

В.И. Букатый, Г.В. Лямкина, А.М. Шайдук

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОНОДИСПЕРСНОМ АЭРОЗОЛЕ В УСЛОВИЯХ ВАКУУМА

Рассмотрено взаимодействие мощного лазерного излучения с тугоплавкими аэрозольными частицами в условиях вакуума. На основе результатов [2, 3] найден коэффициент объемного ослабления для монодисперсного аэрозоля при его газодинамическом испарении с учетом переконденсации.

При прохождении мощного лазерного излучения (МЛИ) с плотностью потока энергии 10^9 Вт/м² через дисперсную среду, содержащую тугоплавкие частицы, последние могут нагреваться до температур 3000–5000 К [1]. При столь высоких температурах давление насыщенных паров вещества испаряющейся частицы становится значительно больше атмосферного. В этих условиях разлет испаряющегося вещества от поверхности частицы происходит со сверхзвуковыми скоростями и диффузионная модель испарения становится неприменимой. В [2] предложена газодинамическая модель испарения одиночной тугоплавкой частицы в поле МЛИ в условиях вакуума, позволяющая рассчитать термодинамические характеристики пара с учетом его переконденсации и образования облака вторичных частиц. На основе результатов, представленных в [2], в работе [3] получена функция распределения (ФР) вторичных частиц по размерам, а также сами размеры вторичных частиц в зависимости от расстояния до первичной частицы.

В данной статье на основании [2, 3] находится объемный коэффициент аэрозольного ослабления дисперсной среды, состоящей из тугоплавких частиц, находящихся в вакууме и испаряющихся под действием излучения с учетом переконденсации.

Будем считать, что первичные частицы имеют одинаковый размер, т. е. образуют монодисперсный аэрозоль, который описывается ФР по размерам в виде δ -функции типа

$$f_1(a, z) = n(z) \delta(a - a_0(t)), \quad (1)$$

где $n(z)$ — число первичных частиц в 1 м³ на расстоянии z , отсчитываемом от источника излучения вдоль распространения электромагнитной волны с плотностью потока энергии I ; $a_0(t)$ — зависимость радиуса испаряющейся частицы от времени, найденная в [4].

Будем считать также, что первичных частиц достаточно мало, чтобы они не влияли друг на друга в результате испарения, и что они начинают испаряться одновременно. Кроме того, будем пренебрегать движением частиц под действием сил светового давления, рассматривая статическую модель аэрозоля.

В приближении однократного рассеяния уравнение, описывающее поведение плотности потока энергии I падающего излучения в системе «первичные частицы + вторичные частицы», запишется в виде

$$\frac{dI(z)}{dz} + \alpha(z) I(z) = 0, \quad (2)$$

где $\alpha(z)$ — объемный коэффициент аэрозольного ослабления, создаваемый первичными и вторичными частицами, так что выполняется соотношение

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2. \quad (3)$$

Здесь α_1 , α_2 — объемные коэффициенты ослабления на первичных и вторичных частицах соответственно.

Согласно [5] для $\alpha_1(z)$ и $\alpha_2(z)$ справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \alpha_1(z) &= \int_0^{\infty} \pi a_1^2 f_1(a_1, z) \kappa_0(a_1, \lambda) da_1; \\ \alpha_2(z) &= \int_0^{\infty} \pi a_2^2 f_2(a_2, z) \kappa_0(a_2, \lambda) da_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где a_1 , a_2 , f_1 , f_2 — размеры и ФР первичных и вторичных частиц соответственно; $\kappa_0(a, \lambda)$ — фактор эффективности ослабления.

В [1] оценено характерное время изменения размера частицы в результате ее испарения при плотности потока энергии падающего излучения $I = 3 \cdot 10^9$ Вт/м², которое составляет около 10^{-4} с

при $a = 10$ мкм. При этом характерное время установления стационарных полей термодинамических параметров $t \sim a / \bar{v} \sim 10^{-8}$ с при $\bar{v} \sim 1000$ м/с, где \bar{v} — средняя тепловая скорость молекул пара. Следовательно, за время установления стационарных полей радиус десятимикронной частицы изменится незначительно. Можно показать, что данная закономерность выполняется в широком диапазоне размеров атмосферных аэрозолей и плотностях потока энергии $I \sim (10^7 - 10^{10})$ Вт/м². Задача о нахождении функции распределения вторичных частиц была решена в квазистационарном приближении в [3]. В том же приближении найдем объемный коэффициент аэрозольного ослабления на вторичных частицах.

Согласно газодинамической модели испарения одиночной тугоплавкой частицы, описанной в [2], молекулы испаряющегося вещества могут находиться как в газообразной, так и в сконденсированной твердой фазе. Оценки, представленные там же, показали, что размер области образования зародышей новой фазы составляет около 10^{-6} м, а характерное время расширения пара от поверхности частицы приблизительно равно 10^{-8} с. Поэтому в качестве первого приближения можно считать, что весь избыток пара мгновенно конденсируется на образовавшихся ядрах конденсации в очень узкой области и пар находится в термодинамическом равновесии с конденсатом.

Как показано в [3], масса испарившегося вещества на расстоянии $\sim 20a_0$ от частицы станет равной массе первичной частицы, поскольку здесь длина свободного пробега становится сравнимой с размером частиц, а скорость разлета пара много больше скорости звука в газе. При этом мелкие вторичные частицы не успевают «вырасти» и разлетаются далее вместе с углеродным паром. Концентрация вторичных частиц в области зародышеобразования находится в [3] на основе введения степени конденсации пара как функции, характеризующей двухфазную систему, а также сделанных ранее приближений. Так, для первичной частицы размером 10 мкм она составляет порядка 10^{21} частиц/м³. Зная концентрацию вторичных частиц на любом расстоянии r от центра первичной частицы, можно найти их функцию распределения для случая сферически-симметричного испарения частицы. Она получена в следующем виде [3]:

$$F(a, r) = n(r) \delta(a - a(r)), \quad (5)$$

где $n(r)$, $a(r)$ — концентрация и размер вторичных частиц на расстоянии r от первичной частицы. Тогда

$$\varphi(a) = \int_{a_0}^{20a_0} n(r) \delta(a - a(r)) 4\pi r^2 dr - \quad (6)$$

некоторая ФР частиц, образованных одной первичной частицей. Размерность функции $\varphi(a)$ есть $1/\text{м}$ в отличие от размерности ФР первичных частиц. Верхний предел интегрирования по r выбран равным $20a_0$ на основании оценок, приведенных в [2].

Таким образом, вычисляя интеграл (6), имеем

$$\varphi(a) = n(r(a)) 4\pi r^2(a), \quad (7)$$

где $r(a)$ — обратная функция от известной функции $a(r)$ [3]. Отметим, что т. к. $a_0 \leq r \leq 20a_0$, то в выражении (7) a лежит в интервале $a(a_0) \leq a \leq a(20a_0)$, причем $a(a_0)$ — есть начальный размер зародыша новой фазы, равный критическому размеру $a_{кр} = 10^{-9}$ м [6]. Тогда ФР вторичных частиц примет вид

$$f_2(a_2, z) = n(r(a_2)) 4\pi r^2(a_2) n(z), \quad (8)$$

а выражение для $a_2(z)$ будет записано следующим образом:

$$\alpha_2(z) = n(z) \int_{a_{кр}}^{2a_{кр}} n(r(a_2)) 4\pi r^2(a_2) \pi a_2^2 \kappa_0(a_2, \lambda) da_2, \quad (9)$$

где верхний предел интегрирования выбран равным $2a_{кр}$ на основе расчетов, проведенных в [3].

Решение для $a_2(z)$ можно найти, проводя численное интегрирование, поскольку подынтегральное выражение содержит сложную зависимость от r в функции $n(r(a))$. Пусть исходный аэрозоль состоит из углеродных частиц с $a_0 = 10$ мкм и $n(z)$ — некоторая постоянная величина, например 10^8 $1/\text{м}^3$, что соответствует условиям запыленного воздуха. По известной методике расчета, изложенной в [5], для $\lambda = 10,6$ мкм и комплексного показателя преломления углерода $m = 1,95 - i \cdot 0,66$ находится фактор эффективности ослабления вторичными частицами. Концентрация и размер вторичных частиц являются уже известными функциями от r [3]. Интегрирование дает значение $\alpha_2(z)$, равное $\sim 10^{-5}$ $1/\text{м}$.

Для $\alpha_1(z)$ можно записать следующее соотношение:

$$\alpha_1(z) = n(z) \int_0^{\infty} \delta(a - a_0) \kappa_0(a_0, \lambda) \pi a_0^2 da_0 = n(z) \pi a_0^2 \kappa_0(a_0, \lambda), \quad (10)$$

из которого вытекает, что α_1 равно примерно $6 \cdot 10^{-2}$ 1/м. Таким образом, основной вклад в суммарный коэффициент объемного ослабления вносят первичные частицы. Вторичные частицы являются практически «неактивными» для излучения в силу малости своих геометрических размеров.

1. Букатый В. И., Краснопевцев В. Н., Шайдук А. М. //Изв. вузов Физика. 1986. № 10. С. 110–113.
2. Лямкина Г. В., Шайдук А. М. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 7. С. 757–765.
3. Лямкина Г. В., Шайдук А. М. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 11. С. 1132–1135.
4. Букатый В. И., Лямкина Г. В., Шайдук А. М. //Тез. докл. XI Всесоюзн. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск, 1991. С. 67.
5. Ван де Хюлст Р. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
6. Борухов В. Т., Павлюкевич Н. В., Фисенко С. П. Идентификация критического пересыщения в термодиффузионной камере. //Тез. докл. XXV Всесоюзн. конференции по актуальным вопросам физики аэродисперсных систем. Одесса, 1989 Ч. I. С. 9.

Алтайский госуниверситет,
Барнаул

Поступила в редакцию
14 мая 1992 г.

V. I. Bukatyi, G. V. Lyamkina, A. M. Shaiduk. **Propagation of High-Power Laser Radiation through a Monodisperse Aerosol in Vacuum.**

This paper concerns the investigations of a high-power laser radiation interaction with particles of high-melting substance in vacuum. Based on the results of previous investigations the value of the volume extinction coefficient of a monodisperse aerosol of recondensation.