

УДК 537.527.9; 621.373.826

## САМООРГАНИЗАЦИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ САМОИНИЦИИРУЮЩЕГОСЯ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

В. В. Аполлонов, С. Ю. Казанцев

*Показано, что особенности развития самоинициирующегося объемного разряда в газовых смесях нецепного электрохимического HF лазера обусловлены процессами самоорганизации диссипативных структур, представляющих собой плазменные диффузные каналы. Установлены закономерности формирования диффузных каналов в газоразрядной плазме самоинициирующегося объемного разряда.*

**Ключевые слова:** самоинициирующийся объемный разряд, самоорганизация, диссипативные структуры, нецепной HF(DF) химический лазер.

В [1–4] было показано, что в рабочих смесях нецепного электрохимического HF лазера, при наличии на поверхности катода мелкомасштабных неоднородностей, объемный самостоятельный разряд развивается в форме самоинициирующегося объемного разряда (СИОР), для получения которого не требуется предыонизации газа. Обнаружение СИОР позволило более чем на порядок увеличить выходную энергию и мощность нецепных электроразрядных HF(DF) лазеров [3, 4]. На сегодняшний день практически все электроразрядные HF(DF) лазеры с апертурой более 10 см создаются на основе подхода, развитого в [1] и предполагают применение для инициирования нецепной химической реакции СИОР. Простота реализации масштабируемого СИОР в ряде сильно электроотрицательных газов делает применение этого типа объемного разряда весьма перспективным не только для накачки активных сред газовых лазеров [5, 6], но и для создания различных плазмохимических реакторов. Поэтому установление общих закономерностей, присущих этой форме разряда, является весьма актуальной задачей. Анализ работ [1, 2] указывает на то, что СИОР, зажигаемый в рабочих средах нецепного HF(DF) лазера, демонстрирует поведение, характерное для самоорганизующихся систем, которые в последнее время являются предметом исследований синергетики [7,

ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kazan@kapella.gpi.

8]. Целью настоящей работы являлось исследование возможности применения методов синергетики и неравновесной термодинамики для анализа закономерностей формирования СИОР в рабочих средах нецепного НФ лазера.

Экспериментальные исследования [2, 9] выявили следующие закономерности формирования СИОР. СИОР имеет принципиально струйную структуру и состоит из множества диффузных каналов, прорастающих из катодных пятен. При этом процесс заполнения плазмой разрядного промежутка выглядит следующим образом: вначале появляется один или нескольких диффузных каналов в зоне максимального усиления электрического поля (либо в той области катода, которая интенсивно подсвечивается УФ-излучением), а потом, по мере ввода в плазму разряда электрической энергии, возникают новые диффузные каналы. С течением времени диффузные каналы заполняют весь разрядный объем. Очевидно, что эти каналы являются типичным примером диссипативных структур, существующих благодаря подводу электрической энергии от источника питания. Из общей теории самоорганизующихся систем известно, что количество образующихся структур будет таким, чтобы при наложенных на систему условиях по величине подводимой к ней энергии (электрического заряда) скорость производства энтропии была бы минимальна [7]. Таким образом, неравновесная система, в нашем случае плазма СИОР, за счет образования новых структур пытается минимизировать производство энтропии, которая определяется функцией диссипации. Функция диссипации при протекании разрядного тока определяется в соответствии с [8] следующим выражением (интеграл берется по всему объему, занимаемому плазмой СИОР):

$$\sigma = \frac{\int_V \int_0^T E(t) \cdot j(t) \cdot dt}{T_g}. \quad (1)$$

Здесь  $j$  – плотность тока;  $E$  – напряженность электрического поля в разрядном промежутке;  $T_g$  – температура газа,  $t$  – время,  $T$  – длительность импульса тока разряда. Пусть  $W_{\text{in}} = \int_{V_1} \int_0^T j(t) \cdot E(t) \cdot dt$  – энерговклад в плазму единичного элемента диссипативной структуры СИОР. С учетом её дискретной структуры СИОР величину энергии, введенной в полный объем плазмы разряда, можно записать через сумму энергий, рассеиваемых в каждой диссипативной структуре

$$W_{\text{in}} = \sum_{k=1}^{k=N_s} \int_{V_k} \int_0^T E(t) \cdot j_k(t) \cdot dt. \quad (2)$$

Из эксперимента следует, что при прочих постоянных параметрах количество образующихся диссипативных структур линейно растет с энергией, вводимой в плазму СИОР [2]. Поведение СИОР аналогично поведению живого организма, клетка которого по мере получения энергии и вещества из внешней среды вначале растет, а по достижении некоторого критического размера начинает делиться, в результате чего общее количество клеток увеличивается пропорционально доступным для питания клеток ресурсам. С точки зрения неравновесной термодинамики необходимость деления клетки обусловлена условием минимизации скорости производства энтропии внутри диссипативной структуры (клетки) [8, 10]. С ростом размеров клетки производство энтропии увеличивается пропорционально ее объему,  $dS_c/dt = k_c \cdot V$ , а скорость вывода избыточной энтропии, создаваемой в процессе жизнедеятельности клетки, пропорциональна ее поверхности,  $dS_i/dt = k_i \cdot \Psi$ . Здесь  $V$  – объем структуры,  $k_c$  – скорость производства энтропии в единице объема,  $k_i$  – скорость вывода избытка энтропии во внешнюю среду через единицу площади структуры,  $\Psi$  – площадь поверхности клетки. Таким образом, с увеличением характерного размера клетки  $r$ , объем клетки растет пропорционально  $V \sim r^3$ , а поверхность, как  $\Psi \sim r^2$ , и существует некий критический размер структуры  $r_c$ , при котором общее производство энтропии, равное разности скорости производства энтропии клеткой и вывода ее во внешнюю среду, будет минимальным. Нечто подобное мы наблюдаем с диссипативными структурами в разряде, которые после своего образования увеличиваются в поперечном размере, но потом, по мере ввода энергии в систему, возникают новые плазменные структуры, а ток, протекающий через первоначально образовавшиеся структуры, уменьшается. Явление уменьшения тока, протекающего через структуру, при нарастании общего тока действительно наблюдается в экспериментах [1, 9]. Имеет место та же тенденция и в расчетах характеристик газоразрядной плазмы, если учесть такие нелинейные процессы, как диссоциация  $SF_6$  электронным ударом, электрон-ионная рекомбинация и отрыв электронов от отрицательных ионов [3]. Поскольку из самых общих соображений следует, что критический размер структуры пропорционален отношению скорости вывода энтропии во внешнюю среду к скорости производства энтропии внутри [3, 9], то становится очевидным, что с ростом давления газа размер структуры будет уменьшаться, а их количество возрастать. Это действительно подтверждают исследования [2], в которых экспериментально установлено, что число структур определяется следующим соотношением:

$$N_c = a + b \cdot W_{in} \cdot E. \quad (3)$$

Здесь  $a$  и  $b$  – константы, зависящие от состава газовой смеси и электродной си-

стемы. Заметим, что физическим механизмом, препятствующим сбросу всей энергии через один канал, является эффект ограничения плотности тока, подробно исследованный в работе [3]. Однако появление новых структур в разряде при вариации таких параметров, как температура газа, давление и энерговклад в плазму однозначно определяется выражением (1), безотносительно к тому, каким механизмом обусловлен эффект ограничения плотности тока. Спусковым механизмом, запускающим процессы самоорганизации являются: развитие плазменной неустойчивости и наличие в самоорганизующейся системе отрицательной обратной связи, которая препятствует развитию неустойчивости в искровом канале [11]. Тип неустойчивости разряда также не принципиален, так как, по-видимому, многие из описанных в [12, 13] неустойчивостей могут приводить к образованию плазменных структур. Однако в рабочих смесях нецепного НР лазера в объеме разрядного промежутка с наибольшей вероятностью реализуется отлипательная неустойчивость, впервые описанная в работах [14, 15], а отрицательной обратной связью является эффект ограничения плотности тока [2].

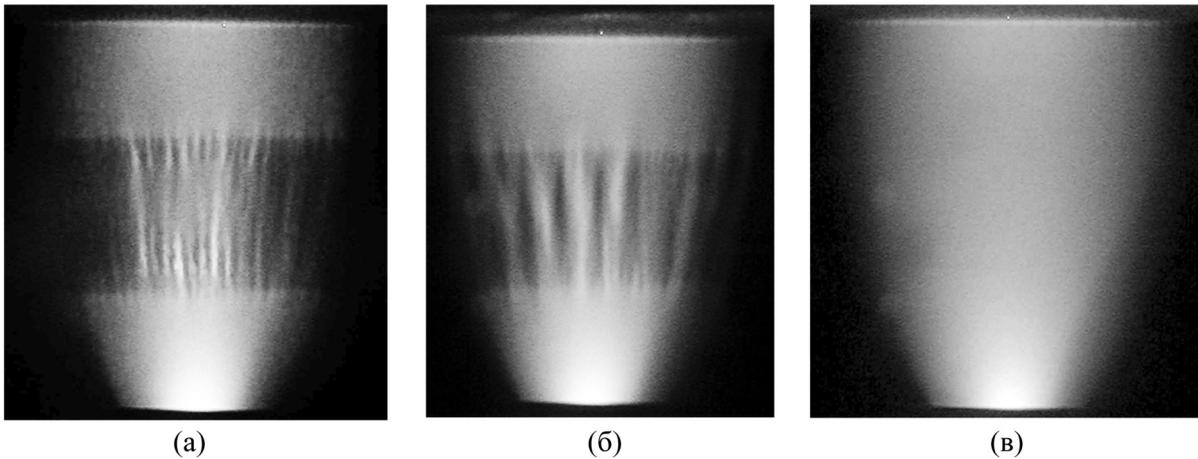


Рис. 1: Фотографии СИОР в газовой смеси  $SF_6:Ne:C_2H_6 = 5 : 5 : 1$  Torr: (а)  $T_g = 1550$  K; (б)  $T_g = 850$  K; (в)  $T_g = 298$  K.

Для того чтобы убедиться в том, что выражение (1) действительно позволяет описывать поведение разряда при вариации экспериментальных условий, рассмотрим, какое влияние оказывает повышение температуры газа при сохранении прочих условий. Из анализа функции диссипации (1) следует, что при увеличении знаменателя должны возникнуть процессы, приводящие к росту числителя, поскольку из условия (1) функционал имеет экстремальное значение [8]. Действительно, эксперименты доказывают, что повышение температуры газа  $T_g$  приводит к дополнительной филамента-

ции разряда и формированию новых диссипативных структур в области нагрева [4]. На рис. 1 показаны фотографии разряда длительностью 150 нс, полученные в газовой смеси  $\text{SF}_6:\text{Ne}:\text{C}_2\text{H}_6$  общим давлением 18 Торр, условия эксперимента описаны в [14]. Фотографии на рис. 1((а),(б)) получены в условиях, когда центральная часть разрядного промежутка шириной 12 мм была предварительно нагрета излучением импульсного  $\text{CO}_2$  лазера до температуры  $T_g$ , а на рис. 1(в) газ перед приложением высоковольтного импульса предварительно не нагревался и температура в центральной области разрядного промежутка была равна комнатной. Из рис. 1 видно, что в области разрядного промежутка, имеющей более высокую температуру, образуются плазменные структуры.

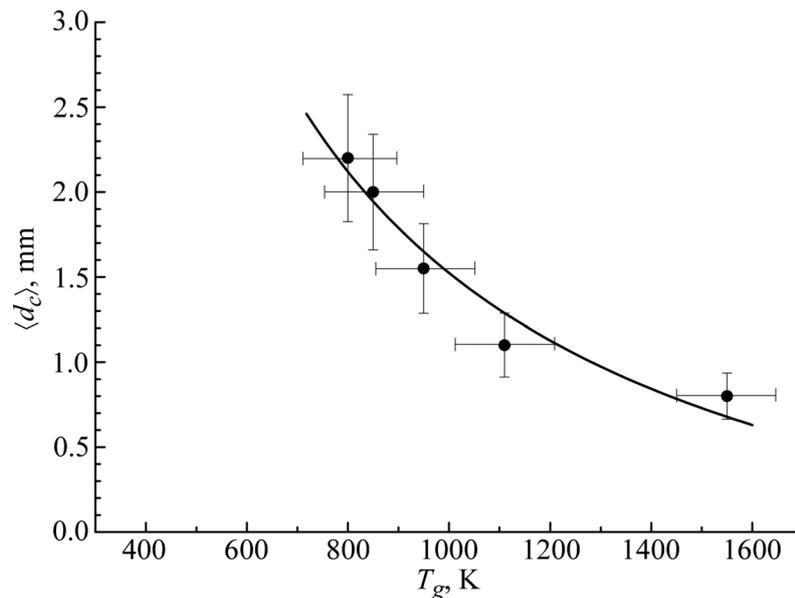


Рис. 2: Зависимость среднего поперечного диаметра плазменной структуры  $\langle d_c \rangle$  от температуры газа  $T_g$ .

На рис. 2 показана зависимость усредненного по фотографии СИОР характерного поперечного размера плазменной структуры от температуры газа  $T_g$  в прогреваемой лазером области разрядного промежутка, полученная на основании экспериментальных данных [14, 15]. Из рис. 2 видно, что характерный поперечный размер структуры (диаметр канала) имеет обратную зависимость от температуры, что согласуется с выражением (1). С учетом того, что структуры, образующиеся в разряде, имеют аксиальную симметрию, т.е. представляют собой нити или каналы радиусом  $r_c = d_c/2 \sim k_i/k_c$ , а также исходя из условия, что производимая в структуре энтропия не превышает энтро-

пию, которая выводится через внешние границы структуры, следует, что поперечный размер канала  $r_c$  уменьшается с увеличением концентрации многоатомных молекул в разрядном промежутке. Этот вывод также подтверждается экспериментальными исследованиями [3, 9].

Таким образом, особенности динамики формирования самоиницирующегося объемного разряда в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера вызваны процессом самоорганизации диссипативных плазменных структур, образующихся в процессе пробоя разрядного промежутка. Для анализа закономерностей рождения и функционирования этих структур могут быть с успехом использованы методы синергетики и неравновесной термодинамики.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] V. V. Apollonov, K. N. Firsov, S. Yu. Kazantsev, V. F. Oreshkin, *Proceedings of SPIE* **3574**, 374 (1998).
- [2] V. V. Apollonov, A. A. Belevtsev, S. Yu. Kazantsev, et al., *Quantum Electronics* **30**(3), 207 (2000).
- [3] V. V. Apollonov, *High-Energy Molecular Lasers* (Springer, Berlin, 2016).
- [4] A. A. Belevtsev, K. N. Firsov, S. Yu. Kazantsev, et al., *J. Physics D: Applied Physics* **51**(38), 384003 (2018).
- [5] Н. П. Вагин, Н. Н. Юрьшев, *Квантовая электроника* **31**(2), 127 (2001).
- [6] A. A. Belevtsev, S. Yu. Kazantsev, A. V. Saifulin, K. N. Firsov, *Quantum Electronics* **33**(6), 489 (2003).
- [7] Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации* (М., Мир, 1979).
- [8] Д. И. Трубецков, Е. С. Мчедлова, Л. В. Красичков, *Введение в теорию самоорганизации открытых систем* (М., Физматлит, 2005).
- [9] V. V. Apollonov, A. A. Belevtsev, S. Yu. Kazantsev, et al., *Quantum Electronics* **32**(2), 95 (2002).
- [10] В. Эбелинг, *Образование структур при необратимых процессах. Введение в теорию диссипативных структур* (М., Мир, 1979).
- [11] Б. С. Кернер, В. В. Осипов, *УФН* **160**(9), 1 (1990).
- [12] А. П. Напартович, А. Н. Старостин, *Химия плазмы*. Под ред. Б. М. Смирнова (М., Атомиздат, 1979), стр. 153-208.
- [13] Г. А. Месяц, *УФН* **165**(6), 601 (1995).
- [14] A. A. Belevtsev, K. N. Firsov, S. Yu. Kazantsev, I. G. Kononov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**(21), 215205 (2009).

- [15] A. A. Belevtsev, S. Yu. Kazantsev, I. G. Kononov, K. N. Firsov, *Quantum Electronics* **40**(6), 484 (2010).

Поступила в редакцию 1 апреля 2019 г.

После доработки 10 апреля 2019 г.

Принята к публикации 11 апреля 2019 г.