

УДК 537

Т.В. Андрухова, Е.Ю. Потехин

**Динамика размеров и температуры
аэрозольных частиц в мощных
оптических полях при пониженном давлении**

С развитием промышленного производства в крупных городах становится актуальной проблема загрязнения атмосферы промышленными аэрозолями. По данным экспериментов атмосферного контроля частицы образуют две группы – мелкие, менее 0,1 мкм и крупные, от 1 до 1000 мкм. Мелкие частицы образуются, главным образом, в результате химических процессов, а именно реакций горения. Их основными компонентами являются сернокислотные и сульфатные частицы, а также частицы, содержащие органические соединения. Частицы такого типа обладают ярко выраженными кислотными свойствами, являются источниками кислотных дождей. В отличие от них, крупные частицы образуются при механических разрушениях природных материалов.

Одним из источников антропогенного аэрозоля является сжигание топлива, которое влечет за собой выбросы в атмосферу частиц на основе углерода. Основными углеродосодержащими частицами в аэрозолях являются уголь и сажа, содержащие связанный углерод, золу (минеральный остаток), влагу, а также летучие вещества (водород, метан, смолы, которые выделяются при нагреве). Одним из свойств атмосферных аэрозолей является их распространение на большие расстояния от источника образования. Аэрозольные дымки встречаются в настоящее время в любых областях земного шара, ранее считавшихся чистыми. Аэрозольные частицы имеют размеры, обеспечивающие наиболее эффективное рассеяние света. А это влияет на теплообмен между атмосферой и земной поверхностью, что может приводить как к охлаждению земной поверхности в результате экранирования солнечного света, так и нагреву верхних слоев атмосферы. В связи с вышеизложенным возникает потребность исследований процессов образования и разрушения аэрозолей, их поведения при воздействии мощного лазерного излучения (МЛИ) при различных давлениях, изучения возможности лазерного очищения атмосферы от аэрозолей.

Лазерные лучи можно использовать в различных слоях атмосферы, где давление меняется от одной атмосферы на уровне моря до вакуума на больших высотах. Интенсивное испарение твердой аэрозольной частицы под действием мощного лазерного излучения может сопровождаться образованием конденсационного аэрозоля. В допробойном интервале интенсивностей излучения явление переконденсации может оказаться решающим при анализе распространения МЛИ в аэрозольной среде.

Рассмотрим сферическую углеродную частицу радиуса a , помещенную в поле МЛИ и нагретую до температуры T в условиях вакуума. Среда на большом расстоянии от частицы остается холодной, что приводит к большой неоднородности поля температур. Температура поверхности определяется плотностью потока энергии излучения, оптическими свойствами испаряющейся частицы и энергетическими потерями на испарение и переизлучение. Молекулы испаряющегося вещества могут находиться как в газообразной, так и в сконденсированной твердой или жидкой фазах. В работах [1, 2] рассмотрена газодинамическая модель испарения одиночной углеродной частицы в поле МЛИ в условиях вакуума с учетом переконденсации. Для решения газодинамических уравнений введена степень конденсации пара в виде $s = r_k / (r_k + r_r)$, где r_k и r_r – число молекул в единице объема, находящихся в конденсированной и газообразной фазах соответственно. Характерное время установления стационарных полей паров $t = a / v$, где v – скорость разлета пара. Скорость разлета испаренного углерода растет от значения скорости звука в газе до сверхзвуковых скоростей, так что при таких значениях мелкие частицы не успевают вырасти и далее разлетаются на бесконечность вместе с углеродным паром. При этом степень конденсации пара становится порядка 0,3, т. е. меньшая часть массы испаренного вещества превращается в частицы, а большая разлетается в виде газа. Температура двухфазной системы в окрестности частицы достаточно медленно убывает до расстояний $r \approx 20a$, а затем резко стремится к температуре среды на бесконечности. Давление испаренного углерода у поверхности частицы вначале превышает атмосферное, но с увеличением расстояния от частицы быстро уменьшается и становится существенно ниже атмосферного. Степень конденсации испаренного вещества слабо зависит от температуры поверхности частицы или плотности потока энергии падающего излучения. Радиус вторичной частицы уменьшается со скоростью порядка $da_b/dt = m_0 r v / r_b$, где a_b – радиус вторич-

ной частицы, v – средняя тепловая скорость молекул пара, r_b – плотность вещества вторичной частицы, r – число атомов или молекул испаренного вещества в единице объема.

В области, где произошло образование зародышей, их величина $a(r_0) = a_{кр}$, т. е. приравнена к минимальному критическому размеру для того, чтобы он стал центром образования новой фазы. На всем интервале расстояний концентрация вторичных частиц убывает как $1/r$. При взаимодействии излучения с частицами единственным, как правило, известным параметром является плотность потока энергии. Плотность потока энергии от частицы складывается из энергопотерь за счет лучистого теплообмена и испарения с учетом переконденсации вещества. В [1, 2, 3] показано для сферически симметричного процесса испарения, что частица достигает максимальной температуры практически без изменения своего радиуса. Так при плотности потока энергии $I = 10^9 - 10^{10} \text{Вт/м}^2$ температура поверхности достигает значения 4000–5000 К практически независимо от размеров. В работах [1; 3–5] теоретически получены зависимости температуры поверхности и радиуса частицы от времени для различных размеров частиц. У крупных частиц с $a_0 \sim 50 \text{ мкм}$ температура поверхности после быстрого выхода на максимальное значение остается почти постоянной величиной до полного испарения частицы. Радиус частицы практически линейно убывает со временем. В случае испарения мелкой частицы с $a_0 \sim 10 \text{ мкм}$ и менее наблюдается ее быстрое нагревание и быстрое охлаждение. Зависимости скорости испарения частицы от степени конденсации испаряемого вещества, от плотности потока энергии падающего излучения являются практически линейными функциями плотности потока энергии. Степень конденсации пара меняется в интервале исследуемых значений плотности потока энергии в 1,2 раза, а скорость испарения для $I = (1-6) \times 10^9 \text{Вт/м}^2$ – в 7,5 раза. В режиме интенсивного испарения скорость изменения радиуса da/dt зависит от плотности потока энергии излучения в виде $da/dt = xI$, где x – размерный коэффициент, определяемый из уравнения теплового баланса.

В работе [6] экспериментально обнаружены высокодисперсные частицы в окрестности облучаемой лазером частицы NH_4Cl , образованные в результате конденсации испаренного вещества. Для частиц хлорида аммония получено, что давление паров существенно больше давления насыщенного пара, поэтому уже вблизи частицы при испарении образуется существенное перенасыщение. Во всех опытах наблюдалась оболочка из частиц конденсационного типа, размер которой составлял (4–6) а. Центры конденсации могут представлять собой твердые частицы, которые всегда находятся в атмосфере, либо конденсационный аэрозоль (для вакуума), образующийся при значительном перенасыщении пара. С целью наблюдения процесса испарения была сконструирована и выполнена установка (рис.1):

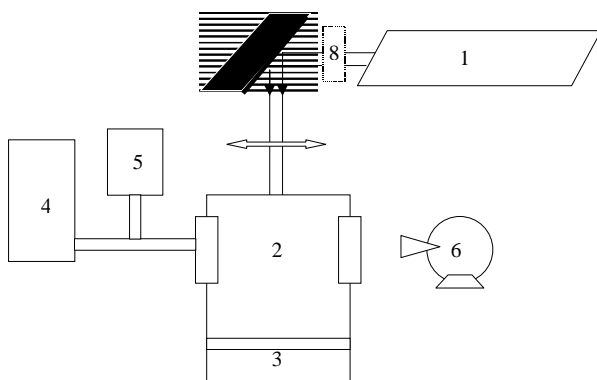


Рис. 1. Принципиальная схема установки

1. Технологическая лазерная установка типа "КИПР" с длиной волны, равной 10,6 мкм, полной мощностью $\sim 900 \text{ Вт}$, работающая в непрерывном режиме.

2. Вакуумная камера, имеющая окно из NaCl – пластины, прозрачной для воздействующего мощного излучения, а также смотровые окна из стекла и отверстие для закрепления испаряемой частицы.

3. Поглотитель лазерного излучения, герметично закрепленный в нижней части вакуумной камеры.

4. Форвакуумный насос.

5. Вакуумметр термомпарный типа ВТ-3 с подключенным к нему преобразователем ПМТ-4м.

Данная система позволяет измерять давление атмосферы в диапазоне $(5 \times 10^{-1} - 10^{-3}) \text{ мм рт.ст.}$ с погрешностью $+20\%$.

6. Скоростная кинокамера для регистрации процесса испарения частицы.

7. Фокусирующая линза из NaCl с $F = 20 \text{ см}$. Использование этой линзы позволило получить в области взаимодействия излучения и частицы диаметр пятна фокусировки 0,5 мм.

8. Электромагнитный затвор, время срабатывания которого составляет 25 мс.

Частица сажи или графита устанавливалась на кварцевую или нихромовую подложку. Влияние подложки на ход опыта было выявлено в предварительных экспериментах. Результаты опытов получены в виде кинограмм. Их обработка осуществлялась с помощью микрофотометра и микро-

скопа. Одними из объектов исследования являлись частицы сажи, графита, начальная форма которых близка к сферической. Использовалась сажа ПМ-100, в которой содержится: 99,1 – 99,3 % углерода, 0,3 – 0,4% водорода, 0,1% кислорода и химически чистый графит. Предварительно частицы отбирались и измерялись с помощью отсчетного микроскопа типа МПБ-2. Параметры некоторых опытов приведены в таблице.

Таблица.

№	Объект исследования	Размер, d, мкм	Давление атмосферы, мм.рт.ст.	Подложка	Скорость, кадр/с	Интенсивность, Вт/м ²
1	сажа	425	3×10^{-1}	нихром	1500	$2,8 \times 10^9$
2	сажа	350	3×10^{-1}	нихром	1500	3×10^9
3	сажа	300	750	нихром	1500	$1,75 \times 10^9$
4	сажа	350	$2,5 \times 10^{-1}$	кварц	1200	3×10^8
5	сажа	1100	3×10^{-1}	нихром	750	$2,5 \times 10^9$
6	сажа	1000	3×10^{-1}	кварц	750	$2,4 \times 10^9$
7	графит чистый	850	3×10^{-1}	кварц	750	$2,14 \times 10^9$

При воздействии мощного лазерного излучения с плотностью потока энергии излучения 10^9 Вт/м² на частицу угля за время $1,3 \times 10^{-3}$ с размер первичной частицы угля увеличивается в 1,4 раза, а при длительности воздействия $4,0 \times 10^{-2}$ с размер первичной частицы увеличивается $\sim 2-2,5$ раза. Процесс изменения размера частицы протекает неравномерно. Наблюдаются флуктуации до выхода размера первичной частицы на максимальное значение, соответствующее максимальной температуре 4000 – 5000 К. Это связано с нарушением строгой периодичности, присущей кристаллам. Частица претерпевает подобное изменение кристаллической структуры первоначально в поверхностном слое в момент начального воздействия на неё МЛИ. По мере прогревания частицы вглубь, сопровождающегося разлетом испаренного с поверхности вещества, происходит первоначально уменьшение размера частицы с дальнейшим его увеличением. Периодичностью данного процесса объясняются флуктуации размера частицы до ее полного прогревания. Тогда частицу можно рассматривать как переохлажденную жидкость с очень большим коэффициентом вязкости, у которой нарушения в кристаллической решетке произошли по всему её объёму. У крупных частиц температура поверхности после выхода на максимальное значение остается почти постоянной величиной до полного испарения частицы. Радиус частицы далее убывает практически линейно и за время $6,67 \times 10^{-2}$ с уменьшается более чем в 1,3 раза. В дальнейшем происходит фрагментация угольной частицы. Каждый фрагмент является ядром образования конденсированного облака из вторичных частиц. Для сажистой частицы за время 2×10^{-2} с размер первичной частицы увеличивается в 2 и более раз. Так как сажа – это конгломерат из мелких углеродных агрегатов, то

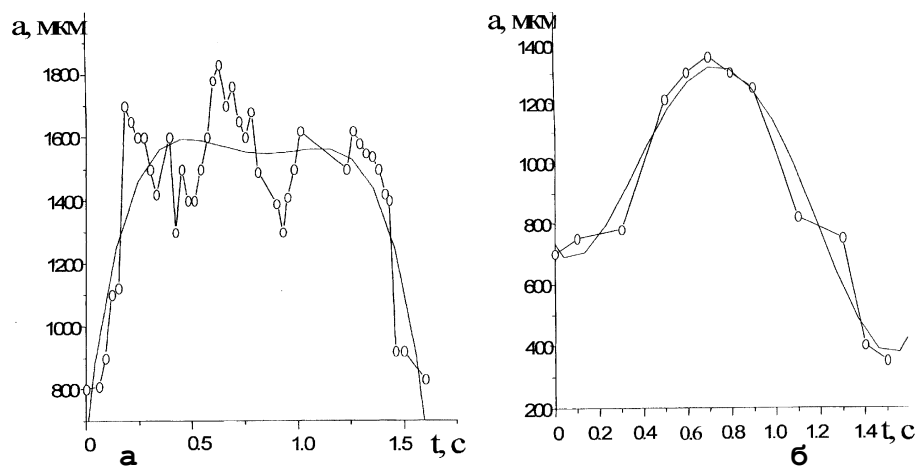


Рис.2. Динамика размера сажистой частицы
 а) $a_0 = 800$ мкм, $I = 2,8 \times 10^9$ Вт/м²
 б) $a_0 = 700$ мкм, $I = 2,4 \times 10^9$ Вт/м²

после нагрева частицы до температуры 4000 К происходит фрагментация сажистой частицы за счет кавитации внутри частицы и выхода испаренного вещества в результате разрушения полостей.

Динамика размеров испаряющейся частицы приведена на рисунке 2 (а, б), где сплошными линиями показаны результаты аппроксимации. Аппроксимация полученных результатов описывается зависимостью вида

$a(t) = A+Bt+Ct^2+Dt^3+Et^4$. В условиях $I = 2,8 \cdot 10^8 \text{Вт/м}^2$, $2,4 \cdot 10^8 \text{Вт/м}^2$:

$A = 800 \text{ мкм}, 700 \text{ мкм};$

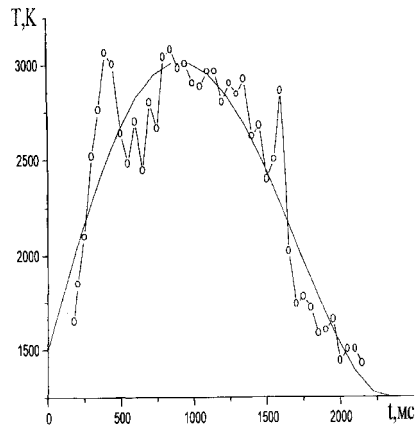
$B = -9 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}, 0,054 \text{ м/с};$

$C = 0,74 \text{ м/с}^2, -1,15 \text{ м/с}^2;$

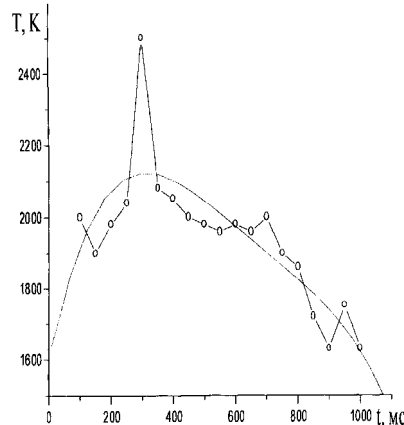
$D = -9 \text{ м/с}^3, 10 \text{ м/с}^3;$

$E = -28,8 \text{ м/с}^4, -30,7 \text{ м/с}^4$, для рисунков 3 и 4 соответственно. Физический смысл параметров A , B , C – начальный размер, скорость и ускорение испарения частицы соответственно. Измерения температуры проводились с использованием

цветового пирометра. К нему присоединялся запоминающий осциллограф в ждущем режиме с разверткой сигнала 2 с/см , на экране которого появлялась осциллограмма процесса. При помощи градуировочных кривых, которые строились на установке "Проминь", снимались температурные характеристики процесса. Результаты измерения температуры испаряющейся частицы приведены на рисунке 3 (а, б), они являются типичными графиками, где сплошными линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных динамики температур, описываемых



а



б

Рис. 3. Динамика температуры испаряющейся сажиистой частиц

а) $a_0 = 800 \text{ мкм}, I = 2,8 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$

б) $a_0 = 1000 \text{ мкм}, I = 2,4 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$

следующим выражением:

$T(t) = A^*+B^*t+C^*t^2+D^*t^3+E^*t^4$, где

$A^* = 1500 \text{ К}, 1598 \text{ К};$

$B^* = 2870 \text{ К/с}, 4190 \text{ К/с};$

$C^* = -544 \text{ К/с}^2, -11000 \text{ К/с}^2;$

$D^* = -1210 \text{ К/с}^3, 12 \cdot 10^4 \text{ К/с}^3;$

$E^* = -386 \text{ К/с}^4, -4200 \text{ К/с}^4$, для рисунков 5 и 6 соответственно. Физический смысл A^* , B^* , C^* для уравнения $T(t)$ – начальная температура, скорость и ускорение ее изменения соответственно. Полученные экспериментально функции дают приближенное решение уравнений [1, 2]:

$$da/dt = t_0/a_0 \{ (r_0(a_0, T_s) v(a_0, T_s) m_0) / r_b \};$$

$$dT_s/dt = t_0/(a_0 T_s) \{ 3 f(a, I, I) / (4 \rho a C_p r_b) \},$$

где a_0 – начальный размер частицы, I – интенсивность излучения, m_0 – первоначальная масса частицы $T_s = T/T_s$, $t = t/t_0$, $a = a/a_0$ со следующими краевыми условиями: $t = 1$, $a = 1$, с точностью $\sim 3\%$.

Авторы выражают благодарность В.И. Букатому и Ю.Т. Лялину.

Литература

1. Лямкина Г.В., Шайдук А.М. Испарение и переконденсация тугоплавких частиц в мощном оптическом поле. Барнаул, 1990. Деп. в ВИНТИ 11.11.90г. № 5653-ВУО.
2. Шайдук А.М. Моделирование процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с дисперсными системами: Дисс. докт. физ.-мат.наук. Барнаул, 1998.
3. Лямкина Г.В., Шайдук А.М. Размеры и концентрация мелкодисперсной фракции аэрозоля при испарении тугоплавкой частицы в вакуум // Оптика атмосферы. 1991. Т 4. № 11.
4. Лямкина Г.В. Взаимодействие мощного лазерного излучения с тугоплавким аэрозолем в условиях вакуума с учетом переконденсации: Дисс. докт. физ.-мат.наук. Барнаул, 1992.
5. Букатый В.И., Суторихин И.А. Экспериментальные исследования воздействия излучения CO_2 -лазера на углеродные частицы // Физика горения и взрыва. 1982. № 2.
6. Свердлов М.Ю. Исследование переконденсации при воздействии мощного лазерного излучения на термически неустойчивые частицы // Труды XI симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1991.