РАЗЛЕТ ПЛАЗМЫ ВОЗДУХА ПРИ УДАРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ

© В.И. Мажукин, В.В. Носов, И. Смуров*

Институт Математического Моделирования РАН, Москва, Миусская пл. 4a *Ecole Nationale d'Ingenieurs de Saint-Etienne 58 rue Jean Parot, 42023 Saint-Etienne Cedex 2, France

С помощью математического моделирования исследована стадия газодинамического разлета плазмы, образующейся на границе вода-воздух при ударной лазерной обработке материалов в режиме удержания. Рассмотрено лазерное воздействие наносекундной длительности в диапазоне интенсивности 4-17 ГВт/см² на длине волны 1.06 мкм и 0.353 мкм. Эволюция плазмы описывается в приближении нестационърной радиационной газовой динамики в двумерной осесимметричной постановке. Установлено, что механизм разлета плазмы существенно зависит от длины волны лазера. Для воздействия в инфракрасном диапазоне разлет происходит в форме волны ионизации, тогда как при использовании ультрафиолетового лазера в плазме формируется светодетонационная волна. Тепловое излучение плазмы вносит существенный вклад в перераспределение энергии в плазменном облаке и при УФ воздействии приводит к формированию области предионизации перед ударной волной. Потеря плазмой прозрачности при ИК воздействии происходит за первые 3-5 наносекунд, тогда как в УФ диапазоне для этого требуется намного больше времени. При увеличении интенсивности воздействия длительность и интенсивность прошедшего через плазму импульса выходят на некоторые стационарные значения.

PLASMA DYNAMICS IN AIR DURING LASER SHOCK PROCESSING OF MATERIALS

V.I. Mazhukin, V.V. Nossov, I. Smurov*

Institute of Mathematical Modeling of RAS, Moscow, Miusskaja 4a *Ecole Nationale d'Ingenieurs de Saint-Etienne 58 rue Jean Parot, 42023 Saint-Etienne Cedex 2, France

The gas-dynamic expansion stage of plasma at the air-water interface is studied numerically for the set-up corresponding to the Laser Shock Processing (LSP) of materials in the water-confined regime. Plasma is induced by a laser radiation of the intensity range $4-17 \text{ GW/cm}^2$ at the 1.06 μ m and 0.353 μ m laser wavelength. A mathematical description of plasma is performed in the frame of transient 2D Radiative Gas Dynamics, which incorporates the system of gas dynamic equations and the radiation transfer equation. The studies performed indicate that the plasma evolution significantly depends on the laser wavelength. For the IR laser effect the expansion mechanism is the fast propagation of the ionisation wave toward the laser source, and for the UV laser effect the Laser Supported Detonation (LSD) wave is formed. The plasma radiation contributes significantly to the redistribution of energy inside the plasma domain and, for the UV effect, forms the domain of pre-ionisation ahead of the shock wave. In both cases plasma becomes opaque: for the IR effect it occurs over a very short period of time, 3–5 ns, while for the UV effect the process takes much longer. When the laser intensity is increased, the peak intensity and the duration of the transmitted pulse tend to reach a saturation level.

1. Введение

Наметившиеся перспективы технологического применения ударной лазерной обработки материалов, помещенных в слабо поглощающие жидкие среды (вода, спиртовые растворы и т.п.) [1-3], обусловили интенсивные, в основном экспериментальные, исследования взаимодействия лазерного излучения с водой [4-8]. Проведенные исследования показали большое разнообразие и сложность физических процессов, сопровождающих взаимодействие лазерного излучения со свободной поверхностью воды. Поведение, характер и количество процессов качественно изменяются в зависимости от длительности τ , интенсивности G, длины волны λ и временной формы f(t) лазерного импульса.

Интенсивностям G<10⁶ Вт/см² соответствует чисто тепловой характер взаимодействия. Увеличение интенсивности излучения G>10⁶ Вт/см² приводит к смене теплового механизма на испарительный. Оба режима воздействия характеризуются образованием и распространением в мишени оптоакустического сигнала. В частности, для длинных импульсов СО2-лазера (т≈3 мкс) в тепловых ($G \approx 3 \times 10^5$ BT/см²) и испарительных ($G \approx 2.5 \times 10^6$ BT/см²) режимах наблюдался ряд тонких эффектов [9] в виде слоистой периодической структуры, накладывающейся на основной оптоакустический сигнал. Как показали исследования, эти высокочастотные колебания вызваны модуляцией интенсивности в хвостовой части лазерного импульса. Укорочение импульса до 0.2-0.3мкс при одновременном увеличении интенсивности до 10⁷ Вт/см² приводило к исчезновению слоистой структуры и генерации биполярных оптоакустических сигналов большой амплитуды ~30-60 бар. Большая крутизна заднего фронта лазерного импульса способствует генерации большого отрицательного импульса давления, который по амплитуде может в несколько раз превосходить предшествующий ему положительный импульс. Большие отрицательные значения давления, при превышении прочности воды к растягивающим напряжениям, приводят к появлению различных видов неустойчивости, часть из которых относится к дефлаграционному типу, а часть к Рэлей-Тейлоровским [10,11].

Переход в наносекундный диапазон (т $\approx 10^{-9} \div 10^{-8}$ сек) с увеличением интенсивности свыше G>10⁹ Вт/см² [5,6] характеризуется образованием плазмы с типичным давлением $p\approx(1\div5)$ ×10⁴ бар на границе с мишенью и генерацией мощной ударной волны. Комплексное воздействие лазерного излучения, совмещенного с ударной нагрузкой, было использовано для улучшения прочностных характеристик сплавов алюминия [2], в частности, для повышения пороговой усталости металлических сплавов и снятия остаточных напряжений в многослойных стальных образцах.

Одной из центральных проблем ударной лазерно-плазменной обработки является увеличение мощности и длительности импульса давления, воздействующего на мишень. Покрытие обрабатываемой поверхности слоем жидкости (так называемый режим удержания) является эффективным способом ее решения. С одной стороны, жидкость эффективно подавляет процесс испарения металлической мишени, в результате чего удается всю поглощенную металлом энергию преобразовать практически в мгновенный нагрев поверхностных слоев. Прогретый слой при этом не успевает расшириться, и вся запасенная энергия преобразуется в напряжения сжатия. Одновременно плотная жидкая среда сдерживает гидродинамический разлет образующейся плазмы, позволяя в два-три раза увеличить длительность и амплитуду генерируемого импульса давления [5]. Еще одним направлением повышения эффективности является дальнейшее уменьшение длительности воздействующих импульсов и увеличение интенсивности до $10^{10}-10^{12}$ BT/см² [7].

Ограничивающим фактором использования режима удержания является образование в воздухе на границе слоя воды второй области плазмы, рис.1. Плазма воздуха частично или полностью экранирует падающий лазерный импульс, в результате чего реально воздействующий на мишень (прошедший) импульс оказывается слабее и короче. Детальное исследование пропускания плазмы воздуха, образующейся при воздействии Nd-YAG лазера, λ =1.06 мкм, т= =25-30 нс представлено в [8]. В работе была предложена методика для оценки параметров лазерных импульсов, прошедших через плазму, с помощью измерения пропускания зондирующего излучения, рис.1. С помощью данного подхода было установлено, в частности, что при увеличении интенсивности воздействия свыше 10 ГВт/см² интенсивность прошедших импульсов перестает повышаться и выходит на некоторый уровень насыщения.



Рис.1. Схема ударной лазерной обработки в режиме удержания, образования плазмы пробоя в воздухе и эксперимента по ее зондированию

Процесс образования плазмы вблизи конденсированных сред при лазерном облучении мишеней микросекундными и наносекундными импульсами рассматривался в ряде экспериментальных и теоретических работ [12-16]. Было установлено, что плазма, образующаяся вблизи облучаемых поверхностей, тесным образом связана с процессами лазерной абляции, и условия ее развития существенно отличаются от условий развития в чисто газовых средах. В экспериментах [15,16] по воздействию ИК и УФ лазерного излучения наносекундной длительности на металлы отмечалась сложная структура плазменного факела и качественное различие поведения плазмы при переходе от излучения с λ =0.308 мкм.

Теоретическое исследование плазмы сильно усложняется, если в её энергобаланс существенный вклад вносит собственное излучение. При этом для плазмы переменой оптической плотности требуется, помимо уравнений газовой динамики, включать в рассмотрение уравнение переноса излучения (модели РГД). Подробное рассмотрение различных вопросов радиационной газовой динамики можно найти в [17-20].

Разлет плазменной среды, сопровождающийся переносом излучения, может протекать в нескольких качественно отличающихся режимах, среди которых выделяют режимы быстрого и медленного горения [18]. В режимах медленного горения основными механизмами переноса являются дозвуковая радиационная волна и теплопроводность. Температура среды в этих режимах составляет от одного до нескольких электрон-вольт, скорость разлета является существенно дозвуковой и плазма распространяется при почти постоянном давлении, примерно равном давлению окружающего газа. К режимам быстрого горения относятся режим светодетонации, сверхзвуковой радиационной волны, волны ионизации и их различные комбинации. Этот режим характеризуется высокими температурами (*T*~10 эВ), большим перепадом давлений и сверхзвуковыми скоростями разлета плазменных образований.

Ряд теоретических исследований поведения лазерной плазмы в газовых средах с помощью РГД моделей был выполнен в [21-27]. В [21,22] двумерная РГД модель применялась для исследования разлета плазмы воздуха в среду с давлением 1-100 бар при воздействии лазера 1.06 мкм интенсивностью 50-500 МВт/см². Было показано, что, в зависимости от величины противодавления, механизм разлета может изменяться от режима светодетонационной волны при низком давлении до дозвуковой радиационной волны при высоком. В [23] в рамках аналогичных моделей сопоставлены особенности разлета плазмы паров алюминия и воздуха.

В плазме, развивающейся вблизи аблирующей поверхности, где существенную роль играют продукты испарения, ни один из рассмотренных режимов не реализуется в чистом виде. Процесс представляет собой последовательность сменяющих друг друга механизмов обмена энергией. Теоретическое рассмотрение динамики плазмы совместно с процессами абляции возможно в рамках так называемой сопряженной модели, одновременно описывающей поведение конденсированной среды и процесс газодинамического разлета плазмы. В [24,25] с помощью одномерной сопряженной РГД модели исследовалось поведение плазмы в парах металла при лазерном испарении алюминиевой мищени с целью определения ее экранирующего эффекта, теплового и газодинамического воздействия на мишень. Было показано, в частности, что высокое давление плазмы может не только полностью остановить испарение мишени, температура поверхности которой при этом будет намного превосходить равновесную температуру кипения, но и привести к изменению направления фазового перехода – поверхностное испарение сменяется конденсацией. В [26,27] двумерная РГД модель совместно с одномерной моделью нагрева и фазовых переходов в металлической мишени применялась для исследования влияния излучения на динамику разлета.

Одной из особенностей лазерной плазмы является многообразие происходящих в ней взаимосвязанных процессов, относительный вклад которых заранее неизвестен и должен быть установлен. Математическое моделирование является эффективным средством для проведения таких исследований.

Основной задачей работы является исследование с помощью математического моделирования поведения плазмы воздуха в режимах воздействия, типичных для ударной лазерноплазменной обработки при помощи наносекундных лазерных импульсов ИК и УФ диапазона излучения. В рамках этой задачи установлены закономерности разлета лазерной плазмы, определены её поглощательная и пропускательная способность, а также выполнено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

Во втором разделе статьи рассмотрена физико-математическая постановка задачи, основанная на двумерной РГД модели в цилиндрической системе координат. Модель включает систему уравнений сжимаемого невязкого газа, уравнение переноса теплового излучения плазмы и лазерного излучения, уравнения Саха для расчета зарядового состава плазмы, уравнения состояния и информацию об оптических свойствах плазмы. Третий раздел посвящен представлению и обсуждению результатов моделирования. Приведены характерные распределения температуры, плотности и концентрации электронов в плазме, определены различия механизмов разлета плазмы при воздействии в ИК и УФ диапазоне и особенности ее взаимодействия с лазерным излучением, установлены параметры прошедших сквозь плазму лазерных импульсов и их изменение при увеличении интенсивности воздействия. В заключении сформулированы основные результаты исследования.

2. Физико-математическая модель и метод решения

А. Общая схема модели и основные предположения. Физическая формулировка задачи ориентирована на схему эксперимента [8], рис.1, согласно которой рассматривается помещенный в воду металлический образец, на который перпендикулярно его поверхности падает лазерное излучение. Над границами раздела металл-вода и вода-воздух возникают плазменные образования. Корректное описание процессов одновременно в трех средах – мишени, воде и воздухе – возможно, как уже отмечалось, лишь в рамках сопряженной модели. Однако численная реализация подобной двумерной модели сталкивается с большими вычислительными трудностями. Учитывая, что основной интерес в данной работе состоит в исследовании поглощательной и пропускательной способности плазмы воздуха, проблему можно значительно упростить, предположив, что к моменту рассмотрения над поверхностью воды уже существует тонкий слой плазмы. Это предположение позволяет исключить из рассмотрения водную среду и исследовать только эволюцию плазмы в воздухе, для описания которой используется двумерная модель радиационной газовой динамики [19,22].

В силу осевой симметрии задачи введем в области, занятой воздухом, цилиндрическую

систему координат, совместив ось z с осью лазерного луча и направив ее навстречу лучу, а ось r – вдоль границы раздела воздух-вода. Описание эволюции плазмы осуществляется при следующих предположениях:

- В начальный момент времени над свободной поверхностью воды существует тонкий слой воздушной плазмы с температурой T=T_{hot} и плотностью ρ=ρ_{hot}.
- Плазма является поглощающей средой и находится в состоянии локального термодинамического равновесия.
- Движение плазмы описывается в приближении невязкого нетеплопроводного газа.

В. Модель газодинамического разлета. Движение плазмы описывается полной системой нестационарных двумерных уравнений газовой динамики, дополненной двумя уравнениями состояния:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u \upsilon) = -\frac{\partial(\rho + \upsilon)}{\partial r} \quad , \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\rho\upsilon)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho\upsilon\upsilon) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\upsilon^2) = -\frac{\partial(p+\omega)}{\partial z},$$
(3)

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \upsilon \varepsilon) = -p\left[\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial \upsilon}{\partial z}\right] - \left[\frac{1}{r}\frac{\partial W_r}{\partial r} + \frac{\partial W_z}{\partial z}\right] + \left[\frac{\partial G}{\partial z}\right],\tag{4}$$

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T),$$
 (5)

где t – время; r, z – пространственные координаты; ρ – плотность; u, υ – компоненты вектора скорости; p – давление; ω – искусственная вязкость; ε – удельная внутренняя энергия; W_r , W_z – компоненты суммарного потока излучения плазмы; G – интенсивность лазерного излучения. Три выражения в квадратных скобках в уравнении энергии (4) описывают вклад в энергобаланс системы работы сил давления, энергии теплового излучения плазмы и лазерного излучения.

Система дополняется начальными и граничными условиями:

$$t=0: u=\upsilon=0, 0 \le (r \times z) \le (L_r \times L_z) T=T_{hot}, \rho=\rho_{hot}, 0 \le (r \times z) \le (l_r \times l_z) T=T_{hot}, \rho=\rho_{hot}, 0 \le (r \times z) \le (l_r \times l_z)$$
(6)

$$I = I_0, \quad \rho = \rho_0, \qquad (l_r \times l_z) < (r \times z) \le (L_r \times L_z)$$

r=0:
$$u = 0, \quad \partial \rho / \partial r = \partial \upsilon / \partial r = \partial T / \partial r = 0, \qquad (7)$$

z=0:
$$v = 0$$
, $\partial \rho / \partial z = \partial v / \partial z = \partial T / \partial z = 0$, (8)

$$r = L_r; \qquad p = p_0, \quad \partial \rho / \partial r = \partial u / \partial r = \partial T / \partial r = 0, \tag{9}$$

$$z=L_{z}: \qquad p=p_{0}, \quad \partial \rho/\partial z=\partial \nu/\partial z=\partial T/\partial z=0.$$
(10)

С. Перенос теплового излучения плазмы. Распространение собственного излучения плазмы описывается стационарным уравнением переноса излучения

$$\Omega \operatorname{grad} I_{\nu} + \kappa_{\nu} I_{\nu} = \kappa_{\nu} I_{\nu,eq}, \qquad (11)$$

где Ω – единичный вектор направления вылета фотона; $I_{v,eq}$ – спектральная и спектральная равновесная интенсивности излучения; κ_v – коэффициент поглощения. Основная сложность решения уравнения (11) заключается в том, что его размерность существенно превышает размерность остальных уравнений. Неизвестная функция I_v дополнительно зависит от перемен-

ных Ω и v. Задачу можно значительно упростить, если понизить размерность функции I_v , избавившись для этого от её зависимости от угловых переменных Ω . Для этого, предположив малую анизотропию оптических свойств плазмы, уравнение (11) можно аппроксимировать диффузионным приближением переноса излучения [17,20]:

$$div \mathbf{W}_{v} + c\kappa_{v}U_{v} = c\kappa_{v}U_{v,eq},$$

$$c/3 \operatorname{grad} U_{v} + \kappa_{v}\mathbf{W}_{v} = 0,$$
(12)

в котором c обозначает скорость света; U_{v} , $U_{v,eq}$ – объемная и равновесная плотности энергии излучения;

$$U_{v,eq} = \frac{8\pi h v^3}{c^3 \exp(hv/kT - 1)}.$$
 (13)

Учет частотной зависимости функций к_v(v, ρ ,T) и U_v(v, ρ ,T) осуществлялся с помощью многогруппового приближения [19,21]. В рамках этого подхода весь частотный диапазон разбивается на конечное число интервалов (групп) [v_{min}, v_{max}] = $\sum_{k=1}^{N} [v_{k-1}, v_k]$, внутри каждого ин-

тервала W_v и U_v полагаются не зависящими от частоты, а вместо величин κ_v и $U_{v,eq}$ используются их усреденные по данному интервалу значения

$$\mathbf{v} \in [\mathbf{v}_{k-1}, \mathbf{v}_k]: \ \mathbf{W}_{\mathbf{v}} \equiv \mathbf{W}_k, \ U_{\mathbf{v}} \equiv U_k, \ U_{k,eq} = \int_{\mathbf{v}_{k-1}}^{\mathbf{v}_k} U_{\mathbf{v},eq} \, d\mathbf{v} \, .$$

В результате исходные уравнения (12) превращается в систему из N уравнений

div
$$\mathbf{W}_k + c\kappa_k U_k = c\kappa_k U_{k,eq}, \quad k = 1, N,$$

 $\mathbf{W}_k = -\frac{c}{3\kappa_k} \operatorname{grad} U_k, \quad \mathbf{W} = (W_r, W_z) = \sum_{k=1}^N \mathbf{W}_k, \quad U = \sum_{k=1}^N U_k.$
(14)

Граничные условия для каждого уравнения переноса задаются в виде

$$r = 0$$
: $W_r = 0$; $z = 0$: $cU = \sigma T^4$; $r = L_r$: $W_r = cU/2$; $z = L_z$: $W_z = cU/2$. (15)

Коэффициент поглощения $\kappa_v = \kappa_v(v, \rho, T)$ является функцией трех переменных и сложным образом зависит от частоты, т.к. учитывает вклад нескольких механизмов излучения. Для его определения использовалась квантово-механическая модель Хартри-Фока-Слеттера [28,29]. Результаты расчетов табулировались в виде трехмерных таблиц. Диапазоны для температуры, плотности и энергии квантов выбирались следующим образом: $T \in [0.01-200 \text{ эв}], \rho \in [5 \cdot 10^{-6} - 10^{-2} \text{ г/см}^{-3}], hv \in [0.01-250 \text{ эв}], а число групп задавалось равным 10. Внутри каждой группы <math>v \in [v_{k-1}, v_k]$ коэффициент поглощения κ_v осреднялся по Планку или Росселанду:

$$\kappa_{k} = \int_{\nu_{k-1}}^{\nu_{k}} \kappa_{\nu} U_{\nu,eq} d\nu \Big/ \int_{\nu_{k-1}}^{\nu_{k}} U_{\nu,eq} d\nu; \quad \kappa_{k}^{-1} = \int_{\nu_{k-1}}^{\nu_{k}} \kappa_{\nu}^{-1} (\partial U_{\nu,eq} / \partial T) d\nu \Big/ \int_{\nu_{k-1}}^{\nu_{k}} (\partial U_{\nu,eq} / \partial T) d\nu.$$

Уравнения состояния (5) определялись с помощью подхода [29] и представлялись в виде двумерных таблиц.

D. Перенос лазерного излучения. Распространение лазерного излучения в направлении, параллельном оси z, описывается уравнением переноса

$$\partial G / \partial z - \kappa G = 0, \tag{1}$$

6)

с граничным условием

Разлет плазмы воздуха при ударной лазерной обработке материалов

$$z = L_z: \quad G = G_0 \exp(-(t/\tau)^2) \exp(-(r/R)^2), \tag{17}$$

соответствующим гауссовскому распределению интенсивности излучения по пространству и времени, τ – полуширина импульса на полувысоте, R – радиус пятна фокусировки. Коэффициент поглощения лазерного излучения к в ИК области задается в виде [20,30]

$$\kappa = \frac{8\pi e^6}{3mhc(6\pi mk)^{1/2}} \frac{N_e \sum_{z=1}^{2max} z^2 N_z}{v^3 T^{1/2}} (1 - \exp(-hv/T)), \qquad (18)$$

где N_e , N_z – концентрации электронов и ионов с зарядом z (индекс z=0 соответствует нейтральному атому); v –частота лазерного излучения, Z_{max} – максимальный учитываемый в модели заряд иона; h, m, e – постоянная Планка, масса и заряд электрона. Выражение (18) описывает поглощение лазерного излучения электронным газом через механизм обратного тормозного поглощения и учитывает только те акты поглощения, в которых третьей частицей, помимо фотона и электрона, является ион. Поглощение в поле нейтральных частиц, существенное в слабоионизованных газах, в данной работе не учитывается. В УФ области в качестве коэффициента K использовались табличные значения соответствующей спектральной группы.

Зарядовый состав плазмы в равновесном приближении описывается уравнениями Саха [20,30]:

$$\frac{N_e N_z}{N_{z-1}} = \frac{g_e g_z}{g_{z-1}} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-J_z/T\right), \quad z = 1, \dots, Z_{\max},$$
(19)

где ge, gz – статистические веса электронов и ионов, Jz – потенциалы ионизации.

Численное решение задачи осуществлялось конечно-разностным методом, подробное рассмотрение которого представлено в [22]. Алгоритм на каждом шаге по времени включал в себя следующие этапы: i) решение уравнений диффузии излучения для каждой группы по частоте с усредненными по Планку оптическими характеристиками; ii) совместное решение усредненного уравнения диффузии излучения и энергии; iii) решение уравнений газовой динамики.

3. Результаты моделирования

А. Начало процесса и начальные данные. Рассматривается область $0 \le (r \times z) \le (L_r \times L_z)$, заполненная неподвижным холодным воздухом с температурой $T(0,r,z)=T_0$ и плотностью $\rho(0,r,z)=\rho_0$. Плоскость z=0 соответствует свободной поверхности воды. Лазерное воздействие осуществлялось одиночными импульсами наносекундной длительности с $\tau=1.7 \times 10^{-8}$ с, с двумя длинами волн $\lambda=1.06$ мкм или $\lambda=0.353$ мкм и пиковой интенсивностью $G_0=(4-17)$ ГВт/см².

В силу принятых предположений начальный этап лазерного воздействия, соответствующий испарению воды, оптическому пробою продуктов испарения и зарождению плазменного очага, моделировался заданием на свободной поверхности воды неподвижного тонкого горячего слоя воздуха с размерами $0 \le (r \times z) \le (r_{hot} \times z_{hot})$, температурой $T(0,r,z)=T_{hot}$ и плотностью $\rho(0,r,z)=\rho_{hot}$. Здесь $r_{hot} < L_r$, $z_{hot} < < L_z$, $T_{hot} > T_0$, $\rho_{hot}=\rho_0$. В расчетах использовались следующие значения рассмотренных параметров: $L_r=5$ см, $L_z=10$ см, $r_{hot}=2R$, R=0.15 см, $T_0=0.03$ эВ, $\rho_0=1.25 \times \times 10^{-3}$.

Значение пары (T_{hot} , z_{hot}) для лазера с λ =1.06 мкм определялось с помощью процедуры сопоставления расчетных и экспериментальных [8,31] значений коэффициента пропускания. При фиксированной интенсивности G_0 подбиралась пара значений (T_{hot} , z_{hot}), при которой расчетный коэффициент пропускания становился равным 0.5 в тот же момент времени, что и в эксперименте. Соответствующие результаты приведены в табл.1. Как следует из представленных данных, определяющей с точки зрения пропускания плазмы является температура началь-

ной горячей области, значение которой составляет примерно 1 эВ. Влияние толщины области намного меньше, и ее увеличению в два раза с 50 мкм до 100 мкм компенсируется уменьшением температуры примерно на 5%. При задании температуры области T_{hot} ниже 0.9 эВ образование плазмы не начиналось ни при каких значениях интенсивности из рассмотренного диапазона.

Таблица 1.

Задание параметров начальной области. Для воздействия λ =1.06 мкм, G_0 =6, 10, 13 ГВт/см² приведены экспериментальные значения времени экранировки t_{tr} , и параметры начальной горячей области, температура T_{hot} и толщина l_z , при которых расчетное время экранировки совпадает с экспериментальным.

Интенсивность воздействия	Время экранировки	Параметры начальной области	
G_0	• <i>t</i> _{tr}	l _z =50мкм	l _z =100мкм
	-	T _{hot}	T _{hot}
6 Вт/см ²	10-15нс	1.05 ə B	0.98эВ
10 Вт/см ²	0 нс	1.05 э B	0.98эB
13 Вт/см ²	-13нс	1.1 э B	1.02 9B

В УФ диапазоне воздействия из-за отсутствия экспериментальных данных по пропусканию плазмы воздуха начальные значения (T_{hot} , z_{hot}) определялись по несколько иной методике. Косвенные оценки, основанные на наблюдении сигналов давления [7,31], позволили предположить, что экранировка излучения на пике лазерного импульса $t_{tr}\approx0$ нс происходит при интенсивности 6 ГВт/см². В расчетах этим данным соответствовала пара значений $T_{hot}=2$ эВ и $l_z=$ =100 мкм.

В расчетах использовались неравномерные сетки с количеством узлов 40-60 по координате r и 50-100 по координате z. Время расчета на ПК с процессором PIII-500 составляло от десятков минут до нескольких часов.

В. Механизмы разлета плазменных образований. Особенности эволюции плазмы при ИК и УФ воздействии проанализируем на примере расчетов, выполненных при одинаковой интенсивности $G_0=10 \ \Gamma B T/cm^2$ для двух длин волны $\lambda = 1.06 \ мкм$ или $\lambda = 0.353 \ мкм$, рис. 2-12.

Распределения температуры, плотности, и концентрации электронов на момент времени $t\approx0$ нс при ИК воздействии показаны на рис.2. Интенсивное поглощение лазерного излучения в начальной области вызывает быстрое повышение температуры плазмы, превышающей 9 эВ, рис.2а. Избыточное давление в начальной горячей области приводит к образованию ударной волны вдоль ее границы с невозмущенным газом, рис.2b. Максимальная плотность на фронте ударной волны достигает 3×10^{-3} г/см³, то есть превосходит плотность фона более чем в два раза. Концентрация электронов, в равновесном случае определяемая температурой и плотностью плазмы, также возрастает, рис.2c, с максимумом на ударной волне в центре области $\approx10^{20}$ см⁻³. Более поздняя стадия процесса $t\approx34$ нс $\approx2\tau$ представлена на рис.3. При ИК воздействии интенсивность поглощения энергии лазера оказывается достаточной для образования волны ионизации [18] – области с высокой температурой и плотностью электронов, рис.3a, быстро распространяющейся в направлении лазерного источника при практически неизменной плотностности газа, рис.3b.

Графики движения фронта ионизации и ударной волны приведены на рис.4. Положение обеих границ определяется на оси лазерного луча (прямая r=0): координата фронта ионизации находится из условия $\alpha = N_e/N_0=0.01$, где N_e , N_0 – концентрации электронов и нейтральных атомов, а координата ударной волны – по максимуму давления. Волна ионизации является наиболее быстрым среди всех типов разлета плазмы – как видно на рисунке ее скорость достигает 100 км/с, намного превышая скорость звука, рис.4. Движение ударной волны, определяется более медленными гидродинамическими процессами, происходит со значительно мень-

шей скоростью. После окончания лазерного импульса фронт ионизации резко замедляется, ударная волна догоняет его и, начиная с момента *t*≈200 нс, разлет плазмы характеризуется одним фронтом.



Рис.2. Распределения температуры (а), плотности (b) и концентрации электронов (c) на момент *t*≈0 нс (пик импульса) при воздействии лазера с λ=1.06 мкм.



Энергетический баланс плазмы включает три составляющих – энергию лазерного излучения, энергию собственного излучения плазмы и работу сил давления, соотношение которых и определяет тот или иной механизм разлета. При ИК воздействии в области фронта ионизации определяющим является выделение энергии лазера, а в области ударной волны – работа сил давления. Роль теплового излучения иллюстрируют два профиля температуры T(z), рис.5, взятых при r=0 на момент времени t=17 нс. Сплошная линия соответствует расчету по полной модели (1)-(19), а штриховая – по модели, в которой перенос излучения плазмы не учитывается. Как следует из рисунка, излучение эффективно перераспределяет энергию в наиболее горячей области вблизи поверхности и в области фронта ударной волны. При отсутствии излучения фронт ударной волны становится более крутым, а максимальная температура повышается примерно на 2 эВ выше. В области фронта ионизации вклад излучения пренебрежимо мал. При температуре 2–3 эВ спектральный максимум испускания этой области приходится на диапазон 6–8 эВ, который слабо поглощается холодным воздухом, в результате чего излучаемая энергия беспрепятственно выносится из области воздействия.

Определенный в расчетах график движения ударной волны, рис.6, сплошная линия, может быть сопоставлен с аналогичной кривой, полученной экспериментально с помощью скоростной фотосъемки [31] (пунктирная линия) и рассчитанной аналитически по формуле [18] $D=[2(\gamma^2-1)G_0/\rho]^{1/3}$ (штриховая линия), где D – скорость ударной волны, $\gamma=1.4$ – показатель адиабаты. Как видно из рисунка, расчетные и экспериментальные значения достаточно хорошо согласуются. Аналитическая зависимость с хорошей точностью описывает динамику фронта на начальном этапе, однако, полученная для случая постоянной интенсивности, по мере окончания импульса дает все большую погрешность.

Газодинамические характеристики процесса – распределения давления P(z, r=0), азимутальной V_z (z, r=0) и радиальной компонент скорости на несколько последовательных моментов времени представлены на рис.7. Начальный момент образования плазмы характеризуется резким повышением давления, достигающим нескольких килобар, рис.7а, кривая 1. В дальнейшем область повышенного давления распространяется вместе с волной ионизации, а максимальное значение достигается на ударной волне, кривая 2. По мере остывания плазмы давление быстро понижается, рис.7а, кривые 3, 4. Профили азимутальной скорости, рис.7b, кривые 1, 2, являются биполярными: положительная ветвь соответствует ударной волне, а отрицательная – волне сжатия, движущейся в сторону границы вода/воздух. Движение ударной волна сдерживается высоким давлением в области, по которой прошел фронт ионизации, поэтому ее характерная скорость 6 км/с почти вдвое меньше скорости разлета в радиальном направлении, рис.7c. На момент 200 нс плазменное облако принимает вид полусферы с радиусом примерно 0.3 см, рис.7b,с.

При УФ воздействии процесс разлета имеет ряд качественных отличий, рис.8, 9. Коэффициент поглощения плазмы, убывающий с уменьшение длины волны, оказывается недостаточным для поддержания волны ионизации. Экранировка лазерного излучения происходит преимущественно на фронте ударной волны, приводя к образованию волны светодетонации [20], являющейся основным механизмом распространения плазменных образований в УФ диапазоне. Граница области ионизации движется лишь немного впереди ударной волны, рис.10.

Принципиально иным для УФ воздействия оказывается роль излучения плазмы. На рис.11, аналогичном рис.5 для ИК воздействия, представлены распределения температуры, рассчитанные с учетом и без учета переноса излучения. Крутой фронт ударной волны с температурой 8–10 эВ испускает излучение со спектральным максимумом 25–30 эВ, которое эффективно поглощается в области перед волной, приводя к образованию так называемой области предионизации, в которой воздух находится в частично ионизованном состоянии, рис.11, сплошная линия. Излучение плазмы также несколько размазывает фронт ударной волны и перераспределяет энергию в горячей области, вызывая понижение температуры примерно на 2 эВ. В расчете, проведенном без переноса излучения плазмы, вся область перед ударной волной остается совершенно холодной, рис.11, штриховая линия.

Различия в механизмах распространения плазмы проявляются и на распределениях давления и скорости, рис.12. На профилях давления, рис.12a, хорошо видны область резкого градиента на ударной волне, и область предионизации, в которой давление примерно на порядок меньше давления на фронте. Скорость разлета по направлению z при этом почти в два раза выше, чем при ИК воздействии, примерно 15 км/сек и плавно снижается по мере разлета и остывания плазмы, рис.12b. Разлет в радиальном направлении, рис.12c, происходит аналогично случаю ИК воздействия.



Рис.4. Положение ударной волны и фронта ионизации при воздействии с λ=1.06 мкм.



Рис.5. Распределения температуры T(z,r=0) на момент времени t=17 нс, рассчитанные с учетом переноса излучения плазмы, сплошная линия, и без учета, штриховая линия, при возлействии с λ=1.06 мкм.



Рис.6. Положение фронта ударной волны, определенное в расчетах (сплошная линия), экспериментально (пунктирная линия) и рассчитанное аналитически по формуле Райзера (штриховая линия).



Рис.7. Распределения давления P(z,r=0) – (а), скорости $V_z(z,r=0)$ – (b) и $V_r(r,z=55$ мкм) – (c) на несколько моментов времени при воздействии с λ =1.06 мкм.



Рис.8. Распределения температуры (а), плотности (b) и концентрации электронов (c) на момент t≈0 нс (пик импульса) при воздействии лазера с λ =0.355 мкм.

Рис.9. Распределения температуры (а), плотности (b) и концентрации электронов (c) на момент t≈34 нс (окончание импульса) при воздействии лазера с λ=0.355 мкм.

С. Поглощательная способность плазмы. Как следует из результатов предыдущего пункта, рассматриваемым режимам воздействия соответствует плазма высокой плотности со степенью ионизации много больше единицы. Механизмы образования и распространения плазменных образований существенно зависят от длины волны лазерного излучения. Соответственно, оптические свойства плазмы для двух рассмотренных спектральных диапазонов также должны отличаться. Способность плазмы поглощать энергию лазерного излучения характеризуется коэффициентом поглощения, зависящим от трех переменных, $\kappa = \kappa(v,T,\rho)$. Две из этих величин, температура T и плотность ρ , являются динамическими и меняются в ходе процесса, а частота vфиксирована для данного типа лазера. В ИК диапазоне для коэффициента поглощения наблюдаются экспоненциальная зависимость от температуры T и линейная от плотности ρ . В УФ диапазоне эти зависимости коэффициента к близки к линейным. Эти отличия в конечном итоге и приводят к реализации различных механизмов распространения плазменных образований.

Для ИК воздействия область выделения энергии определяется прежде всего распределением температуры. По оси z область максимального поглощения находится вблизи фронта ионизации и вместе с ним быстро распространяется по направлению к источнику. Типичные значения к здесь составляют (3-4)×10² см⁻¹, излучение полностью поглощается и не проходит вглубь плазменного облака. Радиальное распределение коэффициента поглощения иллюстрируют представленные на рис. 13а зависимости $G_{i}(r,t)$ интенсивности лазерного излучения на границе конденсированной среды на несколько последовательных моментов времени. Размер области поглощения оказывается заметно меньше радиуса фокусировки R, что объясняется гауссовским распределением интенсивности по пространству $G(r,t)=G_0 \exp(-(r/R)^2)$ и высокой чувствительностью коэффициента к к температуре. При этом излучение в пространственных крыльях лазерного импульса беспрепятственно проходит слой плазмы и достигает поверхности конденсированной среды. Так для пиковой интенсивности лазерного излучения, достигаемого в момент времени t=0, полностью непрозрачной оказывается область с $r \le 0.04$ см, частично прозрачной 0.04<r<0.06 см и полностью прозрачной область с r≥0.06 см, рис.13a. С течением времени по мере роста температуры плазмы, область непрозрачности увеличивается, и все большая доля излучения поглощается плазмой. Резкая граница области поглощения в радиальном направлении хорошо заметна также на распределениях температуры, рис.2а,3а. Интегрирование по времени и площади в плоскости z=0 показало, что в ИК диапазоне воздействия поверхности конденсированной среды достигает ≈ 85% энергии лазерного импульса.

Процесс переизлучения при ИК воздействии может играть заметную роль. На рис.14а представлены на те же моменты времени, что и интенсивность $G_s(r,t)$, пространственные профили потока собственного излучения плазмы $W_s(r,t)$, достигающего поверхности конденсированной среды. Максимальное значение $W_s(r,t)$ достигается в точке r=0 на момент t=17 нс и составляет $\approx 3 \times 10^8$ Br/cm². Несмотря на то, что радиационный поток значительно меньше лазерного, его значимость обуславливается тем, что его действие происходит в той пространственной области, где лазерное излучение отсутствует из-за полного поглощения в плазме. В целом за счет переизлучения в конденсированную среду вкладывается $\sim 10\%$ поглощенной в плазме энергии лазерного импульса. Таким образом, при импульсном воздействии ИК лазерного излучения в облучаемую конденсированную среду передается около 87% энергии.

Для УФ воздействия поглощательная способность плазмы в большей степени определяется её плотностью, и максимум выделения лазерной энергии сохраняется вблизи фронта ударной волны. Коэффициент поглощения УФ лазерного излучения оказывается значительно меньшим, чем для ИК излучения и достигает величины $\kappa \approx (2+5) \times 10^1$ см⁻¹. Выделение энергии лазерного излучения по переменной *z* происходит на значительно большей глубине. Поглощение лазерного излучения в радиальном направлении происходит в плазменной области с радиусом, сопоставимым с радиусом пятна фокусировки, $r \leq R$, рис.13b. Из-за малых значений коэффициента поглощения полного экранирования конденсированной среды от лазерного излучения не происходит, рис.13b. Максимум интенсивности прошедшего излучения достигается при t=0 и $r \approx R_f$ и составляет $G_s \approx 4 \times 10^9$ BT/см². Поток собственного излучения плазмы, действующий на конденсированную среду $W_s(r,t)$, достигает 8×10^8 BT/см², рис.14b, и за счет этого плазма переизлучает в направлении мишени примерно 25% поглощенной энергии. В итоге, при УФ воздействии конденсированной среде передается около 80% энергии лазерного импульса. Еще одной важной характеристикой плазмы с точки зрения ее взаимодействия с лазерным излучением являются максимальная плотность электронов. Согласно результатам моделирования ИК и УФ воздействия в диапазоне интенсивности 4-17 ГВт/см², концентрация электронов не превышает 5×10^{20} см⁻³. Эта величина может быть сопоставлена с критической плотностью электронов $N_{e,crit}=m\omega^2/(4\pi e^2)$, ω – круговая частота лазера, при достижении которой плазма становится непрозрачной и отражает падающее лазерное излучение. Для рассматриваемых длин волн лазера 1.06 мкм, 0.514 мкм и 0.353 мкм критические плотности равняются 9.82 $\cdot 10^{20}$ см⁻³, 4.18 $\cdot 10^{21}$ см⁻³ и 8.84 $\cdot 10^{21}$ см⁻³ соответственно. Это свидетельствует о том, что критические плотности плазмы в рассматриваемых режимах не достигаются и основным механизмом, препятствующим прохождению лазерного излучения, является его поглощение электронным газом.



Рис.10. Положение ударной волны и фронта ионизации при воздействии с λ=0.353 мкм.



Рис.11. Распределения температуры T(z,r=0) на момент времени t=17 нс, рассчитанные с учетом переноса излучения плазмы, сплошная линия и без учета, штриховая линия, при воздействии с λ=0.353 мкм.



Рис.12. Распределения давления P(z,r=0) – (а), скорости $V_z(z,r=0)$ – (b) и $V_r(r,z=55$ мкм) –(c) на несколько моментов времени при воздействии с $\lambda=0.353$ мкм.

D. Пропускательная способность плазмы и коэффициент трансмиссии. Вследствие поглощения лазерного излучения в плазме реально воздействующий на поверхность конденсированной среды импульс имеет меньшую интенсивность $G_s(r,t)$ и длительность τ_{tr} по сравне-

нию с G(r,t) и т исходного импульса. Рассмотрим, как меняются параметры прошедшего импульса в зависимости от значения пиковой интенсивности G_0 входного импульса в ИК и УФ диапазоне воздействия. На рис.15,16 представлены временные зависимости падающего G(0,t) и прошедшего $G_s(0,t)$ потоков в центре пятна фокусировки r=0, полученные при ИК и УФ воздействии с интенсивностью $G_0=6$ ГВт/см² и $G_0=13$ ГВт/см².



Рис.13. Пространственные профили лазерного излучения на поверхности воды G_s(r) на различные моменты времени при воздействии λ=1.06 мкм (а) и λ=0.353 мкм (b).



Рис.14. Пространственные профили теплового излучения плазмы на поверхности воды $W_s(r)$ на различные моменты времени при воздействии λ =1.06 мкм (а) и λ =0.353 мкм (b).

В ИК диапазоне при $G_0=6$ ГВт/см², рис.15а, плазма возникает в конце заднего фронта лазерного импульса ($t\approx12$ нс) и её экранирующее действие сказывается незначительно. Как следствие, интенсивность и длительность на полувысоте входящего G(0,t) и выходящего $G_s(0, t)$ импульсов совпадают, рис.15а. При $G_0=13$ ГВт/см² плазма возникает вначале переднего фронта ($t\approx-17$ нс), её экранирующее воздействие проявляется в полной мере, и прошедший импульс существенно отличается от входного. Максимум интенсивности $G_s(0,t)$ составляет $G_{tr,0}\approx\approx 6$ ГВт/см² и оказывается в два раза, а длительность $\tau_{tr}\approx10$ нс – в три раза меньше, чем у исходного, рис.15b. Это означает, что при дальнейшем увеличении интенсивности входящего импульса интенсивность импульса, воздействующего на конденсированную среду, увеличиваться не будет, а длительность, наоборот, будет сокращаться.

При УФ воздействии $G_0=6 \ \Gamma B t/cm^2$ и 13 $\Gamma B t/cm^2$ экранировка в обоих случаях начинается на восходящей ветви импульса, рис.16. Но, в отличие от ИК воздействия, экранирующее действие плазмы сказывается не столь резко и в результате в обоих вариантах прошедшие импульсы значительно отличаются от входных, но мало различаются между собой и характеризуются следующими параметрами: $G_{tr.0}\approx 6 \ \Gamma B t/cm^2$, $\tau_{tr}\approx 18$ нс при воздействии $G_0=6 \ \Gamma B t/cm^2$ и $G_{tr.0}\approx 7 \ \Gamma B t/cm^2$, $\tau_{tr}\approx 15$ нс для $G_0=13 \ \Gamma B t/cm^2$.



Рис.15. Интенсивность прошедшего $G_s(0,t)$ и падающего G(0,t) излучения лазера при воздействии на длине волны $\lambda=1.06$ мкм, $G_0=6$ ГВт/см² (а) и $G_0=13$ ГВт/см² (b).



Рис.16. Интенсивность прошедшего $G_s(0,t)$ и падающего G(0,t) излучения лазера при воздействии на длине волны λ =0.353 мкм, G_0 =6 ГВт/см² (а) и G_0 =13 ГВт/см² (b).

На рис.17а, b представлены зависимости коэффициентов пропускания плазмы, определяемых как $Tr(0,t)=G_s(0,t)/G(0,t)$. Эта величина, в частности, позволяет более точно определить время, за которое плазма из полностью прозрачной становится полностью непрозрачной (оптически толстой). Для ИК воздействия эта величина составляет 3-5 нс, рис.17а, а для УФ воздействия – 20–30 нс, рис.17b, при этом при меньшей интенсивности, кривая 1, плазма не экранирует излучение полностью, и, начиная с некоторого момента, под влиянием сильного газодинамического разлета, ее прозрачность начинает увеличиваться.

На рис.17а штриховыми линиями показаны также коэффициенты пропускания, определенные для излучения зондирующего лазера, λ =0.514 мкм. Имея меньшую длину волны, это излучение слабее поглощается плазмой. Например, момент времени t_{tr} , в который коэффициент пропускания становится равным 0.5, используемый в дальнейшем для оценки экранирующего действия плазмы, оказывается сдвинутым на 2-3 нс. При УФ воздействии, рис.17b, зондирующее излучение, наоборот, экранируется сильнее.

Е. Сравнение с экспериментом. На рис.18, 19 представлены результаты серии расчетов при ИК воздействии. Интенсивность G_0 изменялась в диапазоне от 6 до 17 ГВт/см² с шагом 1 ГВт/см², и для каждого варианта определялись $G_{tr,0}$ и τ_{tr} . Как видно на рис.18, сплошная линия, максимальная интенсивность прошедшего импульса сначала возрастает, проходит через максимум и выходит на постоянный уровень, примерно равный 6 ГВт/см². Приведенные на

этом же графике значения экспериментальной оценки (точечная линия) достаточно хорошо согласуются с расчетными в области $G_0 < 12$ ГВт/см², однако при более высокой интенсивности выходят на стационарный уровень ≈ 10 ГВт/см², при точности эксперимента ± 2 ГВт/см² [8]. Одна из причин расхождения связана с различным пропусканием плазмы на длине волны 1.06 и 0.514 мкм. Другая, как представляется, заключена в самой методике получения оценки, при которой: (i) определяется момент времени t_{tr} , когда коэффициент пропускания становится равным 0.5, $Tr(t_{tr})=0.5$; (ii) в качестве оценки пиковой интенсивности прошедшего импульса берется величина $G(t_{tr})$, обозначаемая, как F_t [8]. Описанная методика проиллюстрирована на рис.15b, и, как видно, вносимая при этом погрешность, оказывается довольно значительной. Расчетные значения величины F_t показаны на рис.18 пунктиром. Отклонения $G_{tr,0}$ и F_t при больших интенсивностях достигают 2–3 ГВт/см², а различия F_t расчетной и экспериментальной лежат в пределах точности эксперимента.



Рис.17. Коэффициент пропускания плазмы при воздействии на длине волны λ=1.06 мкм (а) и λ=0.353 мкм (b) с интенсивностью 1- G₀=6 ГВт/см²; 2 - G₀=10 ГВт/см²; 3 - G₀=13 ГВт/см². Штриховой и пунктирной линиями обозначен коэффициент пропускания излучения зондирующего лазера λ=0.514 мкм.



Рис.18. Зависимости максимальной интенсивности прошедшего лазерного излучения от интенсивности воздействия, λ =1.06 мкм: расчетная величина $G_{tr,0}(G_0)$, экспериментальная оценка $F_t(G_0)$ [8] и расчетное значение оценки $F_t(G_0)$.



Рис.19. Зависимости ширины прошедшего лазерного импульса от интенсивности воздействия, λ=1.06 мкм: расчетная величина τ_{tr}(G₀) и ее экспериментальная оценка [8].

На рис.19 приведены зависимости ширины прошедшего импульса от интенсивности воздействия τ_{tr} (G₀), полученные в расчете (сплошная линия) и эксперименте (точечная линия) [8]. Ширина импульса, убывая от максимального значения 25–30 нс, выходит на стационарный уровень, который в расчетах составляет 8 нс, в эксперименте – несколько больше, 10-15 нс. Причина отличий, помимо уже упоминавшейся погрешности из-за длины волны, связана также с отклонениями временной формы реального импульса от гауссиана, применявшегося в расчетах. Малозначимое при рассмотрении импульса в целом, это отклонение становится более существенным в крыльях импульса и дает наибольшую погрешность именно при определении уровня насыщения т_и.



Зависимости максимальной интенсивности Рис.21. Зависимости ширины прошедшего лазер-Рис.20. прошедшего лазерного излучения λ =0.353 мкм от интенсивности воздействия G_{tr.0}(G₀), полученные при различных начальных данных.

ного импульса λ=0.353 мкм от интенсивности воздействия $\tau_{tr}(G_0)$, полученные при различных начальных данных.

На рис.20,21 показаны зависимости $G_{tr,0}(G_0)$ и $\tau_{tr}(G_0)$ для УФ воздействия, $G_0 \in 4 \div 15$ ГВт/см². Начиная с G₀=6 ГВт/см², интенсивность прошедшего излучения становится меньше интенсивности падающего, рис.20, кривая Thor=const. При этом, в отличие от ИК воздействия, нарастание происходит монотонно. Если же при задании начальных условий учесть возрастание температуры начальной горячей области с увеличением G₀, T_{hol}(G₀), то величина G_{tr.0} выходит на уровень $\approx 6 \ \Gamma BT/cm^2$, рис.20, кривая $T_{hol}=T_{hol}(G_0)$. Значения $\tau_{tr}(G_0)$, приведенные на рис.21, показывают, что ширина прошедшего импульса при УФ воздействии выходит на уровень ≈15 нс, то есть в два раза превосходит аналогичную величину для ИК воздействия.

4. Заключение

В работе представлены результаты моделирования плазмы воздуха при воздействии лазерного излучения $\lambda = 1.06 \, \mu m$ и $\lambda = 0.355 \, \mu m$ (ИК и УФ воздействие) в диапазоне интенсивности $G_0=4-17$ ГВт/см². Полученные результаты показывают, что эволюция системы определяется тесно связанными между собой тепловыми, радиационными и газодинамическими процессами. Их взаимодействие в конечном итоге формирует коэффициент пропускания плазмы, являющийся основным параметром оптимизации режима воздействия. Анализ результатов позволил установить следующее.

- Динамика плазмы при ИК и УФ воздействии имеет существенные различия. При ИК воздействии основным механизмом распространения является волна ионизации, быстро распространяющейся далеко вперед от начальной горячей зоны. Большая часть лазерного излучения поглощается именно волной ионизации. При УФ воздействии основным механизмом распространения является светодетонационная волна, в которой основную роль играют относительно медленные газодинамические процессы.
- Характерная температура плазмы в рассмотренных режимах воздействия составляет ~ 10эВ, максимальные концентрации электронов – примерно 5·10²⁰ см⁻³, критические плотности электронов для рассматриваемых длин волн лазера не достигаются.

- Собственное излучение плазмы эффективно перераспределяет энергии в высокотемпературной области плазмы и приводит к образованию области предионизации перед ударной волной при УФ воздействии.
- При УФ воздействии экранирующее действие плазмы начинает проявляться при меньшей интенсивности, однако время, за которое плазма становится полностью непрозрачной достаточно велико, и составляет 20-30 нс, тогда как при ИК воздействии этот процесс занимает 3-5 нс. При этом для ИК воздействия область по краям пятна фокусировки остается прозрачной, и результирующее воздействие на мишень оказывается существенно неоднородным по пространству.
- При увеличении интенсивности воздействия пиковая интенсивность прошедших импульсов выходит на постоянный уровень (уровень насыщения), примерно равный для ИК и УФ воздействия, однако длительность прошедших импульсов во втором случае оказывается в два раза большей.

Построенная математическая модель является эффективным средством исследования плазмы воздуха в широком диапазоне параметров воздействия, используемых при ударной лазерной обработке.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Р. Фаббро и Л. Берте за рекомендации и материалы исследований, представленные в ходе обсуждения результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Clauer A.H., Fairand B.P., and Holbrook J. Effects of laser induced shick waves on metals// In: Shock Waves and High Strain Phenomena in Metals concepts and applications, ed. L. Murr, New York: Plenum, 1981, p. 675-702.
- 2. Peyre P., Fabbro R., Berthe L., and Dubouchet C. Laser shock processing of materials: physical processes involved and examples of application // J. Laser Applications, 1996, v.8, №3, p.135-141.
- 3. Fairand B.P., and Wilcox B.A., Laser shock-induced microstructural and mechanical changes in 7075 aluminum // J. Appied Physics, 1972, v.43, №4, p.3893-3896.
- 4. Park H.K., Kim D., and Grigoropoulos C. Pressure generation and measurement in the rapid vaporization of water on a pulsed-laser-heated surface // J. Applied Physics, 1996, v.80, №7, p.4072-4081.
- 5. Berthe L., Fabbro R., Peyre P., Toillier L., and Bartnicki E. Shock waves from a water-confined lasergenerated plasma // J. Applied Physics, 1997, v.82, №6, p.2826-2832.
- 6. Berthe L., Fabbro R., Peyre P., and Bartnicki E. Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime // J. Applied Physics, 1999, v.85, №11, p.7552-7555.
- 7. Fabbro R., Peyre P., Berthe L., Sollier A., and Bartnicki E. Physics and application of laser shock processing of materials // SPIE Proc., 2000, v.3888, p. 155-164.
- Berthe L., Fabbro R., Peyre P., and Bartnicki E. Experimental study of the transmission of breakdown plasma generated during laser shock processing // European Physical J. Applied Physics, 1998, v.3, №2, p.215-218.
- 9. Грибин С.В., Комиссарова И.И., Островская Г.В., Спесивцев Б.И., Филиппов В.Н., Шведова Е.Н. Исследование слоистой структуры, возникающей под действием импульсного излучения СО₂ лазера на свободную поверхность воды // Ж. Технической Физики, 2000, т.70, №2, с.64–68.
- Emmony D.C., Geerken I., and Klein Baltink H. Laser-generated sound waves in water // J. Acoustic Society of America, 1983, v.73, p.220-224.
- 11. Егирев С.В., Ламшев Л.М., Наугольных К.А. Термооптическая генерация звука в условиях развитого поверхностного испарения // Акустический журнал, 1985, т.31, №2, с.277-278.
- Aden M., Beyer E., Herziger R., and Kunze H. Laser-induced vaporization of a metal surface // J. Physics D - Applied Physics, 1992, v.25, №3, p.57-65.

- 13. Vertes A., Dreyfus R.W., and Platt D.E. Modeling the thermal-to-plasma transitions for Cu photoablation// IBM J. of Research and Development, 1994, v.38, №3, p.3-10.
- 14. Phipps C., and Dreyfus R. Laser ablation and plasma formation // In: Laser Microprobe Mass Analysis, edited by Vertes A., Gijbels R., Adams F. New-York: John Wiley & Sons, 1993, p.5-58.
- 15. Schittenhelm H., Callies G., Berger P., and Hugel H. Investigations of extinction coefficients during excimer laser ablation and their interpretation in terms of Rayleigh scattering // J. Physics D Applied Physics, 1996, v.29, №2, p.1564-1575.
- 16. Schittenchelm H., Callies G., Berger P., and Hugel H. Investigations of extionction coefficients during excimer laser ablation and their interpretation in terms of Rayleigh scattering // J. Physics D Applied Physics, 1998, v.31, №3, p.418-430.
- 17. Modest M.F. Radiative Heat Transfer // New-York: McGrow-Hill, 1993.
- 18. Райзер Ю.П. Физика газового разряда // М.: Наука, 1987.
- 19. Четверушкин Б.Н. Динамика излучающего газа // М.: Наука, 1992.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М.: Наука, 1966.
- 21. Мажукин В.И., Углов А.А., Четверушкин Б.Н. Эволюция низкотемпературной плазмы в азотной среде высокого давления // ДАН 1981, т.256, №5, с.1100-1104.
- 22. Mazhukin V.I., Smurov I., and Flamant G. Simulation of Laser Plasma Dynamics: Influence of Ambient Pressure and Intensity of Laser Radiation. // J. Computational Physics 1994, v.112, №20, p.78-90.
- 23. Mazhukin V.I., Gorbachenko S.G., Smurov I., Flamant G., and Gleizes A. 2D simulation of laser plasma dynamics and radiation transfer into the target // ECLAT Proceedings, 1996, v. 96, 603-612.
- Мажукин В.И., Пестрякова Г.А. Алгоритм численного решения задачи поверхностного испарения // ЖВиМФ, 1985, т. 25, № 1, с. 1697-1700.
- Mazhukin V.I., and Samarskii A.A. Mathematical Modeling in the Technology of Laser Treatments of Materials. Surveys on Mathematics for Industry // Surveys on Mathematics for Industry, 1994, v.4, №2, p.85-149.
- Ильяшевич М.А., Минько Л.Я, Романов Г.С. Станкевич Ю.А., Щивель Ю.А., Чумаков А.Н. Динамика плазмы, возникающей при воздействии лазерного излучения на твердотельные преграды // Известия Академии Наук – Серия Физическая 1985, т.49, №11, с.1132-1135.
- 27. Ho J.R., Grogoropulos C.P., and Humphrey J.A.C. Gas dynamics and radiation heat transfer in the vapor plume produced by pulsed laser irradiation of Al // J. Applied Physics, 1996, v.79, №9, p.7205-7215.
- Каменщиков В.А., Пластинин Ж.А, Николаев Б.М., Новицкий Л.А. Излучательные свойства газов при высоких температурах // М.: Машиностроение, 1971.
- 29. Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Stankevich L.K., and Stepanov K.L. Thermodynamic and optical properties of gases in a wide range of parameters // Int. J. Heat Mass Transfer, 1995, v.38, №3, p.545-556.
- 30. Reactions under plasma conditions I, edited by M. Venugopalan // New-York: Wiley-Interscience, 1970.
- 31. Fabbro R., and Berthe L. Plasma observation under laser shock processing // Private communication, 1998.
- Mazhukin V.I., Nossov V.V., Smurov I., Fabbro R., Berthe L., Peyre P., and Sollier A. Modeling of breakdown plasma in evaporated substance during laser shock processing // EMRS Book of Abstracts, 1999, A-V/ p.41.

Поступила в редакцию 16.10.01