

Самоиницирующий объемный разряд в нецепных HF-лазерах на смесях SF₆ с углеводородами

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

Исследован объемный самостоятельный разряд без предыонизации – самоиницирующий объемный разряд (СИОР) в нецепных HF-лазерах на смесях SF₆–C₂H₆. Установлено, что после первичного локального пробоя разрядного промежутка СИОР распространяется по промежутку в направлениях, перпендикулярных направлению электрического поля, посредством последовательного возникновения перекрывающихся диффузных каналов при близком к квазистационарному разрядном напряжении. Показано, что с появлением новых каналов ток через каналы, сформировавшиеся ранее, уменьшается. Объем, занимаемый СИОР, увеличивается с увеличением вводимой в плазму энергии, а при ограничении объема разряда диэлектрической поверхностью напряжение горения растет одновременно с ростом тока. Рассмотрены возможные механизмы, объясняющие наблюдаемые явления – диссоциацию SF₆ и прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆. Развита простая аналитическая модель, позволяющая на качественном уровне описать эти механизмы.

Ключевые слова: HF-лазер, самоиницирующий объемный разряд, ионизация газа.

Введение

Основной проблемой, возникающей при создании мощных широкоапертурных нецепных HF(DF)-лазеров с инициированием химической реакции объемным самостоятельным разрядом (ОСР), является получение самого ОСР в смесях SF₆ с водородоносителями (дейтериеносителями). Возможности применения для этих целей обычных методов, основанных на предварительной ионизации газа в однородном электрическом поле с последующим приложением к промежутку высоковольтного импульса [1], ограничены из-за сильной электроотрицательности молекул SF₆.

Новый подход к решению проблемы увеличения объема активной среды и энергии излучения нецепных HF(DF)-лазеров был найден нами в [2–4]. В [3] при исследовании нецепного HF(DF)-лазера с предыонизацией мягким рентгеновским излучением было обнаружено, что характеристики ОСР и выходные характеристики лазера не зависят от наличия предыонизации, если поверхность катода подвергнута обработке, сопровождающейся нанесением на нее мелкомасштабных (~50 мкм) неоднородностей. Иными словами, если катод имеет шероховатую поверхность, для получения ОСР в смесях HF(DF)-лазера предыонизация не является необходимой.

В [4] также показана возможность создания ОСР без предыонизации с однородным по объему энерговкладом в условиях высокой краевой неоднородности электрического поля в разрядном промежутке HF(DF)-лазера. Эти исследования позволили увеличить апертуру нецепного HF(DF)-лазера на смесях SF₆ с углеводородами (угле-

дейтеридами) до 27 см и получить энергию излучения ~400 Дж при электрическом КПД примерно 4% [8].

ОСР без предыонизации в SF₆ и в смесях на его основе – самоиницирующий объемный разряд (СИОР) [5] – имеет ряд необычных для объемных разрядов свойств. Обнаружение разряда такой формы открывает уникальные возможности для создания простых и эффективных нецепных HF(DF)-лазеров, работающих как в импульсном, так и в импульсно-периодическом режимах. В связи с этим представляет несомненный интерес дальнейшее исследование СИОР с целью установления основных механизмов, определяющих его развитие. Это и составило предмет настоящей работы.

1. Экспериментальная установка

Исследования характеристик СИОР проводились в разрядных промежутках с электродами различной конфигурации (рис.1) при соотношении парциальных давлений компонентов смесей SF₆:C₂H₆=10:1–10:3 и $pd=0.02–0.7$ см·атм (p – давление смеси, d – межэлектродное расстояние). Интегральные характеристики разряда и динамика его развития изучались с использованием системы плоских электродов, схематически изображенных на рис.1,а. СИОР зажигался при $d=2–6$ см между катодом из Al диаметром 6 см, скругленным (радиус 1 см) по периметру и анодом из Al диаметром 12 см. Поверхность катода, включая скругления, подвергалась пескоструйной обработке.

Для изучения динамики СИОР на этот промежуток разряжалась искусственная линия с варьируемым числом ячеек [6], что позволяло, изменяя время экспозиции напряжения на промежутке в пределах 40–400 нс при постоянном токе, проследить развитие разряда во времени и в пространстве путем его фотографирования при различных экспозициях напряжения. В остальных иссле-

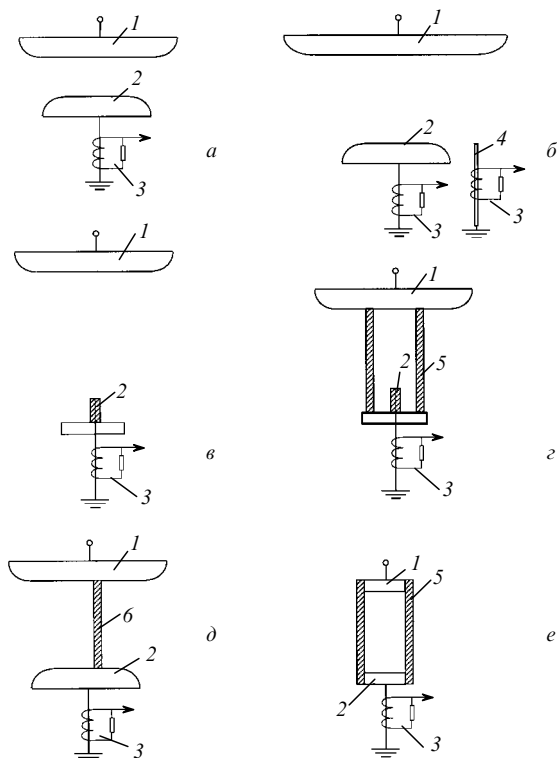


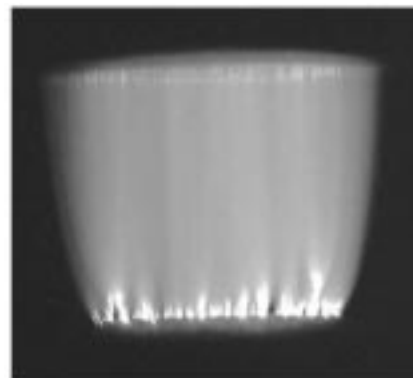
Рис.1. Разрядные промежутки с электродами различной конфигурации:
1 – анод; 2 – катод; 3 – пояс Роговского; 4 – инициирующий электрод;
5 – стеклянная трубка; 6 – стеклянная пластина.

дованиях СИОР с применением данной и других систем электродов, показанных на рис.1, для создания объемного разряда использовался разряд конденсатора. Сбоку разрядные промежутки (рис.1,а, б) подсвечивались слаботочной ($I < 3$ А), искрой, заключенной в кварцевую оболочку. Такая искра не могла обеспечить объемной фотоионизации газа, но за счет инициирования электронов на катоде позволяла стабилизировать разброс времен задержки пробоя промежутка. Разрядные промежутки в схемах на рис.1,в – е не подсвечивались.

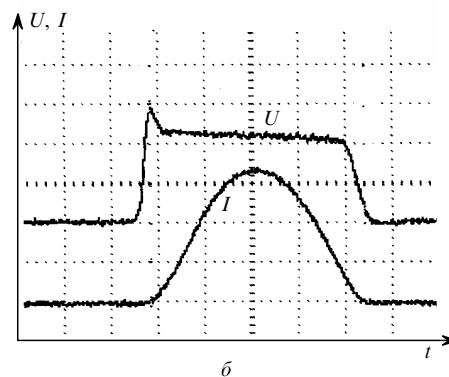
Динамика развития СИОР изучалась также в системе электродов с секционированным катодом (рис.1,б). Здесь основной катод и анод были такими же, как и на рис.1,а, но параллельно основному катоду на расстоянии 5 мм по горизонтали от его края подключался заземленный проводник диаметром 1.5 мм (инициирующий электрод). Расстояние по вертикали между поверхностью катода и концом проводника подбиралось таким, чтобы при инициировании разряда слаботочной искрой пробой промежутка происходил сначала на проводник.

Катодом в системе электродов на рис.1,в, г служил провод в полиэтиленовой изоляции с диаметром жилы 1.5 мм (разряд происходил между стержнем и плоскостью). В таких экспериментах СИОР исследовался в условиях, когда на катоде может образовываться не более одного катодного пятна. В разрядном промежутке, показанном на рис.1,г, сечение разряда на аноде ограничивалось стеклянной трубкой $\varnothing 6-8$ мм (ограниченный разряд), установленной между электродами так, что ее верхний край касался поверхности анода.

В схеме, приведенной на рис.1,д, плоские электроды (такие же, как на рис.1,а) переключались диэлектрической пластиной с толщиной 2 мм и поперечным размером



а



б

Рис.2. Фотография СИОР в системе плоских электродов (а) и типичные осциллограммы тока I и напряжения U СИОР, развертка 100 нс/дел. (б).

50 мм. В системе электродов, показанной на рис.1,е, СИОР заигался при межэлектродном расстоянии (расстоянии между двумя алюминиевыми дисками $\varnothing 3.6$ см), равном 5.5 см; диски помещались в кварцевую трубку с внутренним $\varnothing 3.8$ см, электроды имели острые края, поверхность катода была подвергнута пескоструйной обработке.

2. Результаты эксперимента

Типичная фотография СИОР в системе плоских электродов приведена на рис.2,а. На рис.2,б представлены соответствующие осциллограммы тока I и напряжения U . Из рис.2 видно, что СИОР по внешнему виду не отличается от обычного ОСР с предыонизацией. Он представляет собой совокупность расширяющихся к аноду диффузных каналов, привязанных к ярким катодным пятнам. Перекрываясь, диффузные каналы дают общее диффузное свечение. Несмотря на значительное усиление электрического поля на краю промежутка, эта область практически не выделена, и катодные пятна покрывают всю поверхность катода.

Осциллограммы напряжения и тока СИОР также являются типичными для ОСР в электроотрицательных газах. Энергия в плазму СИОР вводится при квазистационарном напряжении U_{qs} . Напряжение U_{qs} в смесях SF_6 с углеводородами при содержании последних не более 17% слабо зависит от их парциального давления. Зависимость U_{qs} от pd при $pd = 0.05-2.5$ см·атм и удельных вкладах энергии в плазму разряда до 0.2 Дж/см³ хорошо описывается выражением $U_{qs} = A + Bp_{SF_6}d$, где p_{SF_6} – парциальное давление SF_6 в смеси. Для чистого SF_6 и смесей $SF_6:C_2H_6 = 10:1, 10:2$ имеем соответственно $A =$

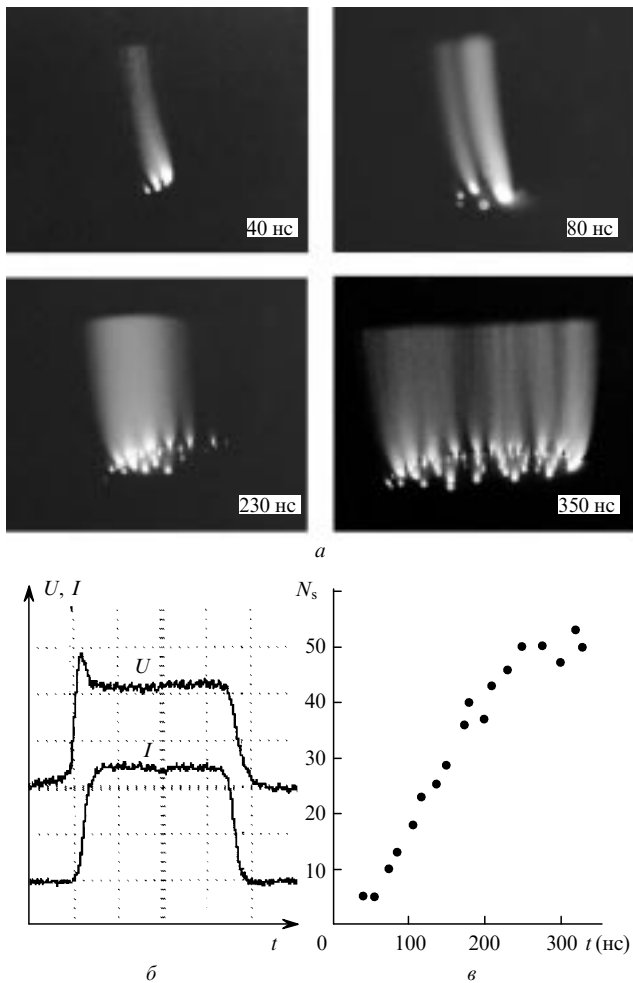


Рис.3. Характеристики СИОР: фотографии СИОР в системе плоских электродов в различные моменты времени (искровая подсветка слева) (а) и осциллограммы напряжения U и тока I СИОР при разряде на промежутке искусственной линии, состоящей из 20 ячеек (развертка 100 нс/дел.) (б), а также зависимость числа пятен на катоде N_s от времени (в).

0.72, 0.79, 1.1 кВ, $B = 92.7, 94.8, 96.4$ кВ/см·атм. Полученное в настоящих экспериментах B близко к известной [7] критической приведенной напряженности электрического поля $(E/p)_{cr} = 89$ кВ/см·атм (различие составляет $\sim 8\%$).

Отличия СИОР от ОСР с предыонизацией проявляются в динамике их развития. На рис.3 представлены результаты исследований динамики развития СИОР в системе плоских электродов (рис.1,а) при разряде на промежутке искусственной линии с варьируемым числом ячеек. Как видно из рис.3, в отличие от ОСР с предыонизацией СИОР загорается первоначально в зоне максимального усиления электрического поля на краю промежутка в виде одного или нескольких диффузных каналов, привязанных к катодным пятнам. Свечение разряда в остальной части промежутка в этот момент времени не регистрируется. Каналы, сформировавшиеся первыми, как бы инициируют появление следующих каналов, и СИОР распространяется по промежутку перпендикулярно направлению электрического поля при постоянном (равном U_{qs}) напряжении, постепенно заполняя весь промежуток. Полное число пятен на катоде увеличивается от момента пробоя промежутка практически прямо пропорционально времени, т.е., с учетом условий эксперимента, пропорционально вводимой в разряд энергии.

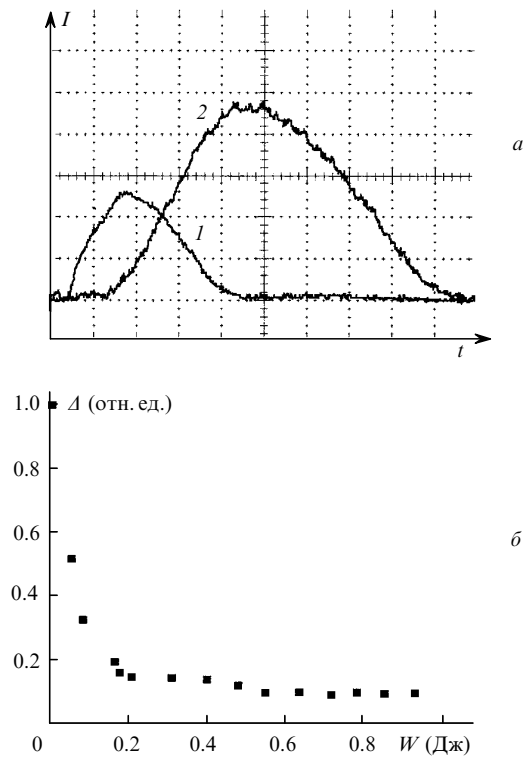


Рис.4. Осциллограммы тока через инициирующий (1) и основной (2) катоды (39.7 А/дел., развертка 50 нс/дел.) (а) и зависимость относительной доли энергии Δ , прошедшей через инициирующий электрод, от полной энергии W (б).

Поскольку развитие СИОР в описываемых условиях эксперимента происходит при постоянном токе (за исключением переднего и заднего фронтов), то с появлением новых каналов ток через каналы, сформировавшиеся раньше, должен уменьшаться. Перечисленные особенности развития СИОР позволяют предположить наличие механизмов ограничения тока в SF₆ и смесях на его основе, затрудняющих протекание всей энергии через один канал. Представляется, что именно эти механизмы и обуславливают в значительной мере существование столь необычной формы разряда, как СИОР, в том числе и возможность его получения в промежутках с высокой краевой неоднородностью поля.

О существовании подобных механизмов свидетельствуют также результаты экспериментов в системе электродов с имитацией первого диффузного канала инициирующим электродом (см. рис.1,б). Из рис.4,а, на котором представлены характерные осциллограммы разрядного тока через инициирующий (кривая 1) и основной (кривая 2) катоды, видно, что действительно ток через инициирующий катод появляется заметно раньше, чем через основной, и его максимум достигается в тот момент, когда основной ток еще продолжает расти.

На рис.4,б показана зависимость доли энергии Δ , пропускаемой инициирующим катодом, от полной энергии W , введенной в разряд. Величина Δ монотонно уменьшается с увеличением W , достигая насыщения, что еще раз свидетельствует в пользу существования механизмов, препятствующих протеканию всей энергии СИОР через один канал.

Отметим, однако, что в рассматриваемом эксперименте имитация начального диффузного канала с помощью специального электрода не вполне адекватна реаль-

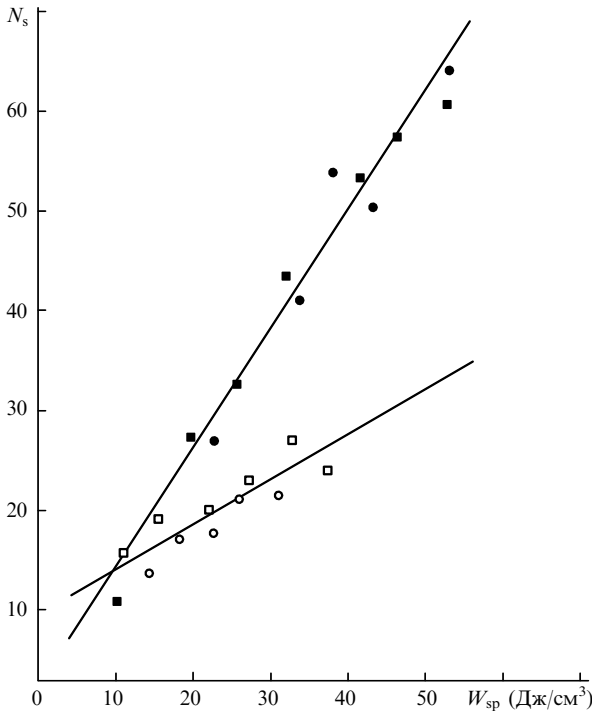


Рис.5. Зависимости числа катодных пятен N_s от удельного энерго-вклада W_{sp} для смеси состава $SF_6:C_2H_6 = 10:1$ при $d = 6$ см, $p = 33.6$ мм рт. ст. (■), $d = 2$ см, $p = 33.6$ мм рт. ст. (●), $d = 6$ см, $p = 16.8$ мм рт. ст. (□) и $d = 2$ см, $p = 16.8$ мм рт. ст. (○).

ным условиям, поскольку для гарантированного начала разряда с иницирующего катода приходилось выдвигать последний приблизительно на 1 мм над поверхностью основного катода. По этой причине имитируемый начальный диффузный канал заметно отличался по яркости и поперечным размерам от каналов в основном промежутке, в то время как в реальных условиях этого не наблюдалось (см. рис.2).

На рис.5 представлены типичные зависимости полного числа пятен на катоде N_s от средней плотности вводимой в плазму энергии W_{sp} , снятые в системе плоских электродов для разных d и p . Изменение W_{sp} в процессе экспериментов осуществлялось изменением зарядного напряжения и зарядной емкости, варьировалась также длительность тока разряда. Видно, что при фиксированном p величина N_s слабо зависит от d . Точки в пределах ошибки удовлетворительно укладываются на линейную зависимость N_s от W_{sp} .

Следовательно, при фиксированном p число пятен на катоде определяется W_{sp} , а не плотностью и длительностью тока, причем W_{sp} задает именно полное число пятен на катоде. При малой (менее 100–150 нс) длительности тока пятна могут покрывать не всю поверхность катода, а лишь ее часть вблизи места первичного пробоя промежутка, поэтому в коротких разрядах локальная плотность пятен может быть больше, чем в длинных.

Зависимость N_s от p имеет более сложный характер: N_s растет с увеличением p , причем нелинейно. При этом наблюдается также уменьшение поперечных размеров пятен на катоде и диффузных каналов на аноде, т. е. одновременно с ростом N_s уменьшается объем, занимаемый каждым из каналов. Можно предположить, что такое влияние роста p на N_s связано с увеличением напряженности электрического поля (определяемой как $E_{qs} = U_{qs}/d$), при которой развивается СИОР и которая,

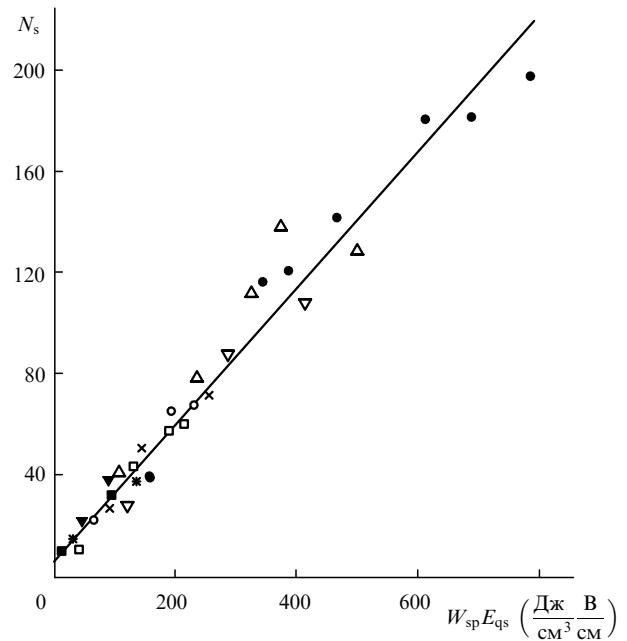


Рис.6. Зависимость числа катодных пятен N_s от $W_{sp}E_{qs}$ для смеси состава $SF_6:C_2H_6 = 10:1$ при $d = 6$ см, $p = 33.6$ мм рт. ст. (□), $d = 6$ см, $p = 16.8$ мм рт. ст. (■), $d = 4$ см, $p = 23.3$ мм рт. ст. (*), $d = 3$ см, $p = 23.3$ мм рт. ст. (▼), $d = 3$ см, $p = 33.6$ мм рт. ст. (○), $d = 3$ см, $p = 50.4$ мм рт. ст. (△), $d = 3$ см, $p = 67.2$ мм рт. ст. (●) и $d = 2$ см, $p = 33.6$ мм рт. ст. (×).

как известно [1], определяет вероятность образования катодного пятна. Построенная с учетом этого предположения зависимость N_s от параметра $W_{sp}E_{qs}$ для разных p и d приведена на рис.6. Она удовлетворительно аппроксимируется линейной функцией $N_s = a + bW_{sp}E_{qs}$, в которой константа b является, в свою очередь, функцией состояния поверхности катода и содержания углеводорода в смеси [8].

Из рис.5 и 6 следует важный для дальнейшей интерпретации механизмов развития СИОР вывод: объем, занимаемый разрядом, увеличивается при увеличении вводимой в плазму энергии, причем почти пропорционально энергии.

На рис.7,а,б представлены фотографии СИОР в системе электродов стержень–плоскость (см. рис.1,а) при $d = 5$ см, $p = 34$ мм рт. ст. в смеси состава $SF_6:C_2H_6 = 10:1$, снятые при двух значениях энергии W , введенной в плазму разряда. В этой геометрии СИОР представляет собой расширяющийся к аноду диффузный факел с ярким плазменным образованием на катоде, причем в условиях, когда на катоде не могут формироваться новые пятна, с увеличением W объем V свечения факела (аналога диффузного канала) увеличивается.

Зависимость V от W , полученная в тех же условиях, что и на рис.7, представлена на рис.8. Виден линейный рост V с увеличением W . При $W = 5$ Дж объем V составляет ~ 20 см³, а размер факела на аноде равен ~ 3.6 см. Обращает на себя внимание высокая устойчивость разряда в рассматриваемой геометрии промежутка, несмотря на то, что плотность тока на катоде $j = 1.2 \cdot 10^5$ А/см². Следует отметить, что в данной геометрии также заметно влияние длительности тока разряда на V . Этим объясняется значительный разброс точек на рис.8, поскольку в экспериментах длительность тока изменялась от 50 до 300 нс.

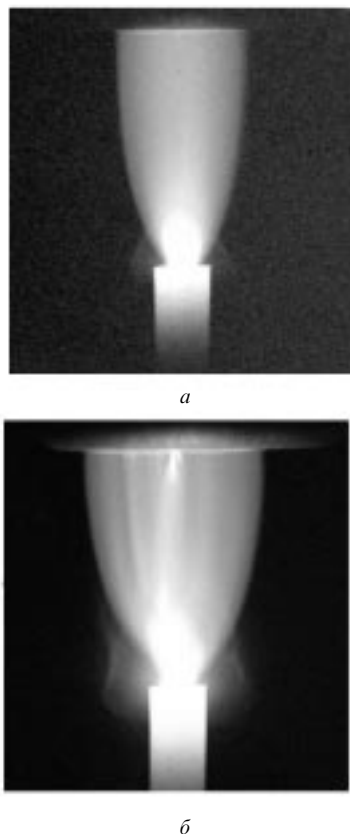


Рис.7. Фотографии СИОР в системе электродов стержень – плоскость при $W = 0.73$ Дж (а) и 2.33 Дж (б).

На рис.9,а, б представлены осциллограммы напряжения и тока СИОР в системе электродов стержень – плоскость (см. рис.1,б) для импульсов тока длительностью 100 и 200 нс при одинаковых зарядном напряжении и емкости в смеси состава SF₆:C₂H₆ = 10:3 ($p = 40$ мм рт. ст., $d = 4.4$ см). На рис.9,в, г приведены аналогичные осциллограммы напряжения и тока СИОР, снятые в

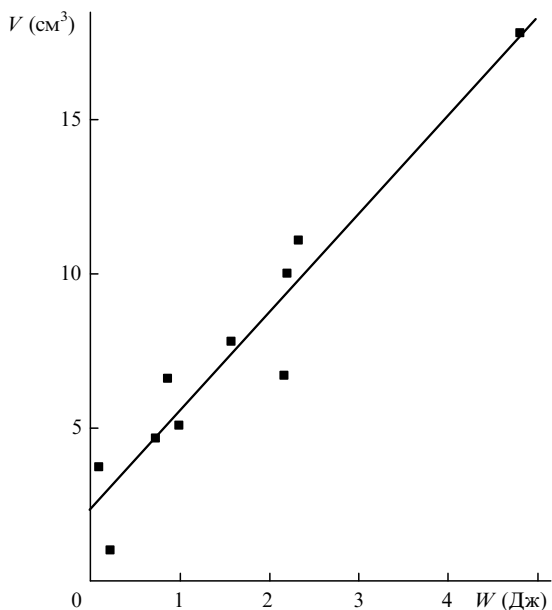


Рис.8. Зависимость объема СИОР V от энергии W в системе электродов стержень – плоскость.

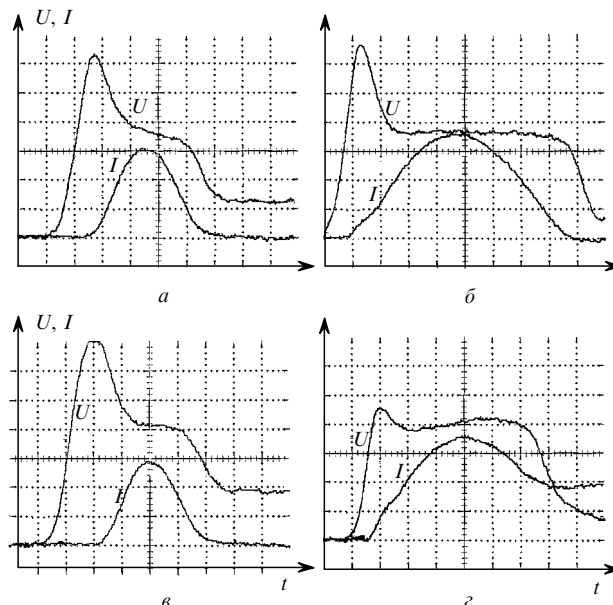


Рис.9. Осциллограммы напряжения U и тока I неограниченного (а, б) и ограниченного (в, г) СИОР в системе электродов стержень – плоскость при $\tau = 100$ (а, в) и 200 нс (б, г). Масштабы на осциллограммах: 5.1 кВ/дел. (а–г), 79.4 А/дел. (б, г), 198.5 А/дел. (а, в); временная развертка 25 нс/дел.

тех же условиях, но с ограничением размеров разряда на аноде трубкой $\varnothing 7$ мм (см. рис.1,г). Как видно из рис.9,а, б, осциллограммы напряжения и тока в системе стержень – плоскость ничем не отличаются от типичных осциллограмм, получаемых в системе плоских электродов.

Ограничение размеров разряда приводит к заметному изменению вида осциллограмм. При большой длительности импульса тока (рис.9,г) после начального спада напряжения наблюдается его возрастание одновременно с ростом тока, причем максимум тока достигается раньше, чем в «неограниченном» разряде. Уменьшается также амплитуда тока, а напряжение в его максимуме заметно больше, чем в случае «неограниченного» разряда. Подобный вид осциллограммы напряжения получается при расчете характеристик разряда с учетом прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆ [9]. Однако расчетные осциллограммы в [9] не согласуются с экспериментальными; нам не известны и другие работы, в которых наблюдалась бы подобная форма напряжения разряда в SF₆ и смесях на его основе.

При $\tau = 200$ нс ограниченный СИОР после достижения током максимума контрагирует. Уменьшение длительности тока позволяет получить неконтрагированный ограниченный СИОР (см. рис.9,в). В этом случае излом на осциллограмме напряжения отсутствует, и при общем повышении напряжения горения разряда «полка» становится менее наклонной. Отметим, что наблюдаемая на рис.9,в, г модификация импульса напряжения при ограничении размеров СИОР связана именно с увеличением удельного энерговклада в плазму, поскольку в условиях данного эксперимента разряд в процессе ввода энергии расширяться не может.

На рис.10 представлены зависимости U_{qs} от энергии $W_{1/2}$, введенной в плазму разряда до достижения максимума тока, в системе электродов стержень – плоскость для ограниченного (кривая 1) и неограниченного (кривая 2) СИОР; U_{qs} определялось в максимуме тока. Видно, что

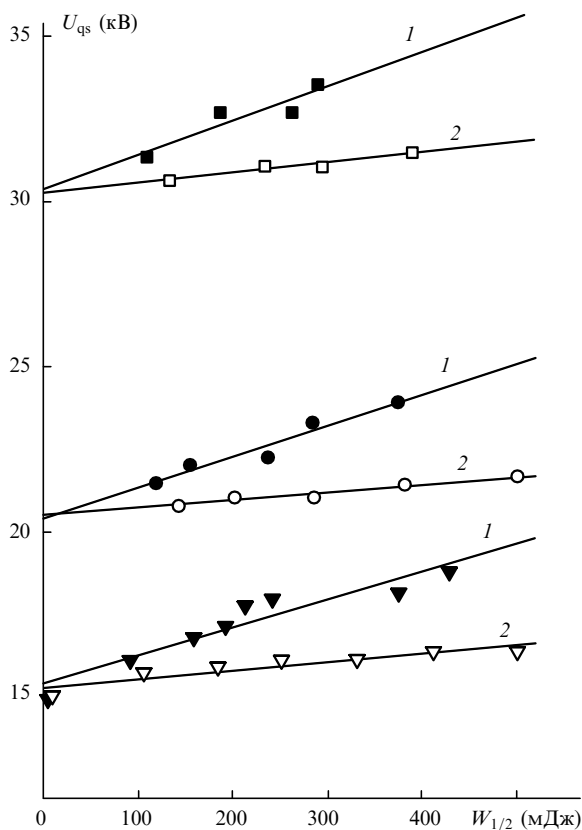


Рис.10. Зависимости U_{qs} от энергии $W_{1/2}$ для ограниченного (1) и неограниченного (2) СИОР при $p = 33.6$ (треугольники), 45.8 (кружки) и 67.2 мм рт. ст. (квадраты); смесь $SF_6:C_2H_6 = 10:1$, $d = 4$ см.

с увеличением $W_{1/2}$ в ограниченном СИОР наблюдается заметный рост U_{qs} , существенно более заметный, чем в неограниченном СИОР. Относительное увеличение U_{qs} (в сравнении с U_{qs} неограниченного СИОР) при одинаковых $W_{1/2}$ тем больше, чем меньше p , т. е. чем больше энергия, вводимая в плазму в расчете на единицу объема и на молекулу.

Результаты, представленные на рис.9 и 10, свидетельствуют об увеличении коэффициента прилипания электронов в смесях на основе SF_6 при увеличении удельного энерговклада в плазму разряда.

Следствием существования механизмов, ограничивающих пропускаемую отдельным диффузным каналом СИОР энергию и приводящих к увеличению занимаемого разрядом объема при увеличении вводимой энергии, является возможность получения объемного разряда в системах электродов, изображенных на рис.1,д, е. На рис.11 показаны фотографии разряда в воздухе и смеси

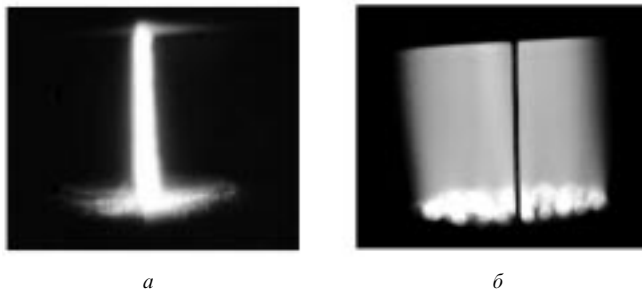


Рис.11. Фотографии разряда в системе плоских электродов, замкнутой стеклянной пластиной, в воздухе (а) и смеси состава $SF_6:C_2H_6 = 10:1$ (б).

си состава $SF_6:C_2H_6 = 10:1$ при давлении 65 мм рт. ст., полученные в системе замкнутых диэлектрической пластиной плоских электродов (см. рис.1,д). Как и следовало ожидать, разряд в воздухе развивается в виде искрового пробоя зазора по поверхности диэлектрической пластины, объемная фаза полностью отсутствует. В смеси $SF_6-C_2H_6$ разряд имеет выраженный объемный характер, по внешнему виду и осциллограммам он совершенно не отличается от СИОР, получаемого в этой же системе в отсутствие пластины (за исключением того, что на фотографии видна черная полоса в месте расположения пластины).

В системе с поперечными размерами электродов, близкими к внутреннему диаметру трубки (см рис.1,е), для смеси состава $SF_6:C_2H_6 = 10:1$ и $p = 15-65$ мм рт. ст. разряд также носит выраженный объемный характер. При $W_{sp} > 0.05$ Дж/см³ поверхностная плотность катодных пятен имеет максимум в центральной зоне катода, как и в обычном промежутке с плоскими электродами, не ограниченными диэлектрической поверхностью.

При последующих зажиганиях СИОР без смены смеси в этой системе электродов наблюдается заметное увеличение U_{qs} и уменьшение тока. Поскольку в рассматриваемом случае СИОР занимает весь объем разрядной камеры (см. рис.1,е), данный факт свидетельствует о том, что в смеси газов, образовавшихся в результате диссоциации исходных продуктов, эффективный коэффициент ионизации меньше, чем в исходной смеси. Отметим, что объемный разряд в трубке с внутренним диаметром, близким к диаметру электродов, в смеси SF_6-H_2 был получен ранее в [10], однако авторы [10] не интерпретировали этот результат.

3. Обсуждение результатов

Итак, для СИОР характерны следующие процессы: последовательное образование диффузных каналов (с одновременным уменьшением тока через ранее возникшие каналы) при развитии СИОР в промежутке с плоской геометрией, расширение зоны диффузного свечения в промежутке стержень – плоскость и рост напряжения горения с увеличением удельной энергии. Как уже отмечалось, по-видимому, эти процессы в значительной мере определяются механизмами ограничения тока в проводящем канале, зависящими от удельного энерговклада. Рассмотрим два возможных механизма, приводящих к этому, – диссоциацию SF_6 электронным ударом и прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF_6 .

Прежде всего заметим, что при параметре E/N , близком к критическому значению, практически вся вводимая в SF_6 энергия идет на диссоциацию [14] (здесь E – напряженность электрического поля, N – суммарная концентрация нейтральных частиц). Доминирующим при этом, согласно [7, 11], является канал $SF_6 \rightarrow SF_4 + 2F$.

Потенциал ионизации атомов F (17.42 эВ) превышает таковой для SF_6 (15.7 эВ) [12], поэтому заметного вклада образующихся атомов F в суммарную ионизацию ожидать не следует даже при их значительных концентрациях. Что касается прилипания электронов, то образование отрицательных ионов F^- по любому из возможных механизмов заведомо не может, как показывают оценки [13], конкурировать с прилипанием электронов к молекулам SF_6 . Порог возбуждения F равен 12.7 эВ [12] (компо-

ненту основного дублета с пороговой энергией ~ 0.05 эВ можно в данном случае, разумеется, не учитывать), т. е. лежит в области интенсивного возбуждения электронным ударом термов SF₆ [14]. Кроме того, есть основания полагать, что и неупругие процессы с участием молекул SF₄ тоже сколько-нибудь существенно не влияют на энергетический спектр электронов в разряде.

Таким образом, имея в виду качественный характер рассматриваемых моделей и пренебрегая в этой связи различием в сечениях упругого рассеяния электронов на молекулах SF₆ и продуктах его разложения, можно полагать, что влияние диссоциации SF₆ сказывается лишь на уменьшении параметра E/N по мере увеличения N с ростом удельного энергоклада. Зависимости основных транспортных коэффициентов от E/N разумно при этом взять такими же, как и в чистом SF₆. В частности, будем считать, что эффективный коэффициент ионизации $\alpha_{\text{ef}} = AN[E/N - (E/N)_{\text{cr}}]$, где $(E/N)_{\text{cr}}$ – критическая величина параметра E/N [7]. В зависимости от введенной в газ удельной энергии $\int_0^t E j d\tau$ суммарную концентрацию нейтральных частиц N запишем в виде

$$N(t) = N_0 \left(1 + \alpha \int_0^t E j d\tau \right).$$

Здесь j – плотность тока; N_0 – начальная концентрация газа; коэффициент α выражается через константу диссоциации k_d и считается в дальнейшем постоянным. Условием допустимости подобной записи является $\alpha \int_0^t E j d\tau \ll 1$.

Переходя к «энергетической» переменной $q = \alpha \int_0^t E j d\tau$ [15], для плотности электронов $n_e(q)$ в канале имеем

$$\frac{dn_e}{dq} = \frac{A}{\alpha e} \left(1 - \frac{1+q}{K_n} \right), \quad (1)$$

где e – заряд электрона; $K_n = E/E_{\text{cr}}$ – коэффициент перенапряжения; E_{cr} – критическое поле при $N = N_0$. Из уравнения (1) следует, что зависимость $n_e(q)$ имеет максимум при $q = q_{\text{max}} = K_n - 1$ и, таким образом, в результате диссоциации SF₆ плотность электронов в канале начинает падать при $q > q_{\text{max}}$.

Если использовать рекомендуемую в [7] аппроксимацию зависимости дрейфовой скорости электронов в SF₆ от E/N , плотность тока в канале $j(q) \sim n_e(q)(1+q)^{-0.6}$. Очевидно, плотность тока в канале также проходит через максимум, но при $q = q' < q_{\text{max}}$. В условиях эксперимента $K_n \approx 1$ и, следовательно, $q \ll 1$, так что использование линейного по q приближения оправданно. Существенным доводом в пользу важной роли диссоциации элегаза в СИОР является и тот факт, что, согласно [14], доля вводимой в разряд энергии, затрачиваемая на разложение SF₆, растет по мере уменьшения E/N в представляющем интерес диапазоне значений $E/N > 200\tau d$.

Не составляя труда на качественном уровне проследить и влияние прилипания электронов $N_{\text{SF}_6}^*$ к колебательно-возбужденным молекулам SF₆. Соответствующая система уравнений с учетом (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dq} &= \frac{A}{\alpha e} \left(1 - \frac{1+q}{K_n} \right) - \frac{\eta_a^*(q) N_{\text{SF}_6}^*(q)}{\alpha e E}, \\ \frac{dN_{\text{SF}_6}^*}{dq} &= \frac{\eta^*(q) N(q)}{\alpha e E}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\eta^*(q)$ и $\eta_a^*(q)$ – коэффициенты колебательного

возбуждения и прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆, соответственно. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dq} &= \frac{A}{\alpha e} \left(1 - \frac{1+q}{K_n} \right) - Q(q), \\ Q(q) &= \frac{\eta_a^*(q)}{\alpha^2 e^2 E^2} \int_0^q N(s) \eta^*(s) ds. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) следует, что зависимость $n_e(q)$ проходит через максимум при $q = q'' = q_{\text{max}} - \alpha e K_n Q(q'')/A$. Поскольку при любом q значение $Q(q) \geq 0$, то $q'' > q_{\text{max}}$. Отсутствие сколько-нибудь детальной информации относительно η^* и η_a^* затрудняет, однако, возможность дальнейшей конкретизации значения q'' .

Можно убедиться, что учет дополнительных факторов, существенно усложнив математическое описание, принципиально не изменит полученный результат: диссоциация SF₆ электронным ударом и прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆ действительно могут являться механизмами ограничения тока в проводящем канале в рабочих средах HF-лазера. Важно вместе с тем отметить, что привлечение одних только механизмов ограничения тока в проводящем канале само по себе еще недостаточно для полного понимания наблюдаемых в эксперименте процессов, в частности распространения разряда в глубь промежутка в направлении, перпендикулярном приложенному полю.

Заключение

Таким образом, в работе исследован самоиницирующий объемный разряд в смесях SF₆ с углеводородами, применяемых в качестве рабочих сред нецепных HF-лазеров. Установлены следующие закономерности развития СИОР:

– После первичного локального пробоя разрядного промежутка СИОР распространяется по нему в направлении, перпендикулярном направлению электрического поля, в результате последовательного возникновения перекрывающихся диффузных каналов. С появлением новых каналов ток через каналы, сформировавшиеся ранее, уменьшается.

– Объем, занимаемый СИОР, практически линейно увеличивается с увеличением вводимой в плазму энергии, а при ограничении объема разряда диэлектрической поверхностью напряжение горения растет одновременно с ростом тока.

Выведено предположение о существовании механизмов ограничения тока в проводящем канале, связанных с удельной выделяемой в плазме энергией, которые препятствуют протеканию всей вводимой энергии через отдельный канал. Показано, что такими механизмами могут быть диссоциация SF₆ и прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF₆.

1. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Физика импульсного пробоя газов* (М., Наука, 1991).
2. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Письма в ЖТФ*, **22**, № 23/246, 60 (1996).
3. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 213 (1997).
4. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **25**, 123 (1998).
5. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Oreshkin V.F. *Proc. SPIE*, **3574**, 374 (1998).

6. 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).
7. Бортник И.М. *Физические свойства и электрическая прочность элегаза* (М., Энергоатомиздат, 1998).
8. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *IX Конф. по физике газового разряда* (Рязань, изд-е Рязан. радиотехнич. акад., 1998, с. 58).
9. Richeboeuf L., Pasquiers S., Legentil M., Puech V. *J.Phys.D:Appl. Phys.*, **31**, 373 (1998).
10. Запольский А.Ф., Юшко К.Б. *Квантовая электроника*, **6**, 408 (1979).
11. Гордон Е.Б., Матюшенко В.И., Репин П.Б., Сизов В.Д. *Химическая физика*, **8**, 1212 (1989).
12. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Справочник по атомной и молекулярной физике* (М., Атомиздат, 1980).
13. Massey H.S.W. *Negative ions* (Oxford, Cambridge Press, 1976).
14. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. В кн. *Химия плазмы* (М., 1987, с. 240).
15. Belevtsev A.A. *Proc.XIII Intern.Conf.Dielectric Liquids (ICDL'99)* (Nara, Japan, 1999, p. 675).

V.V.Apollonov, A.A.Belevtsev, S.Yu.Kazantsev, A.V.Saifulin, K.N.Firsov. **Self-initiating volume discharge in nonchain HF lasers based on SF₆–hydrocarbon mixtures.**

A self-sustained volume discharge without preionisation, i.e. a self-initiated volume discharge (SIVD), in nonchain HF lasers based on SF₆–C₂H₆ mixtures was investigated. It was established that, after the primary local electrical breakdown of the discharge gap, the SIVD spreads along the gap in directions perpendicular to that of the electric field by means of the successive formation of overlapping diffuse channels under a discharge voltage close to its quasi-steady state value. It is shown that, as new channels appear, the current flowing through the channels formed earlier decreases. The volume occupied by the SIVD increases with increase in the energy deposited in the plasma and, when the discharge volume is confined by a dielectric surface, the discharge voltage increases simultaneously with increase in the current. The possible mechanisms which explain the observed phenomena, namely the dissociation of SF₆ molecules and attachment of electrons to vibrationally excited SF₆ molecules, are examined. A simple analytical model, which makes it possible to describe these mechanisms at a qualitative level, was developed.