

УДК: 535.3; 531.353

Анализ влияния типа поляризации излучения на поглощательную способность и реактивное движение микрочастиц в световом поле CO₂-лазера*

О.Б. Ковалев

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: kovalev@itam.nsc.ru

Проведен теоретический анализ влияния линейной и круговой поляризации лазерного излучения на коэффициент поглощения одиночных сферических частиц из стали AISI 304. Показано, что при использовании гауссова пучка поглощенная лазерная мощность зависит от размера частиц и их местоположения в световом поле лазера. Установлено влияние лазерного испарения материала на закономерности реактивного движения частиц при плотности мощности в пучке, превышающей пороговое значение. Направление действия вектора реактивной силы напрямую связано с неравномерным распределением поглощенной лазерной мощности и давлением отдачи паров, оттекающих от криволинейной поверхности частицы. Дано описание механизма отклонения вектора реактивной силы частицы за счет давления отдачи паров в световом поле гауссова пучка, от направления действия луча.

Ключевые слова: лазерное излучение, поляризация, поглощение, металлическая частица, давление отдачи паров, светореактивная сила.

Введение

Одним из результатов взаимодействия излучения с микрочастицами является их реактивное движение [1]. При интенсивностях излучения выше пороговых значений формируется неравномерный отток пара от поверхности частицы, который создает реактивную силу за счет давления отдачи [1, 2]. Силы, вызываемые лазерным источником в световом поле, могут быть достаточно велики и оказывать влияние на перемещение малых частиц металлов во время их транспортировки в потоке несущего газа при лазерной газопорошковой наплавке [3, 4].

Изменение баланса сил, действующих на частицы порошка при их движении в газодисперсном потоке и попадании в световое поле лазера, может привести к изменению скорости, траекторий и темпа нагрева частиц. Имеется ограниченное количество публикаций, где эта проблема рассматривалась для задач лазерной наплавки [5–8]. В работах [5, 6] была предложена модель механизма реактивного ускорения частиц добавляемого порошка за счет силы, обусловленной реакцией отдачи паров материала с облученной

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-19-00430).

поверхности частицы. В работе [7] описывались методика и результаты оптической регистрации параметров частиц в световом поле постоянно действующего CO₂-лазера, подтверждающие данные моделирования [8]. При этом использовались приближенные оценки коэффициента поглощения, взятые из анализа взаимодействия излучения с плоской поверхностью металла. В реальности реактивная сила обусловлена неравномерным оттоком пара за счет распределенного и зависящего от угла падения на криволинейную поверхность частицы поглощаемого лазерного излучения.

В настоящей работе проанализированы закономерности поглощения поляризованного лазерного излучения поверхностью сферической частицы, а также влияние неравномерно поглощенной мощности на неоднородность распределения давления отдачи паров и баланс импульса сил, действующих на частицу в световом поле лазера.

1. Характеристики используемого лазерного излучения и его поляризация

Рассматривается излучение CO₂-лазера с плотностью мощности, описываемой распределением Гаусса в декартовой системе координат $Oxyz$ [9]:

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right), \quad I_0 = \frac{2W}{\pi\omega_0^2}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (1)$$

где W — мощность, ω_0 — радиус пучка.

Темп нагрева частиц определяется в значительной степени поглощательной способностью материала, которая является главным критерием при выборе характеристик излучения для лазерной обработки. Для расчета коэффициентов отражения излучения воспользуемся формулами Френеля для параллельной (P) и перпендикулярной (S) к плоскости падения поляризацій [10]:

$$R_p(\theta) = \left| \frac{N_w^2 \cos \theta - (N_w^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{N_w^2 \cos \theta + (N_w^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right|^2, \quad R_s(\theta) = \left| \frac{\cos \theta - (N_w^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\cos \theta + (N_w^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right|^2, \quad (2)$$

где $R_s(\theta)$, $R_p(\theta)$ — коэффициенты отражения для (S) и (P) волн соответственно, θ — угол падения излучения, $N_w = n_w + ik_w$ — комплексный показатель преломления с действительной n_w и мнимой k_w частями.

В монографии [11] был представлен вывод формулы для коэффициента отражения лазерного излучения при эллиптической поляризации луча, падающего на плоскую поверхность под некоторым постоянным углом, и получены соотношения для коэффициентов поглощения $A_s(\theta)$, $A_p(\theta)$, $A_c(\theta)$ для линейных (S) и (P) и круговой (C) поляризацій соответственно. В случае сферы угол падения θ в каждой точке криволинейной поверхности будет переменным. Учитывая также зависимость вектора нормали от азимутального угла φ , имеющую вид $\vec{n} = (\cos \varphi \sin \theta; \sin \varphi \sin \theta; \cos \theta)$, в случае S-волны, согласно [11], можем записать

$$A_s(\theta, \varphi) = [1 - R_s(\theta)] \cos^2 \varphi + [1 - R_p(\theta)] \sin^2 \varphi, \quad (3)$$

в случае P-волны —

$$A_p(\theta, \varphi) = [1 - R_s(\theta)] \sin^2 \varphi + [1 - R_p(\theta)] \cos^2 \varphi, \quad (4)$$

в случае круговой поляризации —

$$A_c(\theta) = 1 - \frac{1}{2} [R_s(\theta) + R_p(\theta)]. \quad (5)$$

2. Поглощение лазерного излучения поверхностью одиночной сферы

Согласно (1), распределение лазерной мощности I_z , поглощенной поверхностью одиночной частицы радиуса a , вычисляется в сферической системе координат по формуле

$$I_z(\theta, \varphi) = I_0 A(\theta, \varphi) \Omega(\theta, \varphi) \cos \theta, \quad (6)$$

$$\Omega(\theta, \varphi) = \exp \left\{ -\frac{2a^2}{\omega_0^2} \left[(\sin \theta \cos \varphi + \xi)^2 + (\sin \theta \sin \varphi + \psi)^2 \right] \right\}, \quad (7)$$

где $\xi = x_p/a$, $\psi = y_p/a$ — безразмерные координаты центра масс сферы в плоскости Oxy .

Лазерная энергия E , поглощенная поверхностью сферы, зависит от радиуса a и координат центра масс частицы и вычисляется через двойное интегрирование по φ и θ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$):

$$E(\xi, \psi) = E_0 \int_0^{\pi/2} \left(\int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) \Omega(\theta, \varphi) d\varphi \right) \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (8)$$

где $E_0 = I_0 a^2$. Сферическая частица, находясь в световом поле лазера, поглощает излучение только половиной своей поверхности. Средний по облучаемой поверхности коэффициент поглощения K_{ab} определяется через скалярное произведение волнового вектора \vec{k} и вектора нормали \vec{n} :

$$K_{ab} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left(\int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) d\varphi \right) \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (9)$$

3. Лазерное испарение и давление отдачи паров

Теплофизические свойства стали AISI 304, используемые в расчетах, приведены в табл. 1. При лазерном воздействии поверхность твердого материала нагревается, плавится и испаряется. С повышением плотности мощности до значений выше критического ($I_0 > I_{cr}$), при

которой скорость испарения материала $V_{ev} = \frac{A_{ab} I_0}{\rho_m (L_e + c_m (T_e - T_m)) + \rho_s (L_m + c_s (T_m - T_0))}$

преобладает над скоростью распространения тепловой волны $V_\tau = (\chi_s + \chi_m)/(4\omega_0)$, подводимое к поверхности тепло не успевает отводиться за счет теплопроводности

Таблица 1

Свойства нержавеющей стали AISI 304 и другие параметры [12–14]

Физическая величина, размерность	Числовое значение
Температура, К: T_m/T_e	1808/3133
Теплоемкость, Дж/(кг·К): c_s/c_m	628/748
Теплопроводность, Вт/(м·К): λ_s/λ_m	17/30,4
Удельная теплота, Дж/кг: L_m/L_e	$3,0 \cdot 10^5/6,088 \cdot 10^6$
Плотность, кг/м ³ : ρ_s/ρ_m	7900/6980
Температуропроводность, м ² /с: χ_s/χ_m	$4,0 \cdot 10^{-6}/4,9 \cdot 10^{-6}$
Плотность мощности пороговая, Вт/м ² : I_{th}	$30 \cdot 10^8$
Молекулярный вес, кг/кмоль: μ_e	56
Отношение удельных теплоемкостей пара, γ	1,3

внутри материала. Здесь ρ_s, c_s, χ_s и ρ_m, c_m, χ_m — плотность, удельная теплоемкость, температуропроводность твердого и жидкого металла, L_m, L_e — теплота плавления и теплота испарения, T_m, T_e — температуры плавления и кипения. Критическая плотность мощности I_{cr} , при которой теплопроводностью можно пренебречь, определяется соотношением:

$$I_{cr} \approx \frac{(\chi_s + \chi_m)}{4\omega_0 A_{ab}} [\rho_m (L_e + c_m (T_e - T_m)) + \rho_s (L_m + c_s (T_m - T_0))],$$

что составляет $I_{cr} = 28,0 \cdot 10^8$ Вт/м². Интенсивность испарения повышается, когда температура поверхности достигает точки кипения ($T = T_e$) или превышает ее ($T \geq T_e$) [12]. Это происходит при превышении плотностью мощности порогового значения, т.е. при $I_0 > I_{th}$ (пороговое значение для железа $I_{th} = 30 \cdot 10^8$ Вт/м² [13]).

В работе [12] на основе результатов, полученных в исследовании [15], было предложено выражение для давления отдачи паров в случае $I_0 > I_{th}$, когда отток пара происходит со скоростью $u_e = \sqrt{0,65\gamma R_u T_e / \mu_e}$, близкой к скорости звука $P_e = A_{ab} I_0 u_e / L_e$, где A_{ab} — коэффициент поглощения, γ — отношение удельных теплоемкостей пара, μ_e — молекулярный вес пара, $R_u = 8,314$ Дж/(моль·К) — универсальная газовая постоянная. Заметим, что если материал частиц однороден, то температура кипения и скорость оттока пара постоянны и зависят только от физических свойств материала.

Для частиц сферической формы, которые попадают в световой луч с гауссовым распределением плотности мощности (1), будем считать, что при максимуме плотности мощности I_0 выше порогового значения ($I_0 > I_{th}$) давление отдачи паров выражается зависимостью

$$P_e = \frac{A_{ab} I}{L_e} \sqrt{0,65\gamma R_u T_e / \mu_e}, \quad (10)$$

где I определяется из (1), а коэффициент поглощения A_{ab} , с учетом поляризации пучка, выражается зависимостями (3), (4) или (5). При этом скорость оттока пара u_e направлена по нормали к облучаемой криволинейной поверхности и вычисляется при постоянной температуре, равной температуре кипения расплава T_e . Приведенное выражение для расчета давления отдачи паров P_e является полуэмпирическим, в нем учитывается неравномерность распределения поглощаемой мощности в пятне луча, при этом скорость оттока пара считается приближенно постоянной и не зависящей от температуры поверхности, что ограничивает применение модели. Режимы $I_0 \gg I_{th}$, при которых возможен отток паров и образование плазмы, в настоящей работе не рассматриваются.

4. Вектор реактивной силы

Рассмотрим уравнение Мещерского [16], которое описывает механику тела переменной массы:

$$m_p \frac{d\vec{V}_p}{dt} = \sum_i F_i - \vec{U}_e \frac{dm_p}{dt}, \quad (11)$$

где m_p — масса тела, \vec{V}_p — вектор скорости центра масс тела, F_i — внешние силы, \vec{U}_e — вектор скорости отделяемых от массы частиц вещества (газов). Второй член выражения (11) представляет собой реактивную силу. В данном случае реактивная сила

обусловлена лазерным испарением материала тела и возникающим вследствие этого оттоком пара с давлением отдачи P_e , которое зависит от мощности излучения и положения пятна луча на поверхности тела. Вектор реактивной силы $\vec{R} = (R_x, R_y, R_z)$, оказывающий влияние на динамику тела и возникающий за счет давления отдачи паров, можно определить из соотношений

$$R_x(\xi, \psi) = -R_0 \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi/2} (A(\theta, \varphi) \Omega(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta \cos \varphi) d\theta \right) d\varphi, \quad (12)$$

$$R_y(\xi, \psi) = -R_0 \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi/2} (A(\theta, \varphi) \Omega(\theta, \varphi) \sin^2 \theta \sin \varphi) d\theta \right) d\varphi, \quad (13)$$

$$R_z(\xi, \psi) = -R_0 \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi/2} (A(\theta, \varphi) \Omega(\theta, \varphi) \cos^2 \theta) d\theta \right) d\varphi, \quad (14)$$

где $R_0 = I_0 a^2 u_e / L_e$, а подынтегральные функции A и Ω определяются формулами (3–5) и (7) соответственно. Таким образом, получено, что компоненты вектора реактивной силы зависят от радиуса частицы и координат центра масс $\xi = x_p/a$, $\psi = y_p/a$, характеризующих ее положение относительно оси луча Oz .

5. Результаты расчетов

Исходные данные для излучения: $W = 800$ Вт, $\omega_0 = 300$ мкм. Значения других параметров приведены в табл. 1. Согласно указанным данным характерные параметры, например, для частицы радиусом $a = 30$ мкм получаются следующими: $I_0 = 56,5 \cdot 10^8$ Вт/м², $E_0 = 5,1$ Вт, $R_0 = 5,24 \cdot 10^{-4}$ Н.

Таблица 2 содержит значения действительных и мнимых частей комплексного показателя преломления n_w и k_w для излучения CO₂-лазера с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм для стали AISI 304 при двух характерных температурах. Также здесь приведены расчетные значения коэффициента отражения A_{ab} , полученного для плоского случая и круговой поляризации и согласующегося с данными экспериментов [17], и коэффициента K_{ab} , вычисленного интегрально для сферической поверхности по формуле (9).

Как можно видеть, кривизна поверхности приводит к снижению усредненного по поверхности коэффициента поглощения K_{ab} . Причина такого отличия коэффициентов A_{ab} и K_{ab} связана с особенностями поглощения поляризованного излучения криволинейной поверхностью. Ниже попытаемся это проанализировать. На рис. 1 показаны зависимости коэффициента поглощения излучения A_{ab} плоской поверхностью подложки из стали AISI 304

Рис. 1. Поглощение по Френелю в зависимости от угла падения для линейных A_s (1), A_p (2) и круговой A_c (3) поляризации CO₂-лазерного излучения. Длина волны $\lambda = 10$ мкм, материал — сталь марки AISI 304, $n_w = 20,35$, $k_w = 21,46$ при температуре $T = 300$ К.

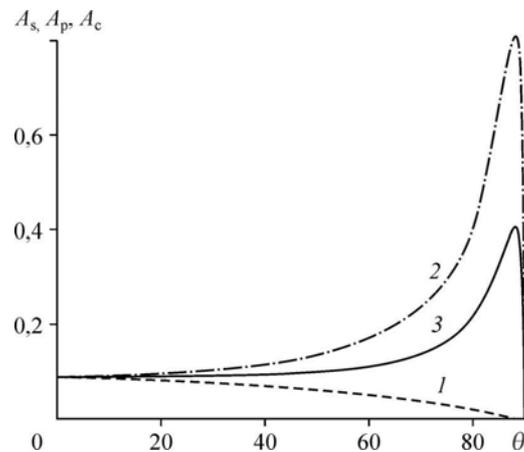


Таблица 2

Оптические свойства материала

Материал	n_w	k_w	T, K	A_{ab}	K_{ab}	Ссылка
Сталь, AISI 304	20,35	21,46	300	0,089	0,075	Работа [17]
	15,98	16,48	1273	0,114	0,093	

от угла падения в случае линейной и круговой поляризаций излучения. Значения n_w и k_w взяты из табл. 2 при температуре $T = 300 \text{ K}$. Можно видеть, что для плоской поверхности излучение с линейной поляризацией в виде S-волны поглощается хуже всего. В этой связи представляет интерес анализ влияния кривизны поверхности на интегральные характеристики поглощения сферической частицы.

На рис. 2а–2с представлены результаты расчетов по формулам (3)–(5) функций распределения коэффициента поглощения $A_s(\theta, \varphi)$, $A_p(\theta, \varphi)$, $A_c(\theta)$ на поверхности сферы

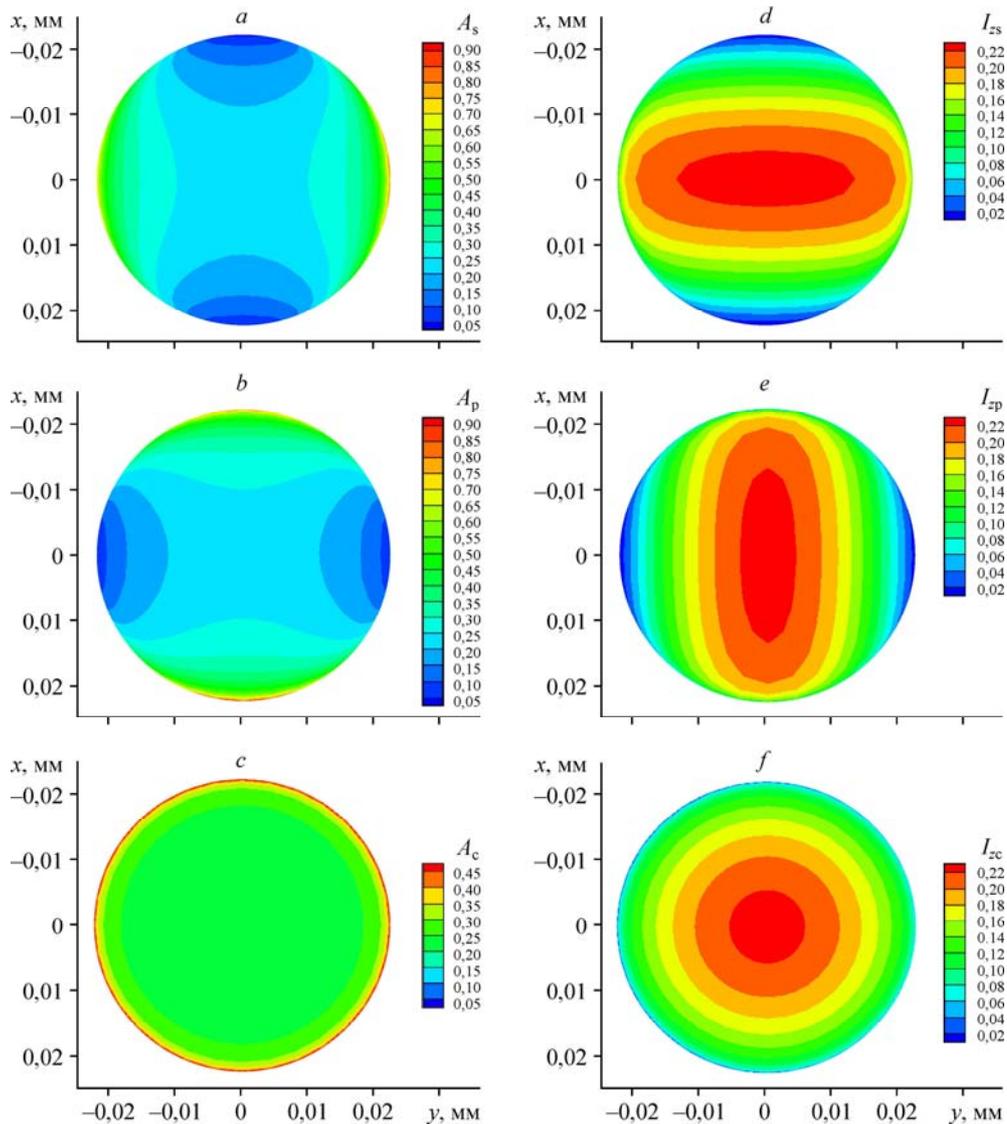


Рис. 2. Распределения коэффициентов поглощения A_s (a), A_p (b), A_c (c) и поглощенной лазерной мощности I_z/I_0 (d–f) на поверхности сферы в случае S-, P-линейных и C-круговой поляризаций излучения ($a/\omega_0 = 0,166$).

в случае S-, P-линейных и C-круговой поляризации излучения. Исходный радиус сферы был выбран много меньше радиуса луча $a/\omega_0 \ll 1$. При этом считалось, что центр масс частицы совмещен с началом координат $Oxyz$. Для сферической поверхности поглощение S- и P-волн зависит от азимутального угла φ , (см. формулы (3) и (4)), поэтому в обоих случаях на рис. 2a, 2b наблюдаются симметрично расположенные зоны с максимальным поглощением, характерным для поглощения P-волны, когда угол падения излучения сравним по величине с углом Брюстера $\theta_0 = 87,3^\circ$. По этой же причине излучение с круговой поляризацией имеет максимальное поглощение в кольцевом поясе на периферии сферы (рис. 2c). Распределение поглощенной лазерной мощности $I_z(\theta, \varphi)/I_0$ также зависит от поляризации излучения (рис. 2e–2f). Направление действия луча здесь задается волновым вектором $\vec{k} = (0, 0, -1)$.

Отметим, что лазерная энергия E , поглощенная поверхностью сферы, а также средний коэффициент поглощения K_{ab} не зависят от типа поляризации излучения, так как вычисляются интегрально по формулам (8), (9), которые в силу симметрии дают одинаковые результаты для линейной и круговой поляризации луча.

Интерес представляет анализ воздействия на частицу реактивной силы, обусловленной ее лазерным испарением. Угол отклонения α реактивной силы от направления действия луча определим через скалярное произведение векторов \vec{k}, \vec{R} : $\alpha = \arccos((\vec{k} \cdot \vec{R})/|\vec{R}|)$. Пусть радиус частицы изменяется в характерном для малых частиц диапазоне от 30 до 600 мкм. Положение центра масс относительно оси луча варьируется как расстояние $r = \sqrt{x_p^2 + y_p^2}$. На рис. 3, 4 представлены изменения модуля $|\vec{R}|$ и угла наклона α при вариации радиуса частицы $a/\omega_0 \in [0, 1; 2, 0]$, а также положений центра масс относительно луча $r/\omega_0 \in [0, 0; 2, 5]$.

Несмотря на имеющиеся различия в распределении по поверхности сферы поглощаемой мощности излучения I_z/I_0 , зависящей от типа поляризации (рис. 2e–2f), интегральные величины компонент вектора \vec{R} не зависят от того, какая выбрана поляризация — линейная или круговая.

Для частиц малых размеров ($a/\omega_0 < 1$) реактивная сила максимальна, когда $r = 0$ (кривая 1 на рис. 3), при этом направление силы \vec{R} совпадает с направлением действия луча, т.е. $\alpha = 0$ (рис. 4). При изменении положения центра масс частицы в диапазоне $0 < r/\omega_0 \leq 2,5$ неравномерное поглощение излучения, зависящее от угла падения, приводит к неравномерному и одностороннему оттоку пара, снижению модуля $|\vec{R}|$ и появлению заметного угла отклонения α . Отметим, что при $a/\omega_0 \rightarrow \infty$ модуль вектора \vec{R} стремится к нулю, а угол отклонения

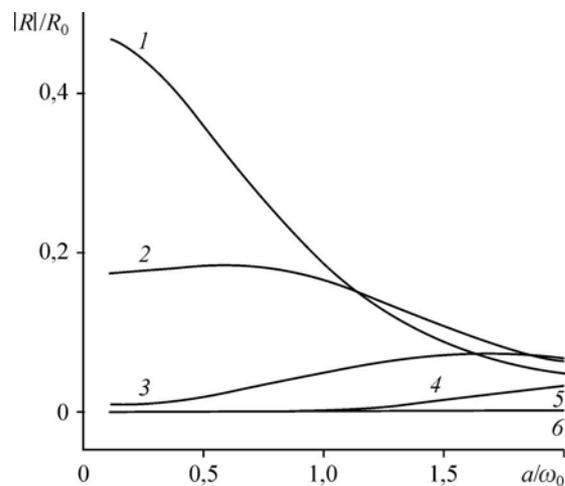


Рис. 3. Изменение модуля реактивной силы при вариации размера частицы и положения центра масс относительно луча.

$r/\omega_0 = 0,0$ (1), 0,5 (2), 1,0 (3), 1,5 (4), 2,0 (5), 2,5 (6).

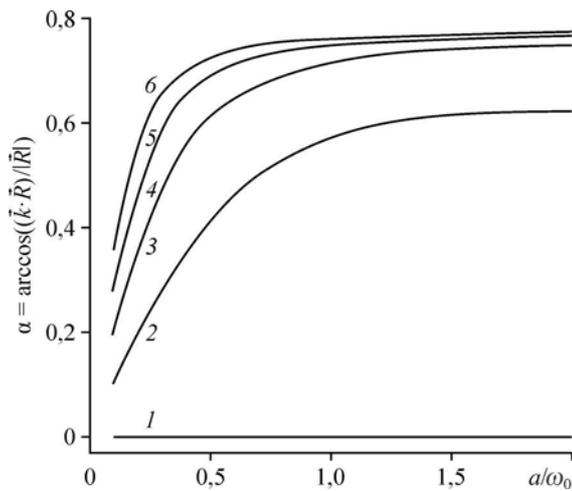


Рис. 4. Изменение угла отклонения вектора реактивной силы при вариации размера частицы и положения центра масс относительно луча.
 $r/\omega_0 = 0,0$ (1), 0,5 (2), 1,0 (3), 1,5 (4), 2,0 (5), 2,5 (6).

асимптотически стремится к некоторой постоянной величине, значение которой связано с координатами центра масс частицы относительно луча.

При больших размерах частицы, превышающих диаметр луча ($a/\omega_0 \gg 1$), модуль силы $|\vec{R}|$ и ее направление зависят от мощности лазера и положения центра масс относительно луча.

Выводы

Предложено описание методики вычисления коэффициента поглощения поляризованного излучения криволинейной поверхности сферы. Показано, что в случае линейной поляризации коэффициенты поглощения S- и P-волн зависят от азимутального угла и от угла падения. При круговой поляризации пучка коэффициент поглощения зависит только от угла падения.

Изучено влияние неравномерно поглощенной мощности на неоднородность распределения давления отдачи паров и баланс импульса сил, действующих на частицу в световом поле лазера. Представлены результаты анализа влияния поглощения лазерного излучения на реактивное движение микрочастиц в световом поле CO_2 -лазера.

Показано, что направление вектора светореактивной силы зависит от радиуса частицы и координат центра масс, характеризующих ее положение относительно оси луча, и не зависит от типа поляризации. При совпадении центра масс частицы с центром гауссова пучка реактивная сила является максимальной и совпадает с направлением действия излучения. При больших размерах частицы, превышающих диаметр луча, модуль реактивной силы и ее направление зависят от мощности лазера и положения центра масс относительно луча.

Модель может быть применима при исследовании воздействия лазерного излучения на движение тел, размеры которых превышают диаметр лазерного луча.

Список литературы

1. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Степанов В.К., Студенов В.Б. Светореактивное ускорение макрочастиц вещества // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. 1967. Т. 5, вып. 8. С. 258–260.
2. Букатый В.И., Кронберг Т.К. Светореактивное движение углеродной частицы в мощном лазерном поле. Барнаул: Изв. Алтайского гос. ун-та, 1996. Т. 1, № 1. С. 50–53.
3. Touyerkani E., Khaejrou A., Corbin S. Laser cladding // Boca Raton: CRC Press, 2005. 263 p.
4. Зленко М.А., Нагайцев М.В., Довбыш В.М. Аддитивные технологии в машиностроении: пособие для инженеров. М.: ГНЦ РФ ФГУП «НАМИ», 2015. 220 с.
5. Ковалева И.О., Ковалев О.Б. О влиянии давления отдачи при испарении на движение частиц порошка в световом поле при лазерной наплавке // Прикл. механика и техн. физика. 2012. Т. 53, № 1. С. 67–79.
6. Kovaleva I.O., Kovalev O.B. Simulation of the acceleration mechanism by light-propulsion for the powder particles at laser direct material deposition // Optics and Laser Technology. 2012. Vol. 44, Iss. 3. P. 714–725.
7. Sergachev D.V., Mickhal'chenko A.A., Kovalev O.B., Kuz'min V.I., Grachev N.G., Pinaev P.A. Laser-optic measurement of velocity of particles in the powder stream at coaxial laser cladding // Physics. Procedia. 2014. Vol. 56. P. 193–203.

8. **Kovaleva I.O., Kovalev O.B., Zaitsev A.V., Sergachev D.V.** Modeling and numerical study of light-propulsion phenomena of particles acceleration in coaxial laser powder cladding // *Physics Procedia*. 2014. Vol. 56. P. 439–449.
9. **Ораевский А.Н.** Гауссовы пучки и оптические резонаторы // *Тр. Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева*. М.: Наука, 1988. Т. 187. С. 3–59.
10. **Stuart E., Rutt H.N.** Selection criteria for polarizing mirrors for use in high-power CO-lasers // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 1989. Vol. 22. P. 901–905.
11. **Ковалев О.Б., Фомин В.М.** Физические основы лазерной резки толстых листовых материалов. М.: Физматлит, 2013. 256 с.
12. **Бункин Ф.В., Прохоров А.М.** Использование лазерного источника энергии для создания реактивной тяги // *Успехи физических наук*. 1976. Т. 119, вып. 3. С. 425–446.
13. **Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н., Мисюров А.И.** Технологические процессы лазерной обработки: учеб. Пособие для вузов. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006. 664 с.
14. **Xie J., Kar A.** Mathematical modeling of melting during laser materials processing // *J. of Applied Physics*. 1997. Vol. 81, No. 7. P. 3015–3022.
15. **Ансимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.** Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
16. **Мещерский И.В.** Динамика точки переменной массы // *Работы по механике тел переменной массы*. С. 2-е изд. М.: ГИТТЛ, 1952. С. 37–188.
17. **Boyden S.B., Zhang Y.** Temperature and wavelength-dependent spectral absorptivities of metallic materials in the infrared // *J. of Thermophysics and Heat Transfer*. 2006. Vol. 20, No. 1. P. 9–15.

Статья поступила в редакцию 21 марта 2018 г.