

Особенности развития самоиницирующегося объемного разряда в нецепных HF-лазерах[†]

В.В.Аполлонов*, А.А.Белевцев**, С.Ю.Казанцев*, А.В.Сайфулин*, К.Н.Фирсов*

Исследована динамика самоиницирующегося объемного разряда (СИОР) в смесях SF₆–C₂H₆, применяемых в качестве рабочих сред нецепных HF-лазеров, в разрядных промежутках с различной геометрией. Результаты исследований согласуются с выдвинутым ранее предположением о существовании механизмов ограничения плотности тока объемного разряда в SF₆ и смесях на его основе. Проведено моделирование СИОР с учетом диссоциации SF₆ электронным ударом, диссоциативной электрон-ионной рекомбинации, отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом и ион-ионной рекомбинации. Результаты моделирования находятся в качественном согласии с результатами эксперимента. Установлено, что в пределах точности оценок констант скоростей процессов электрон-ионная рекомбинация и отрыв электронов от отрицательных ионов взаимно компенсируют друг друга, а наиболее вероятным процессом, приводящим к ограничению плотности тока в диффузном канале разряда и ответственным за увеличение разрядного объема с ростом вводимой энергии, является диссоциация SF₆ (и других компонентов смеси).

Ключевые слова: нецепной HF-лазер, объемный самостоятельный разряд, самоиницирующийся объемный разряд, SF₆.

1. Введение

Ранее нами было установлено, что для получения объемного самостоятельного разряда в SF₆ и смесях SF₆ с углеводородами (угледейтеридами), служащих активными средами нецепных HF(DF)-лазеров, нет необходимости в какой бы то ни было предварительной ионизации газа, если на поверхность катода нанесены мелкокомасштабные (~50 мкм) неоднородности [1–4]. Отличительной особенностью данного объемного разряда, названного в [5] самоиницирующимся объемным разрядом (СИОР), является также однородность распределения по объему выделяемой в плазме энергии при зажигании разряда в промежутках с высоким краевым усилением электрического поля [2–5].

Эти уникальные свойства СИОР позволяют создавать простые, предельно компактные и высокоэффективные лазеры. В настоящее время энергия излучения нецепного HF(DF)-лазера на основе СИОР составляет ~400 Дж при электрическом КПД более 4% [2, 3]. Для дальнейшего увеличения энергетических параметров и улучшения оптической однородности активной среды нецепных лазеров необходимо более полное понимание физики процессов, определяющих развитие СИОР на всех его стадиях.

СИОР имеет принципиально струйную структуру [2–5], образуемую совокупностью отдельных диффузных каналов, привязанных к катодным пятнам. Однако при высоких энерговкладах в плазму разряда, характерных для нецепных лазеров, плотность пятен на катоде может достигать 10–30 см⁻² [3, 5], вследствие чего каналы полностью перекрываются. Поэтому по внешнему виду и оптической однородности СИОР ничем не отличается от разряда с предыонизацией в таких газах, как, например, CO₂ или N₂. Специфика этого разряда была выявлена при изучении его динамики.

В [3, 5], где развитие СИОР исследовалось методом, аналогичным методу оборванного разряда, с регистрацией свечения плазмы на фотопленке, был обнаружен странный для самостоятельных разрядов при средних и высоких давлениях газа эффект: в отсутствие предыонизации (или инициирования электронов на всей поверхности катода) наблюдался локальный пробой промежутка в виде одного или нескольких диффузных каналов, образующихся в зоне краевого усиления электрического поля. Затем СИОР распространялся по промежутку перпендикулярно приложенному полю посредством образования новых диффузных каналов при практически постоянном напряжении на плазме, постепенно заполняя весь промежуток.

Согласно [5] появление новых каналов должно было бы приводить к уменьшению тока через каналы, образовавшиеся в начале процесса (погасание канала). Однако применяемый в этой работе метод исследования не позволял получить информацию об изменении интенсивности свечения плазмы во времени и, соответственно, об изменении протекающих через каналы токов, т. е. не позволял непосредственно подтвердить существование данного эффекта. В [5] также было показано, что при малой площади катода, когда возникал только один канал разряда, имеющий вид диффузного факела (аналог оди-

[†]По материалам доклада на V Международной конференции «Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул» (Россия, Томск, 2001 г.).

*Институт общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: varpollo@kapella.gpi.ru

**Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: baa@hedric.msk.su

ночного диффузного канала), последний расширялся с увеличением вводимой в плазму энергии.

Таким образом, в [5] было установлено, что одной из основных особенностей СИОР является увеличение занимаемого им объема по мере роста вводимой в плазму энергии либо посредством увеличения числа диффузных каналов, либо (при невозможности образования новых каналов) за счет увеличения объема уже существующих каналов. В [5–7] указывалось, что подобные свойства СИОР могут быть связаны с существованием в SF_6 и смесях на его основе механизмов ограничения плотности тока диффузного разряда, препятствующих протеканию всей вводимой энергии лишь через один канал.

В настоящей работе СИОР исследуется методами, позволяющими проследить изменение его характеристик как в пространстве, так и во времени. Целью работы является уточнение закономерностей развития СИОР в разрядных промежутках с различной геометрией и выделение основных параметров, это развитие определяющих.

2. Экспериментальная установка

Динамика СИОР изучалась в разрядных промежутках с различной геометрией. Схема установки для исследования разряда в промежутке с линейной геометрией катода представлена на рис.1,а. СИОР с полной длительностью ~ 370 нс зажигался в смеси состава $SF_6 : C_2H_6 = 10 : 1$ при давлении $p = 33$ мм рт. ст. и межэлектродном расстоянии 4 см. Electroдами служили медная полоса толщиной 0.5 мм и длиной 16 см (ножевой катод), установленная на ребро, и дисковый анод диаметром 6 см, скругленный по периметру с радиусом 1 см. Пробой принудительно инициировался в центре катода слаботочной искрой, ограниченной сопротивлением $R = 900$ Ом. Эта искра не могла дать достаточной для развития разряда в объемной форме концентрации начальных электронов в газе, но позволяла зафиксировать место первичного пробоя промежутка. Свечение СИОР регистрировалось однокадровой электронно-оптической камерой (ЭОК) со временем экспозиции кадра 20 нс, запускаемой с варьируемой задержкой T относительно момента времени пробоя промежутка.

Для исследования динамики СИОР в плоской геометрии промежутка применялась схема с секционированным катодом, показанная на рис.1,б. В этом случае межэлектродное расстояние, давление рабочей смеси и электрическая схема установки были такими же, как и в предыдущем эксперименте, но вместо медной полосы катодом служил диск диаметром 6 см, скругленный по периметру с радиусом 1 см и подвергнутый пескоструйной обработке [2–5]. В отверстия в катодной части на расстоянии ~ 4 см друг от друга, вставлялись изолированные проводники диаметром 1 мм. Один из проводников (1) выступал над поверхностью катода на ~ 1 мм, что гарантировало привязку первичного пробоя промежутка именно к этой точке, а сопоставление осциллограмм токов через инициирующий (1) и контрольный (2) проводники позволяло проследить распространение СИОР по промежутку.

Динамика одиночного диффузного канала исследовалась на установке, схематически показанной на рис.1,в. Диффузный канал имитировался разрядом в геометрии промежутка стержень (катод) – плоскость при давлении

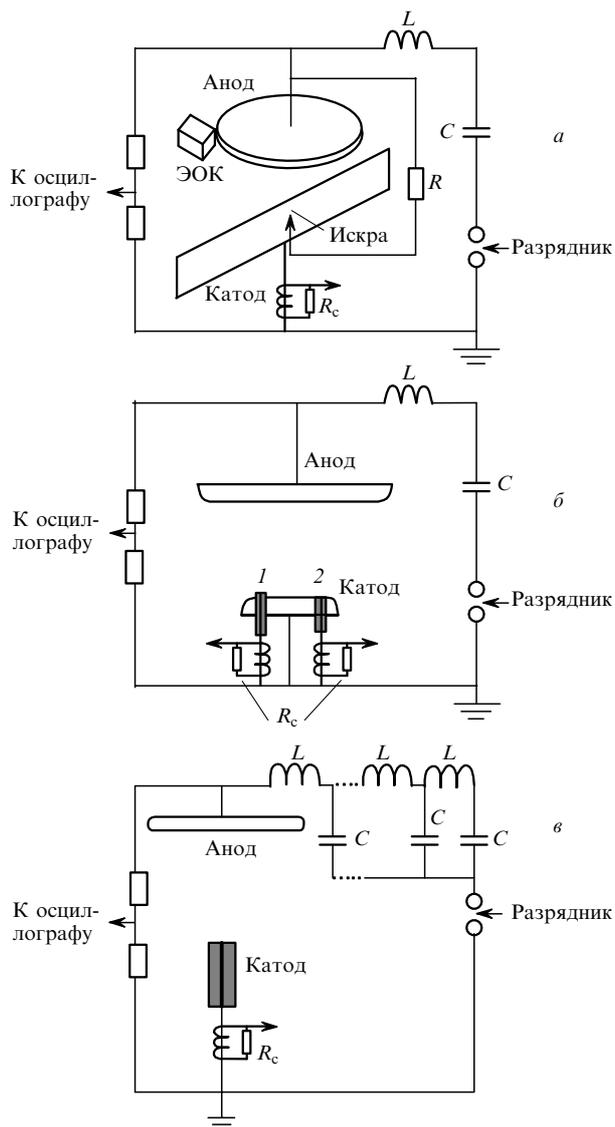


Рис.1. Схемы экспериментальных установок для исследования динамики СИОР:

1 и 2 – инициирующий и контрольный проводники.

смеси состава $SF_6 : C_2H_6 = 10 : 1$ $p = 16.5 - 49.5$ мм рт. ст. и межэлектродном расстоянии 4 см. Electroдами служили катод, представлявший собой торец провода в полиэтиленовой изоляции с диаметром жилы 1.5 мм, и дисковый анод диаметром 10 см. Развитие СИОР отслеживалось ЭОК, как и в экспериментах, выполненных по схеме рис.1,а.

В схемах рис.1,а и б на промежуток разряжался конденсатор C через индуктивность L при замыкании разрядника. В схеме рис.1,в на промежуток разряжалась искусственная линия. Токи в схемах рис.1 контролировались поясами Роговского с сопротивлением R_c , напряжение на промежутках измерялось резистивными делителями.

3. Результаты экспериментов

Изображения СИОР в промежутке с ножевым катодом, полученные в различные моменты времени T с помощью ЭОК, показаны на рис.2. На рис.3 приведены соответствующие осциллограммы напряжения и тока раз-

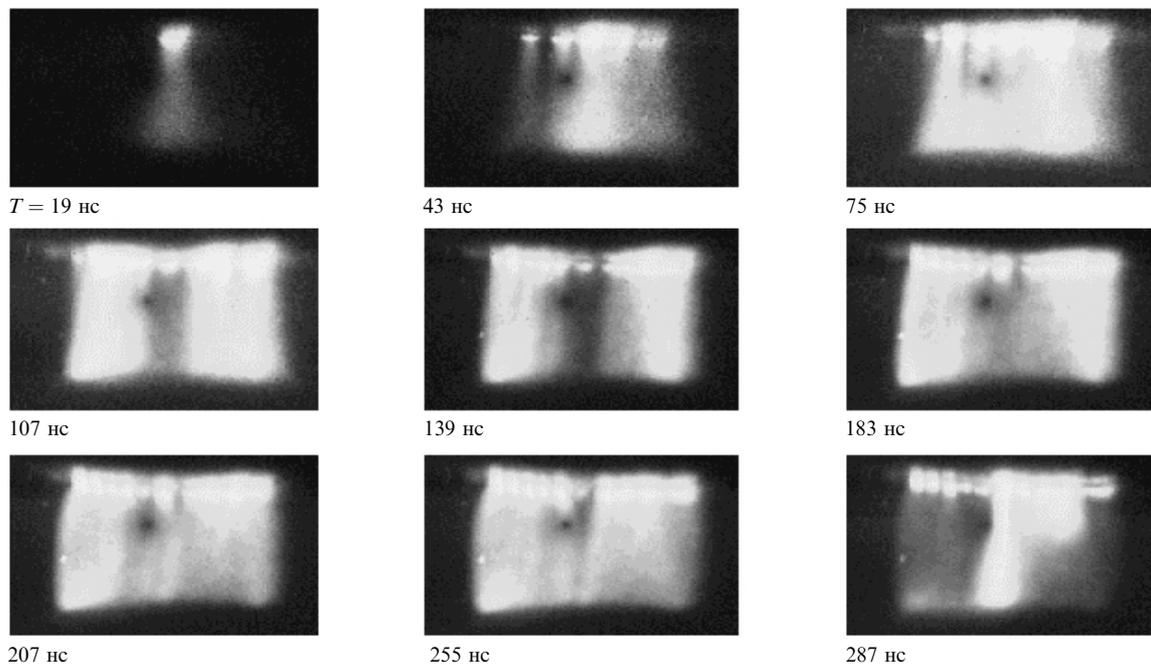


Рис.2. Изображения разряда в разные моменты времени T , полученные с помощью ЭОК.

ряда. Из рис.2 видно, что промежуток пробивается в центре (в зоне расположения вспомогательного искрового разряда). В этот момент времени СИОР имеет вид одного диффузного канала с уже сформировавшимся катодным пятном. Затем рядом с первым каналом появляются значительно менее яркие новые каналы, развивающиеся при напряжении, близком к статическому пробивному напряжению для SF_6 (см. рис.3).

Число новых каналов растет со временем, они «разбегаются» от середины к краям промежутка, а их яркость постепенно достигает яркости первого канала, причем наиболее яркими являются каналы, находящиеся ближе к первичному. С течением времени все каналы становятся одинаково яркими, а интенсивность свечения первого канала заметно уменьшается. При дальнейшем развитии СИОР наблюдается постепенное увеличение яркости каналов на краях промежутка (т.е. каналов, удаленных от области первичного пробоя), однако при $T > 210$ нс свечение снова становится однородным по длине катода,

причем восстанавливается также свечение и в области первого канала. Это явление мы будем называть возвратом тока (в канал). Далее на фоне общего диффузного свечения начинает развиваться неустойчивость разряда.

Таким образом, представленные результаты непосредственно подтверждают тот факт, что СИОР распространяется по промежутку при напряжении, близком к статическому пробивному, в виде последовательности диффузных каналов, причем первый канал, образовавшийся при пробое промежутка, гаснет по мере появления новых каналов. Следует также отметить, что возврат тока (см. рис.2), проявляющийся в выравнивании яркости всех каналов и увеличении яркости первого канала после начального ее уменьшения, наблюдается лишь при достаточно большой вводимой в плазму энергии. При уменьшении энергии или увеличении линейного размера катода этот эффект пропадает. При высоких же энерговкладах (150–200 Дж/л), характерных для HF(DF)-лазеров, распространение СИОР по промежутку становится настолько быстрым, что используемая нами ЭОК не обеспечивает достаточно времени разрешения.

Аналогичная картина развития СИОР наблюдается и в плоской геометрии разрядного промежутка. На рис.4 приведены осциллограммы токов с инициирующего и контрольного проводников (см. рис.1,б), полученные в эксперименте с секционированным катодом. Из рис.4 видно, что ток через контрольный проводник начинает протекать с заметной задержкой по отношению к току через инициирующий проводник и к моменту появления тока в контрольном проводнике амплитуда тока в инициирующем проводнике уменьшается более чем в два раза, т.е. и в данном эксперименте наблюдается погасание образовавшегося первым канала по мере возникновения следующих каналов. Из осциллограммы тока через инициирующий проводник (рис.4) также видно, что и в плоской геометрии промежутка при достаточных энерговкладах происходит возврат тока в первый канал после практически полного его погасания.

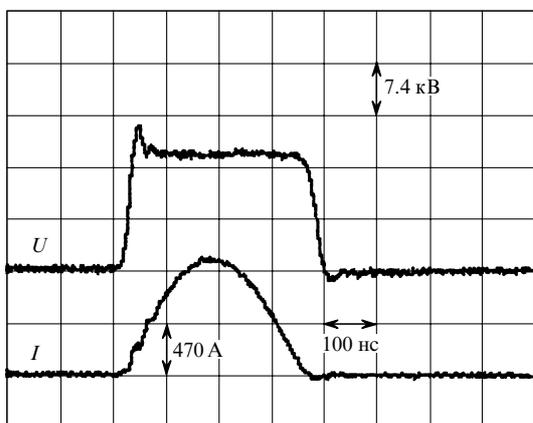


Рис.3. Осциллограммы напряжения и тока СИОР.

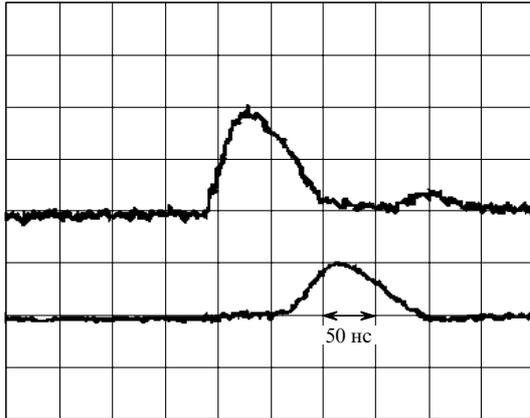


Рис.4. Осциллограммы тока через инициирующий (верхний луч) и контрольный (нижний луч) проводники.

В промежутке стержень – плоскость наблюдались две фазы расширения факела, имитирующего одиночный диффузный канал. В первые 20–30 нс после пробоя промежутка происходило быстрое, непропорциональное вводимой энергии, увеличение разрядного объема, затем наступала фаза приблизительно линейного по энергии роста объема. Максимальный объем V , занимаемый СИОР к моменту окончания ввода энергии, при постоянной полной введенной в плазму энергии W увеличивался с уменьшением давления смеси p . На рис.5 представлена зависимость V от параметра W/p , полученная при разных p . Видно, что данная зависимость удовлетворительно, в пределах точности определения V в эксперименте, описывается линейной функцией. Это, по-видимому, отражает тот факт, что, начиная с некоторого объема $V = V_0$, определяемого стадией быстрого начального расширения канала, дальнейший рост объема происходит при приблизительно постоянном параметре $\Delta W/(p\Delta V) \approx \text{const} \approx 2.1 \times 10^{-2}$ мДж·см⁻³·Па⁻¹, где $\Delta V = V - V_0$ – прирост объема, ΔW – энергия, вводимая в объем ΔV .

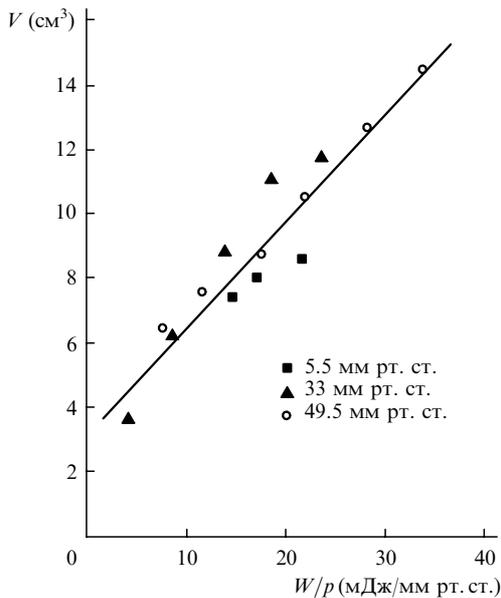


Рис.5. Зависимости объема V , занимаемого разрядом, от параметра W/p для смеси состава $\text{SF}_6 : \text{C}_2\text{H}_6 = 10 : 1$ при различных давлениях p .

4. Обсуждение результатов

Представленные результаты свидетельствуют в пользу выдвинутых ранее предположений о наличии механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале разряда в SF_6 и смесях на его основе [5–7] (а также и в ряде других сильно электроотрицательных газов [6, 7]). Естественно попытаться связать существование таких механизмов с отличительной особенностью SF_6 , а именно с его высокой электроотрицательностью.

Сильно электроотрицательные газы обладают большими приведенными напряженностями электрического поля E/N (E – напряженность поля, N – концентрация нейтральных молекул), при которых происходит электрический пробой и вводится энергия в плазму, а также большими параметрами электроотрицательности χ_a , определяемыми как отношение концентраций отрицательных ионов и электронов. В связи с этим при рассмотрении объемного самостоятельного разряда в таких сильно электроотрицательных газах, как SF_6 и лазерные смеси на основе SF_6 , необходимо учитывать следующие характерные для этих газов особенности зарядовой кинетики.

Во-первых, в таком разряде существенна роль диссоциации молекул SF_6 и других компонентов смеси электронным ударом. Действительно, при высоких E/N , близких к критическому значению $(E/N)_{\text{cr}} = 360$ Тд, в квазистационарной фазе самостоятельного разряда средняя энергия электронов в плазме приближается к порогу диссоциации SF_6 и более 80% вводимой в разряд энергии расходуется на диссоциацию [8, 9], главным образом с образованием атома F. В субмикросекундном диапазоне, типичном для рассматриваемого нами разряда, продукты разложения не успевают покинуть канал разряда, что приводит к локальному увеличению концентрации частиц N , уменьшению E/N и вследствие увеличения потерь электронов на прилипание к уменьшению электрической проводимости диффузного канала.

Во-вторых, поскольку параметр χ_a значительно превышает единицу, в разряде достигаются большие концентрации отрицательных ионов, в результате чего заметный вклад в баланс заряженных частиц может вносить отрыв электронов от отрицательных ионов. Обычно учитывается разрушение отрицательных ионов при их столкновении с нейтральными молекулами и/или в результате ассоциативной ионизации. Однако в диапазоне средних давлений газа ($p = 10 - 100$ мм рт. ст.) и при субмикросекундных длительностях разряда указанные процессы не дают какого-либо заметного вклада в размножение электронов [10]. Есть, однако, серьезные основания полагать, что в данном случае отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом может служить эффективным каналом поступления вторичных электронов в плазму разряда [11].

В-третьих, заметное влияние на параметры плазмы разряда в SF_6 , в том числе и на ее проводимость, может оказывать диссоциативная электрон-ионная рекомбинация, поскольку в разряде достигаются высокие концентрации положительных ионов, и основная доля энергии вводится в плазму при $E/N \approx (E/N)_{\text{cr}}$, т. е. при $\alpha \approx \eta$ (где α – коэффициент ионизации, η – коэффициент прилипания электронов). Необходимо также учитывать и ион-ионную рекомбинацию, т. к. она может существенно ограничивать концентрации ионов в плазме.

Таким образом, из сказанного следует, что в качестве

основных механизмов ограничения плотности тока СИОР могут рассматриваться диссоциация молекул SF₆ электронным ударом, приводящая к снижению скорости ионизации и увеличению скорости прилипания электронов в результате локального уменьшения параметра E/N в диффузном канале, а также электрон-ионная рекомбинация, обуславливающая рост потерь электронов при увеличении плотности тока в канале. В [5] на качественном уровне было показано также, что к ограничению плотности тока может приводить и прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆. Однако отсутствие в литературе надежных данных о константах скоростей указанных реакций затрудняет количественную оценку роли последнего процесса в балансе заряженных частиц в плазме.

Для проверки соответствия высказанных выше предположений имеющимся экспериментальным данным было проведено моделирование СИОР. Канальная структура разряда моделировалась набором параллельно включенных резистивных элементов, сопротивление которых определялось по формуле $R_c = U/[Se(n_i^- v_i^- + n_i^+ v_i^+ + n_e v_e)]$, где U – напряжение на разрядном промежутке; S – площадь катода; e – заряд электрона; n_i^- , n_i^+ , n_e , v_i^- , v_i^+ , v_e – концентрации и скорости дрейфа отрицательных и положительных ионов и электронов соответственно. Аналогично [12] концентрации частиц определялись из решения уравнений непрерывности для каждого сорта частиц совместно с уравнениями Кирхгофа для разрядного контура. Неоднородность начальных условий для развития каналов по длине катода имитировалась заданием разной начальной концентрации электронов в каждом из каналов. Помимо ионизации SF₆ электронным ударом и прилипания электронов к молекулам SF₆ в расчете учитывались следующие процессы:

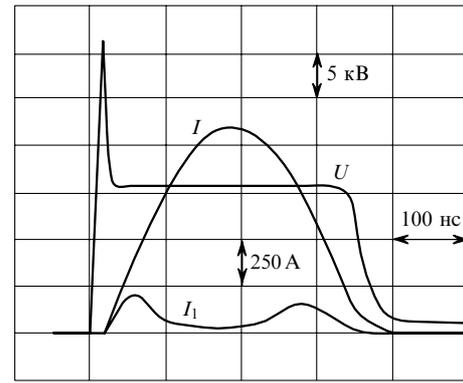
1. *Диссоциация SF₆ электронным ударом.* Число продиссоциировавших молекул определялось как $N_d = W/q_F$, где W – введенная в разряд энергия, а $q_F = 4.5$ эВ – энергетическая «цена» образования атома F [13].

2. *Отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом.* Предполагалось, что в плазме доминируют отрицательные ионы SF₆⁻, т. к. реакции перезарядки за время разряда не успевают произойти, а сечения образования других отрицательных ионов электронным ударом слишком малы [9, 10]. Константа скорости разрушения отрицательных ионов электронным ударом k_d была оценена как 10^{-7} см³/с в предположении, что она не должна быть меньше константы скорости упругого рассеяния электронов на молекулах SF₆ [11].

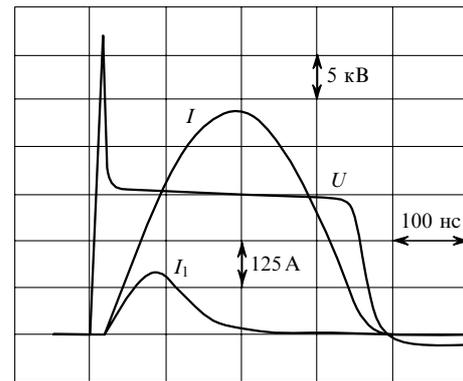
3. *Диссоциативная электрон-ионная рекомбинация.* Константа скорости этого процесса $\beta_{ei} = 10^{-7}$ см³/с была оценена в предположении, что в плазме разряда в SF₆ доминируют положительные ионы SF₅⁺ [9] и что $\beta_{ei} \sim T_e^{-1/2}$, где T_e – электронная температура.

4. *Ион-ионная рекомбинация.* В этом случае константа скорости $\beta_{ii} = 2 \times 10^{-8}$ см³/с для близких к критическому значений E/N была взята из [14].

В расчете моделировался СИОР с девятью каналами, что приблизительно соответствует условиям эксперимента, проведенного по схеме рис.1,а. На рис.6 показаны расчетные осциллограммы напряжения U , общего тока разряда I и тока через отдельный канал (для которого задавалась максимальная начальная концентрация электронов) I_1 для плотности введенной в плазму разряда энергии 80 и 40 Дж/л. Как видно из рис.6,а, при большой



а



б

Рис.6. Расчетные осциллограммы напряжения U , общего тока разряда I и тока через первый канал I_1 для удельного энерговклада 80 (а) и 40 Дж/л (б).

вводимой энергии ток через отдельный канал имеет два максимума, что качественно согласуется с осциллограммой тока через инициирующий проводник (см. рис.4) в плоской геометрии промежутка и с наблюдаемым в эксперименте перераспределением интенсивности свечения каналов при развитии СИОР в промежутке нож – плоскость (см. рис.2). При уменьшении энергии, вводимой в плазму, возврат тока пропадает (рис.6,б).

Расчеты также показывают, что в пределах точности оценки констант k_d и β_{ei} отрыв электронов электронным ударом и электрон-ионная рекомбинация практически компенсируют друг друга. Поэтому основным механизмом, ответственным за ограничение плотности тока в канале СИОР, следует признать диссоциацию молекул SF₆ и других компонентов смеси HF(DF)-лазера. Представляется, однако, целесообразным уточнение значений k_d и β_{ei} . Следует отметить, что данная модель (как, впрочем, и любая нульмерная модель, не учитывающая изменения объема СИОР во времени) претендует, в основном, на качественную иллюстрацию процесса перераспределения токов в каналах при включении в рассмотрение возможных механизмов ограничения плотности тока.

Отметим также, что отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом необходимо учитывать при анализе процессов, определяющих развитие неустойчивости объемного разряда в SF₆ и других сильно электроотрицательных газах.

Обратим еще раз внимание на результат, вытекающий из исследований динамики отдельного диффузного канала: СИОР развивается при приблизительно постоянном энергетическом параметре $W/(Vp)$.

5. Заключение

Результаты исследований динамики СИОР в разрядных промежутках с различной геометрией согласуются с предположением о том, что развитие этой формы разряда контролируется механизмами ограничения плотности тока в диффузном канале. Можно полагать, что наиболее значимым процессом, приводящим к ограничению тока и определяющим свойства СИОР, является диссоциация SF₆ и других компонентов смесей нецепных HF(DF)-лазеров электронным ударом.

1. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Письма в ЖТФ*, **22**, 60 (1996).
2. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **64**, 1439 (2000).
3. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Oreshkin V.F., Saifulin A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3886**, 370 (1999).
4. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *II Междунар. конф. по физике плазмы и плазменным технологиям* (Минск, изд-е НАН Белоруссии, 1997, с.154).
5. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 207 (2000).
6. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. *Proc. XIII Intern. Conf. on Gas Discharge and their Applications* (Glasgow, UK, 2000, v.1, p.409).
7. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. *Proc. XXV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Nagoya, Japan, 2001, v.1, p.255).
8. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. В кн. *Химия плазмы* (М.: Энергоиздат, 1987, с.240).
9. Nakano N., Shimura N., Petrovic Z.L., Makabe T. *Phys. Rev. E*, **49**, 4455 (1994).
10. Hilmert H., Schmidt W.F. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **24**, 915 (1991).
11. Белевцев А.А., Биберман Л.М. *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт*, **3**, 74 (1976).
12. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 483 (2000).
13. Гордон Е.Б., Матюшенко В.И., Репин П.Б., Сизов В.Д. *Химическая физика*, **8**, 1212 (1989).
14. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 629 (2001).