

Особенности взаимодействия лазерного излучения с газопылевой средой

А.Ф.Глова, А.Ю.Лысиков, М.М.Зверев

Установлено, что при облучении излучением непрерывного CO₂-лазера смеси атмосферного воздуха и углеродных частиц размером 30–300 мкм с концентрацией $\sim 10^2$ см⁻³ активное горение частиц в смеси возникает при интенсивности излучения в области фокусировки $\sim 10^3$ Вт/см². Для газопылевой среды в виде свободной вертикальной струи в азоте микрочастиц алюминия и углерода сферической формы получены зависимости пороговой интенсивности излучения для испарения частиц от их радиуса. Показана возможность полного испарения частиц размером ~ 10 мкм в сфокусированном пучке излучения непрерывного лазера мощностью $\sim 10^2$ Вт.

Ключевые слова: газопылевая среда, интенсивность излучения, испарение.

1. Введение

Одним из методов получения пленок на поверхности и нанесения покрытий является лазерный метод, основанный на испарении материала при облучении сплошных мишеней излучением мощных импульсных лазеров [1]. Данный метод характеризуется относительной простотой, и с его помощью можно испарять практически любой материал. Его основной недостаток – возможность осаждения на поверхность микрофрагментов испаряемого вещества в виде застывших капель или частиц произвольной формы, что приводит к ухудшению качества пленок. Улучшения качества добиваются за счет дополнительного испарения вылетающих с поверхности микрофрагментов в скрещенных лазерных пучках [1, 2]. Следует отметить, что эффективность метода скрещенных пучков зависит от времени взаимодействия частиц с полем вспомогательного излучения и может оказаться недостаточной при большой начальной скорости разлета частиц, инициированной мощным основным лазерным излучением.

Целью данной работы является исследование возможности эффективного испарения материала в условиях, когда исходным объектом, облучаемым лазером, служит газопылевая среда, содержащая частицы микронных размеров с регулируемой скоростью их поступательного движения. В этих условиях вследствие слабого теплообмена частиц с окружающим газом их полное испарение при небольшой скорости движения станет возможным в поле излучения даже относительно маломощного лазера.

А.Ф.Глова, А.Ю.Лысиков. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк; e-mail: afglova@triniti.ru, lysikov@triniti.ru
М.М.Зверев. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: mzverev@mail.ru

Поступила в редакцию 19 мая 2008 г., после доработки – 1 августа 2008 г.

2. Экспериментальная установка

В экспериментах использовался CO₂-лазер, который мог работать в непрерывном или квазинепрерывном режиме с регулируемой мощностью и длительностью импульса излучения. Горизонтально ориентированный лазерный пучок фокусировался в область, содержащую смесь частиц с атмосферным воздухом при нормальном давлении либо с аргоном или азотом при регулируемом давлении. Использовались частицы углерода размером 30–300 мкм, а также CdS и Al размером ~ 10 мкм. Газопылевая среда создавалась механическим способом. В одном случае она представляла собой квазистационарное газопылевое облако, а в другом имела вид свободной вертикальной направленной вниз струи частиц в газе. Основные эксперименты проводились при облучении струи частиц, что позволяло контролировать начальные параметры среды.

3. Результаты измерений и расчетов и их обсуждение

3.1. Облучение струи углеродных микрочастиц в атмосферном воздухе излучением непрерывного лазера

На рис.1 представлены зависимости от мощности излучения непрерывного лазера W параметра $\eta = (W - W_1)/W$, характеризующего ослабление мощности за счет поглощения и рассеяния излучения частицами среды (W_1 – мощность лазера после прохождения излучения через струю). Эти зависимости соответствуют расстояниям h от места инициирования струи до фокуса линзы, равным 2 и 4 см. Расход частиц в струе составляет 21.7 мг/с, ее диаметр – 14 и 16 мм (при $h = 2$ и 4 см соответственно). Условия фокусировки излучения были следующими: расходимость излучения 2 мрад, диаметр лазерного пучка 6 см, фокусное расстояние линзы 30 см. Начало роста зависимостей соответствует пороговой мощности W_{th} , при которой начинается горение частиц в области их взаимодействия с лазерным излучением. Пороговая мощ-

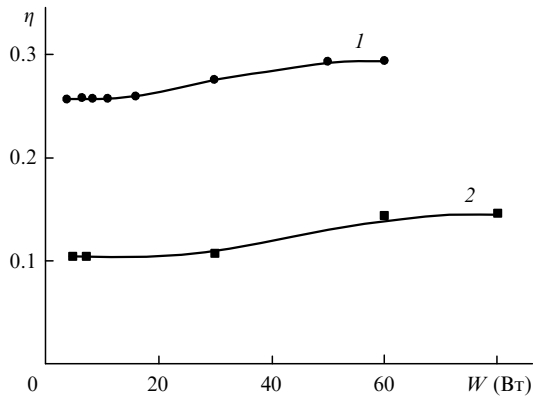


Рис. 1. Зависимости параметра η от мощности W непрерывного CO_2 -лазера при облучении струи углеродных микрочастиц размером 30–300 мкм в атмосферном воздухе для $h = 2$ (1) и 4 см (2).

ность зависит от h ; при $h = 2$ см она составляет ~ 10 Вт, что с учетом ослабления излучения отвечает пороговой интенсивности излучения в фокальном пятне примерно 8×10^2 Вт/см². При $W > W_{\text{th}}$ яркое свечение в области взаимодействия приобретало примерно симметричную относительно оси пучка и фокальной плоскости форму. Его максимальный продольный размер примерно равен диаметру струи. В дальнейшем для краткости будем называть это свечение разрядом. Отметим, что значение $W_{\text{th}} \approx 10$ Вт согласуется со средней пороговой мощностью ~ 7 Вт устойчивого воспламенения частиц струи из распыленного каменного угля размером ~ 100 мкм в смеси азота с кислородом ($h = 2$ см и $[\text{O}_2] = [\text{N}_2]$) при облучении излучением импульсно-периодического Nd:YAG-лазера [3].

Уменьшение η при увеличении расстояния h (рис. 1) связано с увеличением прозрачности струи из-за уменьшения концентрации частиц в ней. Среднюю концентрацию частиц в данном сечении струи при однородном начальном распределении частиц по размерам можно оценить из выражения $\langle N \rangle = G / (\langle m \rangle \langle v \rangle s)$, где G – суммарный расход всех частиц; $\langle m \rangle$ – масса частиц, усредненная по их размерам; $\langle v \rangle$ – зависящая от $\langle m \rangle$ и h средняя скорость частиц; $s = s(h)$ – площадь поперечного сечения струи. Если пренебречь столкновениями частиц при движении, то для частиц сферической формы в результате усреднения по трем значениям радиуса частиц $r = 30, 70$ и 120 мкм для $h = 2$ и 4 см при $G = 21.7$ мг/с соответственно получаем $\langle N \rangle \approx 50$ и ~ 30 см⁻³. Отметим, что уменьшение $\langle N \rangle$ при увеличении h происходит в основном из-за увеличения средней скорости $\langle v \rangle$, поскольку площадь поперечного сечения струи s слабо зависит от расстояния h . Что касается увеличения η при $W > W_{\text{th}}$ по сравнению с η при $W < W_{\text{th}}$, то оно происходит, вероятно, из-за дополнительных поглощения и рассеяния излучения продуктами горения частиц в кислороде воздуха, которые компенсируют возможное уменьшение исходной концентрации частиц при их взаимодействии с излучением.

Очевидно, что из-за термоэмиссии электронов при нагреве частицы углерода могут приобрести заметный положительный заряд. Оценим величину заряда в наших условиях. Предварительно отметим, что при интенсивности излучения $\sim 10^3$ Вт/см² лавинным размножением электронов можно пренебречь [4]. При температуре плазмы порядка температуры газа ($\sim 10^3$ К) и потенциале ионизации ~ 10 эВ равновесной концентрацией

электронов можно также пренебречь. Поэтому будем считать, что электроны в разряде являются термоэмиссионными электронами с концентрацией $n_e \sim q \langle N \rangle$, где q – заряд частицы в единицах элементарного заряда. Для определения концентрации электронов в разряде по плотности тока термоэмиссии [5] предположим, что перенос тока эмиттированными с поверхности частиц электронами происходит при скорости электронов, соответствующей газовой температуре $\sim 10^3$ К. Воспользовавшись далее результатами измерений авторов работы [3], согласно которым максимальная температура поверхности частиц достигает 2000 К при средней температуре 1700 К, для максимального и среднего зарядов с учетом того, что $\langle N \rangle \sim 10^2$ см⁻³, получаем $q \sim 10^6$ и $\sim 10^4$ соответственно. Если рассматривать исследуемый разряд как приближенный аналог пылевой плазмы, то приведенные оценки для q можно сравнить с данными экспериментов [6] с пылевой плазмой, содержащей положительно заряженные частицы, согласно которым заряд частиц в плазме может достигать $\sim 10^4$.

Основываясь на результатах работы [6] и приведенных оценках, естественно предположить, что наличие в разряде частиц макроскопических размеров со столь большим зарядом и концентрацией $\sim 10^2$ см⁻³ должно оказывать влияние на протекание тока через разряд. Для измерения тока использовались металлические электроды диаметром 2 мм с плоскими торцами. Сформированный ими межэлектродный промежуток длиной 3 мм был ориентирован перпендикулярно оси струи и направлению распространения излучения, и в центральной его части находился фокус линзы. При подаче на электроды в присутствии разряда постоянного напряжения ~ 100 В среднее значение квазистационарного тока через промежуток составляет 50 мА, что соответствует средней проводимости промежутка 5×10^{-3} Ом⁻¹·см⁻¹. Эта проводимость заметно превышает электронную проводимость плазмы в постоянном поле, вычисленную по формулам [4]. Например, даже при максимальной, по оценкам, концентрации электронов $n_e \sim q \langle N \rangle \sim 10^8$ см⁻³, электронная проводимость не превышает 10^{-7} Ом⁻¹·см⁻¹. Измеренную проводимость мы связываем с обнаруженным нами формированием при протекании тока одной или нескольких соединяющих электроды тонких нитей из углеродных микрочастиц диаметром $\sim 0.1 - 1$ мм, которые и являются проводниками тока. Отметим, что квазистационарный характер тока связан, по-видимому, с периодическим разрушением нитей поступающими в промежуток частицами. Отметим также, что при напряжении на промежутке ~ 100 В в отсутствие разряда нити не формируются и электрический пробой промежутка, заполненного частицами с указанными размерами и концентрацией, не возникает.

Рассмотрим в качестве гипотезы следующий механизм формирования отдельной нити, не учитывая при этом роль индуцированной поляризации при взаимодействии частиц. Положительно заряженная углеродная микрочастица, находящаяся вблизи катода, под действием силы притяжения оседает на катоде, удерживается на нем за счет спекания и становится составной частью отрицательно заряженного катода, образующей выступ на его поверхности. На этом выступе концентрируется электрическое поле межэлектродного промежутка. В результате ближайшая к выступу заряженная микрочастица оседает на нем, а не на плоской окрестности выступа.

Процесс осаждения повторяется, сила притяжения со стороны анода оказывает на этот процесс ориентирующее действие, что формирует «прорастающий» в сторону анода нитевидный катод. Замыкание межэлектродного промежутка и образование нити можно представить как результат действия той же силы со стороны анода, приводящей к растяжению нитевидного катода. Подчеркнем, что рассмотренный механизм является гипотетическим и для его уточнения или установления другого механизма необходимы специальные исследования.

3.2. Пороговая интенсивность излучения для испарения частиц в струе

Оценим пороговую интенсивность лазерного излучения, необходимую для испарения частиц в струе. Как показывают предварительные оценки, потерями за счет теплопроводности можно пренебречь по сравнению с излучательными потерями. Пренебрегая также затратами энергии на нагрев и плавление частиц по сравнению с затратами на испарение, уравнение энергетического баланса для частицы запишем в следующем виде:

$$mQ = SA\delta t(\alpha I - \sigma T^4), \tag{1}$$

где S – площадь поверхности частицы; A – поглощательная способность материала частицы; Q – удельная энергия испарения; I – необходимая для испарения частицы пороговая интенсивность лазерного излучения; T – температура испарения; σ – постоянная Стефана–Больцмана; $\delta t = 2\langle R \rangle/v$ – время пролета частицей через область взаимодействия со средним радиусом $\langle R \rangle$. Коэффициент $\alpha = 1/2$ в правой части выражения (1) приближенно учитывает поглощение излучения только половиной поверхности частицы. Представим область взаимодействия в виде прямого цилиндра с фокальной плоскостью в его центре. Образующая цилиндра ориентирована вдоль направления распространения излучения, и ее длина равна диаметру струи. Основанием для выбора такой формы области взаимодействия служит видимый продольный размер разряда. Определим средний радиус области взаимодействия как $\langle R \rangle = (R + R_f)/2$, где $R \approx Dd/(4f) + R_f$; D – диаметр лазерного пучка; d – диаметр струи; $R_f = \gamma f$ – радиус фокального пятна; γ – расходимость излучения; f – фокусное расстояние линзы.

На рис.2 приведены расчетные зависимости пороговой интенсивности I для испарения от радиуса r частиц алюминия и углерода, представляющих собой свободную вертикальную струю в азоте при атмосферном да-

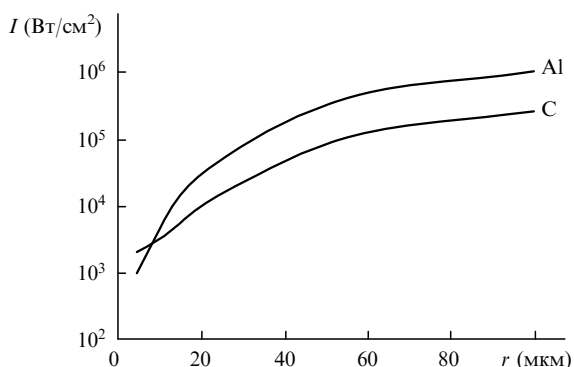


Рис.2. Расчетные зависимости пороговой интенсивности излучения I для испарения от радиуса r частиц алюминия и углерода.

влении. Расчеты проводились при $D = 9$ см, $d = 1$ см, $f = 40$ см, $\gamma = 2$ мрад, что дает $\langle R \rangle \approx 1$ мм, для $h = 2$ см, которое соответствует изменению δt от ~ 300 до 4 мс при увеличении r от 5 до 100 мкм. В расчетах использовались параметры $A = 0.05$ и 1, $Q = 10.9$ и 60 кДж/г, $T = 2450$ °C и 3600 °C для алюминия и углерода соответственно. Увеличение A для алюминия при нагреве не учитывалось. Отметим, что из-за слабой зависимости динамической вязкости азота от давления [5] результаты расчета зависимостей I от r для других значений давления будут мало отличаться от результатов, полученных при атмосферном давлении.

Из приведенных на рис.2 кривых видно, что в зависимости от r отношение I_{Al}/I_C может быть как больше, так и меньше единицы (здесь и далее величины с индексами Al и C относятся к алюминию и углероду). Это связано с разным вкладом излучательных потерь в энергетический баланс частиц в зависимости от их радиуса. Очевидно, что из-за более слабой зависимости от r , начиная с некоторых значений r , излучательными потерями можно пренебречь по сравнению с потерями энергии лазерного излучения на испарение. Тогда с учетом примерного равенства масс и скоростей частиц алюминия и углерода фиксированного размера из (1) получаем $I_{Al}/I_C \approx (Q_{Al}/Q_C)(A_C/A_{Al}) > 1$. При уменьшении радиуса частиц r , когда вклад излучательных потерь возрастает, отношение I_{Al}/I_C проще всего найти при точном равенстве обоих видов потерь для каждого материала: $I_{Al}/I_C \approx (T_{Al}/T_C)^4 < 1$. Согласно расчетам потери на излучение пренебрежимо малы, начиная с $r > 10 - 20$ мкм, а при $r \leq 10$ мкм они становятся сравнимыми с потерями на испарение, что в соответствии с приведенными оценками и отражает рис.2.

Несмотря на достаточно большой принятый в расчетах средний радиус области взаимодействия ($\langle R \rangle \approx 1$ мм), мощность излучения лазера $\sim \Pi \langle R \rangle^2$, необходимая для испарения частиц не очень больших размеров, оказывается малой. Так, при $r = 10$ мкм для алюминия и углерода она равна соответственно ~ 170 и ~ 100 Вт. Можно сказать, что эффективное испарение таких частиц возможно в поле излучения относительно маломощного лазера непрерывного действия. При увеличении радиуса частиц мощность лазера при неизменном значении $\langle R \rangle$ увеличивается, и выбор типа лазера определяется размером частиц. Это может быть как непрерывный, так и импульсно-периодический лазер с умеренной средней мощностью излучения.

Отметим, что в работе [7] экспериментально исследовалось изменение за счет испарения концентрации частиц Al размером ~ 1 мкм в аргоне при атмосферном давлении, которые облучались несколькими импульсами излучения CO₂-лазера с энергией импульса ~ 10 Дж и длительностью $\tau_p = 0.5$ мкс. Интенсивность излучения зависела от способа формирования пучка и изменялась от максимального значения 6×10^7 Вт/см² до $\sim 10^6$ и 3×10^5 Вт/см². Расчеты с использованием выражения (1) при $\delta t = \tau_p$ показывают, что необходимая для испарения указанных частиц расчетная интенсивность (3.5×10^7 Вт/см²) соответствует максимальной. Возможно, что при меньших интенсивностях частицы испарялись за счет разогрева в плазме оптического разряда, возникающего при проведении экспериментов [7].

Возможность эффективного испарения частиц радиусом 5 – 10 мкм при лазерном облучении газопылевой сре-

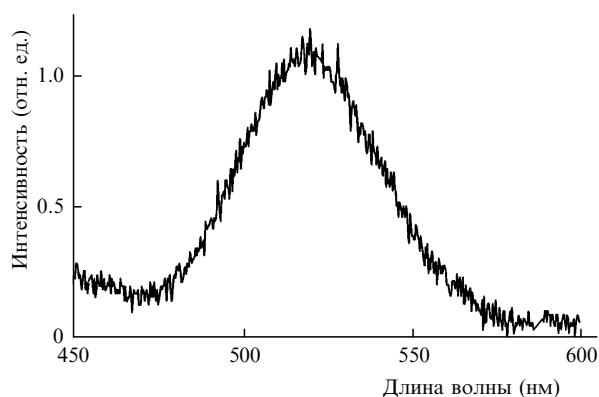


Рис.3. Спектр люминесценции пленок CdS.

ды излучением относительно маломощного лазера с целью получения пленок на поверхности была проверена экспериментально. Подложки размещались выше геометрического фокуса линзы на расстоянии от него, исключающем возможность соприкосновения подложки с видимой границей разряда. Струя, содержащая частицы CdS или Al указанных размеров, облучалась излучением квазинепрерывного CO₂-лазера мощностью ~500 Вт ($f = 40$ см, $D = 9$ см) в атмосфере аргона или азота при давлении 100–300 Тор. В качестве примера на рис.3 приведен типичный спектр люминесценции полученных аморфных пленок CdS при их облучении излучением азотного лазера с длиной волны 337 нм. Пленки площадью ~1 см² были получены за 5–10 импульсов излучения CO₂-лазера длительностью 50 мс. Предвари-

тельная визуализация поверхностей пленок показала отсутствие на них микрофрагментов размером более 1 мкм.

4. Заключение

Отметим, что лазерное испарение частиц из газопылевой среды может оказаться эффективным способом получения пленок и покрытий из разных материалов и соединений, не требующим применения дорогостоящего оборудования. На примере воздушно-углеродной среды, облучаемой излучением непрерывного CO₂-лазера, показано, что воспламенение среды может происходить при сравнительно низкой пороговой интенсивности излучения. Исследование условий его инициирования и распространения в различных газопылевых средах, а также баланса энергии в среде может представлять интерес для нанотехнологий, основанных на использовании лазерного излучения, для физики пылевой плазмы и ряда других приложений.

Авторы благодарят М.М.Смакотина и С.С.Барсукова за помощь при подготовке экспериментов.

1. Voevodin A.A., Donley M.S. *Surf. Coating Techn.*, **82**, 199 (1996).
2. Грехов И.В., Линийчук И.А., Титков И.Е. *Письма в ЖТФ*, **32**, 24 (2006).
3. Chen J.C., Taniguchi M., Ito K. *Fuel*, **74**, 323 (1995).
4. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
5. *Справочник физических величин*. Под. ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
6. Фортов В.Е., Нефедов А.П., Петров О.Ф. *ЖЭТФ*, **111**, 467 (1997).
7. Бакулин И.А., Казакевич В.С., Пичугин С.Ю. *ЖТФ*, **76**, 96 (2006).