

Перенос излучения в слоях металлических порошков при лазерном формовании

А.В.Гусаров

Численно рассчитан двумерный перенос излучения в слое порошка, лежащем на основании из того же материала и облучаемом по нормали узким лазерным пучком с осесимметричным колоколообразным или прямоугольным профилем распределения интенсивности. Порошковый слой рассматривается как эквивалентная однородная поглощающая рассеивающая среда с радиационными свойствами, оцениваемыми по коэффициенту отражения твёрдой фазы, пористости и удельной поверхности. Используемая модель применима при диаметре лазерного пучка, значительно большем размера частиц порошка. Показано, что коэффициент поглощения оптически толстого слоя порошка не прозрачного материала является универсальной функцией коэффициента поглощения твёрдой фазы и не зависит от удельной поверхности и пористости. Этот факт подтверждён экспериментальными данными из других работ. Доли лазерной энергии, поглощённой в системе порошок – подложка и отдельно в подложке, уменьшаются с ростом коэффициента отражения материала, но при этом порошковый слой прогревается равномернее.

Ключевые слова: селективное лазерное спекание, селективное лазерное плавление, уравнение переноса излучения.

1. Введение

Сканирование порошкового слоя лазерным пучком является базовой операцией различных процессов аддитивного формования, таких как селективное лазерное спекание или селективное лазерное плавление (СЛП) [1]. Типичная геометрия при СЛП – падение лазерного пучка на слой порошка, лежащий на твёрдой подложке, по нормали к поверхности [2]. В процессе послойного формования нанесение тонкого слоя порошка и его сканирование лазерным пучком многократно повторяются, в результате чего каждый новый слой порошка фактически оказывается на подложке, образованной при переплавке нижележащих слоёв. Подобная геометрия (слой порошка – подложка) типична и для лазерной наплавки из предварительно нанесённого порошка [3]. Лазерное излучение проникает в порошок по системе открытых пор [4] и доставляет энергию непосредственно в его объём и к подложке [2]. Радиационный механизм переноса энергии может стать важнее кондуктивного благодаря низкой теплопроводности порошка [5], поэтому пространственное распределение выделенной энергии непосредственно влияет на локальное температурное поле [2].

Основные вопросы, возникающие при лазерной обработке, касаются распределения потерь интенсивности падающего лазерного излучения по каналам обратного рассеяния и поглощения в порошке и в подложке, однородности энерговыделения в порошке по глубине и уширения «пятна энерговыделения» относительно проекции падающего лазерного пучка. Коэффициент отражения

системы порошок – подложка непосредственно связан с энергетической эффективностью процесса. Увеличение доли лазерного излучения, поглощённого непосредственно подложкой, благоприятно для образования металлургического контакта между переплавленным порошком и подложкой [2]. Более равномерное энерговыделение по глубине порошка позволяет избежать поверхностного перегрева и, таким образом, снизить потери на испарение. Глубина и ширина зоны выделения лазерной энергии непосредственно связаны с пространственным разрешением лазерного формования.

Экспериментальное изучение отражения лазерного излучения порошковыми слоями показало [6, 7], что у сильно отражающих материалов (металлов) коэффициент поглощения поверхности порошкового слоя значительно больше, чем у гладкой поверхности этого же материала. Теоретический анализ с помощью компьютерного моделирования хода лучей [8] и гомогенизированного уравнения переноса излучения (УПИ) [4, 7] выявил существование универсальной зависимости коэффициента поглощения порошка при нормальном падении излучения от коэффициента поглощения гладкой поверхности того же материала. Имеющиеся экспериментальные данные в целом согласуются с этой зависимостью [7]. В [9] отмечалось, что лазерное излучение не поглощается поверхностью, а проникает в порошковый слой. Профиль поглощённой лазерной энергии по глубине оценивался в этой работе с помощью форм-факторов. Похожие профили рассчитывались с использованием методов лучевой оптики [8] и с помощью УПИ [4]. Теоретически оцененная глубина проникновения лазерного излучения в порошок подтверждена экспериментально [10].

Перенос излучения в оптически толстых порошковых слоях подробно проанализирован в [4, 7–9], а для тонких слоёв известно всего несколько расчётов в случае идеально [4] и частично [7] отражающей подложки. В цитированных теоретических работах применялись одномер-

А.В.Гусаров. Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 49; e-mail: AV.Gusarov@relcom.ru

Поступила в редакцию 1 октября 2008 г., после доработки – 28 января 2009 г.

ные модели, при использовании которых нельзя оценить радиальные профили распределения выделенной энергии. В настоящей работе проведен анализ переноса излучения в двумерной цилиндрической геометрии в случае порошкового слоя на твердой подложке из того же материала.

2. Модель

Задача об осесимметричном лазерном пучке, падающем на слой порошка по нормали, анализируется в цилиндрической системе координат с осью пучка z , направленной по внутренней нормали к верхней поверхности порошкового слоя (рис.1,а). Слой порошка с непрозрачными частицами можно заменить эквивалентной однородной поглощающей рассеивающей средой и описывать распространение в ней излучения обычным УПИ [11]. В этом случае излучение в точке M с координатами (z, r) (рис.1,б) характеризуется усреднённой интенсивностью $I(\Omega)$, где Ω – единичный вектор в направлении распространения излучения, задаваемый полярным (θ) и азимутальным (φ) углами, как показано на рис.1,б. Азимутальный угол отсчитывается не от фиксированного направления, а от плоскости, проходящей через точку M и ось z . В таких координатах УПИ будет выглядеть следующим образом [12]:

$$\cos \theta \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\sin \theta}{r} \left\{ \cos \varphi \frac{\partial(rI)}{\partial r} - \frac{\partial(I \sin \varphi)}{\partial \varphi} \right\} = -\beta I + \frac{\sigma}{2\pi} \int_0^\pi d\varphi' \int_{-1}^1 P(\theta, \varphi, \theta', \varphi') I(\theta', \varphi') d \cos \theta', \quad (1)$$

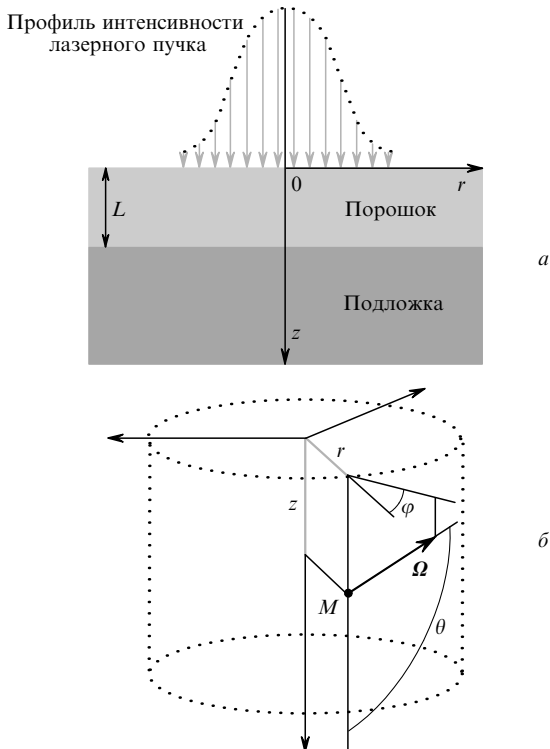


Рис.1. Системы координат для задачи переноса излучения в слое порошка толщиной L на непрозрачной частично отражающей подложке: a – цилиндрические координаты; b – направление распространения излучения в подложке Ω , задаваемое полярным и азимутальным углами в точке M .

где коэффициенты экстинкции β и рассеяния σ и фазовая функция рассеяния $P(\Omega, \Omega')$ (описывает интенсивность рассеянного в направлении $\Omega'(\theta', \varphi')$ излучения, первоначально распространяющегося в направлении $\Omega(\theta, \varphi)$) – эффективные радиационные характеристики порошкового слоя.

Граничное условие на поверхности порошка ($z = 0$) задаёт интенсивность падающего по нормали коллимированного излучения с плотностью потока энергии $Q_0(r)$:

$$I(\theta, \varphi) = \frac{Q_0}{2\pi} \delta(\cos \theta - 1), \quad \theta < \pi/2, \quad (2)$$

где δ – дельта-функция Дирака. На поверхности подложки ($z = L$) предполагается зеркальное отражение с коэффициентом ρ :

$$I(\theta, \varphi) = \rho I(\pi - \theta, \varphi), \quad \theta > \pi/2. \quad (3)$$

2.1. Эффективные радиационные свойства порошкового слоя

В соответствии с общей теорией гомогенизации [11] эффективный коэффициент экстинкции статистически изотропного упакованного слоя непрозрачных частиц

$$\beta = \frac{S}{4f_0}, \quad (4)$$

где S – удельная поверхность на единицу объёма упакованного слоя, а f_0 – пористость (объёмная доля пустоты). Если порошок состоит из n типов частиц (n непрозрачных фаз) с известным отношением площади поверхности частицы к её объёму S_α (удельной поверхностью непрозрачной фазы α на единицу объёма этой фазы), то

$$S = \sum_{\alpha=1}^n S_\alpha f_\alpha, \quad (5)$$

где f_α – объёмная доля фазы α . Широко используемые для лазерного формования металлические порошки, полученные атомизацией [1], можно считать смесью сферических фракций с диаметрами D_α . Поэтому справедливо соотношение

$$S_\alpha = \frac{6}{D_\alpha}. \quad (6)$$

В случае упакованных слоёв монодисперсных непрозрачных сфер из уравнений (4)–(6) следует

$$\beta = \frac{3}{2} \frac{1 - f_0}{f_0 D_1}. \quad (7)$$

Эффективный коэффициент рассеяния σ и фазовая функция рассеяния P для статистически изотропного однокомпонентного порошка из непрозрачных зеркально отражающих частиц оцениваются как [11]

$$\frac{\sigma}{\beta} = \rho_1, \quad P = \frac{\rho'_1}{\rho_1}, \quad (8)$$

где ρ_1 – полусферический, а ρ'_1 – направленный коэффициенты отражения (см. определения в [13]). Для смеси n

непрозрачных фаз с различными коэффициентами отражения ρ_x и ρ'_x выражения (8) можно обобщить усреднением с весами, пропорциональными поверхности каждой фазы [4]:

$$\frac{\sigma}{\beta} = \frac{1}{S} \sum_{\alpha=1}^n \rho_x S_{\alpha} f_{\alpha}, \quad P \frac{\sigma}{\beta} = \frac{1}{S} \sum_{\alpha=1}^n \rho'_x S_{\alpha} f_{\alpha}. \quad (9)$$

Для таких широко используемых металлов, как Fe, Al и Cu, а также для многих других хорошо отражающих материалов направленный коэффициент отражения ρ'_x слабо зависит от угла падения, за исключением случая скользящего падения. Следовательно, фазовые функции рассеяния будут слабо зависеть от угла рассеяния, за исключением малых углов (см. примеры в [7]). Поэтому изотропная фазовая функция

$$P = 1 \quad (10)$$

может быть хорошим приближением.

2.2. Численный метод

Уравнение переноса излучения (1) численно решается методом дискретных ординат. Направление распространения излучения задаётся параметрами $\mu = \cos \theta$ и φ . Область $(-1 < \mu < 1, 0 < \varphi < \pi)$ делится на $N_{\mu} \times N_{\varphi}$ одинаковых прямоугольных ячеек размером $\Delta\mu \times \Delta\varphi$ ($\Delta\mu = 2/N_{\mu}, \Delta\varphi = \pi/N_{\varphi}$) с центрами в точках с координатами $\mu_k = (k + 1/2)\Delta\mu - 1, \varphi_l = (l + 1/2)\Delta\varphi$ при $k = 0, \dots, N_{\mu} - 1$ и $l = 0, \dots, N_{\varphi} - 1$. Интегрирование уравнения (1) по ячейке (k, l) даёт

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \int_{\varphi_l - \Delta\varphi/2}^{\varphi_l + \Delta\varphi/2} d\varphi \int_{\mu_k - \Delta\mu/2}^{\mu_k + \Delta\mu/2} rI(\mu, \varphi) \mu d\mu \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \int_{\varphi_l - \Delta\varphi/2}^{\varphi_l + \Delta\varphi/2} \cos \varphi d\varphi \int_{\mu_k - \Delta\mu/2}^{\mu_k + \Delta\mu/2} rI(\mu, \varphi) \sqrt{1 - \mu^2} d\mu \\ & + \int_{\mu_k - \Delta\mu/2}^{\mu_k + \Delta\mu/2} [\sin(\varphi_l - \Delta\varphi/2)I(\mu, \varphi_l - \Delta\varphi/2) - \sin(\varphi_l + \Delta\varphi/2) \\ & \times I(\mu, \varphi_l + \Delta\varphi/2)] \sqrt{1 - \mu^2} d\mu = -\beta \int_{\varphi_l - \Delta\varphi/2}^{\varphi_l + \Delta\varphi/2} d\varphi \\ & \times \int_{\mu_k - \Delta\mu/2}^{\mu_k + \Delta\mu/2} rI(\mu, \varphi) \mu d\mu + \frac{\sigma}{2\pi} \sum_{k'=0}^{N_{\mu}-1} \sum_{l'=0}^{N_{\varphi}-1} \int_{\varphi_l - \Delta\varphi/2}^{\varphi_l + \Delta\varphi/2} d\varphi \\ & \times \int_{\mu_k - \Delta\mu/2}^{\mu_k + \Delta\mu/2} d\mu \int_{\varphi_{l'} - \Delta\varphi/2}^{\varphi_{l'} + \Delta\varphi/2} d\varphi' \int_{\mu_{k'} - \Delta\mu/2}^{\mu_{k'} + \Delta\mu/2} rI(\mu', \varphi') \\ & \times P(\theta, \varphi, \theta', \varphi') d\mu', \quad (11) \end{aligned}$$

где интеграл рассеяния представлен суммой интегралов по ячейкам. Предполагается, что изменение угловой интенсивности $I(\mu, \varphi)$ в пределах ячейки мало, поэтому она со вторым порядком точности задаётся своим средним значением I_{kl} . Это приводит к аппроксимации уравнения (1) системой линейных уравнений переноса со вторым порядком точности:

$$\mu_k \frac{\partial(rI_{kl})}{\partial z} + \cos \varphi_l \sqrt{1 - \mu_k^2} \frac{\partial(rI_{kl})}{\partial r} + \sqrt{1 - \mu_k^2} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{\sin \varphi_{l-1/2} I_{kl-1/2} - \sin \varphi_{l+1/2} I_{kl+1/2}}{\Delta\varphi} = -\beta r I_{kl} \\ & + \frac{\sigma}{2\pi N_{\mu} N_{\varphi}} \sum_{k'=0}^{N_{\mu}-1} \sum_{l'=0}^{N_{\varphi}-1} P_{klk'l'} r I_{k'l'}, \quad (12) \end{aligned}$$

где матрица рассеяния

$$\begin{aligned} P_{klk'l'} &= \frac{1}{(\Delta\mu \Delta\varphi)^2} \int_{\varphi_l - \Delta\varphi/2}^{\varphi_l + \Delta\varphi/2} d\varphi \int_{\mu_k - \Delta\mu/2}^{\mu_k + \Delta\mu/2} d\mu \\ & \times \int_{\varphi_{l'} - \Delta\varphi/2}^{\varphi_{l'} + \Delta\varphi/2} d\varphi' \int_{\mu_{k'} - \Delta\mu/2}^{\mu_{k'} + \Delta\mu/2} P(\theta, \varphi, \theta', \varphi') d\mu'. \quad (13) \end{aligned}$$

Она рассчитывается численным интегрированием (13) один раз для заданной сетки (μ_k, φ_l) , а затем используется при численном решении уравнений (12).

Система (12) численно решается итерациями, моделирующими нестационарный перенос, т. е. нестационарные уравнения переноса

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(rI_{kl})}{\partial t} + \mu_k \frac{\partial(rI_{kl})}{\partial z} + \cos \varphi_l \sqrt{1 - \mu_k^2} \frac{\partial(rI_{kl})}{\partial r} + \sqrt{1 - \mu_k^2} \\ & \times \frac{\sin \varphi_{l-1/2} I_{kl-1/2} - \sin \varphi_{l+1/2} I_{kl+1/2}}{\Delta\varphi} = -\beta r I_{kl} \\ & + \frac{\sigma}{2\pi N_{\mu} N_{\varphi}} \sum_{k'=0}^{N_{\mu}-1} \sum_{l'=0}^{N_{\varphi}-1} P_{klk'l'} r I_{k'l'} \quad (14) \end{aligned}$$

с временной переменной t решаются при нулевых начальных условиях $I_{kl} = 0$ в расчётной цилиндрической области радиусом R_{\max} ($0 < z < L, 0 < r < R_{\max}$). Переменная t соответствует произведению времени на «скорость света» в воображаемом нестационарном процессе и имеет размерность длины. Стационарное решение уравнений (14) удовлетворяет уравнениям (12).

В расчётной области вводится равномерная сетка $(z^{(i)} = i\Delta z, r^{(j)} = j\Delta r)$ для $i = 0, \dots, M_z$ и $j = 0, \dots, M_r$ с приращениями $\Delta z = L/M_z$ и $\Delta r = R_{\max}/M_r$. Уравнения (14) аппроксимируются консервативной явной схемой второго порядка точности по пространству и первого порядка точности по переменной t :

$$\begin{aligned} & \frac{r^{(j)} I_{kl}^{(i,j)}(t + \Delta t) - r^{(j)} I_{kl}^{(i,j)}(t)}{\Delta t} \\ & + \mu_k \frac{r^{(j)} I_{kl}^{(i+1/2,j)}(t) - r^{(j)} I_{kl}^{(i-1/2,j)}(t)}{\Delta z} \\ & + \cos \varphi_l \sqrt{1 - \mu_k^2} \frac{(rI)_{kl}^{(i,j+1/2)}(t) - (rI)_{kl}^{(i,j-1/2)}(t)}{\Delta r} \\ & + \sqrt{1 - \mu_k^2} \frac{\sin \varphi_{l-1/2} I_{kl-1/2}^{(i,j)}(t) - \sin \varphi_{l+1/2} I_{kl+1/2}^{(i,j)}(t)}{\Delta\varphi} \\ & = -\beta r^{(j)} I_{kl}^{(i,j)}(t) + \frac{\sigma}{2\pi N_{\mu} N_{\varphi}} \sum_{k'=0}^{N_{\mu}-1} \sum_{l'=0}^{N_{\varphi}-1} P_{klk'l'} r^{(j)} I_{k'l'}^{(i,j)}(t), \quad (15) \end{aligned}$$

где Δt – приращение t , а дискретная интенсивность $I_{kl}^{(i,j)}$ в пространственном узле (i, j) определена как среднее значение $I_{kl}(z, r)$ по тороидальному объёму с $z = z^{(i)} - \Delta z/2, \dots, z^{(i)} + \Delta z/2$ и $r = r^{(j)} - \Delta r/2, \dots, r^{(j)} + \Delta r/2$. Величины

с полуцелыми индексами i и j реконструируются методом ограничителя наклона $\min\text{mod}$ [14]. Типичные размеры сетки, используемой в настоящей работе, таковы: $N_\mu = 128$, $N_\varphi = 32$, $M_z = 20$ и $M_r = 50$. Для обеспечения устойчивости счёта по явной схеме (15) значение Δt оценивается по условию Куранта [14].

2.3. Одномерное приближение

Если падающий пучок широкий, а плотность падающего потока энергии излучения Q_0 в (2) – слабо меняющаяся функция радиальной координаты r , то интенсивность излучения I будет слабо зависеть от r и φ , а следовательно, вторым членом в левой части (1) можно пренебречь. Это приводит к пространственно-одномерному (1D) УПИ. К такой квазиодномерной модели применяется численный метод, описанный в [7]. Численная 1D модель необходима для изучения направленных радиационных характеристик, таких как направленный коэффициент отражения [7], хотя достаточно точные результаты для интегральных характеристик переноса излучения, например для полусферического коэффициента отражения, можно получить в четырёхмоментном аналитическом приближении 1D УПИ, предложенном в [4].

Решение 1D УПИ

$$\mu \frac{\partial I(z, \mu)}{\partial z} = \beta \left[\frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(z, \mu') P(\mu', \mu) d\mu' - I(z, \mu) \right] \quad (16)$$

(где ω – альbedo рассеяния), удовлетворяющее граничным условиям (2) и (3), аппроксимируется четырёхпараметрической функцией [4]

$$I(z, \mu) = \frac{Q_+(z)}{2\pi} \delta(\mu - 1) + \frac{Q_-(z)}{2\pi} \delta(\mu + 1) + F(z, \mu). \quad (17)$$

Здесь Q_+ и Q_- – плотности потоков прямого и обратного коллимированных излучений, соответствующих падающему и отражённому от подложки пучкам; F – интенсивность диффузной компоненты, возникающей при рассеянии (многократном) коллимированных компонент. При подстановке (17) в УПИ (16) и граничных условиях (2) и (3) получаем отдельную задачу для коллимированных компонент [4]

$$\frac{dQ_+}{dz} = -\beta Q_+, \quad \frac{dQ_-}{dz} = \beta Q_-, \quad (18)$$

$$Q_+(0) = Q_0, \quad Q_-(L) = \rho Q_+(L)$$

с решением

$$Q_+ = Q_0 \exp(-\xi), \quad Q_- = \rho Q_0 \exp(\xi - 2A) \quad (19)$$

(где $\xi = \beta z$ – безразмерная координата, а $A = \beta L$ – оптическая толщина слоя порошка) и граничную задачу для УПИ, описывающую диффузное излучение [4]:

$$\mu \frac{\partial F(z, \mu)}{\partial z} = \frac{\beta\omega}{4\pi} [Q_+(z)P(1, \mu) + Q_-(z)P(-1, \mu)] + \beta \left[\frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 F(z, \mu') P(\mu', \mu) d\mu' - F(z, \mu) \right], \quad (20)$$

$$F(0, \mu) = 0 \text{ при } \mu > 0, \quad F(L, \mu) = \rho F(L, -\mu) \text{ при } \mu < 0. \quad (21)$$

В рамках метода двух потоков приближённое решение уравнений (20), (21) ищется в виде

$$F(z, \mu) = F_+(z)h(\mu) + F_-(z)[1 - h(\mu)], \quad (22)$$

где h – ступенчатая функция Хевисайда. В случае изотропного рассеяния (см. (10)) подстановка (22) в уравнение (20) и интегрирование его в интервалах $0 < \mu < 1$ и $-1 < \mu < 0$ приводят к двум моментным уравнениям для безразмерных коэффициентов $f_\pm = 2\pi F_\pm / Q_0$,

$$\pm \frac{1}{2} \frac{df_\pm}{d\xi} = \frac{\omega}{2} (q_+ + q_- + f_+ + f_-) - f_\pm, \quad (23)$$

в которые введены безразмерные функции $q_+ = Q_+ / Q_0 = \exp(-\xi)$ и $q_- = Q_- / Q_0 = \rho \exp(\xi - 2A)$. Граничные условия для f_\pm следуют из (21):

$$f_+(0) = 0, \quad f_-(A) = \rho f_+(A). \quad (24)$$

Общее решение (23) получим из соотношений

$$f_+ + f_- = C_1 \exp(-2a\xi) + C_2 \exp(2a\xi) - \frac{4\omega[\exp(-\xi) + \rho \exp(\xi - 2A)]}{4\omega - 3}, \quad (25)$$

$$f_+ - f_- = aC_1 \exp(-2a\xi) - aC_2 \exp(2a\xi) - \frac{2\omega[\exp(-\xi) - \rho \exp(\xi - 2A)]}{4\omega - 3}, \quad (26)$$

где $a = \sqrt{1 - \omega}$. Произвольные постоянные C_1 и C_2 находятся из граничных условий (24)

$$C_1 = 2\omega \frac{(1-a)(1-\rho^2) \exp(-A)}{(4\omega-3)D} - \frac{[1+a-\rho(1-a) \exp(2aA)](3+\rho \exp(-2A))}{(4\omega-3)D}, \quad (27)$$

$$C_2 = 2\omega \frac{[1-a-\rho(1+a)] \exp(-2aA)[3+\rho \exp(-2A)]}{(4\omega-3)D} - \frac{(1+a) - (1-\rho^2) \exp(-A)}{(4\omega-3)D}, \quad (28)$$

$$D = (1-a)[1-a-\rho(1+a)] \exp(-2aA) - (1+a)[1+a-\rho(1-a)] \exp(2aA). \quad (29)$$

3. Результаты и их обсуждение

Влияние переноса излучения на тепловые процессы [2] описывается плотностью потока радиационной энергии Q с компонентами

$$Q_z = 2 \int_0^\pi d\varphi \int_{-1}^1 I \cos \theta d \cos \theta, \quad (30)$$

$$Q_r = 2 \int_0^\pi \cos \varphi d\varphi \int_{-1}^1 I \sin \theta d \cos \theta$$

и объёмным тепловым источником

$$U = -\operatorname{div} \mathbf{Q} = -\frac{\partial Q_z}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial(rQ_r)}{\partial r}. \quad (31)$$

Эти параметры получают численной обработкой численного решения УПИ (1). В рамках 1D модели $Q_r = 0$, а Q_z можно получить из общего решения (25)–(29):

$$q_z(\xi) = \frac{Q_z}{Q_0} = \frac{f_+ - f_-}{2} + q_+ - q_- = \frac{\omega a}{(4\omega - 3)D} \times \{ (1 - \rho^2) \exp(-A) [(1 - a) \exp(-2a\xi) + (1 + a) \exp(2a\xi)] - [3 + \rho \exp(-2A)] \{ [1 + a - \rho(1 - a)] \exp[2a(A - \xi)] + [1 - a - \rho(1 + a)] \exp[2a(\xi - A)] \} \} - \frac{3(1 - \omega) [\exp(-\xi) - \rho \exp(\xi - 2A)]}{4\omega - 3}. \quad (32)$$

3.1. Коэффициент поглощения оптически толстых порошковых слоёв

Коэффициент поглощения A равен отношению плотности потока излучения (30) через поверхность к плотности падающего потока. В случае равномерно облучаемой плоской поверхности это отношение равно нормированной компоненте $q_z(0)$ (32) для одномерной аналитической модели. В пределе оптически толстого слоя

$$A = \lim_{A \rightarrow \infty} q_z(0) = \frac{3a}{1 + 2a}. \quad (33)$$

Численные расчеты УПИ [7] для тех же условий нормального падения и изотропного рассеяния показали высокую точность этого аналитического решения. Согласно (33) коэффициент поглощения оптически толстого слоя порошка зависит только от альбедо ω , поскольку $a = \sqrt{1 - \omega}$. Коэффициент поглощения не зависит от морфологии и плотности порошкового слоя.

В соответствии с теорией гомогенизации [11], примененной к статистически изотропному упакованному слою непрозрачных частиц, альбедо ω равно полусферическому коэффициенту отражения ρ_1 твердой фазы (см. (8)), так что коэффициент поглощения может быть непосредственно выражен через ρ_1 или коэффициент поглощения $1 - \rho_1$ твердой фазы:

$$A = \frac{3\sqrt{1 - \rho_1}}{1 + 2\sqrt{1 - \rho_1}}. \quad (34)$$

Эта функция представлена на рис.2. Экспериментальные данные, показанные там же, в общем соответствуют теоретической зависимости. Отклонения экспериментальных точек от теоретической кривой, определяемые условиями эксперимента, были рассмотрены в [4, 6, 7].

Известны более ранние попытки анализа коэффициента поглощения поверхности порошкового слоя. Так, расчёт методом Монте-Карло [15] в приближении поглощающей рассеивающей среды выявил его зависимость от транспортного альбедо. Следующим шагом стало осознание того, что альбедо однокомпонентного порошка можно оценить по коэффициенту отражения гладкой поверхности того же материала [7]. По сути та же теоретическая кривая, полученная другим методом, приведена в [40, № 5

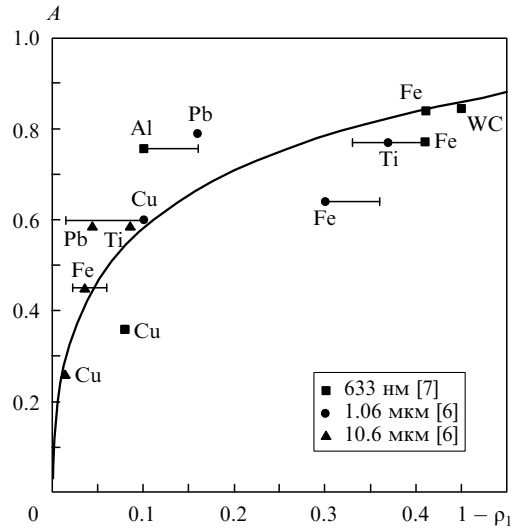


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения A оптически толстого слоя порошка от коэффициента поглощения твёрдой фазы $1 - \rho_1$. Сплошная линия – теоретическая кривая, точки – результаты экспериментов для порошков из частиц микронного размера, полученные для различных длин волн.

дена на рис.2. На эту кривую наложены экспериментальные данные из разных источников, соответствующие различным удельным поверхностям пористостям. Это показывает, что теоретически предсказанная корреляция между коэффициентами поглощения порошкового слоя и гладкой поверхности того же материала действительно имеет место.

3.2. Коэффициент поглощения порошкового слоя на подложке

Коэффициент поглощения A системы порошок – подложка и доля поглощенного подложкой падающего излучения A_s могут быть получены из функции $q_z(\xi)$, заданной в (32):

$$A = q(0) = \frac{\omega a}{(4\omega - 3)D} \{ 2(1 - \rho^2) \exp(-A) - [3 + \rho \exp(-2A)] \{ [1 + a - \rho(1 - a)] \exp(2aA) + [1 - a - \rho(1 + a)] \exp(-2aA) \} \} - \frac{3(1 - \omega) [1 - \rho \exp(-2A)]}{4\omega - 3}, \quad (35)$$

$$A_s = q(A) = \frac{\omega a}{(4\omega - 3)D} \{ (1 - \rho^2) \exp(-A) \times [(1 - a) \exp(-2aA) + (1 + a) \exp(2aA)] - 2(1 - \rho) \times [3 + \rho \exp(-2A)] \} - \frac{3(1 - \omega)(1 - \rho) \exp(-A)}{4\omega - 3}. \quad (36)$$

На рис.3 показаны доли поглощенной энергии для слоя порошка и подложки из того же материала в зависимости от коэффициента поглощения твердой фазы. Коэффициент поглощения A равномерно возрастает с оптической толщиной слоя L и приближается к пределу (34) (см. кривую на рис.2).

Таким образом, энергетическая эффективность лазерной обработки подложки с нанесенным на нее слоем по-

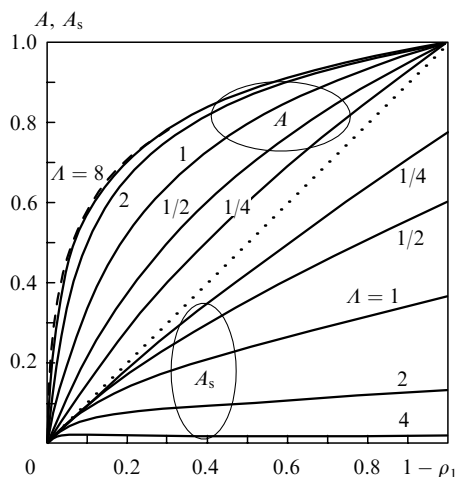


Рис.3. Доли падающего лазерного излучения, поглощённые системой порошок – подложка из одинакового материала (A) и подложкой (A_s), в зависимости от коэффициента поглощения твёрдой фазы $1 - \rho_1$ при различных оптических толщинах слоя L . Пунктирная линия $A = 1 - \rho_1$ соответствует предельному случаю подложки, не покрытой слоем порошка.

рошка из того же материала всегда больше, чем в случае непокрытой подложки, и возрастает с толщиной порошкового слоя. Физика этого явления состоит в том, что непокрытая подложка отражает падающее лазерное излучение своей поверхностью однократно. В случае пористого покрытия часть падающего излучения попадает в поры и многократно переотражается в них. Поскольку

при каждом переотражении часть энергии поглощается, суммарная поглощённая доля возрастает. Тем не менее поглощённая энергия распределяется по глубине порошка неравномерно, а доля A_s падающего излучения, достигающего подложки, монотонно уменьшается с ростом L (см. рис.3), что нежелательно, т. к. может приводить к плавлению только верхней части порошкового слоя без образования металлургического контакта с подложкой. Нагрев и плавление подложки часто считаются необходимыми условиями качественной лазерной обработки [2]. Отметим, что A_s достигает локального максимума по ρ_1 при большой оптической толщине L (см., например, кривую, соответствующую $L = 4$ на рис.3). Это означает, что изменение длины волны лазерного излучения может позволить увеличить A_s , поскольку ρ_1 – функция длины волны для заданного материала.

3.3. Влияние радиального профиля интенсивности пучка падающего излучения

На рис.4 показано влияние радиального профиля интенсивности пучка падающего лазерного излучения на перенос излучения в слое порошка. Колоколообразный профиль сравнивается с двумя прямоугольными профилями. Широкий прямоугольный профиль соответствует полной ширине колокола, а узкий – полной ширине на половине максимума колокола. Представленные на рис.4 плотности потоков энергии ($a-\epsilon$) нормированы на максимальную плотность потока энергии падающего излучения: $q_z = Q_z/Q_0$, $q_r = Q_r/Q_0$. Поглощённая энергия (рис.4,з) нормирована так: $u = U/(\beta Q_0)$.

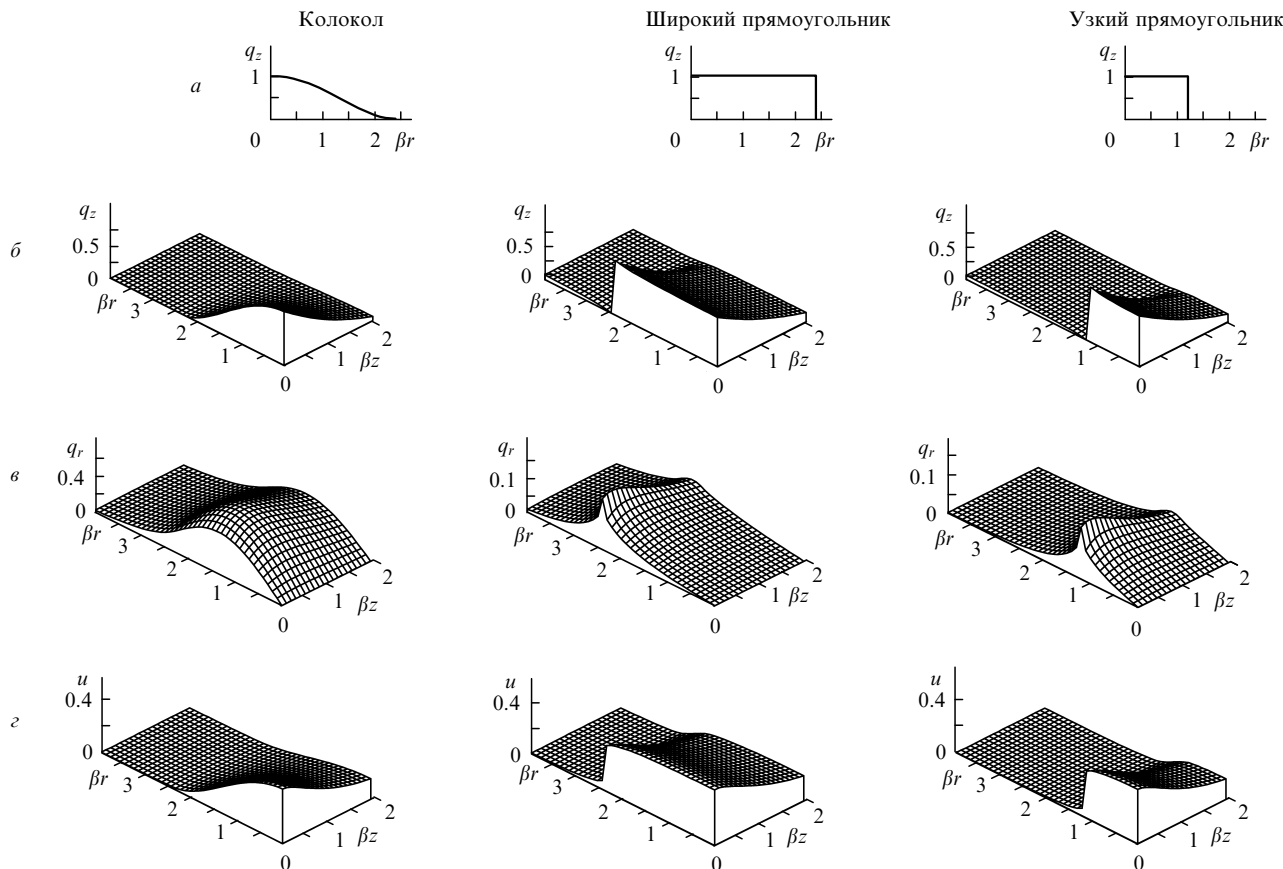


Рис.4. Двумерный перенос лазерного излучения в слое порошка с оптической толщиной $L = 2$ и альбедо $\omega = \rho_1 = \rho = 0.7$: a – радиальные профили плотности потока падающего лазерного излучения; $б$ – нормированная плотность осевого потока энергии q_z ; $в$ – нормированная плотность радиального потока энергии q_r ; z – нормированная поглощённая энергия u .

Плотность осевого потока энергии q_z (рис.4,б) в порошке достигает максимума на поверхности, причём из-за обратного рассеяния величина этого максимума значительно меньше потока энергии падающего излучения. Плотность осевого потока на поверхности становится отрицательной вне лазерного пучка, где интенсивность падающего излучения равна нулю, однако имеется обратнорассеянное излучение. Затухание q_z с увеличением глубины z вызвано поглощением. Радиальный поток q_r (рис.4,в), характеризующий поперечный перенос энергии, достигает максимума на периферии лазерного пучка. Небольшие «хвосты» распределений выделенной энергии u вне проекции лазерного пучка (рис.4,з) обусловлены радиальным переносом.

Отмеченные особенности четко видны на одномерных сечениях двумерных распределений, представленных на рис.5, где сравниваются строгий двумерный подход к

описанию переноса излучения по уравнению (1) с одномерным приближением, в котором пренебрегается радиальной компонентой Q_r плотности потока энергии. Кривые на рис.5 иллюстрируют результаты, полученные с помощью аналитической одномерной модели двух потоков. Для рассматриваемых параметров задачи различие между двумерной и одномерной моделями невелико. Уширение распределений наиболее ярко выражено для узкого прямоугольного пучка (рис.5,б). Уменьшение количества выделенной энергии на оси, связанное с боковым переносом излучения, заметно как для колоколообразного пучка, так и для узкого прямоугольного (рис.5,в).

Тепловые условия лазерной обработки зависят от потока энергии, проходящей через поверхность подложки (рис.5,б), и от объёмного теплового источника (рис.5,в). Сравнение одномерного и двумерного приближений для рассматриваемых относительно узких лазерных пучков показывает, что радиальный перенос лучистой энергии способен значительно уменьшить как поток энергии, так и объёмный источник в центре пучка, тогда как уширение радиального профиля распределения выделенной энергии не столь велико. Поэтому в случае колоколообразного профиля падающего пучка расходимость рассеянного лазерного излучения в порошке приводит к образованию слабых «хвостов» распределений выделенной энергии вне проекции лазерного пучка (ср. кружки и штриховую кривую на рис.5,б). Уширение прямоугольных профилей может рассматриваться как размывание боковой границы лазерного пучка (ср. крестики с тонкой кривой и квадраты с жирной кривой на рис.5,б). Предполагается, что максимальная температура, достигаемая вблизи центра пучка, понизится из-за радиального переноса излучения, в то время как соответствующее повышение температуры вне проекции пучка будет не настолько значительным, чтобы вызвать там какие-либо фазовые или структурные изменения.

3.4. Влияние коэффициента отражения твёрдой фазы

Коэффициент отражения материала $\rho_1 = \rho = \omega$ и соответствующее альбедо ω порошка можно изменить, изменив, например, длину волны лазерного излучения. Этот случай анализируется на рис.6 и 7 для фиксированного колоколообразного радиального профиля лазерного пучка. Общая тенденция заключается в том, что при большем коэффициенте отражения ρ поглощённая энергия U распределяется по глубине равномернее (рис.6), тогда как её максимальное значение существенно уменьшается с ростом ρ . Влияние коэффициента отражения на ширину радиального распределения выделенной энергии на рис.6 не заметно.

На рис.7 показаны сечения рассчитанных двумерных распределений. Так, на рис.7,б представлены сечения плоскостью $r = 0$ распределений, показанных на рис.6, а на рис.7,а и б – сечения плоскостями $z = 0$ и $\beta z = 2$ соответственно распределений q_z , одно из которых показано на рис.4,б слева. Ширины радиальных профилей (рис.7,а, б) практически не зависят от ρ . Поток энергии через верхнюю поверхность порошкового слоя (рис.7,а) уменьшается с ростом ρ . В центре пучка это уменьшение невелико, а вот на периферии относительное изменение существеннее. Там же появляются отрицательные значения потока, обусловленные тем, что интенсивность падающего излучения на периферии становится меньше интенсивности обратнорассеянного излучения. Это согласуется с ре-

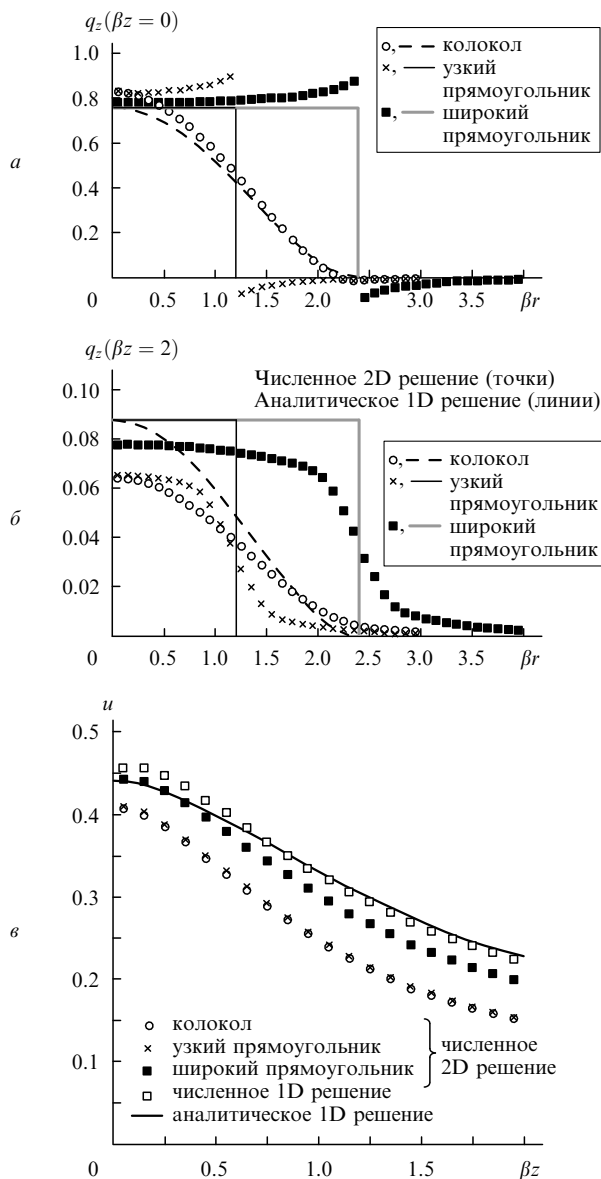


Рис.5. Сравнение радиационного переноса в порошковом слое с оптической толщиной $L = 2$ и альбедо $\omega = \rho_1 = \rho = 0.7$ для колоколообразного (радиус на полувысоте $\beta r = 1.2$), узкого прямоугольного ($\beta r = 1.2$) и широкого прямоугольного ($\beta r = 2.4$) лазерных пучков: нормированная плотность осевого потока энергии q_z на поверхности порошка (а) и на поверхности подложки (б) и нормированная поглощённая энергия u на оси (в).

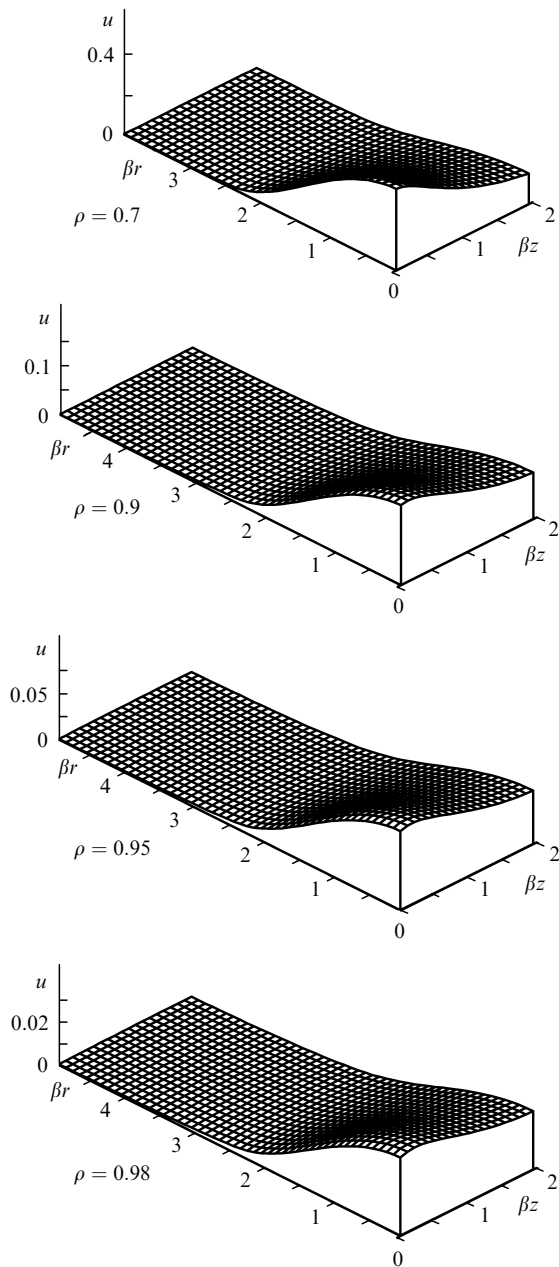


Рис.6. Двумерные распределения нормированной поглощённой энергии u в порошковом слое с оптической толщиной $A = 2$ и различными альбедами ($\omega = \rho_1 - \rho$, показаны слева) для колоколообразного падающего лазерного пучка с радиусом на полувысоте $\beta r = 1.2$.

зультатами одномерных расчётов коэффициента поглощения $A = q_z(0)$ (см. рис.3). Поток энергии, поглощённой поверхностью подложки (рис.7,б), существенно уменьшается с ростом ρ . Энергия, выделенная в объёме порошка (рис.7,в), также сильно уменьшается с ростом ρ , и в то же время она равномернее распределяется по глубине.

Суммарная энергетическая эффективность лазерной обработки и нагрев подложки уменьшаются с ростом коэффициента отражения материала ρ , поэтому высокий коэффициент отражения обычно нежелателен. Тем не менее при большем коэффициенте отражения порошковый слой прогревается равномернее, что может быть полезно в тех случаях, когда порошковый слой более толстый или когда перегрев порошка недопустим.

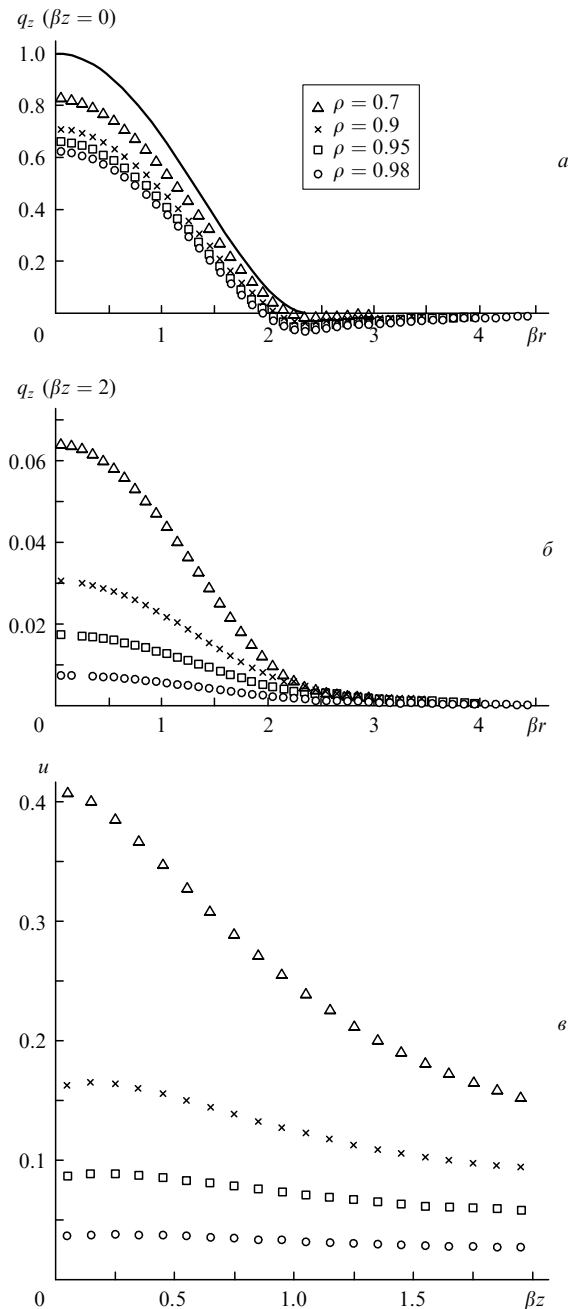


Рис.7. Сравнение радиационного переноса в порошковом слое с оптической толщиной $A = 2$ при различных альбедах ($\omega = \rho_1 = \rho$) для колоколообразного лазерного пучка с радиусом на полувысоте $\beta r = 1.2$: нормированная плотность осевого потока энергии q_z на поверхности порошка (а) и на поверхности подложки (б) и нормированная поглощённая энергия u на оси (в). Сплошная линия – радиальный профиль лазерного пучка.

4. Заключение

В рамках рассмотренной модели переноса излучения коэффициент поглощения оптически толстого слоя порошка непрозрачного материала является универсальной функцией коэффициента поглощения твёрдой фазы и не зависит от удельной поверхности и пористости. Эта тенденция подтверждена экспериментальными данными из других работ.

Общий коэффициент поглощения системы, состоящей из слоя порошка и подложки из того же материала, на которую этот порошок нанесен, возрастает с увеличе-

нием оптической толщины слоя и коэффициента поглощения твёрдой фазы. Доля падающего излучения, поглощённая подложкой, уменьшается с увеличением оптической толщины поверхностного слоя порошка и в зависимости от коэффициента поглощения твердой фазы может достигать локального максимума.

Радиальный перенос лучистой энергии, возникающий из-за рассеяния падающего лазерного излучения порошком, может существенно снизить энерговыделение по оси пучка. Уширение радиального профиля распределения выделенной энергии невелико. Ожидается, что максимальная температура, достигаемая вблизи оси пучка, должна снижаться из-за радиального переноса излучения, а соответствующее увеличение температуры за пределами проекции пучка будет недостаточным для происходящих там каких-либо фазовых или структурных изменений.

Доли лазерной энергии, поглощённой в системе порошок – подложка и отдельно в подложке, уменьшаются с ростом коэффициента отражения материала, но при этом порошковый слой прогревается равномернее по глубине.

1. Santos E.C., Shiomi M., Osakada K., Laoui T. *Int. J. Mach. Tools Manuf.*, **46**, 1459 (2006).
2. Gusarov A.V., Yadroitsev I., Bertrand Ph., Smurov I. *Appl. Surf. Sci.*, **254**, 975 (2007).
3. Barnes S., Timms N., Bryden B., Pashby I. *J. Mater. Proc. Technol.*, **138**, 411 (2003).
4. Gusarov A.V., Kruth J.-P. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **48**, 3423 (2005).
5. Rombouts M., Froyen L., Gusarov A.V., Bentefour E.H., Glorieux C. *J. Appl. Phys.*, **97**, 024905 (2005).
6. Tolochko N.K., Laoui T., Khlopkov Yu.V., Mozzharov S.E., Titov V., Ignatiev M.B. *Rapid Prototyping J.*, **6**, 155 (2000).
7. Gusarov A.V., Bentefour E.H., Rombouts M., Froyen L., Glorieux C., Kruth J.-P. *J. Appl. Phys.*, **99**, 113528 (2006).
8. Wang X.C., Laoui T., Bonse J., Kruth J.P., Lauwers B., Froyen L. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, **19**, 351 (2002).
9. Van der Scheuren B. *Basic Contribution to the Development of the Selective Metal Powder Sintering Process. Ph.D. Thesis* (K.U.Leuven, Belgium, 1996).
10. Rombouts M., Froyen L., Gusarov A.V., Bentefour E.H., Glorieux C. *J. Appl. Phys.*, **98**, 013533 (2005).
11. Gusarov A.V. *Phys. Rev. B*, **77**, 144201 (2008).
12. Gouttebroze P. *Astronomy Astrophys.*, **413**, 733 (2004).
13. Siegel R., Howell J.R. *Thermal Radiation Heat Transfer* (New York: Hemisphere, 1984).
14. Leveque R.J. *Numerical Methods for Conservation Laws* (Berlin: Verlag, 1992).
15. Иванова А.М., Котова С.П., Куприянов Н.Л., Петров А.Л., Тарасова Е.Ю., Шишковский И.В. *Квантовая электроника*, **25**, 433 (1998).