

Отлипательная неустойчивость объемного самостоятельного разряда в активных средах нецепных HF(DF)-лазеров

А.А.Белевцев, С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, К.Н.Фирсов

Рассмотрен процесс развития отлипательной неустойчивости в активных средах электроразрядных нецепных HF(DF)-лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом. Путем нагрева газовых смесей на основе SF₆ излучением импульсного CO₂-лазера осуществлено инициирование этой неустойчивости в больших и пространственно отделенных от электродов объемах газа. Экспериментально исследован эффект самоорганизации объемного самостоятельного разряда при лазерном нагреве, приводящий к образованию квазипериодических плазменных структур в объеме разрядного промежутка. Изучена эволюция этих структур в зависимости от температуры газа и удельного вклада электрической энергии. Обсуждается возможная связь эффекта самоорганизации с исследуемой отлипательной неустойчивостью. Предложен механизм распространения одиночных плазменных каналов в рабочих средах HF(DF)-лазеров, обусловленный разрушением отрицательных ионов электронным ударом.

Ключевые слова: нецепной HF-лазер, объемный самостоятельный разряд, SF₆, неустойчивость газового разряда, лазерный нагрев.

1. Введение

Исследование ионизационной неустойчивости объемного самостоятельного разряда (ОСР) в SF₆ и его смесях представляет интерес в связи с разработкой нецепных химических HF(DF)-лазеров [1].

В настоящее время известно несколько механизмов ионизационной неустойчивости в электроотрицательных газах. Общий теоретический подход к их исследованию сформулирован в работе [2]. В [3–5] рассмотрено развитие неустойчивостей в рабочих средах CO₂-лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов нейтральными и электронно-возбужденными компонентами газа. Применительно к эксимерным лазерам детально изучен механизм неустойчивости вследствие диссоциации малой примеси электроотрицательного компонента электронным ударом («выгорания» галогенной присадки) [6–9]. В SF₆, согласно [10], неустойчивость следует связывать с процессом ступенчатой ионизации молекул SF₆.

Качественно иной сценарий развития ионизационной неустойчивости, обусловленной отрывом электронов от отрицательных ионов электронным ударом, возможен в сильно электроотрицательных многоатомных газах при средних давлениях и временах порядка нескольких десятков наносекунд. Впервые этот вопрос рассматривался нами в работе [11] применительно к ОСР в SF₆ и его смесях. Принципиальное значение в связи с этим имеет следующее обстоятельство.

При средних давлениях газовых смесей на основе SF₆ в случае комнатных температур наилучшее согласие расчетных временных зависимостей и экспериментально регистрируемых осциллограмм тока и напряжения ОСР, в том числе и в его квазистационарной фазе (при $E/N \approx (E/N)_{cr}$), наблюдается, как будет показано ниже, при выборе $\beta_{ei} \approx k_d$. Здесь E – напряженность электрического поля; N – концентрация газа; β_{ei} и k_d – константы скорости электрон-ионной рекомбинации и отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом соответственно; $(E/N)_{cr}$ – критическое значение приведенной напряженности электрического поля. В этом случае увеличение концентрации электронов вследствие разрушения отрицательных ионов электронным ударом практически полностью компенсируется их гибелью при диссоциативной электрон-ионной рекомбинации. Упомянутый выше нелинейный механизм размножения электронов начинает проявлять себя лишь при заметном дисбалансе констант k_d и β_{ei} , что возможно либо при значительном нагреве газа, либо при $E/N \gg (E/N)_{cr}$. Действительно, константа $\beta_{ei} \sim T_g^{-1} T_e^{-\chi}$ ($\chi > 0$, T_g – температура газа, $T_e = 2\langle \varepsilon \rangle / 3$, $\langle \varepsilon \rangle$ – средняя энергия электронов [12]) при этом уменьшается, тогда как константа k_d может только возрастать.

Условия, при которых $E/N \gg (E/N)_{cr}$, достигаются, например, вблизи острия незавершенного канала, прорастающего со стороны катода. Однако в этом случае ионизационные процессы развиваются на расстояниях порядка радиуса канала, что приводит к значительным трудностям при их экспериментальном изучении. Вместе с тем реализовать заметный дисбаланс констант k_d и β_{ei} и инициировать рассматриваемый механизм отлипательной неустойчивости можно и в больших объемах газа. Эффективным в этом отношении является нагрев газовых смесей на основе SF₆ излучением импульсного CO₂-лазера [13]. Данный подход и применен нами в настоящей работе с целью изучения неустойчивости ОСР,

А.А.Белевцев. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19

С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, К.Н.Фирсов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: k_firsov@rambler.ru

обусловленной отрывом электронов от отрицательных ионов электронным ударом, в SF_6 и смесях газов на его основе, в том числе и в рабочих средах HF(DF)-лазеров.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки (рис.1) и методика экспериментов не отличались существенно от применяемых нами ранее [11]. ОСР исследовался в SF_6 и его смесях с C_2H_6 , H_2 и Ne при парциальном давлении SF_6 , равном 15 Тор, и суммарном давлении смесей до 50 Тор. Разряд зажигался в геометрии игла (катод) – цилиндр (анод) при межэлектродном расстоянии 43 мм. Игла имитировалась отрезком медного провода в полиэтиленовой изоляции. Катод был помещен в отрезок диэлектрической трубки с внутренним диаметром 15 мм, выступающий над кончиком иглы на 12 мм. Удельный вклад электрической энергии W_{el} в плазму разряда варьировался в пределах 0.02–0.2 Дж/см³.

Предварительный нагрев газа проводился лишь в узкой зоне разрядного промежутка. Это достигалось за счет облучения промежутка импульсным CO_2 -лазером через щелевую диафрагму шириной 10 мм, ориентированную (рис.1) перпендикулярно направлению приложенного электрического поля. Как будет видно из представленного ниже материала, такая схема облучения позволяет наблюдать контракцию ОСР непосредственно в объеме нагретого газа (аналогично контракции тлеющего разряда [12, 14]), а не в виде канала, прорастающего из катодного пятна и по мере своего развития замыкающего разрядный промежуток [15]. Температура газа T_g , которая устанавливается в зоне горения ОСР, определялась по энергии лазерного излучения, поглощаемого молекулами SF_6 [13], а также по скорости распространения ударной волны, формирующейся на границах холодного и нагретого газа [16]. Температура T_g варьировалась в пределах 800–2100 К (удельная энергия W_a лазерного излучения, поглощаемого SF_6 в области горения ОСР, сос-

тавляла 0.05–0.23 Дж/см³). Импульс напряжения подавался на разрядный промежуток с задержкой 4 мкс относительно лазерного импульса (задержка определяется по передним фронтам импульсов [17]) длительностью 3 мкс по уровню 0.1, что гарантировало установление термического равновесия между поступательными и внутренними степенями свободы компонентов облучаемого газа к моменту зажигания разряда в исследуемом диапазоне давлений [18].

В процессе экспериментов с помощью резистивного делителя напряжения и низкоомного шунта контролировались соответственно напряжение на разрядном промежутке и ток ОСР, а также осуществлялась съемка ОСР цифровым фотоаппаратом, синхронизованным с лазерным импульсом. Для идентификации основных процессов, определяющих вольт-амперные характеристики ОСР, регистрировались также осциллограммы напряжения и тока ограниченного разряда, что, как известно, позволяет исключить влияние на ток и напряжение факторов, обусловленных увеличением разрядного объема с ростом вводимой в плазму энергии [19]. С этой целью ОСР зажигался в кварцевой трубке диаметром 8.5 мм при межэлектродном расстоянии 43 мм (в геометрии игла – плоскость). Экспериментальные осциллограммы сравнивались с результатами расчета (методика расчета подробно описана в [20]).

3. Результаты экспериментов

На рис.2,а,б приведены фотографии ОСР в смеси $SF_6-Ne-C_2H_6$, полученные при $W_{el} = 0.2$ Дж/см³, длительности разрядного тока $\tau_{dis} = 150$ нс и разных значениях T_g , а на рис.2,в,г – соответствующие фотографии распределения интенсивности свечения плазмы разряда по оси x , параллельной границам зоны нагрева и проходящей через ее середину (см. рис.1). Видно, что в нагрываемой области ОСР расслаивается, приобретая близкую к периодической плазменную (токовую) структуру. Про-

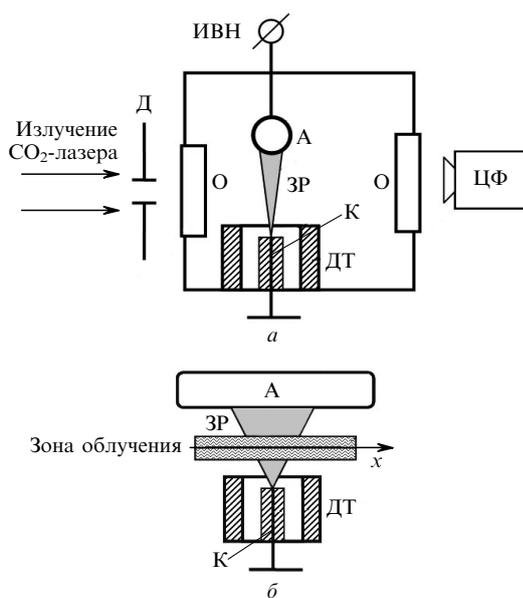


Рис.1. Вид сбоку (а) и со стороны фотоаппарата (б) экспериментальной установки:

А – анод; К – катод; Д – щелевая диафрагма; ИВН – источник высокого напряжения; О – окна из VaF_2 ; ДТ – диэлектрическая трубка; ЦФ – цифровой фотоаппарат; ЗР – зона разряда.

2 Квантовая электроника, т.40, № 6

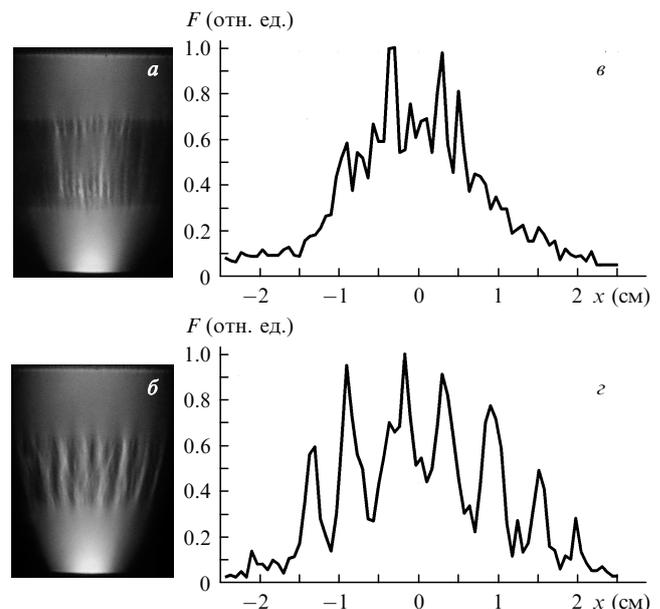


Рис.2. Фотографии ОСР при $T_g = 1550$ (а) и 800 К (б), а также распределения интенсивности F свечения ОСР по координате в зоне нагрева при $T_g = 1550$ (в) и 800 К (г). Смесь $SF_6:Ne:C_2H_6 = 5:5:1$, $p = 33$ Тор, $W_{el} = 0.2$ Дж/см³, $\tau_{dis} = 150$ нс.

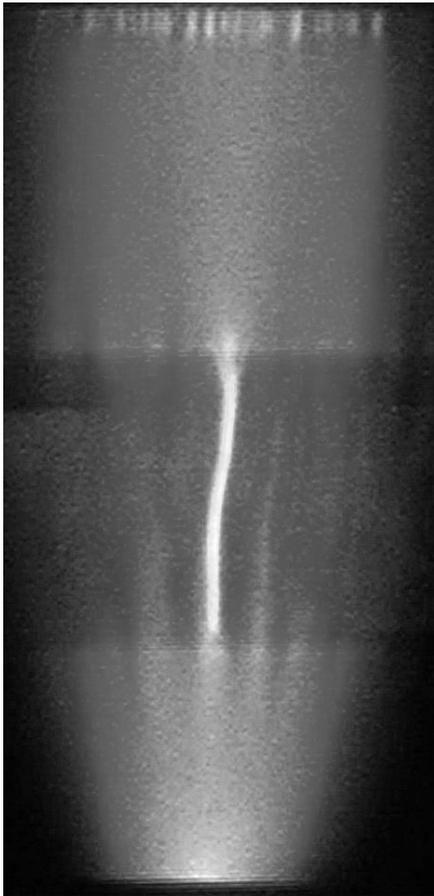


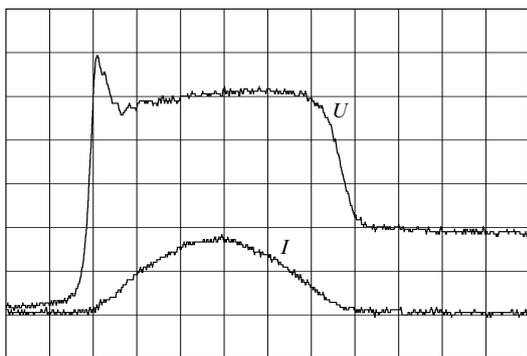
Рис.3. Фотография ОСР в SF₆ при $W_{el} = 0.12$ Дж/см³, $T_g = 1150$ К, $\tau_{dis} = 160$ нс и $p = 15$ Тор.

пространственный период образовавшейся структуры уменьшается с увеличением T_g . Обращает на себя внимание то, что крупные плазменные (токовые) образования на рис.2,б состоят из более тонких нитей. Несмотря на расхождение ОСР, плазменные каналы в зоне нагрева при не слишком больших значениях W_{el} и τ_{dis} имеют диффузный характер. Увеличение W_{el} или τ_{dis} приводит к выделению одного из каналов, находящегося, как правило, вблизи центральной силовой линии электрического поля, и к его контракции. Характерно, что, как и в случае холодного газа [19], и при нагреве порог контракции ОСР по параметрам W_{el} и τ_{dis} в чистом SF₆ ниже, чем в смесях SF₆ – C₂H₆. Сказанное иллюстрирует рис.3, где приведе-

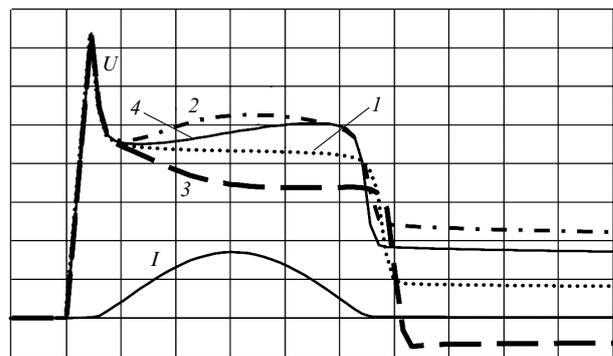
на фотография ОСР в чистом SF₆, полученная при $\tau_{dis} = 160$ нс и $W_{el} = 0.12$ Дж/см³. Видно, что неустойчивость развивается непосредственно в облучаемом объеме разрядного промежутка. По-видимому, здесь уместна аналогия с контракцией тлеющего разряда низкого давления [12, 14]. При дальнейшем увеличении W_{el} или τ_{dis} искровой канал перекрывает весь промежуток. В случае постоянных W_{el} и τ_{dis} вероятность контракции ОСР также увеличивается с ростом T_g в облучаемой зоне промежутка.

На рис.4,а приведена осциллограмма напряжения ограниченного ОСР в SF₆ при давлении $p = 15$ Тор и $W_{el} = 0.12$ Дж/см³. На рис.4,б представлены временные зависимости напряжения, рассчитанные с учетом следующих процессов: ионизации электронным ударом и прилипания электронов (ИП); ион-ионной рекомбинации (ИИР, константа скорости $\beta_{ii} = 2 \times 10^{-8}$ см³/с [21]); диссоциативной электрон-ионной рекомбинации (ЭИР, константа β_{ei} варьировалась в расчете в пределах $(0.5 - 3) \times 10^{-7}$ см³/с); отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом (ОЭ, $k_d = 3 \times 10^{-7}$ см³/с [22]); диссоциации SF₆ электронным ударом (ДЭУ, «цена» образования атома фтора в работах разных авторов составляла $\sim 4 - 6$ эВ (см. [23, 24] и приведенные в них ссылки). Временная зависимость тока на рис.4,б приведена для случая, когда учтены все перечисленные процессы. Прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆ не рассматривалось, поскольку ранее нами было экспериментально установлено, что этот процесс не вносит заметного вклада в общий баланс заряженных частиц в плазме ОСР в SF₆ [18]. Сравнение расчетных временных зависимостей и экспериментальной осциллограммы напряжения ОСР показывает, что наибольшее их согласие достигается при $k_d \approx \beta_{ei}$.

Таким образом, можно выделить три наиболее важных для дальнейшего анализа механизмов развития неустойчивости ОСР в газовых смесях на основе SF₆, в том числе и в рабочих смесях HF-лазеров, результата: ОСР в зоне нагрева расслаивается с образованием квазипериодических плазменных структур, пространственный период которых зависит от T_g ; развитие неустойчивости ОСР начинается с его контракции непосредственно в облучаемом объеме разрядного промежутка; рост концентрации электронов из-за их отрыва от отрицательных ионов электронным ударом при комнатной температуре газа компенсируется потерями в процессе электрон-ионной рекомбинации ($k_d \approx \beta_{ei}$).



а



б

Рис.4. Экспериментальные осциллограммы (а) и расчетные временные зависимости (без учета катодного падения) (б) напряжения U и тока I ОСР в SF₆ при $p = 15$ Тор и межэлектродном расстоянии 43 мм (ограниченный разряд). В расчете учитывались процессы ИП (1), ИП, ЭИР (2), ИП, ОЭ (3) и ИП, ДЭУ (4) при $k_d = \beta_{ei}$. Масштаб: $U - 2$ кВ/дел., $I - 80$ А/дел., развертка 50 нс/дел.

4. Обсуждение результатов

4.1. Нелинейный механизм развития ионизации в активных средах HF(DF)-лазеров

Преобладающими в плазме ОСР являются ионы SF_6^- и SF_5^- , образующиеся в результате прилипания электронов к молекулам SF_6 [25]. Впервые нелинейный механизм генерации электронов в SF_6 вследствие разрушения отрицательных ионов электронным ударом рассмотрен в работе [22]. Там же для константы скорости отрыва электрона от отрицательного иона SF_6^- электронным ударом приведена оценка $k_d(SF_6^-) = 3 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, полученная в предположении, что сечение отрыва не меньше сечения упругого рассеяния электрона на молекуле SF_6 . Последнее, как известно, превышает 10^{-15} см^2 [25]. Учитывалось также, что при $E/N \sim (E/N)_{cr}$ средняя энергия электронов $\langle \varepsilon \rangle \sim 8 - 10 \text{ эВ}$ существенно больше энергии связи электрона в отрицательном ионе SF_6^- ($0.65 - 1 \text{ эВ}$ [25]), вследствие чего процесс разрушения ионов SF_6^- электронным ударом можно считать беспороговым.

Что касается ионов SF_5^- , имеющих энергию связи $E_b \sim 2.8 \text{ эВ}$ [25], то соответствующее значение $k_d(SF_5^-)$ с учетом Больцмановского фактора $\exp(-E_b/T^*)$ ($T^* < 2\langle \varepsilon \rangle/3$) оказывается меньше $k_d(SF_6^-)$, но не более чем на 40%. Это позволяет при количественном описании процессов отрыва электронов от ионов SF_6^- и SF_5^- электронным ударом воспользоваться приближением отрицательных ионов одного сорта и ввести единую константу скорости отрыва k_d .

Принципиальное значение имеет тот факт, что никакой другой процесс отлипания электронов не может конкурировать с разрушением отрицательных ионов электронным ударом в указанных выше диапазонах давлений и времен. Действительно, при $E/N \approx (E/N)_{cr}$ тяжелые многоатомные отрицательные ионы, за исключением ничтожной их доли в «хвосте» энергетического спектра, не обладают энергией, необходимой для отрыва электронов в столкновении с нейтральными молекулами [25], а сравнительно низкая плотность газа практически исключает влияние электронно-возбужденных компонентов на процесс разрушения отрицательных ионов.

В [11] на основе точных аналитических решений нелинейного интегродифференциального уравнения получены выражения для концентрации электронов $n_e(t)$. Характер нарастания $n_e(t)$ принципиально зависит от параметра ξ [11]:

$$\xi = \frac{a^2/\lambda - 2}{\lambda}, \quad a = \frac{\alpha}{\eta} - 1, \quad \lambda = \frac{n_e(0)(k_d - \beta_{ei})}{\eta u_e}, \quad (1)$$

где $n_e(0)$ – концентрация электронов, установившаяся к началу квазистационарной фазы; α и η – коэффициенты ударной ионизации и прилипания соответственно; u_e – дрейфовая скорость электронов.

Если $\xi > 0$, то

$$n_e(t) = \frac{2n_e(0)b^2\lambda A}{(1-A)^2}, \quad A = \frac{a/\lambda - b}{a/\lambda + b} \exp(b\lambda\eta u_e t), \quad b = \sqrt{\xi}. \quad (2)$$

В этом случае нелинейное размножение электронов происходит на фоне заметного вклада линейных процессов ударной ионизации и прилипания. Неслучайно поэтому, что решение (2) остается справедливым и при сколь

угодно малых значениях $n_e(0)$ и/или разности $k_d - \beta_{ei}$ и в пределе $\lambda \rightarrow 0$ переходит, как и следовало ожидать, в хорошо известное «классическое» выражение для электроотрицательного газа [15]:

$$n_e(t) \approx n_e(0) \exp[(\alpha - \eta)u_e t]. \quad (3)$$

При $\xi < 0$ процесс отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом играет доминирующую роль и получаемое для концентрации электронов выражение

$$n_e(t) = n_e(0) \left\{ \cos^2(b_1\lambda\eta u_e t) \left[1 - \frac{a}{b_1\lambda} \tan\left(\frac{b_1\lambda\eta u_e t}{2}\right) \right] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

$$b_1 = \sqrt{-\xi}$$

ни при каких значениях $n_e(0)$ и разности $k_d - \beta_{ei}$ не переходит в (3).

Из соотношений (1), (2) и (4) следует, что при дисбалансе констант отрыва и рекомбинации ($k_d - \beta_{ei} > 0$) на стадии увеличения тока разряда ($\alpha > \eta$) оба решения, (2) и (4), имеют ярко выраженный «взрывной» характер, т. е. спустя некоторое конечное время после начала процесса ионизации концентрация электронов формально становится сколь угодно большой. Из (2) и (4) легко найти и соответствующие характерные времена «взрыва» τ_{exp}^i . Если $\xi > 0$, то

$$\tau_{exp}^i = \ln\left(\frac{a/\lambda + b}{a/\lambda - b}\right) \frac{1}{b\lambda\eta u_e}. \quad (5)$$

При $\xi < 0$

$$\tau_{exp}^i = 2 \arctan\left(\frac{\lambda b_1}{a}\right) \frac{1}{b_1\lambda\eta u_e}. \quad (6)$$

В действительности, конечно, полученный результат означает лишь то, что по прошествии некоторого времени $\tau_d^i \sim \tau_{exp}^i$ процесс прилипания электронов частично компенсируется их отрывом от отрицательных ионов, в связи с чем скорость размножения электронов резко возрастает. По аналогии с терминологией, используемой в теории эксимерных лазеров, это можно было бы назвать «выгоранием» электроотрицательности, поскольку в данном случае речь идет не о разрушении электроотрицательных молекул, а о потере газом, вследствие процесса отлипания электронов, способности быть электроотрицательным.

Хотя при выводе соотношений (2) и (4) не учитывалось незначительное изменение во времени разности $\alpha - \eta$, однако «взрывной» характер этих решений, в известном смысле приближающихся в пределе к точной зависимости $n_e(t)$, указывает на то, что зависимость $n_e(t)$ имеет ту же особенность.

На стадии уменьшения разрядного тока в квазистационарной фазе ОСР $\alpha < \eta$ и, соответственно, $a < 0$. Из соотношений (2) и (4) следует, что в этом случае концентрация электронов с течением времени всегда стремится к нулю. Иными словами, процесс объемного размножения электронов в результате их отрыва от отрицательных ионов электронным ударом не может конкурировать с убылью электронов вследствие прилипания, если захват электронов молекулами оказывается эффективнее удар-

ной ионизации. Таким образом, в квазистационарной фазе ОСР ионизационная неустойчивость в объеме плазмы, связанная со «взрывным» характером процесса размножения электронов, может развиваться только на стадии нарастания разрядного тока.

4.2. Самоорганизация плазмы ОСР при лазерном нагреве смесей на основе SF₆

Природа самоорганизации плазмы ОСР в нагретых газовых смесях на основе SF₆ в настоящее время не вполне ясна. Имеются, однако, основания полагать, что это явление может быть существенным образом связано с развитием в плазме ОСР ионизационной неустойчивости, обусловленной рассмотренным выше процессом отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом. Приведем в связи с этим некоторые качественные соображения.

При высоких температурах газа $k_d - \beta_{ei} > 0$, что на стадии увеличения разрядного тока ($\alpha > \eta$) приводит к «взрывному» нарастанию $n_e(t)$. Характерное время изменения тока τ_c в квазистационарной фазе ОСР контролируется LC-цепью ($\tau_c \sim \sqrt{LC}$) и в условиях данного эксперимента составляет порядка нескольких сотен наносекунд, тогда как $\tau_d^i \sim 20 - 30$ нс. Поскольку $\tau_c \gg \tau_d^i$, то в квазистационарной фазе ОСР (при $E/N \approx (E/N)_{cr}$) это должно неизбежно приводить к перераспределению тока в объеме разрядного промежутка с образованием токовых структур в виде отдельных шнуров (или тонких нитей при больших значениях T_g) с повышенной концентрацией электронов. Действительно, стандартный линейный анализ показывает, что наибольший инкремент нарастания в рассматриваемых условиях имеют именно перпендикулярные току пространственно неоднородные возмущения. На нелинейной стадии развития возмущений при этом возможно формирование квазипериодических структур, наблюдаемых в эксперименте.

Следует [26], можно показать, что такие структуры в виде отдельных токовых шнуров оказываются устойчивыми. С ростом температуры газа увеличивается и разность $k_d - \beta_{ei}$, что ведет к более быстрому нарастанию $n_e(t)$. Можно предположить, что именно по этой причине с ростом T_g увеличивается также число проводящих каналов и, следовательно, уменьшается пространственный период токовой структуры. Представленные на рис.2 экспериментальные данные, во всяком случае, не противоречат такому предположению. Дополнительным доводом в пользу приведенных рассуждений может служить и тот факт, что при предельно малых реализуемых в эксперименте значениях T_g квазипериодические токовые структуры не возникали вовсе. Действительно, в этом случае $\tau_d^i \gg \tau_c$.

На стадии уменьшения разрядного тока рассмотренный выше «взрывной» механизм не действует, поскольку $E/N < (E/N)_{cr}$ и $\alpha < \eta$ (см. разд.4.1) В этом случае развитие неустойчивости возможно на падающем участке квазистатической вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда (время установления ВАХ $\tau_{UI} \ll \tau_c$), контролируемом эффективным коэффициентом ионизации $\alpha_{eff}(n_e) = \alpha - \eta + (k_d - \beta_{ei})N_n(n_e)/u_e$, где $N_n(n_e)$ – концентрация отрицательных ионов. При этом превышение скоростью прилипания электронов скорости ударной ионизации компенсируется отрывом электронов от отрицательных ионов электронным ударом. ОСР на этой ветви ВАХ неустойчив по отношению к пространственно однородным

флуктуациям параметров плазмы. Однако в плазме ОСР могут нарастать неоднородные флуктуации, приводящие к формированию пространственных структур в виде отдельных токовых шнуров с повышенной концентрацией электронов. Соответствующие сценарии самоорганизации и проблема устойчивости возникающих при этом плазменных структур детально рассмотрены в литературе [26, 27]. Представляется вероятным, что в результате развивающейся на падающем участке ВАХ неустойчивости происходит и контракция ОСР при большой длительности разрядного импульса (рис.3).

4.3. О механизме распространения проводящих каналов в SF₆ и его смесях

Рассмотренный нелинейный механизм размножения электронов вследствие дисбаланса констант k_d и β_{ei} может и при комнатных температурах приводить к развитию ионизационной неустойчивости в газовых смесях на основе SF₆, если, как уже отмечалось, $E/N \gg (E/N)_{cr}$. Именно так обстоит дело вблизи острия одиночного проводящего канала, прорастающего со стороны катода.

На острие такого канала приведенная напряженность электрического поля значительно превышает значение $(E/N)_{cr}$ [15]. Это ведет к существенному увеличению T_e и, как следствие, к заметному уменьшению β_{ei} (см. Введение). Возникает ситуация, при которой опять, как и в случае высокой температуры газа, разность $k_d - \beta_{ei} > 0$. В результате инициируется рассмотренный выше механизм «взрывного» нарастания концентрации электронов и формируется новый, заполненный плазмой, участок канала, обеспечивающий его продвижение в глубь разрядного промежутка. При этом нет необходимости в привлечении механизма ступенчатой ионизации молекул SF₆, предложенного в [10], для объяснения процесса распространения проводящих каналов в SF₆ и его смесях.

5. Заключение

В настоящей работе исследован принципиально новый механизм развития отлипательной неустойчивости, развивающейся в активных средах HF(DF)-лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов SF₆⁻ и SF₅⁻ электронным ударом. На основе анализа основных механизмов образования и разрушения отрицательных ионов в SF₆ и его смесях показано, что неустойчивость возникает в результате дисбаланса констант скоростей отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом и диссоциативной электрон-ионной рекомбинации. Получены аналитические выражения для временной зависимости концентрации электронов. Показано, что при нарастании разрядного тока процесс развития неустойчивости имеет «взрывной» характер, приводится оценка характерного времени «взрыва». Путем лазерного нагрева газовых смесей на основе SF₆ излучением импульсного CO₂-лазера инициировано, с целью экспериментального изучения, развитие исследуемой отлипательной неустойчивости в больших объемах. Обсуждается возможная связь этого процесса с пространственной самоорганизацией (образованием токовых шнуров) в плазме ОСР в предварительно облученных SF₆ и его смесях. Рассмотрен механизм распространения одиночного незавершенного канала вследствие процесса отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 08-08-00242 и 09-02-00475).

1. Белевцев А.А., Фирсов К.Н. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4* (М.: Физматлит, 2005, с. 761).
2. Haas R.A. *Phys. Rev. A*, **8**, 1017 (1973).
3. Nighan W.L., Wiegand W.J. *Phys. Rev. A*, **10**, 922 (1974).
4. Nighan W.L., in: *Principles of Laser Plasmas. Ch. 7* (New York, 1976).
5. Напартович А.П., Старостин А.Н. В сб.: *Химия плазмы* (М.: Атомиздат, 1979, т. 6, с. 153).
6. Coutts J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**, 255 (1988).
7. Osborne M.R., Hutchinson M.R. *J. Appl. Phys.*, **59**, 711 (1986).
8. Osborne M.R. *Appl. Phys. B*, **45**, 285 (1988).
9. Garscaden A., Kushner M.J. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **19**, 1015 (1991).
10. Bychkov Yu., Gortchakov S., Lacour B., Pasquiers S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 380 (2003).
11. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 215205 (2009).
12. Елецкий А.В. В сб.: *Химия плазмы* (М.: Атомиздат, 1982, т. 9, с. 151).
13. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **36**, 646 (2006).
14. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. *Физические явления в газоразрядной плазме* (М.: Наука, 1987).
15. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Физика импульсного пробоя в газах* (М.: Наука, 1991).
16. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 045201 (2008).
17. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 1759 (2004).
18. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. *Appl. Phys. B*, **82**, 455 (2006).
19. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 646 (2000).
20. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 95 (2002).
21. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 629 (2001).
22. Белевцев А.А., Биберман Л.М. *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт*, **3**, 74 (1976).
23. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Saifulin A.V. *Proc. 14th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications* (Glasgow, UK, 2000, p. 409).
24. Гордон Е.Б., Матюшенко В.И., Репин П.Б., Сизов В.Д. *Химическая физика*, **8**, 1212 (1989).
25. Christophorou L.G., Olthoff J.K. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **29**, 267 (2000).
26. Шелль Э. *Самоорганизация в полупроводниках* (М.: Мир, 1991).
27. Волков А.Ф., Коган Ш.М. *УФН*, **96**, 633 (1968).