

# ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ ОБРАЗОВАНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ НИТЕЙ

Б. М. Смирнов\*

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 мая 2016 г.

Проанализирован импульсный режим испарения металлической поверхности под действием плазменного факела или лазерного пучка при использовании для генерации металлического пара, который далее превращается в газ кластеров, фрактальных агрегатов, а также фрактальных нитей, если процесс протекает во внешнем электрическом поле. Рассмотрены металлы с незаполненными электронными  $d$ -оболочками их атомов, поскольку эти металлы используются в качестве катализаторов и фильтров для проточного газа. Определено сопротивление фрактальных структур потокам газа, что позволяет определить оптимальные параметры фрактальных структур при протекании газа через них. Проанализирован тепловой режим металлической поверхности, если плазменный факел или лазерный пучок взаимодействует с ней. Показано, что основная энергия тратится на нагревание металлической поверхности, и эффективность испарения атомов с металлической поверхности (отношение потоков энергии, затрачиваемых на испарение и нагревание металлической мишени) составляет  $10^{-4}$ – $10^{-3}$ . Типичные значения потока энергии (порядка  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>), температуры поверхности (около 3000 К) и длительности импульса (около 1 мкс) обеспечивают испарение достаточного количества металла для генерации фрактальных нитей.

DOI: 10.7868/S0044451016110055

## 1. ВВЕДЕНИЕ

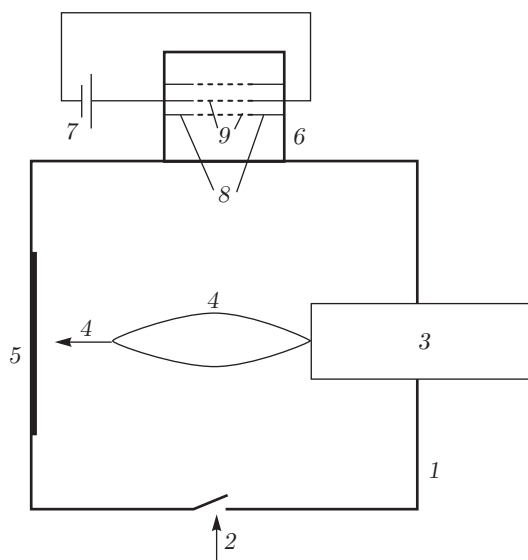
Фрактальная нить является специфическим физическим объектом, составленным из фрактальных агрегатов [1, 2], и эта структура вытянута в направлении электрического поля, которое определяет образование фрактальных нитей из фрактальных агрегатов. Впервые фрактальные нити были синтезированы Лушниковым и др. [3] в процессе облучения металлической поверхности рубиновым лазером (длина волны  $\lambda = 693.4$  нм). Плазменный факел возникал в области облучения металлической поверхности лазерным лучом, в которой и происходило испарение металлических атомов. Далее в результате цепи процессов образовывались фрактальные агрегаты [4], причем характер этих процессов изучен детально [5–14]. Если фрактальные агрегаты существуют в буферном газе достаточно долго, они могут объединиться в аэрогель, как изотропную фрактальную структуру, или же в другие фрактальные структуры [15, 16], поскольку сами фрактальные аг-

регаты больших размеров становятся нестабильными [17, 18]. В данном случае объединение фрактальных агрегатов происходит в результате взаимодействия дипольных моментов, наведенных на них под действием электрического поля, что ведет к образованию протяженных фрактальных структур — фрактальных нитей.

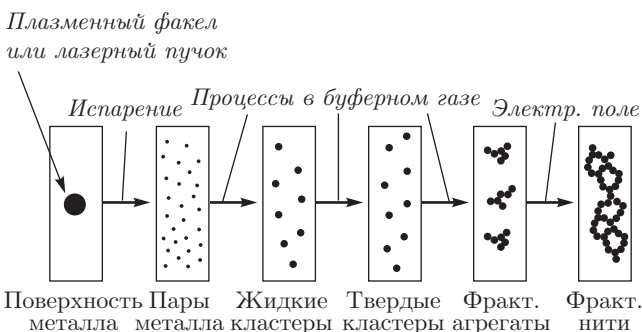
Недавно [19] был описан метод генерации фрактальных нитей, когда металлическая микрочастица подвешивается в потоке буферного газа и нагревается под действием внешнего источника плазмы или электромагнитных волн. Испарение этой частицы ведет к образованию металлического пара, который захватывается потоком буферного газа. В результате последующих процессов с участием металлических атомов в буферном газе образуются металлические кластеры, которые далее превращаются в фрактальные агрегаты, объединяющиеся в фрактальные нити, если процесс роста происходит во внешнем электрическом поле.

Ниже мы рассмотрим другой метод генерации фрактальных нитей под действием импульсных потоков энергии в виде плазменного факела или лазерного пучка. Соответствующая схема генерации фрактальных нитей представлена на рис. 1. Рас-

\* E-mail: bmsmirnov@gmail.com



**Рис. 1.** Схема генерации фрактальных нитей под действием лазерного пучка или плазменного факела на металлическую поверхность: 1 — камера; 2 — инжекция буферного газа; 3 — импульсный источник лазерного пучка или плазменного потока; 4 — лазерный пучок или плазменный факел; 5 — металл; 6 — ячейка для генерации фрактальных нитей; 7 — батарея; 8 — иголки; 9 — фрактальные нити



**Рис. 2.** Процессы образования фрактальной нити в результате облучения металлической поверхности лазерным пучком или плазменным факелом. Последовательность процессов дана сверху, а промежуточные объекты приведены снизу

смашиваемый режим взаимодействия потоков энергии и плоской металлической поверхности отвечает большим длительностям импульса по сравнению со временем установления равновесия между взаимодействующими потоком энергии и поверхностью. Кроме того, длительность импульса велика по сравнению со временем переноса тепла в металле. Данная схема включает в себя генерацию фрактальных нитей в первом эксперименте Лушников и др. [3].

Цепь процессов в рассматриваемом методе генерации фрактальной системы представлена на рис. 1 и аналогична рассмотренной в работе [19] для другого метода генерации фрактальных структур. Первой стадией является образование металлического пара в буферном газе. Далее атомы этого пара объединяются в кластеры — наночастицы, состоящие из связанных металлических атомов. Далее твердые кластеры объединяются в фрактальные агрегаты — разреженные металлические структуры, плотность которых убывает по мере роста их размера; при микронных размерах они становятся нестабильными [17]. При последующем росте плотность структуры не зависит от ее размера, но скорость роста структуры резко уменьшается с увеличением ее размера.

Последняя стадия представленной на рис. 2 цепи процессов ведет к образованию фрактальных нитей при условии, что этот процесс протекает во внешнем электрическом поле. В отсутствие электрического поля в результате процесса роста образуется изотропная фрактальная структура. Хотя внешнее электрическое поле существенно ускоряет процесс роста, последняя стадия длится долго. Грубо говоря, длительность первых стадий цепи процессов, представленных на рис. 2, составляет секунды, тогда как процесс образования фрактальных нитей измеряется в минутах. Основное отличие рассматриваемого метода генерации фрактальных нитей от представленного в работе [19], когда металлическая частица «подвешивается» в потоке буферного газа и испаренные металлические атомы захватываются этим потоком, состоит в том, что в указанном случае процессы нуклеации происходят в потоке газа. Поэтому все испаренные атомы в конечном итоге превращаются в твердые кластеры. В рассматриваемом случае испаренные атомы распространяются по всему объему, занятому газом, и поэтому определенная их часть прилипает к стенкам камеры, что ведет к уменьшению эффективности процесса генерации фрактальных нитей.

Отметим, что важным свойством металлов является их использование в качестве катализатора [20–24]. Это свойство относится к металлам, атомы которых содержат незаполненные электронные *s*- или *d*-оболочки [21], и проявляется как в макроскопических металлах, так и в их кластерах. Принимая участие в каталитическом процессе, металлы получают энергию реагирующих молекул в результате переходов между электронными *s*- и *d*-оболочками атомов металла [24]. Если химический процесс протекает в газовой фазе, удобно использовать в каче-

стве катализатора металлические фрактальные нити как разреженный металлический объект с развитой внутренней поверхностью. При этом реагирующие молекулы находятся в потоке буферного газа. Тем самым, анализируя процесс генерации фрактальных нитей металлов для каталитического процесса, мы рассмотрим далее металлы с незаполненными электронными *s*- или *d*-оболочками их атомов. Кроме того, ниже мы рассмотрим характер распространения потока буферного газа через фрактальную структуру. Таким образом, целью данной работы является анализ процессов генерации фрактальных нитей и взаимодействия с ними потоков буферного газа.

## 2. СВОЙСТВА ФРАКТАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Рассмотрим сначала свойства фрактальных структур, собранных из фрактальных агрегатов, которые, в свою очередь, состоят из твердых металлических кластеров. Согласно общим свойствам фрактальных систем, число  $n_R$  мономеров радиуса  $r_0$ , содержащихся в сфере радиуса  $R$ , в центре которой находится мономер, равно [12, 13, 25, 26]

$$n_R = \left(\frac{R}{r_0}\right)^D, \quad (2.1)$$

где  $D$  — фрактальная размерность структуры. Ориентируясь на модель агрегации, ограниченной диффузией (diffusion limited approximation, DLA) [5], в которой рост фрактальных агрегатов происходит в результате объединения агрегатов меньших размеров, сближающихся за счет диффузионного движения в газе, для фрактальной размерности агрегатов получаем значение  $D = 1.77$ . Это значение подтверждается экспериментальными результатами [12, 14], отвечающими указанным условиям. В свою очередь, число  $n$  атомов в отдельном кластере радиуса  $r_0$  связано с радиусом Вигнера–Зейтца  $r_W$  соотношением [27, 28]

$$n = \left(\frac{r_0}{r_W}\right)^3. \quad (2.2)$$

Для определенности в последующих оценках возьмем радиус  $r_0 = 5$  нм, а радиус фрактального агрегата примем равным  $a = 1$  мкм, что отвечает типичным условиям агрегации. Таблица 1 содержит значения элементов фрактальной структуры для ряда рассматриваемых металлов. Она включает радиус Вигнера–Зейтца  $r_W$  для рассматриваемого металла, массу  $m$  атома металла, число  $n$  атомов в кластере согласно формуле (2.2), плотность  $\rho$  этого ме-

талла при комнатной температуре и массу индивидуального кластера  $M_0$ , которая следует из формулы

$$M_c = \frac{4\pi r_0^3 \rho}{3}. \quad (2.3)$$

Таблица 1 содержит также массу  $M_a$  фрактального агрегата в соответствии с формулой  $M_a = M_0 n$ .

Удобно ввести параметр  $\xi$ , который характеризует заполнение пространства кластерами фрактальной структуры. Спроектируем фрактальную структуру на плоскость симметрии. Если фрактальная структура находится в трубке, то эта плоскость перпендикулярна ее оси. Тогда этот параметр вводится как

$$\xi = \pi r_0^2 N_c L, \quad (2.4)$$

где  $L$  — толщина слоя, заполненного фрактальной структурой,  $N_c$  — плотность кластеров в структуре. Поскольку проекция отдельного кластера на плоскость равна  $\pi r_0^2$  и в рассматриваемом случае  $\xi \ll 1$ , этот параметр представляет собой долю выделенной площади, занятой проекциями кластеров, из которых состоит структура. Поместим фрактальную структуру в трубку радиуса  $R$ , и тогда параметр  $\xi$  представляет собой отношение суммы площадей проекций кластеров, входящих во фрактальную структуру, к площади поперечного сечения трубки. Отметим, что параметр  $\xi$  характеризует также прозрачность фрактальной структуры в случае, когда кластеры являются поглощающими шарами радиуса  $r_0$ . На основе параметра заполнения  $\xi$  определим также массу фрактальной структуры, приходящуюся на единицу площади сечения трубки, которая равна

$$\frac{dM}{dS} = M_c N_c L = \frac{4r_0}{3} \rho \xi. \quad (2.5)$$

Таблица 1 содержит значения удельной массы фрактальной структуры  $dM/\xi dS$  для ряда металлов.

Определим также минимальную энергию  $E$ , которая требуется для создания фрактальной структуры из металла, если первой стадией этого процесса является превращение металла в пар свободных атомов. Тогда для удаления каждого атома из металла затрачивается энергия  $\varepsilon$  — энергия связи атома в металле. Минимальная удельная энергия, необходимая для создания фрактальной структуры, равна ( $m$  — масса атома)

$$\frac{dE}{dS} = \frac{\varepsilon}{m} \frac{dM}{dS} = \frac{4r_0 \rho \varepsilon}{3m} \xi. \quad (2.6)$$

В табл. 1 содержатся значения этого параметра для рассматриваемых металлов.

Таблица 1. Параметры фрактальных структур металлов

Параметр	Cr	Fe	Ni	Cu	Pd	Ag	Pt	Au
$r_W$ , нм	0.141	0.147	0.144	0.147	0.158	0.166	0.160	0.165
$m$ , а. е. м.	52.0	55.8	58.7	63.6	106.4	107.9	195	197
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	7.15	7.87	8.90	8.96	12.0	10.5	21.5	19.3
$n$	0.141	0.147	0.144	0.147	0.158	0.166	0.160	0.165
$M_c$ , 10 <sup>-18</sup> г	3.8	3.6	4.1	4.1	5.6	4.9	9.9	9.1
$M_a$ , 10 <sup>-14</sup> г	4.5	4.3	4.8	4.9	6.6	5.8	12	11
$\frac{dM}{\xi dS}$ , $\frac{\text{мкг}}{\text{см}^2}$	4.8	5.2	5.9	6.0	8.0	7.0	14	13
$\varepsilon$ , эВ	3.79	3.83	4.13	3.40	3.67	2.87	5.4	3.65
$\frac{dE}{\xi dS}$ , мДж/см <sup>2</sup>	34	35	40	31	27	18	38	23

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСА ЭНЕРГИИ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Проанализируем энергетический баланс системы при падении на плоскую поверхность металла импульсных потоков энергии в виде плазмы или фотонов. Поглощение этой энергии частично компенсируется испарением атомов металла с поверхности. При наличии буферного газа уход испаренных атомов затруднен, и равновесие испаренных с поверхности атомов заключается в том, что парциальное давление металлического пара около поверхности равно давлению насыщенного пара металла при температуре поверхности. Соответственно, температурная зависимость плотности металлических атомов вблизи поверхности имеет вид

$$N_s(T) \propto \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right). \quad (3.1)$$

Значения энергии связи  $\varepsilon$  атомов в металле даны в табл. 1, а табл. 2 содержит значения температуры плавления  $T_m$  и температуры кипения  $T_b$  для рассматриваемых металлов. Кроме того, в табл. 2 представлены значения плотности атомов в насыщенном паре металла  $N_{sat}$  при температуре  $T = 2000$  К.

Далее, в рассматриваемом режиме имеем следующее выражение для потока энергии  $J_{ev}$  за счет испаренных атомов, удаляющихся от поверхности:

$$J_{ev} = \varepsilon D_m \frac{\partial N_m}{\partial z}, \quad (3.2)$$

где  $D_m$  — коэффициент диффузии атомов металла в буферном газе (аргоне),  $N_m(z)$  — плотность металлических атомов на расстоянии  $z$  от металлической

поверхности. Таблица 2 содержит значения коэффициента диффузии  $D_m$  металлических атомов в аргоне при давлении 1 атм и температуре  $T = 2000$  К. Ниже мы возьмем  $\partial N_m / \partial z \approx N_s / l$ , где  $l \approx 1$  мм — минимальный размер вихрей, образующихся вблизи горячей металлической поверхности. Эта величина может быть оценена на основе теории конвективной неустойчивости жидкости или газа [29]. Соответственно, поток энергии  $J_{ev}$ , затраченной на испарение металлических атомов, дается выражением

$$J_{ev} = \frac{\varepsilon D_m N_s(T)}{l}, \quad (3.3)$$

а его величины представлены на рис. 3.

Введем эффективный радиус  $\rho_0$  облучаемой области металлической поверхности, так что полная мощность, затрачиваемая на испарение металла, равна  $P_{ev} = \pi \rho_0^2 J_{ev}$ . Пусть  $R$  — радиус трубы, где образуется фрактальная структура. Тогда минимальная энергия  $E$ , необходимая для испарения атомов, которые впоследствии образуют фрактальную структуру, равна

$$E = \pi R^2 \frac{dE}{dS} \quad (3.4)$$

в соответствии с формулой (2.6). Отсюда можно найти время  $\tau$ , за которое может быть получено достаточное число атомов для создания фрактальной структуры:

$$\tau = \frac{E}{P_{ev}} = \frac{4r_0\rho\varepsilon\xi R^2}{3mJ_{ev}\rho_0^2}. \quad (3.5)$$

На рис. 4 представлены температурные зависимости приведенной длительности импульса, обеспечиваю-

Таблица 2. Теплофизические и энергетические параметры металлов, находящихся в разных состояниях

Параметр	Cr	Fe	Ni	Cu	Pd	Ag	Pt	Au
$T_m$ , К	2180	1812	1728	1358	1828	1235	2041	1337
$T_b$ , К	2944	3023	3100	2835	3236	2435	4098	3129
$N_{sat}(T = 2000 \text{ К}), 10^{14} \text{ см}^{-3}$	3.2	2.0	0.74	11	1.1	190	$4.0 \cdot 10^{-4}$	1.8
$D_m(T = 2000 \text{ К}, p = 1 \text{ атм}), \text{ см}^2/\text{с}$	41	38	37	35	28	28	26	26
$\rho_m$ , г/см <sup>3</sup>	6.3	6.98	7.81	8.02	10.38	9.32	19.77	17.31
$c_p$ , Дж/г·К	0.450	0.449	0.445	0.384	0.244	0.235	0.133	0.129
$\kappa(T = 300 \text{ К}), \text{ Вт}/\text{см}\cdot\text{К}$	0.937	0.802	0.907	4.01	0.718	4.29	0.716	3.17
$\kappa(T = 1200 \text{ К}), \text{ Вт}/\text{см}\cdot\text{К}$	0.654	0.283	0.762	3.39	—	3.61	0.826	2.55
$n$	0.26	0.75	0.13	0.12	—	0.12	−0.10	0.16
$\chi(T = 300 \text{ К}), \text{ см}^2/\text{с}$	0.33	0.26	0.26	1.3	0.28	2.0	0.27	1.4
$Q$ , кДж/см <sup>3</sup>	5.7	6.3	7.0	6.2	5.1	4.4	5.3	4.5
$\Sigma$ , $10^{16} \text{ с}^{-1}$	7.1	9.0	12	52	8.3	55	8.3	40
$k$	1.04	1.78	1.53	1.14	0.91	1.13	0.99	1.13
$\alpha(T = 2500 \text{ К})$	0.16	0.14	0.13	0.08	0.15	0.08	0.15	0.09

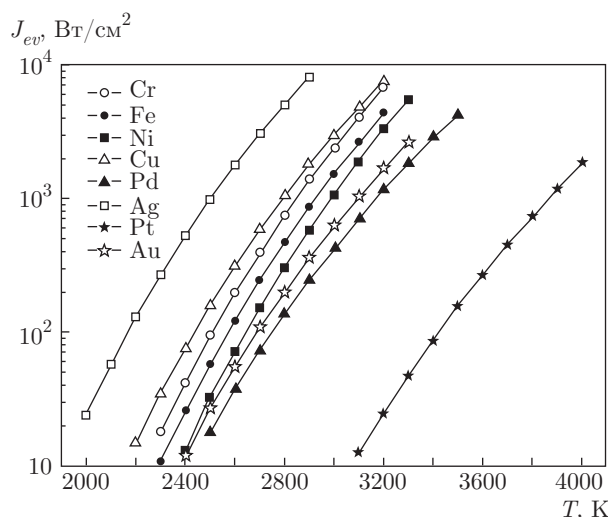


Рис. 3. Поток энергии, затраченной при указанной температуре на испарение атомов с плоской металлической поверхности

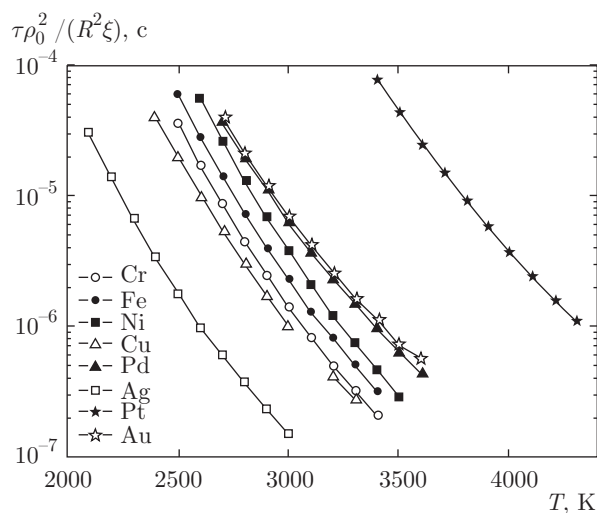


Рис. 4. Приведенная длительность импульса, при которой испаряется достаточное число металлических атомов для создания впоследствии фрактальной структуры

щей создание фрактальной структуры для различных металлов.

Основной канал расходования энергии импульса связан с нагреванием металла. Определим удельную энергию  $Q$ , требуемую для нагревания единицы объема металлической мишени на температуру  $\Delta T$ :

$$Q = c_p \rho \Delta T, \tag{3.6}$$

где  $c_p$  — теплоемкость металла при постоянном давлении,  $\rho$  — плотность металла. Таблица 2 содержит значения этой величины при нагревании металла на  $\Delta T = 2000 \text{ К}$ . Поскольку используются параметры металлов при комнатной температуре, к результатам следует относиться как к оценкам.

Рассмотрим перенос тепла в макроскопическом металле, который возбуждается плазмой или лазером. Этот процесс определяется теплопроводностью

металла. Значения коэффициента теплопроводности  $\kappa$  металлов приведены в табл. 2. Эти значения взяты из справочника [30] и относятся к температурам  $T = 300$  К и  $T = 1200$  К. При этом мы представляем температурную зависимость коэффициентов теплопроводности металлов в виде

$$\kappa(T) = \kappa_0 \left( \frac{300}{T} \right)^n. \quad (3.7)$$

Значения параметра  $n$ , полученного на основе данных из [30], представлены в табл. 2, в которой также приведены значения коэффициента температуропроводности  $\chi$  металлов, полученные на основе формулы

$$\chi(T) = \frac{\kappa(T)}{c_p \rho}. \quad (3.8)$$

Эти значения используются для оценки среднего квадрата расстояния  $\overline{x^2}$ , на которое тепло распространяется за время  $t$  в продольном направлении:

$$\overline{x^2} = 2\chi(T)t. \quad (3.9)$$

Отметим, что в данном случае тепло распространяется только в продольном направлении, поскольку радиус  $\rho_0$  облучаемой области значительно превышает расстояние, на которое распространяется тепло в поперечном направлении при рассматриваемых условиях. Для потока энергии  $J_{th}$ , расходуемого на нагревание металла, имеем

$$J_{th} = \frac{Q\sqrt{\tau}}{\sqrt{2\chi(T)}}, \quad (3.10)$$

где длительность импульса  $\tau$  определяется формулой (3.5).

Определим эффективность  $\delta$  процесса испарения атомов с поверхности металла как отношение потока энергии  $J_{ev}$ , необходимой для испарения атомов, к потоку энергии  $J_{th}$ , затрачиваемой на испарение металла:

$$\delta = \frac{J_{ev}}{J_{th}} = \frac{J_{ev}\sqrt{2\chi(T)}}{Q\sqrt{\tau}}. \quad (3.11)$$

На рис. 5 приведены температурные зависимости эффективности испарения атомов с поверхности рассматриваемых металлов, из которых следует, что эффективность образования фрактальных структур путем нагревания металлической поверхности низкая. Поскольку масса металла в фрактальных структурах невелика, рассматриваемые методы могут быть использованы для создания фрактальных структур металлов с использованием источников средней мощности.

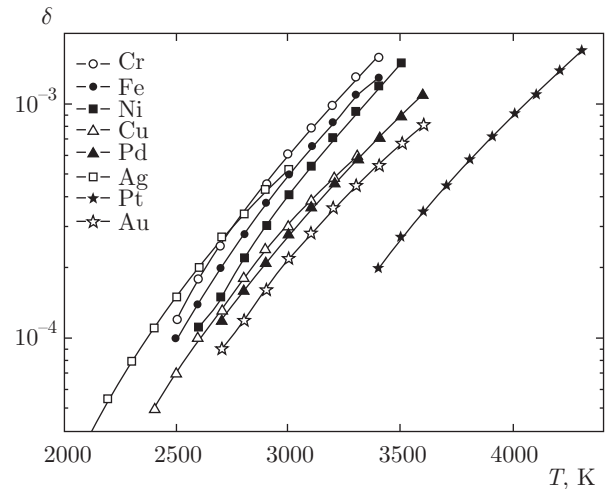


Рис. 5. Эффективность испарения атомов с поверхности металла при ее облучении плазменным потоком или лазерным пучком

#### 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С МЕТАЛЛОМ

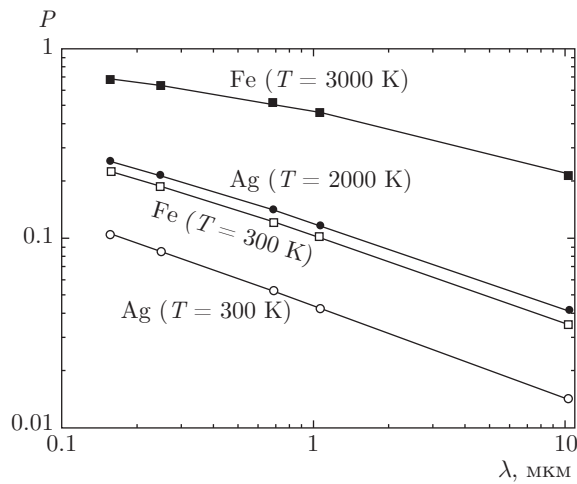
Нагревание металлической поверхности лазерным пучком или электромагнитным излучением является одним из методов генерации атомов металла. С точки зрения рассматриваемой проблемы, это представляет интерес в двух отношениях. Во-первых, поглощение лазерного пучка ведет к нагреванию металлической мишени, во-вторых, тепловое излучение нагретой мишени может дать вклад в тепловой баланс металлической поверхности. Анализ этих процессов в общей форме содержится в книге [31], и мы используем полученные в ней результаты для рассматриваемой задачи. Если падающая электромагнитная волна направлена перпендикулярно плоской металлической поверхности, то вероятность поглощения волны поверхностью характеризуется импедансом  $\zeta$  металла, который вводится как [31]

$$\zeta = \sqrt{\frac{\omega}{8\pi\Sigma}}, \quad (4.1)$$

где  $\omega$  — частота электромагнитной волны,  $\Sigma$  — проводимость металла при данной температуре. Аппроксимируем температурную зависимость проводимости металла как

$$\Sigma(T) = \Sigma_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^k, \quad (4.2)$$

где  $T$  — температура металла,  $T_0 = 300$  К, и полученные на основании данных из [30] параметры этой формулы представлены в табл. 2.



**Рис. 6.** Вероятность поглощения электромагнитной волны, направленной перпендикулярно плоской металлической поверхности, при указанных температурах. Значки относятся к длинам волн эксимерного F<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 157$  нм), эксимерного KrF-лазера ( $\lambda = 248$  нм), рубинового лазера ( $\lambda = 694$  нм), неодимового лазера ( $\lambda = 1.064$  мкм), CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм)

Вероятность поглощения металлической поверхностью электромагнитной волны при нормальном падении дается формулой [31]

$$P = 1 - R = 4\zeta, \quad (4.3)$$

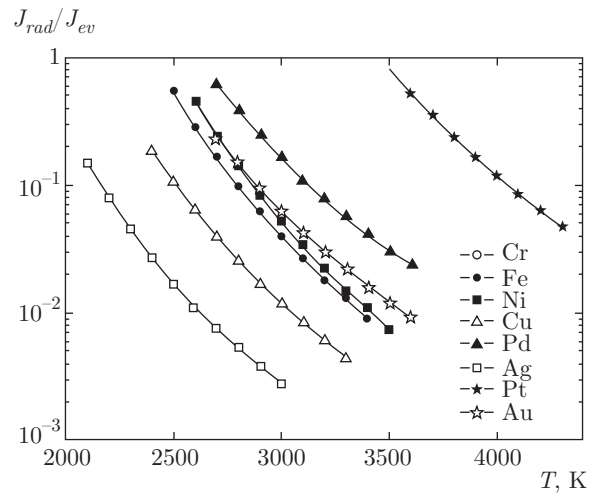
где  $R$  — вероятность отражения электромагнитной волны от этой поверхности. Для металлов с высокой проводимостью величина  $\zeta \ll 1$ . В случае, когда это неравенство нарушается, представим вероятность поглощения в виде

$$P = \frac{4\zeta}{1 + 4\zeta}, \quad (4.4)$$

поскольку  $P \leq 1$ . На рис. 6 приведены зависимости вероятности  $P$  поглощения электромагнитной волны металлической поверхностью от длины волны для различных металлов. Видно, что при комнатной температуре вероятность поглощения электромагнитной волны мала. Однако имеется пороговое значение для поглощения электромагнитной волны. В результате поглощения волны ведет к повышению температуры поверхности, что вызывает увеличение вероятности поглощения.

Отметим, что глубина проникновения  $\delta_p$  электромагнитной волны внутрь металла равна [31]

$$\delta_p = \frac{\lambda\zeta}{4\pi}. \quad (4.5)$$



**Рис. 7.** Отношение потока энергии, излучаемой нагретой металлической поверхностью, к потоку энергии, затрачиваемой на испарение атомов с поверхности

Поскольку для рассматриваемых металлов  $\zeta < 1$ , глубина проникновения меньше, чем длина электромагнитной волны. Это приводит к малой глубине поверхностного слоя, где электромагнитная волна взаимодействует с металлом.

Поскольку область взаимодействия металлической поверхности с электромагнитной волной сильно нагревается, излучение поверхности дает вклад в энергетический баланс поверхности. Ниже мы сравним поток энергии  $J_{ev}$ , затрачиваемой на испарение атомов, с потоком энергии  $J_{rad}$  в результате излучения поверхности. Последний дается формулой

$$P_{rad} = 4\pi\rho_0^2 J_{rad} = a(T) \cdot 4\pi r^2 \sigma T^4, \quad (4.6)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $a(T)$  — усредненный по частотам коэффициент серости. Коэффициент серости металлической поверхности  $a(\omega, T)$  при заданной частоте  $\omega$  дается формулой [31]

$$a(\omega) = \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \left[ \ln \left( \frac{1}{\alpha} \right) - \frac{\pi}{2} + 1 \right], \quad (4.7)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{4\pi\Sigma} \ll 1.$$

Учитывая слабую зависимость коэффициента серости от частоты, воспользуемся законом Вина [32], согласно которому длина волны  $\lambda$  излучения черного тела, при котором поток излучения как функция частоты имеет максимум, связан с температурой излучения  $T$  соотношением  $\lambda = 0.29$  [см·К]/ $T$  [К]. В соответствии с этим частоту в формуле (4.7) заменим температурой излучения согласно закону Вина. Таблица 2 содержит значения коэффициента серости

для рассматриваемых металлов, и эти данные подтверждают малость параметра  $\alpha$  в формуле (4.7). На рис. 7 приведено отношение потоков энергии  $J_{rad}/J_{ev}$ , которые определяются формулами (4.6) и (3.3). Отсюда следует, что излучение горячей металлической поверхности дает меньший вклад в энергетический баланс поверхности, чем испарение атомов. Отметим, что при составлении энергетического баланса для металлической поверхности мы брали за основу ее температуру, что позволяет представить затрачиваемую удельную мощность в виде суммы трех независимых слагаемых, соответствующих нагреванию, испарению и излучению.

### 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОТОКА ГАЗА ЧЕРЕЗ ФРАКТАЛЬНУЮ СТРУКТУРУ

Рассматриваемые фрактальные нити представляют практический интерес благодаря их каталитическим свойствам при высокой разреженности нитей и большой удельной площади внутренней структуры. Это означает, что находящиеся в потоке химически активные молекулы прилипают к поверхности твердых кластеров, из которых состоит эта структура, и в таком виде участвуют в последующих процессах. Это позволяет использовать фрактальную структуру в качестве катализатора или фильтра. Однако при этом фрактальная структура затормаживает проходящий через нее поток буферного газа. Определим сопротивление, которое оказывает структура газовому потоку.

Для определенности будем считать, что фрактальная структура находится внутри цилиндрической трубы радиуса  $R$  и поток буферного газа протекает через эту трубу. Тогда распределение скорости  $v$  потока по радиусу  $r$  трубы дается формулой Пуазейля [29]

$$v(r) = u \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right), \quad (5.1)$$

где  $u$  — скорость в центре трубы. При протекании потока с данной скоростью в трубе длиной  $l$  возникает разность давлений  $\Delta p$  на концах трубы, равная [29]

$$u(R) = \frac{R^2 \Delta p}{4\eta l}, \quad (5.2)$$

где  $\eta$  — вязкость газа. Отсюда для градиента давления вдоль трубы имеем

$$\frac{dp}{dz} = \frac{4\eta u}{R^2}, \quad (5.3)$$

где  $z$  — координата, направленная вдоль трубы.

Поместим фрактальную структуру внутрь трубы. При атмосферном давлении длина пробега молекул в воздухе равна примерно 100 нм, тогда как размер твердых кластеров, составляющих фрактальную структуру, значительно меньше — несколько нанометров. Следовательно, задача рассеяния атомов буферного газа на фрактальной структуре сводится к рассеянию отдельных атомов на кластерах структуры. Поэтому торможение потока газа фрактальной структурой зависит не от типа структуры, а определяется плотностью ее кластеров. Другими словами, последующие выводы относятся в равной степени как к аэрогелям, так и к фрактальным нитям.

Поскольку кластер фрактальной структуры может взаимодействовать в каждый момент времени только с одним атомом буферного газа, сила, действующая на поток газа со стороны одного кластера структуры, равна [33, 34]

$$F = v \frac{8\sqrt{2\pi m T}}{3} N r_0^2, \quad (5.4)$$

где  $v$  — скорость потока в данной точке,  $m$  — масса атома буферного газа,  $T$  — температура газа, выраженная в энергетических единицах,  $N$  — плотность атомов газа,  $r_0$  — радиус кластера. Эта сила действует противоположно направлению движения газа, и формула (5.4) справедлива при выполнении следующего критерия:

$$v \ll v_T, \quad v_T = \sqrt{\frac{8T}{\pi m}}, \quad (5.5)$$

где  $v_T$  — средняя тепловая скорость атомов буферного газа.

Усредняя силу трения по сечению трубы, получим

$$F = u \frac{4\sqrt{2\pi m T}}{3} N r_0^2, \quad (5.6)$$

где  $u$  — скорость течения в центре трубы. Как видно, фрактальная структура создает дополнительную силу сопротивления газовому потоку. Включая эту силу в уравнение (5.3), приведем его к виду

$$\frac{dp}{dz} = \frac{4\eta u}{R^2} + N_c F, \quad (5.7)$$

где  $N_c$  — плотность кластеров в фрактальной структуре. Если фрактальная структура распределена равномерно в слое толщиной  $L$ , ее присутствие в трубе ведет к дополнительному падению давления  $\Delta p$  в трубе в соответствии с формулой

$$\Delta p = u \frac{4\sqrt{2\pi m T}}{3} N_c r_0^2 L. \quad (5.8)$$



Отсюда для относительного изменения давления газа в трубке из-за присутствия фрактальной структуры получим

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{16}{3\pi} \frac{u}{v_T} \xi, \quad (5.9)$$

где параметр  $\xi$  определен формулой (2.4), а давление  $p$  для идеального газа дается формулой  $p = NT$ . Так как  $u \ll v_T$  и  $\xi \ll 1$ , получаем относительно малое изменение давления потока газа в трубе,  $\Delta p \ll p$ , благодаря присутствию в ней фрактальной структуры.

Оценим эффективную длину  $L$  фрактальной структуры, на которой реагирующая молекула прилипает к этой структуре, при условии, что эта длина значительно превышает длину пробега  $l$  атомов в газе, считая параметр  $\xi$  заполнения трубы фрактальной структурой (см. (2.4)) малым. Время прохождения пробной молекулы через фрактальную структуру равно  $\tau_p \sim L/u$ , а частота столкновения пробной молекулы со скелетом структуры составляет  $1/\tau_{at} \sim \pi r_0^2 N_c v_T$ . Отсюда находим отношение времен этих процессов:

$$\frac{\tau_p}{\tau_{at}} \sim \frac{v_T}{u} \xi. \quad (5.10)$$

Следовательно, при условии  $\xi \sim u/v_T$  вероятность столкновения молекулы со скелетом фрактальной структуры или вероятность прилипания пробной молекулы к нему порядка единицы. Такая структура может использоваться в качестве катализатора. Отметим, что взаимодействие потока с разными фрактальными структурами — аэрогелем и фрактальной нитью — происходит одинаковым образом через взаимодействие с кластерами этих структур. Это означает, что параметром фрактальной структуры является плотность твердых кластеров фрактальной структуры. Однако фрактальные нити во внешнем электрическом поле образуются намного скорее, чем аэрозоли [35, 36]. Поэтому, рассматривая поведение фрактальных структур в газах, мы ограничиваемся только фрактальными нитями.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно проведенному анализу, основным процессом при генерации фрактальных нитей является создание металлического пара из металла, поскольку последующие процессы образования фрактальных нитей при благоприятных условиях протекают более или менее одинаково. Последняя, наи-

более долгая, стадия цепи процессов, представленных выше на рис. 2, ведет к образованию фрактальных нитей под действием электрического поля, как это было показано экспериментально [3]. Поскольку электрическое поле создается в агрегационной ячейке между иголками (см. рис. 1), эти нити образуют хаотическую решетку. Впоследствии фрактальные нити могут быть использованы вместе с агрегационной ячейкой.

Сравним рассматриваемый метод генерации фрактальных нитей путем импульсного возбуждения металлической поверхности с представленным ранее методом [19], в котором металлическая частица «подвешивается» в вертикальном потоке буферного газа и в таком виде нагревается и испаряется, например, под действием ВЧ-разряда. Образующиеся металлические атомы захватываются потоком буферного газа, и последующие процессы нуклеации с их участием протекают в потоке газа. Поэтому можно ожидать, что в последующем все металлические атомы, образованные при испарении металлической частицы, войдут в состав фрактальных нитей. В рассмотренном выше методе испаренные с металлической поверхности атомы попадают в почти неподвижный буферный газ, распространяясь по всему свободному пространству. Поэтому велика вероятность прилипания металлических атомов к стенкам камеры. Другой недостаток рассматриваемого метода состоит в том, что основным каналом расходования энергии является нагревание металла вследствие его высокой теплопроводности, а не его испарение. В альтернативном методе испарения металлической частицы [19] роль процесса переноса тепла не столь существенна в силу относительно низкой теплопроводности буферного газа.

Казалось бы, эффективность рассматриваемого метода можно повысить, используя фольгу вместо массивного металла, если толщина фольги значительно меньше расстояния, на которое тепло распространяется за время импульса. Для типичных длительностей импульса  $\tau \sim 10^{-6}$  с, согласно данным рис. 4, толщина фольги не должна превышать 10 мкм, что трудно достижимо. Тем не менее если тонкую металлическую пленку нанести на тугоплавкий диэлектрик (например, керамику), этот подход дает выигрыш в эффективности. Следует отметить еще один факт. При используемых температурах поверхность металла становится жидкой. Однако в течение действия сигнала жидкий металл не успевает переместиться на заметное расстояние.

Таким образом, в данной и предыдущей [19] работах мы проанализировали методы генерации фрактальной структуры, состоящей из фрактальных нитей. Минимальный поперечный размер нити порядка 1 мкм, а радиус твердых кластеров металла, из которых составлен ее скелет, равен нескольким нанометрам. Отдельные нити могут перепутаться, и тогда поперечный размер структуры увеличится, но по-прежнему элементами этой структуры являются фрактальные агрегаты, которые, в свою очередь, состоят из твердых металлических кластеров. Такие структуры перспективны в прикладном плане, что заставляет исследовать их как своеобразный физический объект с фундаментальной точки зрения. На этом пути возникает много вопросов, например, какова прочность структуры и как ее можно повысить. Это требует экспериментальных исследований, и цель этой и предыдущей [19] работ автора — упростить задачу экспериментатору при создании фрактальных структур.

Автор благодарен профессору А. Мохову (A. Mikhov, Groningen University, the Netherlands) за ценные дискуссии. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-01513а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. R. Forrest and T. A. Witten, *J. Phys. A* **12**, L109 (1979).
2. T. A. Witten and L. M. Sander, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1400 (1981).
3. A. A. Lushnikov, A. E. Negin, and A. V. Pakhomov, *Chem. Phys. Lett.* **175**, 138 (1990).
4. А. А. Лушников, А. В. Пахомов, Г. А. Черняева, *ДАН СССР* **292**, 86 (1987).
5. P. Meakin, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1119 (1983).
6. M. Kolb, R. Botet, and R. Jullien, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1123 (1983).
7. R. Jullien, M. Kolb, and R. Botet, *J. de Phys.* **45**, L211 (1984).
8. R. Jullien and M. Kolb, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1653 (1984).
9. P. Meakin, *Phys. Rev. A* **29**, 997 (1984).
10. R. Botet, R. Jullien, and M. Kolb, *Phys. Rev. B* **30**, 2150 (1984).
11. P. Meakin, *J. Colloid. Interface Sci.* **102**, 491 (1985).
12. R. Jullien and R. Botet, *Aggregation and Fractal Aggregates*, World Sci., Singapore (1987).
13. T. Vicsek, *Fractal Growth Phenomena*, World Sci., Singapore (1989).
14. B. M. Smirnov, *Phys. Rep.* **188**, 1 (1990).
15. А. А. Лушников, А. Е. Негин, А. В. Пахомов, Б. М. Смирнов, *УФН* **161**(2), 113 (1991).
16. Б. М. Смирнов, *УФН* **161**(8), 141 (1991).
17. Y. Kantor and T. A. Witten, *J. de Phys.* **45**, L674 (1984).
18. Б. М. Смирнов, *Физика фрактальных кластеров*, Наука, Москва (1991).
19. B. M. Smirnov, *ЖЭТФ* **148**, 675 (2015).
20. G. C. Bond, *Catalysis by Metals*, Acad. Press, London (1962).
21. M. Haruta, *The Chem. Record* **3**, 75 (2003).
22. G. C. Bond, C. Louis, and D. T. Thompson, *Catalysis by Gold*, World Sci., Singapore (2006).
23. K. W. Kolasinski, *Surface Science: Foundation of Catalysis and Nanoscience*, Wiley, Berlin (2012).
24. R. Coquet, K. L. Howard, and D. J. Willock, *Chem. Soc. Rev.* **37**, 2046 (2008).
25. B. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, San Francisco (1982).
26. J. Feder, *Fractals*, Plenum Press, New York (1988).
27. E. P. Wigner and F. Seits, *Phys. Rev.* **46**, 509 (1934).
28. E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **46**, 1002 (1934).
29. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
30. *Handbook of Chemistry and Physics*, edition 86, ed. by D. R. Lide, CRC Press, London (2003)–(2004).
31. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1988).
32. W. Wien, *Wied. Ann.* **58**, 662 (1896).
33. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1988).
34. B. M. Smirnov, *Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas*, Springer, New York (1999).
35. B. M. Smirnov, *Cluster Processes in Gases and Plasmas*, Wiley, Weinheim (2010).
36. B. M. Smirnov, *Nanoclusters and Microparticles in Gases and Vapors*, De Gruyter, Berlin (2012).