

Формирование наноструктур при лазерной абляции бинарной смеси $\text{Si}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$

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

Экспериментально исследована эффективность образования фрактальных наноструктур в зависимости от состава бинарной смеси кремний–кремнезем при испарении лазерными импульсами миллисекундной длительности. Обнаружено влияние перколяции на эффективность процесса формирования наноструктур в лазерном факеле. Установлено, что эффективность максимальна вблизи критических плотностей атомов в плазме, соответствующих как трехмерной, так и двумерной перколяции. Представлены зависимости эффективных температур лазерной плазмы и интенсивностей спектральных линий от состава мишени.

Ключевые слова: лазерная абляция, лазерная плазма, перколяция, наноструктуры, фракталы.

1. Введение

Синтез наноразмерных молекулярных структур и изучение процесса их самосборки в более крупные структуры с уникальными свойствами и функциями являются фундаментальным направлением современной науки. В случае углерода многообразие его аллотропных форм приводит к самосборке различных наноразмерных объектов – фуллеренов и нанотрубок. Представляется перспективным синтез аналогичных структур на основе химических элементов, входящих в ту же подгруппу Периодической системы элементов Д.И.Менделеева. Особые надежды возлагаются на кремний – элемент, следующий за углеродом и нашедший широкое применение в микроэлектронике [1].

Одним из перспективных методов получения наноструктур является лазерная абляция, которая позволяет синтезировать наноструктуры для множества материалов, в том числе жаропрочных. Несмотря на значительные успехи метода лазерной абляции в производстве наноразмерных кластеров, детального понимания механизма их образования в лазерной плазме еще не достигнуто. Обычно за основу принимается модель жидкой капли, которая неприменима для структур, содержащих менее нескольких десятков атомов. В связи с этим важной задачей является корректный учет разветвленных молекулярных структур [2] и газоподобных кластеров [3] с небольшим числом атомов, поскольку именно они являются центрами нуклеации. В работе [3] показано, что в плотной плазме при достаточно высоких температурах газоподобный кластер, представляющий собой самопроизвольно возникшую виртуальную цепь атомов, реализуется с большей вероятностью, чем плотноупакованная

структура. Эта модель пока еще не нашла экспериментального подтверждения.

Представляет интерес изучение перколяционной модели при эффективном формировании наноструктур с пониженной размерностью в плотной плазме оптического разряда. Согласно этой модели при превышении некоторой критической плотности (порога перколяции) соответствующий компонент в среде образует так называемый критический кластер «неограниченной» протяженности. Размеры узлов и ветвей перколяционного кластера, возникающего в парогазовой области, могут изменяться в зависимости от соотношения скоростей нуклеации и роста элементарных геометрических объектов – компактных и молекулярных кластеров, как правило, нанометрового масштаба. В предельном случае микроскопической перколяции [4] толщина ветвей перколяционного кластера может иметь атомные размеры.

Предыдущие исследования спектров свечения [5, 6] показали, что в плазме, возникающей при абляции мишеней в окружающий газ лазерными импульсами милли- и наносекундной длительности, существуют трехмерные перколяционные структуры. Порогом перколяции является критическая атомная плотность испаренного компонента мишени. При лазерной абляции однокомпонентных мишеней перколяция проявляется в пороговом характере зависимостей спектра свечения и эффективности образования фрактальных наноструктур, когда плотность числа частиц компонента изменяется при изменении внешнего давления, создаваемого буферным газом [7]. При испарении бинарных мишеней зависимость свечения от компонентного состава также имеет пороговый вид [8] (для эффективности формирования наноструктур соответствующие измерения не проводились).

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования эффективности образования фрактальных наноструктур в зависимости от состава бинарной смеси кремний–кремнезем при испарении ее лазерными импульсами миллисекундной длительности.

Согласно [9] при абляции кремниевой мишени, содер-

Н.Е.Каск, Е.Г.Лексина, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: nek@srd.sinp.msu.ru

жащей примесь кремнезема, образуется слой монооксида кремния, на котором зарождаются и растут нанопроволоки кристаллического кремния. Эффективность процесса максимальна, когда весовые доли компонентов (кремния и кремнезема) в мишени одинаковы, и заметно превышает эффективность роста, характерную для известного механизма пар–жидкость–кристалл (ПЖК) [10]. Рост нанопроволоки в соответствии с моделью ПЖК происходит в области ее контакта с жидкой каплей нанометрового размера, в которой помимо кремния имеется примесь металла (Au, Fe, Ni, Co). Состав возникающего расплава близок к составу в точке эвтектики, а баланс вещества обеспечивается притоком атомов насыщенного пара. Однонаправленный рост нанопроволоки происходит тогда, когда капля находится в паре, температура которого на сто-двести градусов меньше температуры эпитаксиального осаждения вещества (для кремния $T \sim 1150^\circ\text{C}$).

2. Экспериментальные методики

Схема экспериментальной установки представлена в работе [7]. Лазер, активной средой которого являлось неодимовое стекло, состоял из задающего генератора и усилителя. Для реализации квазинепрерывного режима в задающем генераторе использовался резонатор, близкий к концентрическому. Он обеспечивал сравнительно малую ($\sim 15\%$) глубину модуляции генерируемой мощности в диапазоне частот $10^4 - 10^7$ Гц. Мишень испарялась под действием лазерного импульса колоколообразной формы длительностью на полувисоте около 10 мс. Энергия лазерного импульса изменялась с помощью нейтральных светофильтров в диапазоне 10–100 Дж. Лазерное излучение фокусировалось на мишень сферической линзой с фокусным расстоянием 300 мм в пятно диаметром около 1 мм. Максимальной эффективности образования наноструктур соответствовала плотность потока на поверхности мишени, равная $\sim 10^5$ Вт/см². Спад эффективности при большей плотности связан, очевидно, с разрушением фрактальных агрегатов лазерным излучением.

Исследуемый образец помещался в герметичную камеру с диаметром и длиной внутренней полости 25 и 150 мм соответственно. Давление инертного буферного газа (Ar или He) составляло 1 или 30 атм. Согласно [7] большинство исследованных материалов, в том числе и кремний, наиболее эффективно образуют фрактальные наноструктуры при давлениях, близких к нормальному. При давлении 30 атм превышает порог формирования фрактальной оболочки [7]. Мишень представляла собой смесь порошков кремния и кремнезема с зернами размера ~ 10 мкм, спрессованную при давлении 60 атм. Мелкодисперсная фаза, образованная в лазерном факеле, осаждалась на стеклянную подложку, расположенную горизонтально на дне камеры.

Для выделения структур, которые образуются в процессе воздействия лазерного импульса и осаждаются на подложку в течение нескольких секунд после его окончания, проводилась откачка буферного газа, содержащего мелкодисперсную фазу. Если откачку не проводить, то практически полное осаждение фрактальных микрокластеров и образование слоя на подложке завершались приблизительно через 15 мин после воздействия. Оптическая плотность слоя, определяемая по интенсивности

прошедшего или рассеянного зондирующего излучения лампы накаливания, принималась за меру эффективности процесса образования фракталов. Фотоизображения слоев обрабатывались с помощью стандартных программ графического редактора Adobe PhotoShop.

Проводились также исследования спектра и интенсивности свечения лазерной плазмы, распространяющегося в двух направлениях: продольном (навстречу лазерному потоку) и поперечном (перпендикулярно оси факела). В последнем случае свечение слоя плазмы, находящегося на расстоянии 500 мкм от поверхности мишени, изучалось с использованием спектральной насадки с дифракционной решеткой от установки ВФУ-1. Регистрация спектра осуществлялась CCD-линейкой (3650 пикселей) через временной интервал, равный 3 мс. Исследовались спектры в диапазоне длин волн $350 < \lambda < 650$ нм с разрешаемым спектральным интервалом 0.08 нм. В продольном направлении излучение всего объема, занятого плазмой, направлялось на вход спектрофлуориметра СФЛ-451 с рабочим диапазоном $400 < \lambda < 900$ нм и разрешаемым интервалом 6.4 нм. Эффективные цветовая и яркостная температуры плазмы определялись из соотношения интенсивностей свечения факела и эталонного источника яркости, которым служила вольфрамовая ленточная лампа СИ8-200У. Для исключения влияния геометрического фактора при калибровочных измерениях эталонный источник располагался на месте мишени.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Образование фрактальных наноструктур

На рис. 1 и 2 представлены экспериментальные зависимости эффективности образования наноструктур от состава мишени (от весовой доли кремния x в мишени и относительной плотности числа атомов кремния n_{Si} в плазме), находящейся в атмосфере буферного газа при давлении 30 и 1 атм. В предположении, что при абляции относительное содержание испаренных компонентов мишени не изменяется и имеет место полное термиче-

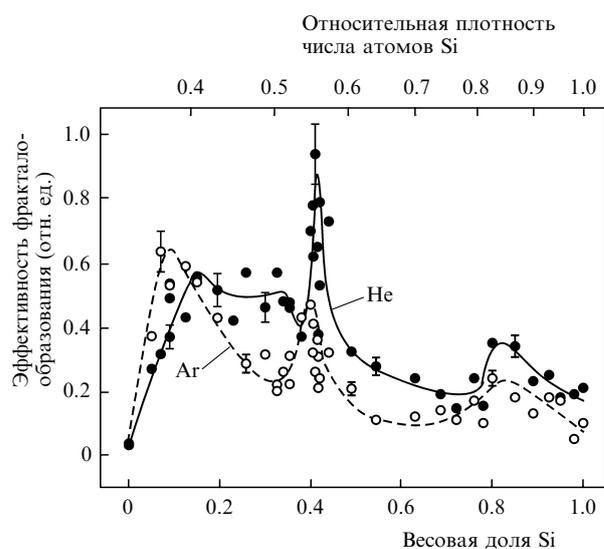


Рис. 1. Экспериментальные зависимости эффективности образования наноструктур от состава мишени, находящейся в атмосфере буферного газа (He, Ar) при давлении $p = 30$ атм. Время осаждения слоя 15 мин.

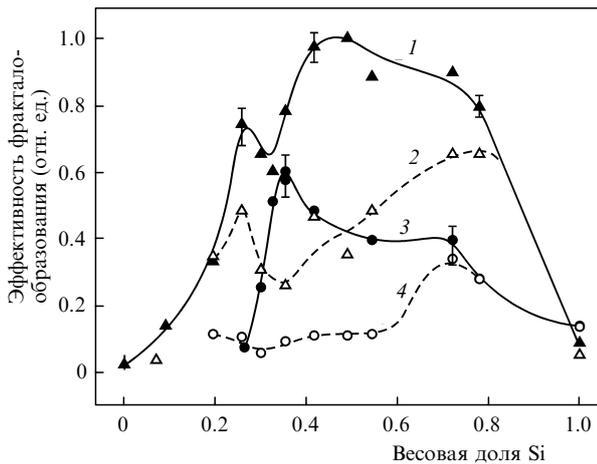


Рис.2. Экспериментальные зависимости эффективности образования наноструктур от состава мишени, находящейся в атмосфере буферного газа Ar (1, 2) и He (3, 4) при $p = 1$ атм; измерения выполнены через 15 мин после лазерного воздействия (1, 3) и сразу после воздействия (2, 4).

ское разложение (диссоциация) молекул, для относительной плотности числа атомов кремния в плазме справедливо выражение

$$n_{\text{Si}} = \frac{x\mu_{\text{SiO}_2} + (1-x)\mu_{\text{Si}}}{x\mu_{\text{SiO}_2} + 3(1-x)\mu_{\text{Si}}}, \quad (1)$$

где μ_{Si} и μ_{SiO_2} – молекулярные веса компонентов мишени. (Отметим, что для относительной плотности числа атомов кислорода $n_{\text{O}} = 1 - n_{\text{Si}}$. Значения n_{Si} , соответствующие весовой доле x , представлены на верхней шкале рис.1.)

Поскольку плотность прогретых фрактальных структур, взвешенных в объеме камеры, приближается к плотности буферного газа, то сопоставление эффективностей исследованных газов может оказаться некорректным. Так, при давлении 30 атм плотность облака абляции меньше плотности аргона, но больше плотности гелия, в результате чего в гелии почти все структуры осаждались, а в аргоне – скапливались вверху камеры. Вниз опускались лишь наиболее тяжелые агрегаты с фрактальной размерностью $d_f > 2$. Образующий ими через 5 с после окончания лазерного импульса слой характеризуется $d_f \sim 1.71 \pm 0.06$ (рис.3). Фракталы собраны из компактных наночастиц с характерным размером 80 нм. В слое, осажденном в гелии, преобладают разветвленные структуры с $d_f \sim 1.43 \pm 0.12$. Близкое к такому значению d_f характерно и для фракталов, осажденных в аргоне, но при давлении 3 атм. В этом случае плотность аргона становится примерно равной плотности гелия при давлении 30 атм. (Отметим, что фрактальная размерность d_f для структур на подложке рассчитывалась клеточным методом.)

Если давление буферного газа равно 1 атм, то все структуры скапливаются внизу кюветы и в гелии и в аргоне. Из сопоставления зависимостей, приведенных на рис.2, следует, что при нормальном давлении эффективность образования структур в аргоне в несколько раз выше, чем в гелии. Поведение зависимостей вблизи порога двумерной перколяции объясняется различием выталкивающих сил, действующих на фракталы. Двумерная перколяция реализуется в среде с одинаковой плотностью компонентов (в исследуемой плазме – с одинаковой

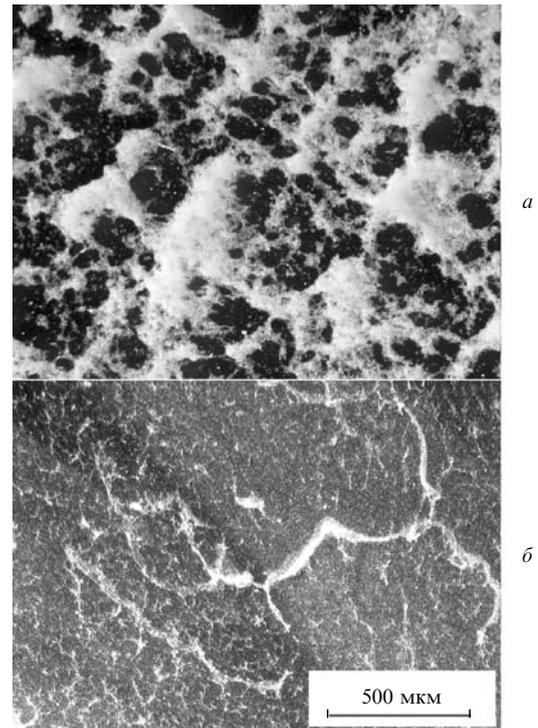


Рис.3. Фрактальный слой, образующийся на подложке через 5 с после окончания лазерного импульса при давлении буферного газа Ar (а) и He (б) 30 атм.

плотностью атомов кремния и кислорода). Как видно из рис.1, в области составов $x \approx 0.41$ ($n_{\text{Si}} \approx 0.55$) при давлении гелия 30 атм наблюдается ярко выраженный узкий пик, а в аргоне имеет место большой разброс экспериментальных точек, который на фоне широкого пика можно рассматривать как узкий провал.

При давлениях буферного газа 30 атм происходит образование фрактальных макроструктур – фрактальных оболочек (по терминологии работы [7]), которые возникают за время действия лазерного импульса на периферии плазменной области. Фрагменты оболочек с размерами от 1 до 10 мм наблюдаются в более широком диапазоне составов ($0.1 < x < 0.9$). На рис.4 приведена микрофотография такой двумерной структуры, имею-

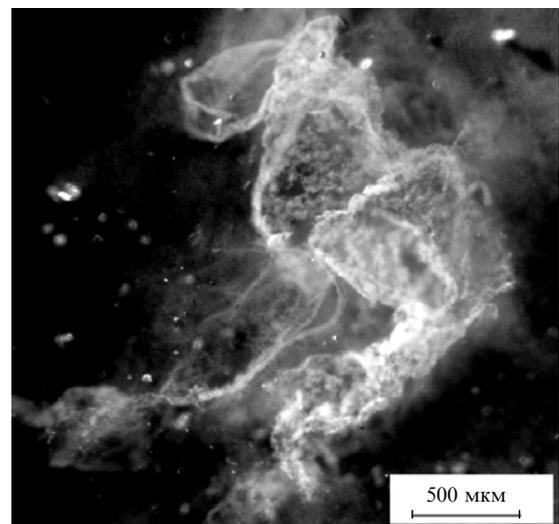


Рис.4. Фрактальная оболочка. Весовая доля кремния $x = 0.326$, буферный газ – He, $p = 30$ атм.

щей вид прозрачной складчатой ткани. Формирование оболочек, которые «всплывают» в атмосфере аргона, не попадают на подложку и не дают вклада в толщину осажденного слоя, также приводит к кажущемуся снижению эффективности процесса фракталообразования.

3.2. Влияние состава мишени на оптический спектр и эффективные температуры лазерной плазмы

В работе [7] установлено, что при испарении большинства веществ под действием квазинепрерывного лазерного излучения интенсивность свечения факела скачкообразно увеличивается на несколько порядков при некотором внешнем давлении, величина которого определяется в основном материалом мишени. Как предполагается в [7], при пороговом давлении окружающего газа энергия взаимодействия частиц дисперсной фазы в лазерной плазме становится равной их кинетической энергии. В результате во внешних слоях плазмы еще в процессе действия лазерного излучения возникает неупорядоченная макроскопическая фрактальная структура. При этом заметно увеличиваются поглощательная и излучательная способности плазмы, а также эффективная цветовая температура, описывающая спектральный континуум световой вспышки. Согласно [6] рост интенсивности континуума сопровождается уменьшением интенсивности дискретных атомарных и ионных спектров, т. к. атомы и ионы, вошедшие в состав перколяционного кластера, не дают вклада в дискретные спектры. В работе [5] изучались спектры свечения, распространяющегося в перпендикулярном оси лазерного пучка направлении. Фрактальная оболочка, возникающая вокруг плазменного факела, может ослабить интенсивность свечения в этом направлении. Лазерное излучение препятствует образованию фрактальной оболочки на переднем фронте факела.

Зависимости эффективной цветовой температуры свечения от состава мишени приведены на рис.5. В продольном направлении цветовая температура плазмы в аргоне превышает аналогичную температуру свечения в гелии в среднем на 20%. В исследуемом спектральном интервале экспериментальные значения эффективной яркостной температуры совпадают с эффективной цветовой температурой в пределах 15% ошибки измерений, что свидетельствует об отсутствии сильного поглощения

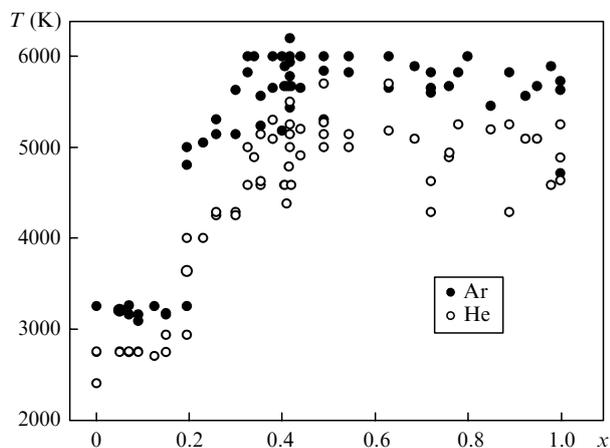


Рис.5. Зависимости эффективной цветовой температуры свечения плазмы от состава мишени при давлении буферного газа (Ar, He) 30 атм.

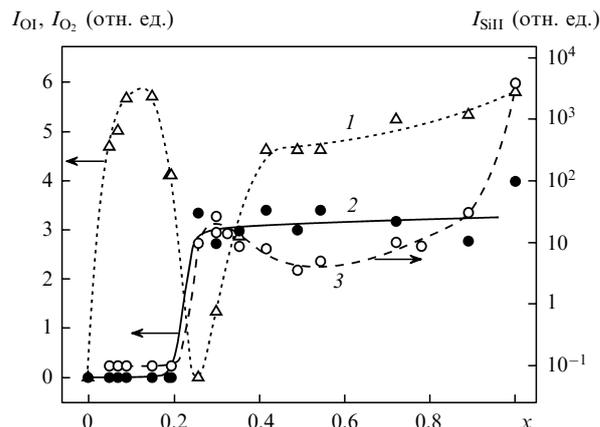


Рис.6. Интенсивности спектральных линий атомарного кислорода с $\lambda = 777.1$ нм (1), молекулярного кислорода с $\lambda = 759.6$ нм (2) и иона кремния с $\lambda = 634.7$ нм (3) в зависимости от состава мишени; буферный газ – гелий, $p = 30$ атм.

на переднем фронте факела. Свечение в поперечном направлении имеет ту же цветовую температуру, что и в продольном. Различие между яркостной и цветовой температурами в поперечном направлении зависит как от состава смеси, так и от расстояния между исследуемым слоем плазмы и облучаемой поверхностью мишени. Накапливающаяся на периферии факела мелкодисперсная конденсированная фаза (фрактальная оболочка) ослабляет интенсивность свечения вблизи мишени на два-три порядка (в аргоне на порядок сильнее, чем в гелии).

Поведение интенсивностей спектральных линий плазмы при изменении состава мишени показано на рис.6 и 7. Представлены зависимости для характерных линий ионов кремния (SiII, $\lambda = 634.7$ нм), атомов натрия (NaI, D-линия, $\lambda = 590.0$ нм) и кальция (CaI, $\lambda = 396.8$ нм), оказавшихся в составе мишени в качестве примесей к порошку кремния. Для учета изменений от импульса к импульсу в поглощающем слое, а также изменений состава мишени интенсивность линий на рис.6 и 7 нормирована на интенсивность континуума в соответствующем участке спектра. Для иона SiII и атомов Na и Ca представлены результаты, полученные для свечения плазмы в поперечном направлении, для кислорода – в продольном.

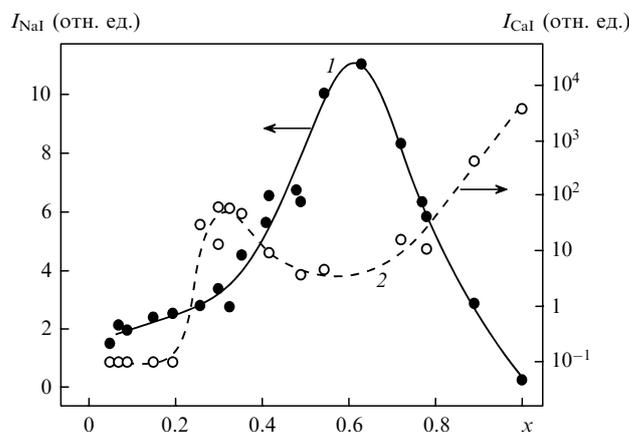


Рис.7. Интенсивности спектральных линий NaI с $\lambda = 590.0$ нм (буферный газ – гелий, $p = 30$ атм) (1) и CaI с $\lambda = 396.8$ нм (буферный газ – аргон, $p = 30$ атм) (2) в зависимости от состава мишени.

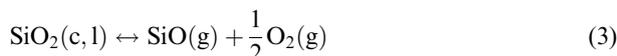
4. Обсуждение результатов

При постоянных давлении и температуре константа равновесия k_{eq} процессов испарения и термохимического разложения определяется через изменение энергии Гиббса [11]:

$$-RT \ln k_{\text{eq}} = \Delta G = \Delta H - T\Delta S, \quad (2)$$

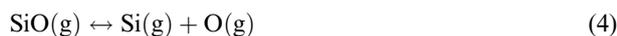
где ΔH и ΔS – изменения энтальпии и энтропии в ходе реакции; R – газовая постоянная. Начало самопроизвольного процесса (химического кипения) определяется равенством $\Delta G = 0$.

Согласно [12], при нормальном давлении самопроизвольное разложение кремнезема происходит по реакции



при температуре $T_r^0 = 3050 \pm 70$ К с тепловым эффектом $\Delta H_r^0 = 171$ ккал·моль⁻¹ и изменением энтропии $\Delta S_r^0 = 54.2$ кал·моль⁻¹·К⁻¹).

Для монооксида кремния смещение равновесия реакции



в сторону терморазложения при нормальном давлении происходит при температуре $T \approx 6000$ К [13].

Термохимические расчеты, представленные в работе [14], свидетельствуют, что уже при температуре 3100 К в соответствии с реакцией (3) происходит разложение практически всех частиц кремнезема на моноокись и молекулярный кислород (концентрацией других компонентов в плазме можно пренебречь). С ростом температуры до 5000 К молярная концентрация SiO не меняется, а молекулярный кислород частично диссоциирует.

Как следует из результатов работы [15], существенного изменения пороговых температур в случае самопроизвольного разложения оксидов кремния при переходе к давлению 30 атм не происходит. В диапазоне составов мишени $0 < x < 0.2$, как следует из рис.5, температура плазмы не превышает 3200 К. В результате двуокись кремния разлагается в соответствии с реакцией (3). При такой температуре реакция (4) направлена в сторону образования монооксида кремния. Поэтому свободные атомы кремния отсутствуют, что согласуется с экспериментальными результатами (см. рис.6). При испарении мишеней с $0.23 < x < 1$ температура плазмы превышает 6000 К (см. рис.5), направление реакции (4) смещается в сторону разложения молекул SiO, и в спектре свечения присутствуют линии ионов кремния (см. рис.6).

Пороговые изменения температуры и интенсивностей спектральных линий относятся к составу мишени с $x = 0.23 \pm 0.03$. Объемная доля кремния в мишени

$$p_V = \left(1 + \frac{\rho_{\text{Si}}(1-x)}{\rho_{\text{SiO}_2}x} \right)^{-1}$$

(ρ_{Si} и ρ_{SiO_2} – плотности кремния и кремнезема) при данном x оказывается близкой к пороговой ($p_V^{\text{th}} \approx 0.33$) для трехмерной перколяции по модели перекрывающихся сфер. Образование перколяционного кластера из частиц кремния в объеме мишени не приводит к скачкообразному росту поглощения лазерного излучения, например

при достаточно низких давлениях ($p < 3$ атм) буферного газа. Очевидно, что столь высокое значение температуры ($T \sim 6000$ К), которое наблюдается при $x > 0.3$, может обеспечиваться лишь поглощением в плазме факела. Согласно [7], при воздействии миллисекундного лазерного импульса поверхность мишени прогревается до температуры кипения материала. Температура в лазерном факеле в режиме развитого испарения существенно от нее не отличается, если давление буферного газа ниже некоторого значения, характерного для вещества мишени.

Полосы поглощения молекулярного кислорода наблюдаются только при абляции мишеней с содержанием кремния, превышающим пороговое. Молекулы кислорода, поглощая излучение центральных слоев плазменного факела с температурой ~ 6000 К, ослабляют интенсивность излучения в центре полосы лишь в два-три раза, понижая эффективную яркостную температуру не более чем на тысячу градусов. Отсутствие спектра поглощения молекулярного кислорода и, напротив, наличие спектра излучения его атомов при составах, меньших порогового ($x < 0.23$), не находит объяснения в рамках рассматриваемой модели.

Представляет интерес проявление порога перколяции в поведении спектров примеси, концентрация которой, согласно количественному спектральному анализу, не превышает 1 %. Как следует из результатов, показанных на рис.7, скачок температуры в объеме плазмы приводит к изменению наклона зависимости для интенсивности D-линий натрия примерно в 10 раз. При изменении состава мишени эффективная яркостная температура, рассчитанная по линии Na, увеличивается от 3000 К (ниже порога) до 4200 К (выше порога). Для излучения на частоте резонансного перехода, где имеет место самообращение D-линии, характерна еще более низкая эффективная яркостная температура ($2400 \text{ К} \pm 200 \text{ К}$), которую можно рассматривать как нижнюю границу температуры слоя, содержащего натрий. Спад интенсивности спектра натрия, наблюдаемый при $x > 0.6$, требует дополнительного изучения.

В случае кальция зависимость интенсивности спектра от состава мишени имеет то же пороговое поведение, которое характерно для основных компонентов мишени. Возможно, что кальций, образуя прочные соединения с кремнием, такие как Ca_2Si , CaSi и CaSi_2 , до порога оказывается в связанном состоянии, а выше порога – в атомарном состоянии.

При лазерной абляции бинарной смеси кремний – кремнезем процесс образования наноструктур протекает более эффективно, чем в случае однокомпонентной мишени (см. рис.1 и 2). Зависимости от состава имеют три отчетливо выраженных максимума. Максимум вблизи $x = 0.33$, соответствующий одинаковой плотности атомов кремния и кислорода в плазме, можно сопоставить с образованием фрактальных микроскопических агрегатов по модели двумерной перколяции. Поверхностями, на которых происходит сборка двумерных фрактальных структур, могут служить границы неоднородностей в лазерном факеле [16]. Макроскопические фрактальные наноструктуры (фрактальные оболочки [7]) собираются в пограничном слое факела либо непосредственно из нанокластеров, либо из фрактальных микроагрегатов как двумерной, так и трехмерной природы и принимают окончательный вид при температурах, близких к темпе-

ратуре плавления. Диапазон составов мишени, в котором наблюдаются макрооболочки, находится между левым и правым максимумами, представленными на рис.1 и 2. Как следует из результатов работы [8], где исследовалась абляция мишеней $\text{Si}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ лазерными импульсами наносекундной длительности, при $x \sim 0.1$ в плазме из атомов кремния образуется трехмерный перколяционный кластер. При абляции наносекундными импульсами температура плазмы для всех составов мишени превышает 6000 К, и молекул SiO в объеме нет. При миллисекундном воздействии на мишени с большим содержанием кремнезема температура плазмы равна ~ 3200 К, и в объеме нет свободного кремния. Поэтому следует ожидать, что перколяционный кластер образуется на основе молекул оксидов кремния [17]. Согласно рис.6 максимальная концентрация кислорода и, в соответствии с (3), молекул SiO имеет место при абляции мишени с $x \sim 0.1$.

5. Заключение

Результаты исследований показывают, что при высоком давлении газа, окружающего мишень, можно использовать метод лазерного испарения для эффективного формирования двумерных и трехмерных фрактальных наноструктур на основе модели перколяционного роста. Размерность структур зависит от давления буферного газа и состава мишени. Вблизи перколяционных порогов эффективность процессов формирования наноструктур увеличивается на порядок. Перколяция имеет место как в охлажденных, так и в горячих слоях лазерной плазмы, что проявляется в образовании фрактальной оболочки и в пороговой зависимости интенсивности дискретных спектров атомов мишени соответственно. Динамическая природа перколяционного кластера при высокой темпера-

туре позволяет рассматривать его как виртуальную газоподобную структуру с пониженной размерностью. Исследование свойств данного объекта, в том числе оптических, представляет интерес для дальнейшего изучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16812).

1. Marsen B., Sattler K. *Phys. Rev. B*, **60**, 11593 (1999).
2. Andrade J.S. Jr, Azevedo D.L., Correa Filho R., Costa Filho R.N. *Nano Lett.*, **5**, 1483 (2005).
3. Жуховицкий Д.И. *ЖЭТФ*, **121**, 396 (2002).
4. Ликальтер А.А. *УФН*, **162**, 119 (1992).
5. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **34**, 524 (2004).
6. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **35**, 48 (2005).
7. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 437 (2002).
8. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **36**, 435 (2006).
9. Lee S.T., Wang N., Lee C.S. *Mater. Sci. Eng. A-Struct. Mater.*, **286**, 16 (2000).
10. Гиваргизов Е.И. *Рост итевидных и пластинчатых кристаллов из пара* (М.: Наука, 1977).
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика* (М.: Наука, 2002).
12. Торопов Н.А., Барзаковский В.П. *Высокотемпературная химия силикатных и других оксидных систем* (М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1963, с. 147).
13. *Термодинамические свойства индивидуальных веществ* (М.: Наука, 1982, с. 236).
14. Wasserman A.A., Melosh H.J. *Proc. XXXIII Conf. 'Lunar and planetary science'* (Houston, 2002, No. 1308).
15. Каск Н.Е., Корниенко Л.С., Федорович О.В. *Квантовая электроника*, **12**, 80 (1985).
16. Harilal S.S., Bindhu C.V., Tillack M.S., et al. *J. Appl. Phys.*, **93**, 2380 (2003).
17. Kieffer J., Angell C.A. *J. Non-Cryst. Sol.*, **106**, 336 (1988).