

01;04;07

©1992 г.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧИ О ВЛИЯНИИ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА НА НАГРЕВ МИШЕНИ ИМПУЛЬСОМ CO₂ ЛАЗЕРА

Н.Р. Анисимов

Исследован теплообмен между плазменным факелом и поверхностью алюминиевой мишени в воздухе при действии импульса CO₂ лазера. При этом учитывалась спектральная зависимость коэффициента отражения поверхности мишени. Проведено сравнение зависимости эффективной поглощательной способности мишени от энергии излучения в импульсе с экспериментальными данными.

В настоящее время интенсивно исследуется возможность применения импульсно-периодического излучения при лазерной обработке материалов. При этом частота следования импульсов изменяется в широком диапазоне от нескольких Гц до кГц [1-3]. С увеличением частоты следования импульсов процесс взаимодействия лазерного импульса с поверхностью мишени существенно усложняется и зависит от предшествующих импульсов излучения [1]. Время, в течение которого предшествующий импульс влияет на последующие, определяется как теплопроводностью внутри мишени, так и процессами вблизи ее поверхности, например разлетом паров и частиц мишени, выброшенных с ее поверхности. Исследование взаимодействия единичного импульса излучения с поверхностью мишени, которому посвящена работа, может дать основу для изучения импульсно-периодического воздействия. Кроме того, в области достаточно малых частот следования импульсов излучения можно пренебречь влиянием импульсов друг на друга.

Изучению воздействия единичного лазерного импульса на поверхность мишени посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (библиографию которых см., например, в [1-3]). Численные исследования, как правило, касались газодинамических процессов вблизи поверхности мишени [4]. Представляет интерес исследовать влияние этих газодинамических процессов на эффективность преобразования энергии лазерного импульса в тепловую энергию облучаемой мишени.

Рассмотрим одномерную задачу лазерного нагрева мишени в воздухе с учетом плазмообразования вблизи поверхности. Пусть ось x направле-

на перпендикулярной поверхности мишени навстречу потоку лазерного излучения. Газодинамические процессы, протекающие вблизи поверхности мишени, описываются системой уравнений [5]

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \\ \rho \frac{\partial E}{\partial t} + \rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial(Pu)}{\partial x} &= -\frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial S}{\partial x}, \\ E &= \varepsilon + \frac{u^2}{2}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, u — скорость, P — давление, ε — тепловая энергия, t — время, $q(x)$ — поток лазерного излучения, $S(x)$ — поток излучения от лазерной плазмы.

Поток излучения от плазмы на единичную площадку может быть найден из формулы [6]

$$S_1(r) = \int_0^\infty d\nu \int_V dV \frac{\varepsilon(\nu, r')}{4\pi(r-r')^2} \exp\left[-\int_0^{|r-r'|} K(\nu, r'') dr''\right] \cos\left[\widehat{n, (r-r)}\right], \quad (2)$$

где r и n — векторы, определяющие положение и ориентацию единичной площадки; r' — положение элементарного объема dV излучающего газа; $\varepsilon(\nu, r')$ — спектральная излучательная способность в точке r' ; $k(\nu, r'')$ — коэффициент поглощения газа; r'' — точки на прямой $r-r''$.

В одномерном случае $r = x < x_1 < x_2$ и формула (2) принимает вид

$$\begin{aligned}S_1(x) &= \int_0^\infty d\nu \int_{x_1}^{x_2} dx' \int_0^\infty dy \frac{B(\nu, x') K(\nu, x') 2\pi y}{4\pi((x-x')^2 + y^2)} \exp \times \\ &\times \left[-\int_0^{|x-x'|} K(\nu, x'') dx'' \sqrt{\frac{(x-x')^2 + y^2}{|x-x'|}} \right] \frac{x-x'}{\sqrt{(x-x')^2 + y^2}}.\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь учтено, что y — радиус, а величина ε вычисляется следующим образом:

$$\varepsilon(\nu, x') = B(\nu, x') K(\nu, x'),$$

$$B(\nu, x') = \frac{4c_1 \nu^3}{\exp\left(\frac{c_2 \nu}{T(x')}\right) - 1},$$

$$c_1 = 3.74 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^2, \quad c_2 = 1.44 \text{ см} \cdot \text{К}.$$

После интегрирования в (3) получим

$$S_1(x) = -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} d\nu \int_{x_1}^{x_2} dx' B(\nu, x') K(\nu, x') \left\{ \exp \left[- \int_0^{|x-x'|} K(\nu, x'') dx \right] + \right. \\ \left. + \int_0^{|x-x'|} K(\nu, x'') dx'' \cdot E_i \left[- \int_0^{|x-x'|} K(\nu, x'') dx'' \right] \right\}.$$

После замены переменной $\kappa(\nu, |x-x'|) = \int_0^{|x-x'|} K(\nu, x'') dx''$ и $B(\nu, x') = B_0(\nu)$ последнее выражение упрощается

$$S_1(x) = -\frac{1}{4} \int_0^{\infty} d\nu B_0(\nu) \left[(\kappa - 1) \exp(-\kappa) - \kappa^2 \int_{\kappa}^{\infty} \frac{\exp(-\theta)}{\theta} d\theta \right] \Bigg|_{\kappa(\nu, |x-x_1|)}^{\kappa(\nu, |x-x_2|)}.$$

Вследствие того что часть излучения плазмы отражается от поверхности мишени и вновь поступает в плазму, полный поток $S(x) = S_1(x) + S_1'(x)$, где $S_1'(x)$ определяется с учетом отраженного излучения. Заметим, что $S_1'(x)$ можно легко определить, вводя фиктивную зеркально подобную область плазмы, где $B(\nu, -x') = R(\nu) \cdot B(\nu, x')$, $K(\nu, -x') = K(\nu, x')$. Здесь $R(\nu)$ — коэффициент отражения излучения с частотой ν от поверхности алюминиевой мишени, взятый из работы [7]. Таким образом, выражение для потока $S(x)$ от слоя плазмы между x_1 и x_2 ($x_1 < x_2$) с учетом отражения от мишени имеет вид

$$S(x) = -\frac{1}{4} \int_0^{\infty} d\nu B_0(\nu) \left\{ \left[(\kappa - 1) \exp(-\kappa) - \kappa^2 \int_{\kappa}^{\infty} \frac{\exp(-\theta)}{\theta} d\theta \right] \Bigg|_{\kappa(\nu, |x-x_1|)}^{\kappa(\nu, |x-x_2|)} - \right. \\ \left. - R(\nu) \left[(\kappa - 1) \exp(-\kappa) - \kappa^2 \int_{\kappa}^{\infty} \frac{\exp(-\theta)}{\theta} d\theta \right] \Bigg|_{\kappa(\nu, |x+x_1|)}^{\kappa(\nu, |x+x_2|)} \right\}. \quad (4)$$

В (4) интеграл $\kappa(\nu, l) = \int_0^l K(\nu, x'') dx''$ берется от точки x до точек, соответствующих слою плазмы $[x_1, x_2]$ или отраженному слою $[-x_2, -x_1]$.

Плотность потока лазерного излучения $q(x)$ может быть найдена с учетом зависимости коэффициента поглощения излучения CO_2 лазера воздушной плазмой от координаты $K_L(x)$ и коэффициента отражения излучения поверхностью мишени R_L

$$q(x) = -q_0 \left\{ \exp \left[- \int_x^{\infty} K_L(x') dx' \right] - R_L \exp \times \right.$$

$$\times \left[- \int_0^x K_{\text{Л}}(x') dx' - \int_0^{\infty} K_{\text{Л}}(x') dx' \right], \quad (5)$$

где q_0 — плотность потока выходящего из лазера излучения; в расчетах полагалось $R_{\text{Л}} = 0.93$ [2].

Таким образом, система уравнений (1), (4), (5) дает описание развития процесса плазмообразования вблизи поверхности мишени. Для решения системы уравнений (1), (4), (5) использовались численные методы моделирования на ЭВМ. При этом задача разбивалась на две части. Сначала определялись потоки лазерного излучения $q(x)$ и излучения плазмы $S(x)$. Оптические свойства воздуха в зависимости от давления и температуры брались из работ [6,8]. Коэффициент поглощения воздуха в диапазоне частот $0-15 \text{ мкм}^{-1}$ разбивался на 30 интервалов и осреднялся в каждом интервале. Для оценки погрешности в определении потока излучения от плазмы были проведены расчеты степени черноты плоского плазменного слоя толщиной 1 см в зависимости от температуры и давления плазмы. Сравнение полученных данных с приведенными в [6] показало их удовлетворительное согласие. Отметим, однако, некоторое несоответствие данных [6] с подобными расчетами в [9], особенно при температурах ниже $\sim 15 \text{ 000 K}$. Вторая часть задачи состояла в решении газодинамических уравнений (1) с учетом определенных $q(x)$ и $S(x)$. Для решения этих уравнений использовался метод Годунова [10]. При этом расчетная область содержала до 50 ячеек, внутри которых параметры газа считались постоянными. На левой границе области задавалось условие непротекания, соответствующее условию на поверхности мишени. При переходе от предыдущего к последующему шагу по времени решалась нелинейная задача распада разрыва на границах ячеек. При достижении возмущенной областью газа правой границы расчетной области размеры ячеек увеличивались вдвое путем объединения соседних ячеек. Параметры газа в такой ячейке определялись из условия сохранения массы, импульса и полной энергии газа при объединении. Свойства воздуха в зависимости от температуры задавались в виде таблиц, взятых из работы [11]. Для проверки точности решения газодинамической задачи была решена тестовая задача о распространении фронта пламени [12]. Было показано удовлетворительное соответствие точного и полученного путем расчетов решений данной задачи.

В начальный момент времени $t = 0$ теплофизические свойства воздуха вблизи мишени имеют значения $p_0, \rho_0, u_0 = 0$. В реальности при действии импульса лазерного излучения появляются очаги плазмообразования на поверхности мишени и прилегающие к поверхности слои воздуха нагреваются. Это приводит к появлению волны поглощения лазерного излучения. В расчетах появление очагов плазмообразования моделировалось заданием коэффициента поглощения лазерного излучения α тонким приповерхностным слоем воздуха.

Форма импульса лазерного излучения была взята близкой к экспериментально измеренной в работе [13] и состояла из начального пика и относительно длинного участка медленно спадающей интенсивности из-

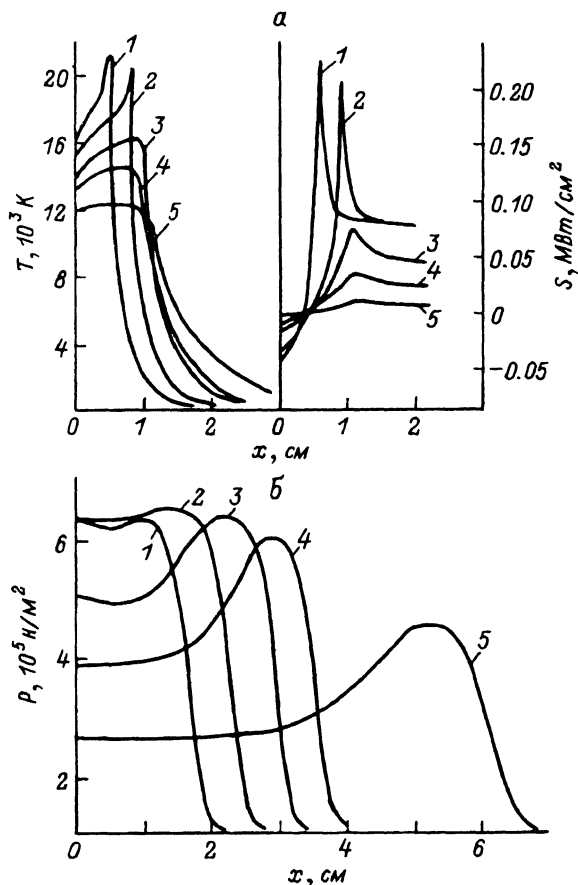


Рис. 1.

лучения

$$q_0(t) = \begin{cases} 2Q - \frac{Q}{t_1}t & 0 \leq t \leq t_1, \\ Q & t_1 \leq t \leq t_2, \\ Q - \frac{Q}{t_3 - t_2}(t - t_2) & t_2 \leq t \leq t_3, \end{cases}$$

где $t_1 = 2$ мкс, $t_2 = 30$ мкс, $t_3 = 40$ мкс.

Полученная в результате расчетов картина течения воздуха вблизи мишени качественно совпадает с описанной в [1-3]. Динамика развития плазмы вблизи поверхности при энергии лазерного импульса 14.5 Дж/см^2 и $\alpha = 0.2$ для моментов времени 24, 32, 40, 48, 80 мкс представлена на рис. 1, а, б кривыми 1-5 соответственно. После разогрева прилегающих к мишени слоев воздуха до температуры интенсивного поглощения лазерного излучения $\sim 12-15 \cdot 10^3 \text{ К}$ от поверхности мишени начинает распространяться радиационная волна. Температура на фронте радиационной волны достигает 22 000 К при околоробойных интенсивностях лазерного излучения и спадает к поверхности мишени (рис. 1, а). Впереди фрон-

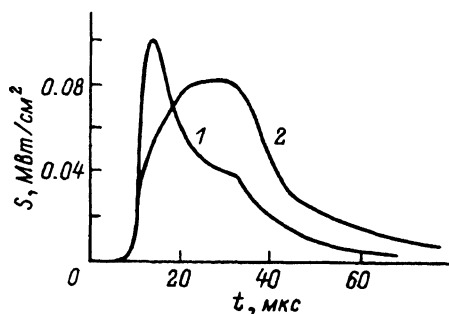


Рис. 2.

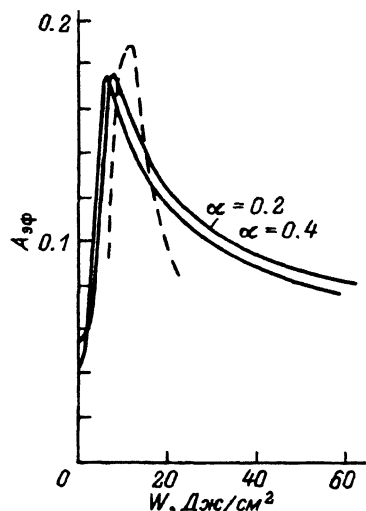


Рис. 3. Эффективная поглощательная способность алюминиевой мишени в зависимости от плотности энергии лазерного импульса.

та радиационной волны распространяется ударная волна. Между фронтом ударной волны и мишенью возникает область повышенного давления (рис. 1, б).

Лазерное излучение практически полностью поглощается фронтом радиационной волны. Распределение потока энергии излучения плазмы представлено на рис. 1, а. Временные зависимости плотности потока излучения плазмы, поглощаемого поверхностью мишени (кривая 1), и на достаточно большом расстоянии от мишени (кривая 2) представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, интенсивность излучения плазмы в окружающее пространство быстро падает после окончания импульса, хотя горячая область вблизи мишени с температурой $\sim 12 \cdot 10^3 \text{ К}$ продолжает существовать до сотни мкс. Поток излучения плазмы на поверхность мишени резко возрастает на начальных этапах развития радиационной волны, затем резко падает по мере ухода ее фронта от поверхности мишени и уменьшения температуры вблизи поверхности.

Были проведены расчеты эффективной поглощательной способности алюминиевой мишени $A_{\text{эф}}$ (равной отношению поглощенной мишенью энергии к энергии лазерного импульса) и времени экранировки плазменной областью лазерного излучения $t_{\text{пр}}$ для различных α и энергий лазерного импульса W (рис. 3 и 4 соответственно). Как видно из рис. 3, при повышении энергии импульса $A_{\text{эф}}$ сначала резко возрастает до значения ~ 0.17 , а затем медленно убывает. Такой ход зависимости $A_{\text{эф}}$ от W наблюдался в экспериментах [13] (данные из этой работы приведены на рисунке пунктиром). Резкое возрастание $A_{\text{эф}}$ связано с формированием высокотемпературной области вблизи поверхности мишени к концу лазерного импульса (о чем свидетельствует потеря прозрачности припо-

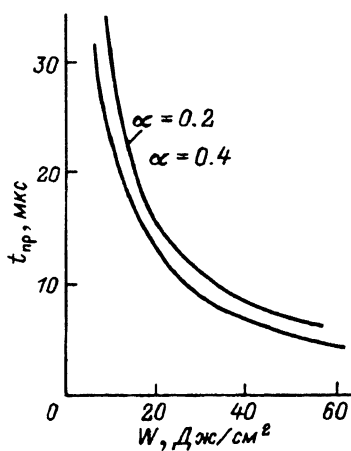


Рис. 4. Изменение времени экранировки плазменной областью лазерного излучения в зависимости от плотности энергии лазерного импульса.

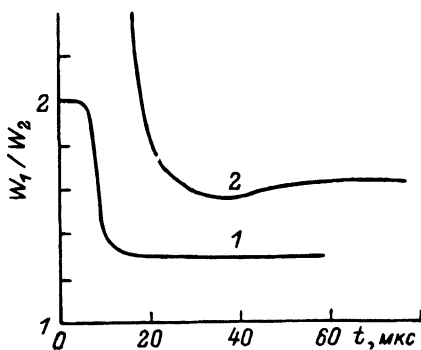


Рис. 5. Отношение энергии лазерного излучения (1) и излучения плазмы (2), поглощенных мишенью к моменту времени, отложенному по оси t для импульсов с энергиями 14.5 и 28.9 Дж/см².

верхностных слоев воздуха для лазерного излучения) (рис. 4) и интенсивным переизлучением этой областью в ультрафиолетовом диапазоне, где поглощательная способность алюминиевой поверхности велика. Заметим, что переизлучение происходит уже в конце действия импульса и после окончания импульса за счет запасов энергии в плазме. При дальнейшем увеличении энергии импульса происходит спад $A_{эф}$. Для объяснения этого эффекта заметим, что при температурах $\sim 2.0 \cdot 10^4$ К и давлениях ~ 10 атм плазма в среднем плохо прозрачна для собственного излучения и, как следует из расчетов, энергия лазерного излучения, поглощенная плазмой, идет в основном на увеличение тепловой энергии плазмы. На рис. 5 представлено отношение энергии лазерного излучения и плазмы W_1/W_2 , поглощенных мишенью к моменту времени, отложенному по оси времени t для импульсов с энергиями 14.5 и 28.9 Дж/см². Как видно из рисунка, энергия, переданная мишени вследствие поглощения лазерного излучения (кривая 1), возрастает всего в 1.3 раз вследствие более ранней экранировки излучения плазмой (рис. 4). Энергия, переданная мишени плазмой в начале импульса (кривая 2), возрастает более чем в 2 раза, но к концу импульса превышает всего в 1.6 раз вследствие того, что фронт радиационной волны уходит от поверхности мишени, а поступление энергии от плазмы определяется в основном прилегающими к поверхности мишени слоями плазмы. После окончания импульса отношение энергий, поступивших из плазмы, несколько возрастает вследствие того, что более толстый плазменный слой вблизи мишени медленнее остывает.

Таким образом, проведено численное исследование одномерной задачи о влиянии плазменного факела на нагрев алюминиевой мишени в воздухе импульсом CO_2 лазера. При расчете газодинамических процессов использовался метод Годунова. Потоки излучения плазмы определялись путем интегрирования вкладов от излучения элементарных объемов по

всему объему плазмы. При этом учитывалась спектральная зависимость коэффициента отражения поверхности мишени. Расчеты подтверждают немонотонную зависимость эффективной поглощательной способности мишени от энергии излучения в импульсе, найденную в экспериментах в области энергий вблизи порога плазмообразования.

Автор благодарен О.Г.Бузыкину и Н.К.Макашеву за полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Митэилеску И.М. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988. 537 с.
- [2] Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 205 с.
- [3] Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.
- [4] Лосева Т.В., Немчинов И.В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 7 (121). С. 1373-1378.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [6] Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 319 с.
- [7] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [8] Кобзев Г.А., Нужный В.А. Препринт ИВТАН СССР. № 1-134. М., 1984.
- [9] Sui V., Kivel B., Weyl C. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1978. Vol. 20. P. 627.
- [10] Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
- [11] Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 460 с.
- [12] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1987. 432 с.
- [13] Анисимов Н.Р., Бузыкин О.Г., Зякин А.А. и др. // Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1990. С. 7-8.

Центральный аэрогидродинамический
институт им. Н.В.Жуковского
Жуковский
Московская область

Поступило в Редакцию
2 октября 1991 г.

В окончательной редакции
21 февраля 1992 г.