раза увеличивается продольная скорость движения (вдоль оси Z) границы плазменного образования (от $v_{УВ} \approx 1$ км/с для $P_\infty = 1$ атм до $v_{УВ} = 2$ км/с для $P_\infty = 0.1$ атм).

В отличие от варианта ($P_\infty = 1$ атм) для случая $P_\infty = 0.1$ атм интенсивность внешней УВ близка к интенсивности сильной ударной волны $\left(\frac{\rho_{УВ}}{\rho_\infty} \approx \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \right)$.

Наблюдается сильный вынос испаренного и ионизованного материала мишени в расчетную область (рис.12). Причем наиболее интенсивное движение наблюдается вдоль оси Z , контактная граница приобретает характерную форму клина, острая часть которого направлена навстречу потоку лазерного излучения. Температура в плазменной области возрастает по сравнению с вариантом ($P_\infty = 1$ атм, $q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс) и составляет величину $T \sim 30$ кК для начальной фазы разлета. В варианте $P_\infty = 0.1$ атм давление сильно неравномерно распределено по объему лазерного факела. Его максимум

($P \sim 20$ атм) находится вблизи фронта УВ. При этом внутри плазменного образования давление существенно ниже ($P \sim 2$ атм). Такая форма распределения давления по объему и относительно небольшой уровень динамического напора приводит к возникновению внутри лазерного факела возвратного движения (рис. 13) направленного поверхности мишени и к оси симметрии плазменного образования (начинается вторая стадия процесса расширения).

Яркостная температура $T_{я,i}$ [7] неравномерно нагретой приповерхностной плазмы является одним из важнейших интегральных оптических параметров, позволяющих оценить спектрально-яркостные характеристики лазерного факела. В проведенных расчетах в качестве исходной информации для расчета $T_{я,i}$ служили плотности спектральных потоков излучения q_i ($i = 1, 2, 3$) в трех спектральных группах.

В первой группе расчетов ($q_{Laz} = 2 \times 10^7$ Вт/см², $E_{Laz} = 0.3$ Дж, $t_{Laz} = 500$ нс, $P_\infty = 0.1$ атм, $P_\infty = 1$ атм) излучение (яркостные температуры) лазерного факела максимально на первой стадии процесса расширения и заметно отличается от излучения черного тела ($T_{я1} = 22$ кК, $T_{я2} = 14$ кК, $T_{я3} = 12$ кК, $t \approx 0.2$ мкс). При этом наибольшие значения яркостных температур ($T_{я1} = 22$ кК) в эрозионной лазерной плазме достигаются в первой спектральной группе ($h\nu_1 = 0.1 \div 3.14$ эВ) в момент времени $t \approx 0.2 \div 0.4$ мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель приповерхностного лазерного факела, основанная на уравнениях радиационной плазмодинамики записанных в произвольных криволинейных координатах. Численно исследованы радиационные и газодинамические процессы, возникающей в приповерхностной лазерной плазме при воздействии на металлическую мишень излучения СО₂-лазера. Произведены расчеты всех основных газодинамических и излучательных параметров лазерного факела и металлической преграды. Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 07-01-00133 (разработка пространственной модели движения химически реагирующего газа), а также в рамках Программы фундаментальных исследований РАН (создание моделей физико-химической кинетики высокотемпературных газовых потоков) и Программы министерства образования и науки Российской Федерации РНПВШ 2.1.1/4693 (создание гибридных радиационно-столкновительных моделей аэрофизики).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

P, ρ, 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. М.: Наука, 1970, 272 с.
2. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985, 208 с.
3. Kantrovitz A. Propulsion to Orbit by Ground – Based Lasers // *Astronautics and Aeronautics*, 1972, Vol. 10, №5, pp.74–75.
4. Lasers Initiated Blast Wave For Launch Vehicle Propulsion // *AIAA Paper 98 -3735*, 1998.
5. Henderson D.B. Preprint LA-UR-88-1442, LLNL., USA, 1977.
6. 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.
7. Суржигов С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд.-во, 2004, 543 с.