

# Эффективность образования фрактальных структур при лазерном испарении

Н.Е.Каск, Е.Г.Лексина, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров, Д.Б.Чопорняк

*Экспериментально исследовано образование фракталов при лазерном испарении различных сред (металлов и диэлектриков) десятимикросекундными импульсами излучения неодимового лазера в зависимости от плотности светового потока и внешнего давления. Установлено, что формирование фракталов происходит во время действия лазерного импульса в объеме плазменного факела. Обнаружено, что мелкодисперсная фаза при некотором критическом давлении образует в периферийных слоях факела связанную оболочку (макрофрактал). Наличие оболочки, ограничивающей разлет плазмы, приводит к пороговому изменению характеристик оптического разряда.*

**Ключевые слова:** оптический разряд, фрактальные структуры, плазма, перколяция.

## 1. Введение

Лазерное испарение веществ, в том числе жаропрочных, позволяет реализовать высокую эффективность генерации компактных кластеров и их агрегатов. Первоначально в насыщенном паре образуются молекулярные ассоциаты (димеры, тримеры и т. п.), концентрация которых может достигать 10 % от концентрации мономеров [1]. Примерно через  $10^{-4}$  с в результате конденсации паров и коагуляции зародышей жидкой фазы в охлажденных слоях парогазового потока появляются компактные кластеры, содержащие  $10^3 - 10^4$  атомов [2].

Эффективность процесса кластеризации увеличивается в атмосфере буферного газа, который поглощает избыток энергии, выделяемой при конденсации. Компактные образования с характерным размером  $\sim 10$  нм, агрегируя, образуют фрактальные кластеры (агрегаты) с размерами  $\sim 1$  мкм. Последние наблюдаются через  $\sim 10^{-2}$  с после воздействия микросекундного лазерного импульса с плотностью мощности  $10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> [3]. Во внешнем электрическом поле фрактальные агрегаты собираются в нитевидные макрофракталы.

В экспериментах, описанных в работе [3], фрактальные нити возникают через  $10^2 - 10^3$  с после воздействия лазерного импульса. Отличный от агрегации механизм образования макрофракталов, очевидно, реализуется при более длительном лазерном воздействии и, соответственно, более высокой концентрации мелкодисперсной фракции в объеме факела. Так, при увеличении длительности лазерного импульса в десять раз, макрофракталы появляются через временной интервал  $\sim 10^{-2}$  с даже в отсутствие внешнего поля [4, 5]. Предполагается, что механизм образования макрофракталов в этом случае запускается перколяционным переходом в скоплении микрофракталов. Когда концентрация изолированных друг

от друга фрактальных агрегатов, увеличиваясь в процессе испарения, достигает критического значения, они объединяются в связанную макрофрактальную структуру.

Отметим, что характерные для перколяции зависимости оптических и электрических свойств лазерной плазмы от ее состава наблюдались и при лазерном испарении бинарных мишеней [6]. Фрактальные структуры образуются из твердых частиц, и в случае лазерного испарения процесс их образования происходит в периферийных слоях факела, охлажденных до температур, меньших температуры плавления. Холодные слои, содержащие фракталы, могут не только исказить оптические и электрические характеристики области разряда, но и существенно повлиять на состояние и динамику плазмы, ограничивая ее разлет.

Рост плотности дисперсной фазы в газоразрядной плазме ведет к фазовому переходу в конденсированные формы: «жидкую плазму» и «плазменный кристалл», в которых наряду с упорядоченными связанными структурами существуют индивидуальные плазменные компоненты (электроны, ионы, микрокластеры). Известно [7], что связанные пылевые агломераты возникают при превышении некоторой пороговой концентрации микрокластеров, что характерно и для перколяции. Переход в конденсированное состояние происходит независимо от того, какую форму имеют заряженные пылевые частицы (форму компактных или фрактальных микрокластеров [8]), и сопровождается резким изменением светимости плазмы.

Эксперименты с плазмой оптического разряда, иницированного и поддерживаемого лазерным излучением у поверхности конденсированного вещества, допускают вариации в широких пределах изучаемых сред и внешних параметров, что ведет к изменению размеров кластеров и их размерности. Для выяснения роли перколяции и агрегации в плазме факела представляет интерес изучение зависимости эффективности процесса образования фракталов от внешних условий (давления буферного газа, геометрии эксперимента, плотности мощности светового потока и т. п.). Представленные ниже эксперименталь-

НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: nek@srdlan.sinp.msu.ru

ные зависимости позволяют провести анализ корреляции процессов перколяции и процессов фракталообразования и конденсации в плазме с мелкодисперсной фазой.

## 2. Экспериментальные методики

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Для получения зависимостей от давления исследуемая мишень помещалась в герметичную камеру (диаметр и длина внутренней полости составляли 25 и 150 мм соответственно). Давление инертного буферного газа (Ar, Ne) могло изменяться от 0.001 до 100 атм. Мишень испарялась под действием квазинепрерывного лазерного импульса колокообразной формы с длительностью на полувысоте около 10 мс. Энергия, падающая на мишень, изменялась с помощью нейтральных светофильтров в диапазоне 10–200 Дж.

Лазерная система на неодимовом стекле состояла из задающего генератора и усилителя. Для реализации квазинепрерывного режима в задающем генераторе использовался близкий к концентрическому резонатор, который обеспечивал небольшую глубину модуляции (~15%) импульса излучения. Лазерное излучение фокусировалось на мишень сферической линзой с фокусным расстоянием 300 мм в пятно диаметром ~1 мм.

В качестве мишени использовались диэлектрики и металлы, а также их порошковые смеси, спрессованные при давлении до 150 атм. Мелкодисперсная фаза, образованная в лазерном факеле, осаждалась в течение 15 мин на стеклянную подложку. Оптическая плотность слоя принималась за меру эффективности процесса образования фракталов. Изменяя энергию лазерного импульса и положение мишени относительно каустики лазерного пучка, мы могли изучать зависимость эффективности фракталообразования от размеров облучаемого пятна и плотности мощности светового потока.

Проводились также исследования интенсивности свечения лазерного факела (фотоэлектронная регистрация) и его спектра при использовании спектральной насадки с дифракционной решеткой от установки ВФУ-1. Регистрация спектра осуществлялась CCD-линейкой через временной интервал, равный 3 мс. Яркостная температура плазмы определялась из соотношения интенсивностей свечения факела и эталонного источника яркости на

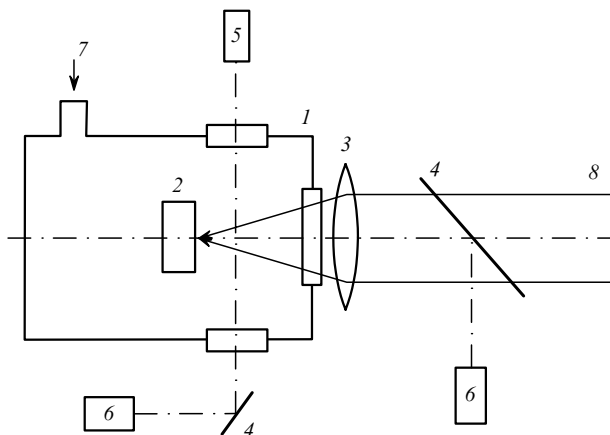


Рис.1. Схема экспериментальной установки:  
1 – камера; 2 – мишень; 3 – фокусирующая линза; 4 – отклоняющие пластины; 5 – He–Ne-лазер; 6 – ФЭУ; 7 – напуск буферного газа; 8 – лазерный пучок.

длине волны 0.47 мкм. Свечение факела регистрировалось с помощью ФЭУ-30, а заданная длина волны излучения вырезалась интерференционным фильтром с шириной полосы пропускания 10 нм. В качестве эталонного источника использовалась вольфрамовая ленточная лампа СИ8-200У, которая для исключения влияния геометрического фактора располагалась при калибровочных измерениях на месте мишени.

Размеры факела определялись с помощью фотосъемки, в том числе методами скоростной фоторегистрации. Лазерное излучение направлялось, как правило, по нормали к поверхности мишени. Когда угол падения для потока греющего излучения превышал угол его фокусировки, то наблюдались два факела: парогозовый поток, распространяющийся по нормали к поверхности, и волна горения [9], бегущая навстречу лазерному лучу. В лазерных экспериментах с аналогичной геометрией обычно используется термин «волна пробы» [10]. В нашем случае плотности мощности лазерных потоков были недостаточны как для пробы буферного газа, так и для поддержания в нем волны светового горения. Как показали контрольные эксперименты, свечение области разряда у поверхности молибденовой фольги исчезало сразу после прожигания сквозного отверстия в металле. Очевидно, что определяющую роль в распространении волны горения играют пары и мелкодисперсная компонента факела.

## 3. Экспериментальные результаты

### 3.1. Влияние внешнего давления

Осциллограммы свечения факела, приведенные на рис.2, отражают характерные изменения области разряда с ростом давления буферного газа  $p$ : выше некоторого порогового давления происходит резкое увеличение интенсивности свечения почти на два порядка и наблюдается неустойчивость в процессе испарения. Отметим, что в наших экспериментах время образования парогозового потока практически не зависит от внешнего давления. На рис.3 на примере лазерного факела у поверхности железной мишени показано поведение эффективности фракталообразования, светимости и продольного размера плазменного факела при изменении давления буферного газа.

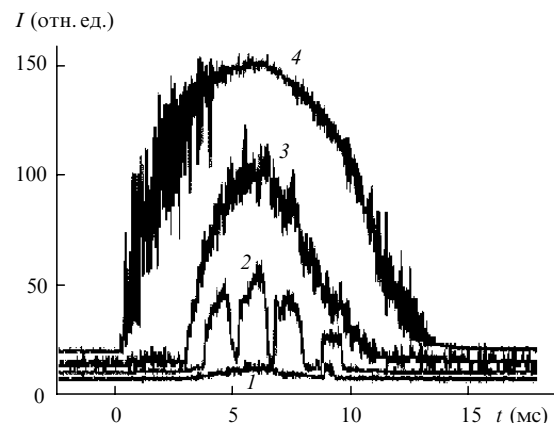


Рис.2. Характерные осциллограммы интенсивности свечения  $I$  факела при давлении буферного газа аргона  $p = 1$  ( $p \leq p_1$ ) (1), 5 ( $p \approx p_2$ ) (2) и 10 атм ( $p > p_2$ ) (3), а также форма лазерного импульса (4) для мишени из никеля.

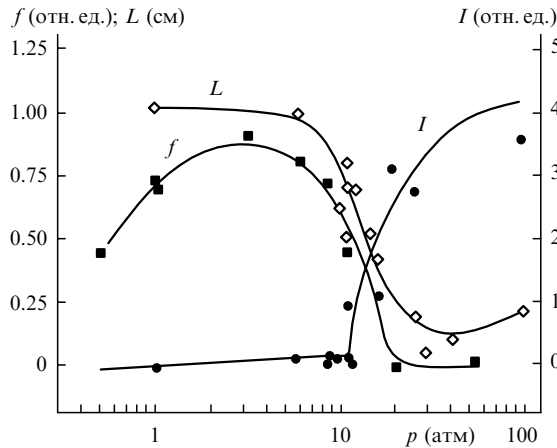


Рис.3. Зависимости эффективности образования фракталов  $f$ , интенсивности свечения  $I$  и продольного размера факела  $L$  от давления буферного газа аргона  $p$  для мишени из железа.

Эффективность образования фракталов имеет отчетливый максимум при давлении  $p_1$ , которое в основном определяется материалом мишени. При этом же или несколько большем давлении ( $p_2$ ) начинает резко возрастать светимость факела. Спад эффективности с ростом давления происходит синхронно с уменьшением длины светящейся области. Светимость достигает максимума, когда продольный размер области разряда достигает минимума, сравниваясь с ее поперечным размером и, следовательно, с диаметром перетяжки лазерного пучка. Очевидно, что ограничение разлета плазмы связано не только с противодавлением, оказываемым буферным газом, но и с наличием определенной связности или в охлажденных слоях факела, или в самой плазме, о чем свидетельствует определяющая роль материала мишени.

В табл.1 приведены результаты экспериментального исследования, полученные при испарении различных сред лазерным излучением с плотностью мощности  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> в атмосфере аргона. Отметим, что состав буфер-

Табл.1. Давления буферного газа (аргона), при которых наблюдаются максимальная эффективность фракталообразования ( $p_1$ ), начало скачка свечения ( $p_2$ ) и минимальный продольный размер факела ( $p_3$ ), а также соответствующие условиям эксперимента яркостные температуры  $T$ . Погрешность определения температуры составляет около 15 %, а давления – 20 %.

Вещество	$p_1$ (атм)	$p_2$ (атм)	$p_3$ (атм)	$T$ ( $p = 1$ атм) (К)	$T$ ( $p = 30$ атм) (К)
Al	3	3	8	2500	6400
V	0.5	0.5	–	3400	7650
Fe	4	5	30	2900	7700
Co	4	4	–	2900	7800
Ni	4	4	–	2900	6750
Zn	20	35	–	2700	8100
Nb	1.5	6	36	3800	7100
Mo	0.5	1	–	3500	5900
Sn	1	1.5	–	2500	6700
W	1	1	–	3500	6200
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	9	8	> 85	3300	6700
MgO	4	20	20–30	2700	6600
Ce <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.1	0.3	20	3100	6400

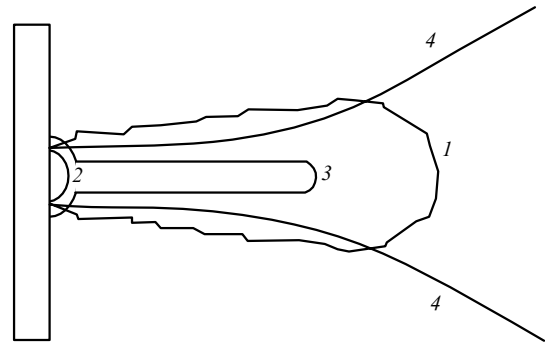


Рис.4. Характерные формы факела: 1 – эрозионный факел ( $p < p_1$ ); 2 – факел на пороге светового горения ( $p = p_3$ ); 3 – режим светового горения ( $p > p_3$ ); 4 – каустика лазерного излучения.

ного газа также играет заметную роль. Так, при замене аргона гелием, давления  $p_1$  и  $p_2$ , как было установлено при испарении корунда, железа и ванадия, увеличиваются приблизительно в два раза. В табл.1 представлены характерные давления, соответствующие максимальной эффективности образования фракталов ( $p_1$ ), порогу волны горения ( $p_2$ ) и минимальному продольному размеру лазерного факела ( $p_3$ ), а также яркостные температуры, описывающие светимость плазмы лазерного факела при двух фиксированных давлениях:  $p = 1$  и 30 атм.

В диапазоне давлений, меньших  $p_1$ , реализуется режим развитого испарения с характерным разлетом эрозионной плазмы, возникающей вблизи поверхности мишени. При некотором давлении ( $p_3$  в табл.1) область свечения имеет наименьшие размеры и прижата к поверхности мишени (см. рис.4). При дальнейшем росте давления, продольный размер плазменной области начинает увеличиваться. Область свечения приобретает цилиндрическую форму с четко очерченными границами. Такое поведение является результатом изменения режима распространения пламени: разлет эрозионной плазмы сменяется значительно более ярким световым горением в объеме парогазового потока, содержащего мелкодисперсную фазу. Зависимость интенсивности свечения от давления имеет пороговый характер. Критическому (пороговому) давлению соответствует давление  $p_2$ , выше которого происходит заметный рост экранировки поверхности плазмой разряда и наблюдается значительное увеличение излучательной способности факела навстречу греющему лазерному излучению.

В области давлений  $p < p_1$ , где поглощение лазерного излучения плазмой и ее излучательная способность относительно малы, в спектре свечения наблюдаются колебательные полосы, характерные для молекул испаренного вещества, например димеров, оксидов и др. На фоне полосатых спектров не удается выделить спектральные линии атомов и ионов вещества мишени и буферного газа, которые, как правило, регистрируются при облучении мишеней в вакууме. При  $p < p_1$  яркостная температура, полученная с учетом поправки на излучательную способность плазмы ( $\sim 0.1$ ), в зависимости от давления изменяется в соответствии с кривой насыщения. В области  $p > p_2$  с ростом давления колебательные полосы заметно уширяются и перекрываются. В режиме светового горения спектр свечения имеет вид сплошного континуума, который характеризуется яркостной температурой, слабо зависящей от состава мишени (см. табл.1).

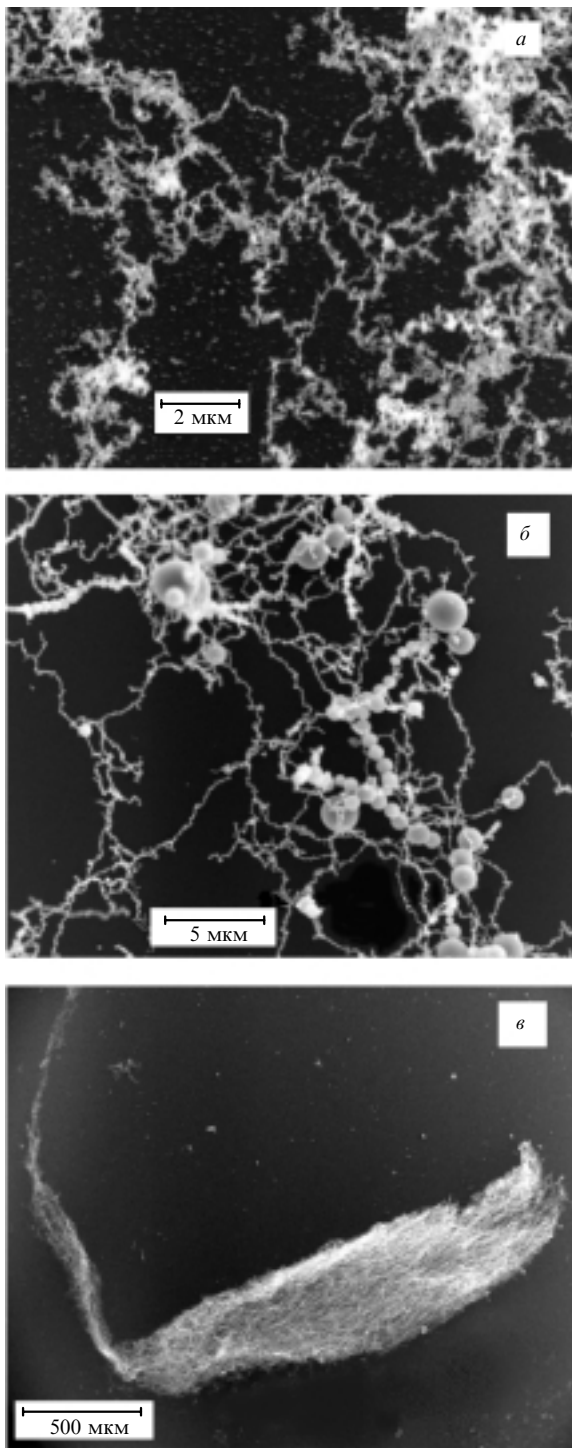


Рис.5. Электронно-микроскопические изображения фрактальных слоев (*a, б*) и фрактальной оболочки (*в*), полученные при испарении железной мишени в атмосфере аргона при давлении 0.1 (*a*) и 12.5 атм (*б, в*).

Анализ микроструктуры фрактальных слоев на основе изображений, полученных на сканирующем электронном микроскопе и представленных на рис.5, позволяет сделать вывод, что спад эффективности при высоких давлениях сопровождается сверткой фракталов, в результате которой уменьшается фрактальная размерность структур и увеличивается размер их элементарных узлов. Если при давлениях  $p < p_1$  фрактальные структуры

содержат линейные фрагменты длиной  $\sim 2$  мкм, собранные из микрочастиц с размерами порядка 50 нм, то при  $p > p_1$  размеры микрочастиц увеличиваются до  $\sim 100$  нм. Кроме того, в осаденных слоях появляются отдельные застывшие капли и даже цепочки из 10–20 монодисперсных шариков (см. рис.5,*б*).

Фрактальная размерность определялась из угловой зависимости интенсивности рассеянного фрактальными слоями излучения гелий-неонового лазера и с помощью «клеточного» метода [11] для отдельного кластера. Фрактальная размерность структур, показанных на рис.5,*a* и *б*, равна 1.8 и 1.5 соответственно. С ростом давления толщина фрактального слоя и размеры отдельных кластеров уменьшаются. При достаточно больших давлениях ( $p > p_3$ ) вместо слоя разветвленных фракталов на покровном стекле наблюдается множество капелек, диаметр которых равен  $\sim 1$  мкм. Можно предположить, что при больших давлениях и высокой температуре плазмы разряда, разлет которой ограничен, образование капелек происходит в результате уплотнения структур и уменьшения внутренней поверхности фрактала и сопровождается выделением запасенной в ней энергии [12].

**3.2. Зависимости от плотности светового потока**

На рис.6 представлены зависимости эффективности фракталообразования и световой суммы (интеграл от интенсивности свечения факела за время импульса) от плотности мощности светового потока  $q$ . Испарялась железная мишень в атмосфере аргона. Очевидно, что для образования фракталов пороговой плотностью мощности является та, при которой возникает режим развитого испарения мишени. В случае железа пороговая плотность  $q_{th} \sim 0.2 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Если при малых давлениях (менее 3 атм) для всех используемых световых потоков на покровном стекле наблюдается лишь слой фракталов, то в диапазоне давлений 4–15 атм при незначительном ( $\sim 30\%$ ) превышении плотности мощности над порогом на покровном стекле помимо слоя фракталов наблюдаются макроскопические фрактальные структуры (см. рис.5,*в*). Макроструктура в виде скомканной сетчатой оболочки из связанных фрактальных кластеров имеет следующие характерные размеры:  $l \sim 1$  см и  $d \sim 0.1$  см. Оболочки, часто разбитые на крупные фрагменты, на-

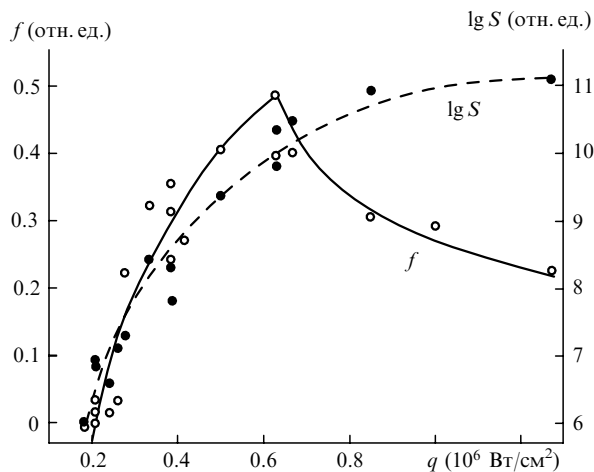


Рис.6. Зависимости эффективности фракталообразования  $f$  и логарифма световой суммы  $S$  от плотности мощности лазерного излучения  $q$  для мишени из железа.

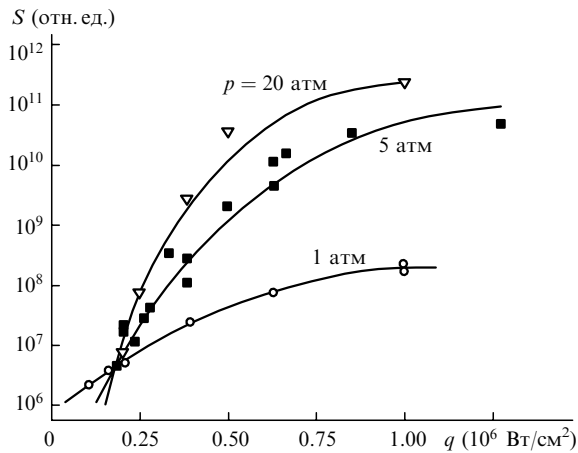


Рис. 7. Зависимости световой суммы  $S$  от плотности мощности потока  $q$  при различных давлениях буферного газа, полученные для железной мишени.

блюдаются сразу по прекращении лазерного воздействия. При более высоких плотностях мощности излучения такие структуры образуются нерегулярно, причем в аргоне реже, чем в гелии. Можно предположить, что связанная оболочка, возникающая вокруг факела, в диапазоне давлений  $p_1 < p < p_3$  слетает как целое при малых плотностях мощности лазерного излучения и разрушается при больших.

Поведение световой суммы при изменении плотности мощности потока  $q$  также свидетельствует о наличии критической (пороговой) плотности мощности. Согласно рис. 7 пороговая плотность мощности для возникновения нелинейного роста световой суммы практически совпадает с  $q_{th}$  для процесса образования фракталов. Выше порога зависимость световой суммы приобретает степенной характер. Показатель степени приблизительно равен 2 в режиме эрозивного факела, который имеет место при давлениях буферного газа  $p < p_2$ . После смены режима горения показатель нелинейности увеличивается до  $\sim 10$ . Световая сумма зависит, в частности, от времени задержки интенсивного сигнала относительно начала испарения. Причиной задержки является накопление мелкодисперсной фазы в периферийных областях факела. Установлено, что время задержки зависит как от плотности мощности светового потока, так и от внешнего давления – двух параметров, определяющих плотность испаренного вещества в плазме факела.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Модель фрактальной оболочки

Рассмотрим экспериментальные результаты, опираясь на модель образования полости в объеме пылевой плазмы [13]. Известно [7, 13], что в плазме, в которой наряду с ионами и электронами присутствуют заряженные частицы с достаточно высокой концентрацией, возникает внутренняя полость, свободная от микрочастиц и имеющая резкие границы. Полость образуется при нарушении баланса между противоположно направленными силами: с одной стороны, электростатической силой  $F_{el} = QE$ , действующей на частицу с зарядом  $Q$  в электрическом поле  $E$ , и, с другой стороны, силами, выталкивающими микрочастицу на периферию области разряда. Для плазмы с высокой степенью ионизации учитываются си-

ла увлечения пылевой частицы при ее бомбардировке ионами [13] и термофоретическая сила [14], которые в молекулярном режиме имеют квадратичную зависимость от размера частицы. Поскольку заряд частицы пропорционален ее размеру, то происходит сегрегация частиц. Частицы, размер которых меньше критического, втягиваются внутрь полости электростатической силой, а частицы больших размеров выталкиваются из области разряда.

В плазме, возникающей при воздействии лазерного излучения, необходимо также учитывать светореактивную [15] и фотофоретическую [16] силы, направленные, в основном, вдоль светового потока. Микрочастицы под действием этих сил возвращаются к мишени, где большая их часть испаряется. Низкотемпературная плазма лазерного факела представляет собой слабо ионизованную термическую плазму, для которой характерно равенство температур электронного, ионного и нейтрального компонентов. При этом имеет место сравнительно большой температурный градиент. В этих условиях микрочастицы будут выталкиваться к боковым границам факела термофоретической силой  $F_t$  и силой увлечения в потоке нейтрального компонента  $F_a$ . Для частиц, размеры которых меньше длины свободного пробега молекул пара, указанные силы описываются следующими выражениями [17, 18]:

$$F_t = -2.26 \frac{r_0^2 k dT}{\sigma dx}, \quad (1)$$

$$F_a = \frac{F_s}{B} = -6\pi\eta r_0 \frac{u_g - u_p}{B}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  – газокинетическое сечение для атом-атомных столкновений ( $\sigma_{Ar} = 42 \times 10^{-20} \text{ м}^2$ ,  $\sigma_{He} = 15 \times 10^{-20} \text{ м}^2$ );  $F_s$  – сила Стокса;  $u_g, u_p$  – скорости движения газа и частицы соответственно;  $B = 1 + (\lambda/r_0)[\alpha + \beta \exp(-\gamma r_0/\lambda)]$  – поправочный множитель, вводимый для частиц с размерами  $r_0$ , меньшими длины свободного пробега  $\lambda$ ;  $\alpha, \beta, \gamma \sim 1$  – константы. Динамическая вязкость буферного газа  $\eta$  слабо зависит от давления, но имеет заметную зависимость от температуры  $T$  [19]:

$$\eta = \eta_{T_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1 + C/T_0}{1 + C/T}}, \quad (3)$$

где  $\eta_{T_0}$  – вязкость буферного газа при комнатной температуре  $T_0$ ;  $C$  – константа Сезерленда (для аргона  $C = 142$ ). Вязкость аргона при температурах плавления исследованных веществ находится в интервале  $(10 - 20) \times 10^{-5} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Поскольку в рассматриваемом случае формирование частиц происходит в потоке газа, то скорости  $u_g$  и  $u_p$  практически совпадают и при оценке силы нейтрального увлечения можно предположить, что они различаются не более чем на 10%. При этих предположениях в соответствии с выражениями (1) и (2) получаем, что термофоретическая сила более чем в два раза превышает силу нейтрального увлечения и равна  $\sim 2 \times 10^2 r_0^2 \text{ Н}$ , где  $r_0 < 10^{-6} \text{ м}$ .

Как только скорость частицы под действием термофоретической силы превысит скорость движения паразитного потока, появится сила торможения, описываемая формулой Стокса. За пределами температурного профиля, где термофоретическая сила перестает действовать, частицы, продолжая движение по инерции, тормозятся

покоящимся буферным газом. Оценки показывают, что сила торможения, действующая на частицу субмикронного размера, по порядку величины близка к силе нейтрального увлечения. В результате этого вблизи границ разрядной области образуется слой, в котором происходит накопление достаточно крупных частиц. По мере приближения их концентрации к критической, сила торможения нелинейно возрастает, т. к. происходит объединение частиц в кластеры конечного размера – так называемые докритические кластеры. На некотором расстоянии от области разряда поток частиц останавливается. Появление бесконечного кластера на перколяционном пороге сопровождается возникновением связанной структуры – оболочки, охватывающей весь факел.

Чем больше давление буферного газа и плотность парогазовой фазы, тем больше скорость образования компактных кластеров и фрактальных агрегатов и тем ближе к плазме и каустике лазерного излучения останавливается фрактальный слой. После образования оболочки дальнейший приток фрактальных агрегатов приводит к росту ее толщины по направлению к оси факела. Чем больше плотность мощности светового потока, тем быстрее нарастает толщина. В результате слой с концентрацией фракталов, близкой к перколяционному порогу, может оказаться внутри каустики лазерного излучения. Когда оболочка достаточно сильно перекрывается с каустикой лазерного пучка, происходит плавление и даже испарение внутренней поверхности оболочки и эффективность фракталообразования начинает уменьшаться. На внутренней поверхности оболочки макрофрактала появляются капли.

#### 4.2. Волна горения внутри фрактальной оболочки

Фрактальная оболочка, оказавшаяся в поле лазерного излучения, может существенно повлиять на порог пробоя во внутренней полости и оптические характеристики разряда. В экспериментах с пылевой плазмой [7] образование полости, свободной от частиц пыли, сопровождается ростом плотности электронов и скорости ионизации в ее объеме. Соответственно увеличивается и интенсивность свечения. На пороге образования полости наблюдается неустойчивость, которая проявляется в пульсациях свечения, подобных тем, которые реализуются в наших экспериментах (см. рис.2).

Фрактальность оболочки, окружающей лазерный факел, должна сказаться, с одной стороны, на процессах отвода тепла из области разряда [12], а с другой – на процессах подвода лазерной энергии. Поскольку перколяционный (фрактальный) кластер содержит «мертвые» волокна [20], длина которых более чем в десять раз превышает их диаметр (см. рис.5), то около окончания этих волокон происходит значительное усиление электрического поля световой волны [21]. Кроме того, на пороге перколяции диэлектрическая проницаемость среды испытывает расходимость [22], и на границе фрактального слоя следует ожидать проявления эффектов самовоздействия для лазерного излучения. К ним могут относиться: самофокусировка лазерного излучения, локализация фотонов на

фрактальной структуре [23] и усиление нелинейного оптического отклика, связанного с возбуждением дипольных моментов на фракталах вблизи перколяционного порога [24].

### 5. Выводы

Плазма, возникающая при повышенных давлениях под действием световых потоков с умеренной плотностью мощности на конденсированные среды, является эффективным источником фракталов как в микро-, так и в макроскопических формах. Фракталы возникают за время действия лазерного импульса как результат следящей последовательности процессов: конденсации пара с образованием компактных кластеров, выталкивания последних термофоретической силой на периферию лазерного факела, торможения их силой Стокса и накопления в некотором слое, окружающем плазму разряда, агрегации или во фрактальные слабосвязанные микрокластеры при низких плотностях испаренного материала, или, при превышении некоторой критической плотности частиц, в макроскопическую фрактальную структуру (оболочку) с сильной связью. Поведение плазмы лазерного факела с мелкодисперсной фазой во многом аналогично поведению пылевой плазмы и проявляется в пороговом характере возникновения внутренней полости с резкими границами и повышенной яркостью свечения.

1. Сидоров Л.Н., Коробов М.В., Журавлева Л.В. *Масс-спектральные термодинамические исследования* (М.: изд-во МГУ, 1985).
2. Смирнов Б.М. *УФН*, **164**, 665 (1994).
3. Лушников А.А., Нечин А.Е., Пахомов А.В., Смирнов Б.М. *УФН*, **161**, 113 (1991).
4. Каск Н.Е., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **20**, 527 (1993).
5. Каск Н.Е., Федоров Г.М. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III. Физика, астрономия*, № 6, 25 (1998).
6. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *ТВТ*, **37**, 13 (1999).
7. Samsonov D., Goree J. *Phys. Rev. E*, **59**, 1047 (1999).
8. Samsonov D., Goree J. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **17**, 2835 (1999).
9. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. *Квантовая электроника*, **8**, 751 (1981).
10. Ковалев А.С., Попов А.М., Рахимов А.Т., Селезнев Б.В., Хропов С.М. *Квантовая электроника*, **12**, 713 (1985).
11. Halsy T., Jensen M., Kadanoff L., Procaccia I., Shraiman B. *Phys. Rev. A*, **33**, 1141 (1986).
12. Смирнов Б.М. *УФН*, **161**, 171 (1991).
13. Morfill G.E., Thomas H.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1598 (1999).
14. Epstein P.S. *Phys. Rev.*, **23**, 710 (1924).
15. Аскарьян Г.А., Мороз Е.М. *ЖЭТФ*, **43**, 2312 (1961).
16. Кутуков В.Б., Шукин Е.Р., Яламов Ю.И. *ЖТФ*, **45**, 626 (1975).
17. Rothermel H., Hagl T., Morfill G., Thomas H. *physica/0110045*, v.1, (2001).
18. Stoffels E., Stoffels W.W., Kroesen G.M.W., de Hoog F.J. *Electron. Technol.*, **31**, 255 (1998).
19. *Таблицы физических величин*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
20. Herman H.I., Hong D.C., Stanley H.E. *J. Phys. A*, **17**, L261 (1984).
21. Ковалев А.С., Попов А.М. *ЖТФ*, **50**, 333 (1980).
22. Efros A.L., Shklovskii B.I. *Phys. Stat. Sol. b*, **76**, 475 (1976).
23. Максименко В.В., Лушников А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **57**, 204 (1993).
24. Kim W., Safonov V.P., Shalaev V.M., Armstrong R.L. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4811 (1999).