

## ФИЗИКА РАЗРЯДА В МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

А. А. Богомаз

*Институт проблем электрофизики Российской Академии наук*

*191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18*

*E-mail: rutberg@iperas.spb.su*

В настоящее время наблюдается усиление интереса к исследованию плотных плазменных состояний. Он связан как с достижением экстремальных параметров в перетяжках быстрых импульсных разрядов, близких к термоядерным, так и с получением равновесных состояний при разряде через замороженные дейтериевые нити. Однако высокие параметры плазмы при этом даже в самых благоприятных случаях существуют меньше одной микросекунды в объемах не более одного кубического миллиметра и требуют для своей реализации сложной ускорительной техники. В таких разрядах скорость нарастания тока ( $dJ/dt$ ) составляет величину порядка  $10^{14}$  А/с и более. Также плотные плазменные состояния с концентрацией электронов ( $10^{19}$ – $10^{20}$ ) см<sup>-3</sup> и температурой ( $10^4$ – $5 \cdot 10^5$ ) К могут быть получены в разрядах с начальной концентрацией плазмообразующего газа ( $10^{20}$ – $10^{22}$ ) см<sup>-3</sup>. Для разрядов, в которых реализуются такие параметры, в качестве источников питания могут применяться более простые и дешевые устройства (конденсаторные батареи, ударные генераторы, индуктивные накопители), а  $dJ/dt$  составляет величину ( $10^8$ – $10^{12}$ ) А/с. Плазма с приведенными выше параметрами может быть получена в объемах, достигающих нескольких кубических сантиметров. Высокие значения температуры и концентрации заряженных частиц в таких разрядах дают возможность использовать их в качестве источников форплазмы в термоядерных исследованиях, в качестве источников ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, в различного типа электрофизических метательных устройствах, импульсных генераторах плазмы и т. д.

В данном докладе приводятся результаты исследований разрядов высокого и сверхвысокого давлений при сравнительно высоком уровне введенной энергии. Диапазон параметров таких разрядов:

- скорость нарастания тока  $dJ/dt$ : ( $10^8$ – $10^{12}$ ) А/с;
- амплитуда тока  $J_{\max}$ : (0.1–2.0) МА;
- время разряда: (0.005–2) мс;
- начальное давление плазмообразующего газа  $P_0$ : (0.1–350) МПа;
- вводимая в газ энергия: (0.1–10) МДж;
- рабочие газы: водород, гелий, азот, воздух, аргон.

Результаты исследований сильноточного разряда в средах различных газов при начальном давлении 0.1–350 МПа показали, что плотность газа оказывает сильное влияние на свойства дуги [1–5]. При приведенных выше параметрах разряды обладают повышенным энергосодержанием и повышенной устойчивостью.

В задачу работы входило как определение характеристик самого канала разряда, так и исследование процесса теплообмена между дугой и окружающим канал разряда газом. Особое внимание при этом было уделено разрядам в легких газах – водороде и гелии, которые использовались в мощных электроразрядных ускорителях.

Высокая плотность энергии в канале разряда, благодаря которой на электроды поступает поток энергии  $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, делает неизбежным образование эрозионных плазменных струй с электродов. Как будет показано ниже, такие струи заметно влияют на свойства разряда в целом и на его теплообмен с окружающим газом, что резко отличает их от разрядов с меньшей плотностью тока, где струи заметной роли не играют. При  $dJ/dt \sim 10^{11}$ – $10^{12}$  А/с каналом разряда генерируются ударные волны, которые также влияют на теплообмен. Наибольшее влияние на характеристики разрядов с указанными выше параметрами оказывают скорость ввода энергии, род газа и конструкция разрядной камеры.

Ниже приводятся некоторые наиболее интересные результаты исследований таких разрядов.

### Конструкции генераторов плотной плазмы

Схема конструкции генератора плотной плазмы, который использовался при исследованиях разряда со скоростью нарастания тока  $dJ/dt \sim 10^8$  А/с и начальном давлении 0.1–4.0 МПа, приведена на рис. 1. Разряд инициировался взрывом вольфрамовой проволочки, натянутой между набивным цилиндрическим катодом и анодной вставкой из меди. Внутренний диаметр разрядной камеры  $\sim 100$  мм. Амплитуда тока достигала величины 200 кА при длительности разряда  $\sim 1$  мс.

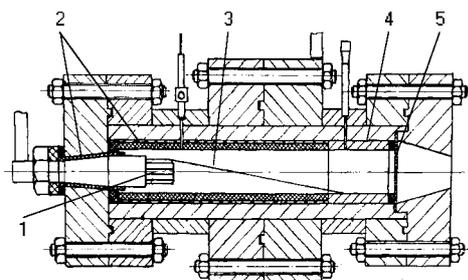
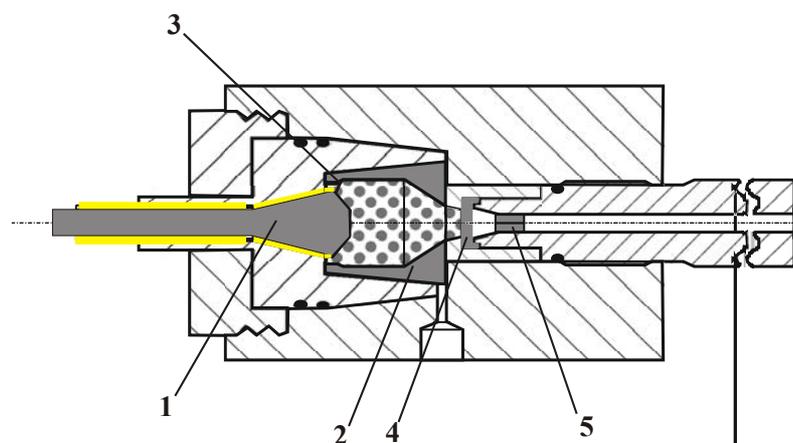


Рис. 1. Импульсный плазмотрон ИМПП-1: 1 – катод, 2 – изоляция, 3 – инициирующая проволочка, 4 – анод, 5 – диафрагма

В диапазоне скоростей нарастания тока  $dJ/dt$   $(0.6 - 1.8) \cdot 10^{10}$  А/с исследовались разряды в водороде и азоте при начальном давлении 5–40 МПа. Амплитуда тока достигала величины 2 МА при длительности разряда  $\sim 500$  мкс. Исследования проводились в камере высокого давления мощного электроразрядного ускорителя, которая собственно и является генератором плотной плазмы (рис. 2). Величина конечного давления, близкая к пределу прочности конструкции, не позволяла ослаблять конструкцию камеры окном и проводить оптические измерения при полномасштабном эксперименте. Поэтому для более полных исследований физики разряда была создана диагностическая камера с диагностическими окнами в двух вариантах конструкции (рис. 3). В первом варианте была сохранена геометрия электроразрядного ускорителя (рис. 3-а). Во втором исследовании проводились с симметричноаксиальными электродами (рис. 3-б), что исключало движение дуги по электродам.



#### Начальные параметры эксперимента:

Начальное давление - 20-40 МПа;  
Зарядное напряжение - 4-20 кВ;  
Ток - 50-2000 кА;  
Запасаемая энергия - 0,1-18 МДж;  
Длина баллистической трассы - 50м .

Рис. 2. Камера высокого давления электроразрядного ускорителя тел:  
1 – катод, 2 – анод, 3 – инициирующая проволочка, 4 – диафрагма, 5 – ускоряемое тело

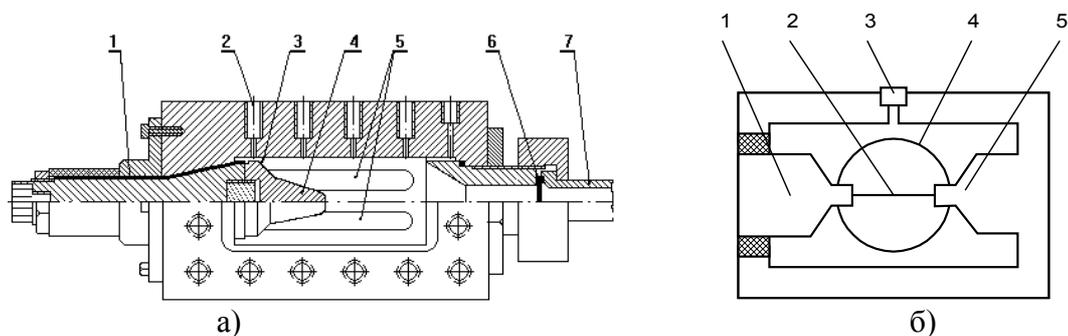


Рис. 3. Диагностические разрядные камеры с различной геометрией электродной системы: а) коаксиальная; 1 – изоляция, 2 – гнездо датчика давления, 3 – инициирующая проволока, 4 – катод, 5 – диагностическое окно, 6 – мембрана, 7 – выхлопной узел; б) аксиальная; 1 – катод, 2 – инициирующая проволока, 3 – датчик давления, 4 – диагностическое окно, 5 – анод

Схема конструкции разрядной камеры для исследования разряда в воздухе при начальном атмосферном давлении и при начальном давлении в гелии до 15 МПа при скорости нарастания тока  $dJ/dt - 6 \cdot 10^{11}$  А/с представлена на рис. 4. Максимальная амплитуда разрядного тока  $\sim 600$  кА. Длительность полупериода разрядного тока 6–8 мкс. Иницирование разряда осуществлялось короткой разрядного промежутка струей плазмы из инжектора, находящегося в аноде. В катод помещался пьезоэлектрический датчик давления со стержнем, с помощью которого было измерено давление по оси разряда. Второй пьезоэлектрический датчик помещался на стенке разрядной камеры.

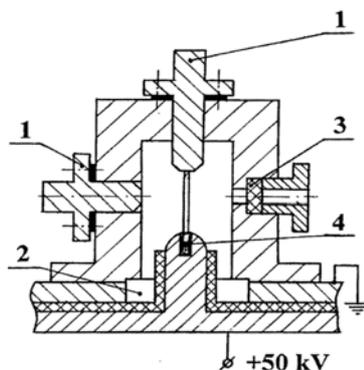


Рис. 4. Разрядная камера для исследования быстрого разряда: 1 – датчики давления, 2 – пояс Роговского, 3 – диагностическое окно, 4 – плазменный инжектор

Для исследования разрядов сверхвысокого давления в водороде (при давлении водорода до 400 МПа) была создана установка с предварительным адиабатическим сжатием газа непосредственно перед разрядом. При этом максимальная концентрация молекул водорода перед разрядом достигала  $3 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Амплитудное значение разрядного тока достигало величины 220 кА при скорости нарастания тока  $\sim 10^9$  А/с. Схема конструкции установки представлена на рис. 5 [6].

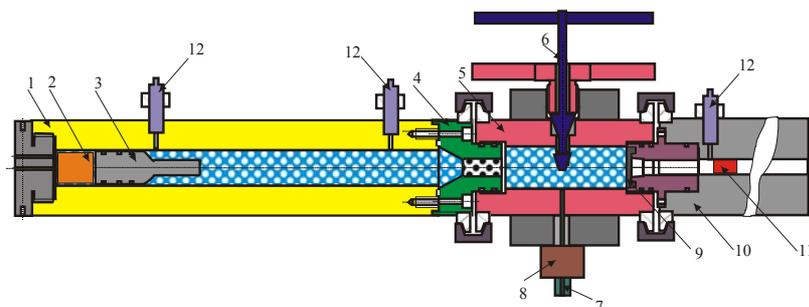


Рис. 5. Комбинированный ускоритель тел с предварительным сжатием рабочего газа: 1 – канал сжатия, 2 – пороховой заряд, 3 – поршень, 4 – переходной узел, 5 – разрядная камера, 6 – катод, 7 – газоподвод, 8 – обратный клапан, 9 – диафрагма, 10 – ствол, 11 – метаемое тело, 12 – датчики давления

Перед пуском разрядная камера и канал сжатия накачивается водородом до давления 10–20 МПа. В первой ступени происходит адиабатическое сжатие газа поршнем под воздействием порохового заряда. В конце сжатия давление газа в разрядной камере достигает 250–350 МПа при концентрации частиц  $(2-3) \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Запуск емкостного накопителя осуществляется после достижения максимального давления в разрядной камере. После этого происходит нагрев газа электрической дугой и его истечение через выхлопной узел.

### Методы диагностики

Принципиальные трудности исследования дуг в подобных системах с токами в сотни и тысячи килоампер при высоких и сверхвысоких давлениях прежде всего связаны с высокой плотностью плазмы. Такая плазма обладает высоким коэффициентом поглощения излучения. В этом случае возникает ситуация, когда традиционные оптические методы диагностики дают информацию в основном о переходных и внешних областях дуги. Высокие тепловые и радиационные потоки практически исключают возможность контактной диагностики плотной плазмы таких разрядов. Кроме того, значительные технические требования к методам диагностики предъявляются в связи с высоким уровнем электромагнитных, акустических и тепловых помех, сопровождающих такие эксперименты.

В наших исследованиях применялись скоростное фотографирование канала разряда как в покадровом режиме, так и в режиме фоторазвертки. Определялась яркостная температура канала разряда, фотографировался его спектр. Просвечиванием плазмы определялся коэффициент ее оптического поглощения. Была разработана схема для скоростных теневых исследований. Схемы оптических измерений приведены на рис. 6–9.

Ряд важных сведений, таких как введенная в разрядный объем энергия, динамика движения токового канала, образование ударных и акустических волн может быть получен при использовании импульсных датчиков давления. Для измерения давления наряду с использованием серийных пьезоэлектрических датчиков Т-500, Т-6000 нами был разработан пьезоэлектрический датчик (рис. 10) со стержнем, обладающим высоким уровнем помехозащищенности и временным разрешением 0,6 мкс. При измерении давления по оси разряда пьезоэлектрический датчик с передающим кварцевым или керамическим стержнями вводился в катод. Нагрузка на турмалиновый пьезоэлемент уменьшалась за счет акустического рассогласования стержней и обжатия переднего стержня резиной. Датчик калибровался ударно-волновым методом. При сопоставлении показаний датчика с остальными измерениями учитывалась задержка, связанная со временем распространения импульса давления по переднему стержню датчика.

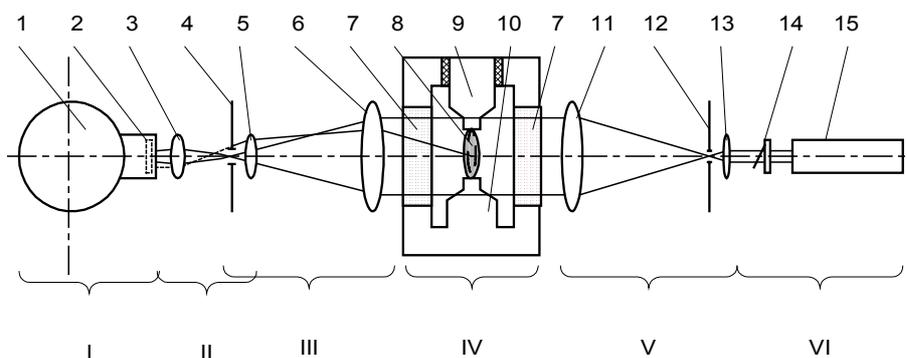


Рис. 6. Схема теневой установки: I – скоростная фотокамера ЖЛВ-2, II – согласующий объектив, III – приемная часть теневой установки, IV – разрядная камера, V – коллиматорная часть теневой установки, VI – источник подсветки; 1 – скоростная фотокамера ЖЛВ-2, 2 – светофильтры, 3 – второй компонент согласующего объектива, 4 – визуализирующая диафрагма, 5 – первый компонент согласующего объектива, 6 – приемный объектив, 7 – диагностические окна, 8 – дуга, 9 – катод, 10 – анод, 11 – коллиматорный объектив, 12 – устройство чистки пучка, 13 – конденсор, 14 – электродинамический затвор, 15 – аргонный лазер ЛГН-402

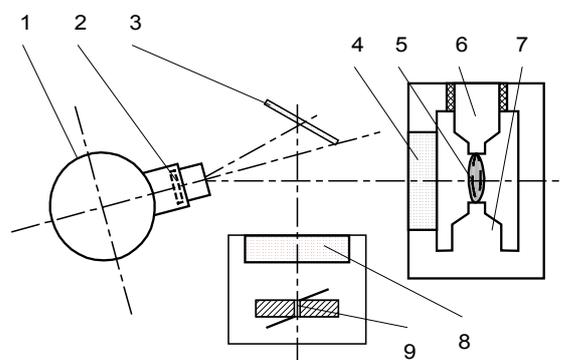


Рис. 7. Схема измерений яркостной температуры: 1 – скоростная кинокамера ЖЛВ-2, 2 – нейтральные фильтры, широкополосный зеленый фильтр, интерференционный фильтр  $5500 \text{ \AA}$ , 3 – зеркало, 4, 8 – окна, 5 – дуга, 6 – катод, 7 – анод, 9 – эталонный капиллярный источник яркости Подмошенского

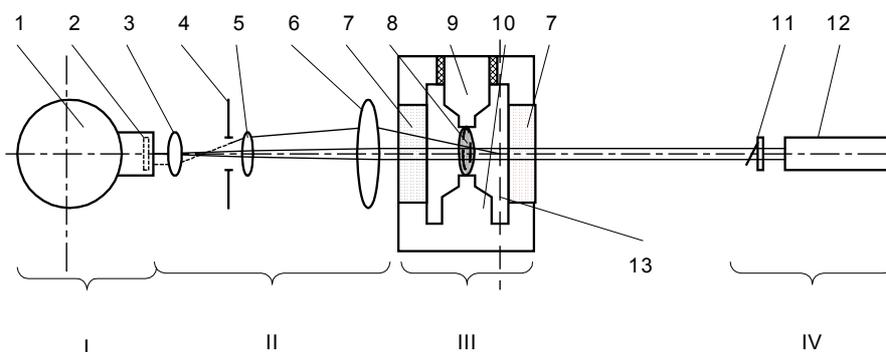


Рис. 8. Измерение оптического поглощения при помощи просвечивания лазером: I – скоростная фотокамера ЖЛВ-2, II – согласующая оптика, III – разрядная камера, IV – источник подсветки; 1 – скоростная фотокамера ЖЛВ-2, 2 – светофильтры, 3 – третий компонент согласующей оптической системы, 4 – диафрагма, 5 – второй компонент согласующей оптической системы, 6 – первый компонент согласующей оптической системы, 7 – диагностические окна, 8 – дуга, 9 – катод, 10 – анод, 11 – электродинамический затвор, 12 – аргонный лазер ЛГН-402, 13 – плоскость фокусировки

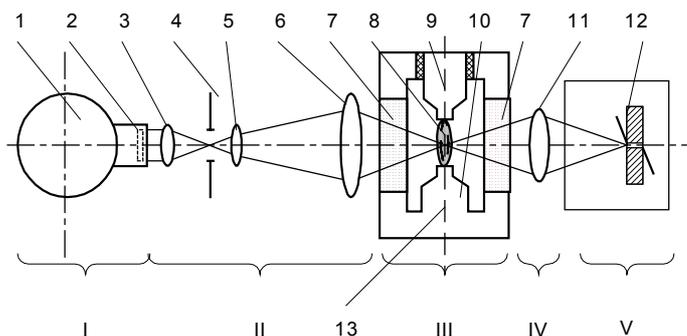


Рис. 9. Измерение оптического поглощения при помощи просвечивания капиллярным разрядом: I – скоростная фотокамера ЖЛВ-2, II – согласующая оптика, III – разрядная камера, IV – согласующий объектив, V – источник подсветки; 1 – скоростная фотокамера ЖЛВ-2, 2 – светофильтры, 3 – третий компонент согласующей оптической системы, 4 – диафрагма, 5 – второй компонент согласующей оптической системы, 6 – первый компонент согласующей оптической системы, 7 – диагностические окна, 8 – дуга, 9 – катод, 10 – анод, 11 – согласующий объектив, 12 – эталонный капиллярный источник яркости Подмошенского, 13 – плоскость фокусировки

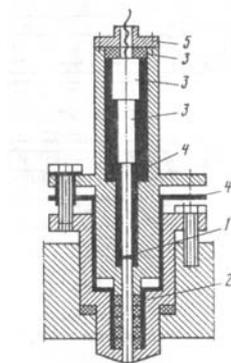


Рис. 10. Схема конструкции импульсного датчика давления: 1 – турмалиновый пьезоэлемент; 2 – уплотнение; 3 – звукопоглотитель; 4 – изоляция; 5 – кабельный разъем

### Результаты исследований

*При скорости нарастания тока  $dJ/dt (1-3) \cdot 10^8$  А/с* исследовались разряды в водороде, гелии, азоте и аргоне при начальном давлении 0.1–4 МПа [7]. Источником питания служили конденсаторная батарея, индуктивные накопители и ударные генераторы с энергозапасом от 100 кДж до 10 МДж [8]. Получены фоторазвертки свечения разрядов различных газах (рис. 11). Изображение фоторазвертки соответствовало области посредине между анодом и катодом. Были определены температуры канала разряда и скорости его расширения  $(7-15) \cdot 10^3$  К и  $(0.8-6.0) \cdot 10^2$  м/с соответственно (рис. 12 и табл. 1). При оценке механизмов теплообмена между дугой и окружающим ее газом установлено, что для случая водорода нагрев газа происходит за счет турбулентного переноса тепла. Определены режимы горения, при которых с уменьшением расстояния между электродами наблюдается рост амплитуды колебаний давления газа во время нагрева.

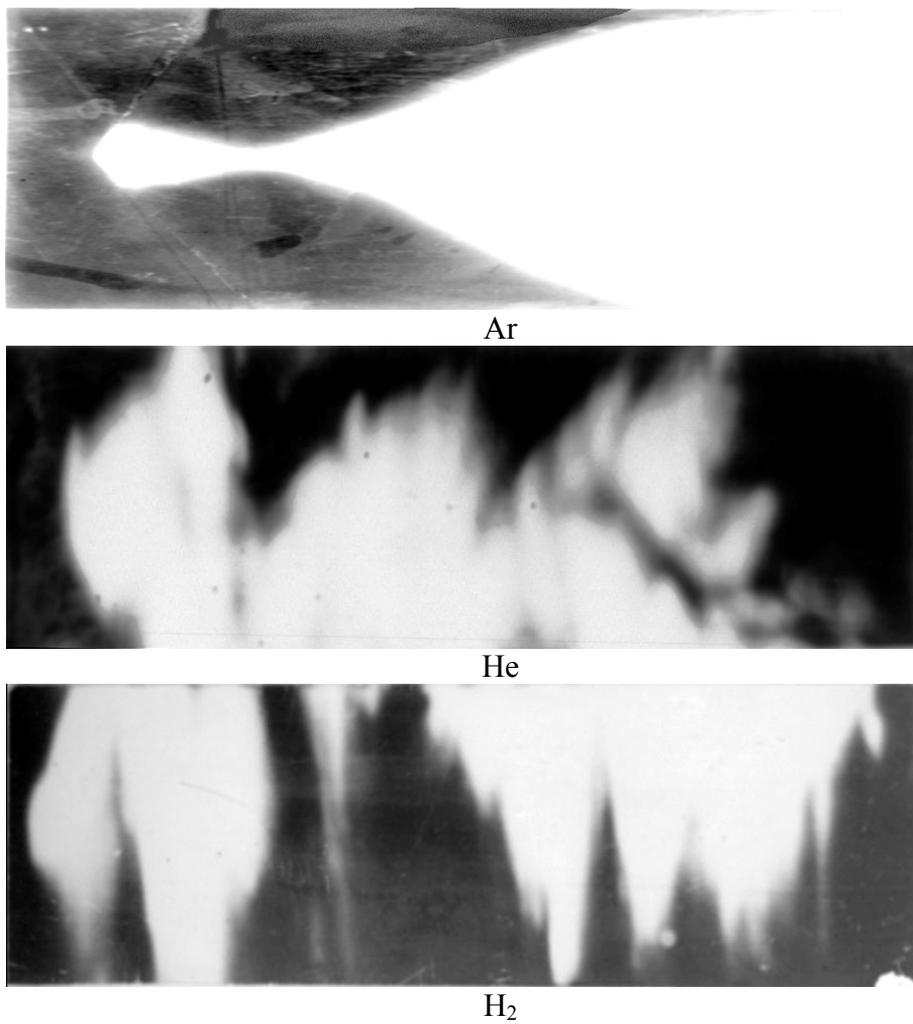


Рис. 11. Фоторазвертки расширения канала разряда в водороде, гелии, аргоне

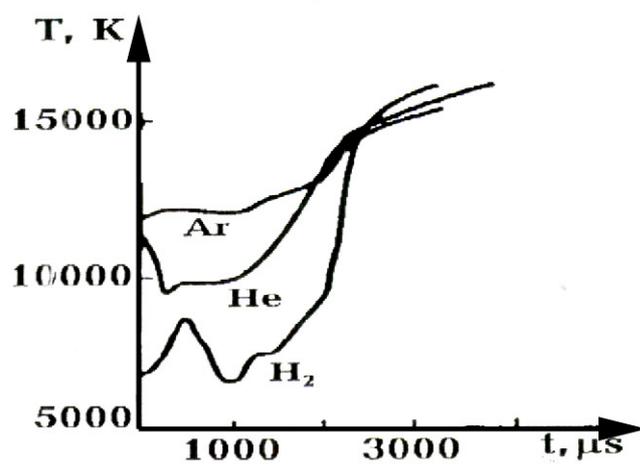


Рис. 12. Температура канала разряда в различных газах.

Таблица 1

Скорость расширения канала разряда в различных газах.  
Измерение скорости расширения: I – по интенсивности свечения,  
P – по показаниям датчика давления

Газ	P <sub>нач</sub> , атм	V <sub>расш</sub> , м/с	
		I	P
H <sub>2</sub>	1,8	–	175
	6	152	150
	10	210	200
	12,5	–	250
He	1,3	600	–
	10	244	200
	15	164	–
	21	190	–
Ar	1,9	192	280
	5,4	161	–
	9,6	97	–
	20	76	–

Обнаруженному турбулентному режиму при горении водородной дуги соответствует возникновение колебаний напряжения и колебаний давления в камере [9], что приводит к росту эффективности нагрева газа с уменьшением расстояния между электродами (рис. 13). Такое поведение водородной дуги было зарегистрировано при амплитуде разрядного тока 80 кА, расстояниях между анодом и катодом 5–30 см, величине начального давления водорода 1.6 МПа и длительности первого полупериода разрядного тока 2 мс.

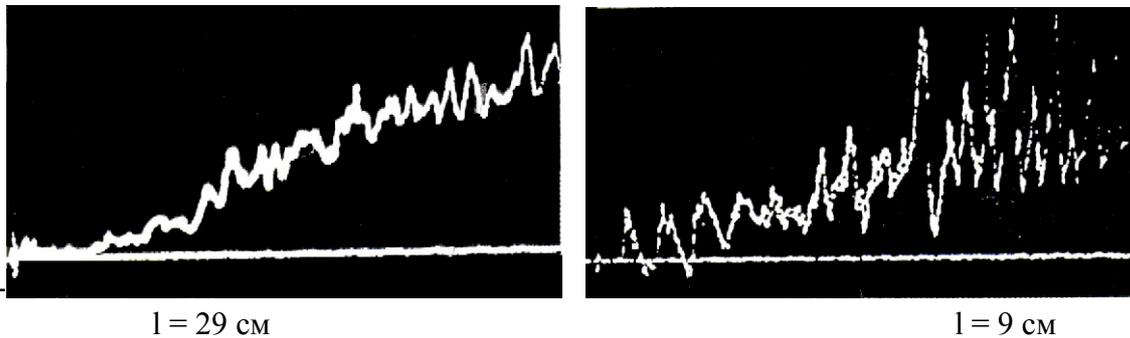


Рис. 13. Возрастание амплитуды колебаний давления при разряде в водороде при уменьшении расстояния между электродами

Разряд в водороде отличается от разрядов в остальных газах значительно большими величинами суммы приэлектродных падений. Они были получены экстраполяцией на нуль длины разрядного промежутка и составили величину  $U = 1$  кВ (рис. 14) [9].

С увеличением атомного номера газа, в котором происходит разряд, степень турбулентности разряда падает и играет все меньшую роль в газообмене между дугой и газом. Так, на фотооразвертках свечения разряда для гелия турбулентность еще заметна, а для аргона расширение канала происходит симметрично без выбросов.

Наблюдается рост колебаний давления с уменьшением расстояния между электродами. Возникновение таких колебаний связано с образованием электродных струй и приводит к лучшему теплообмену. Например, нами было установлено увеличение эффективности передачи энергии от дуги к газу с уменьшением расстояния между электродами.

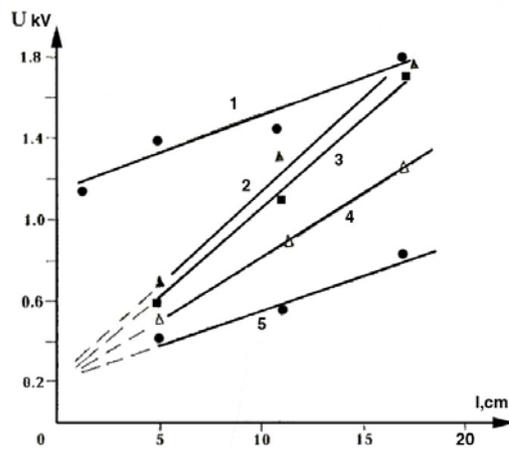


Рис. 14. Зависимость падения напряжения на дуге от длины разрядного промежутка

Взаимодействие струй с электродов наблюдается на скоростных фотографиях разряда в диагностической камере (см. рис. 3). Электродные струи, обнаруженные при исследованиях в диагностической камере, присутствуют и в камере, изображенной на рис. 1 и являются одной из причин возникновения турбулентности. Дополнительной причиной возникновения турбулентности является взаимодействие электродных струй и возникновение плазменной тарелки. Еще одной из причин, вызывающих эффективное перемешивание газа в объеме камеры, может быть подсос его эрозионными электродными струями (рис. 15 [10]).

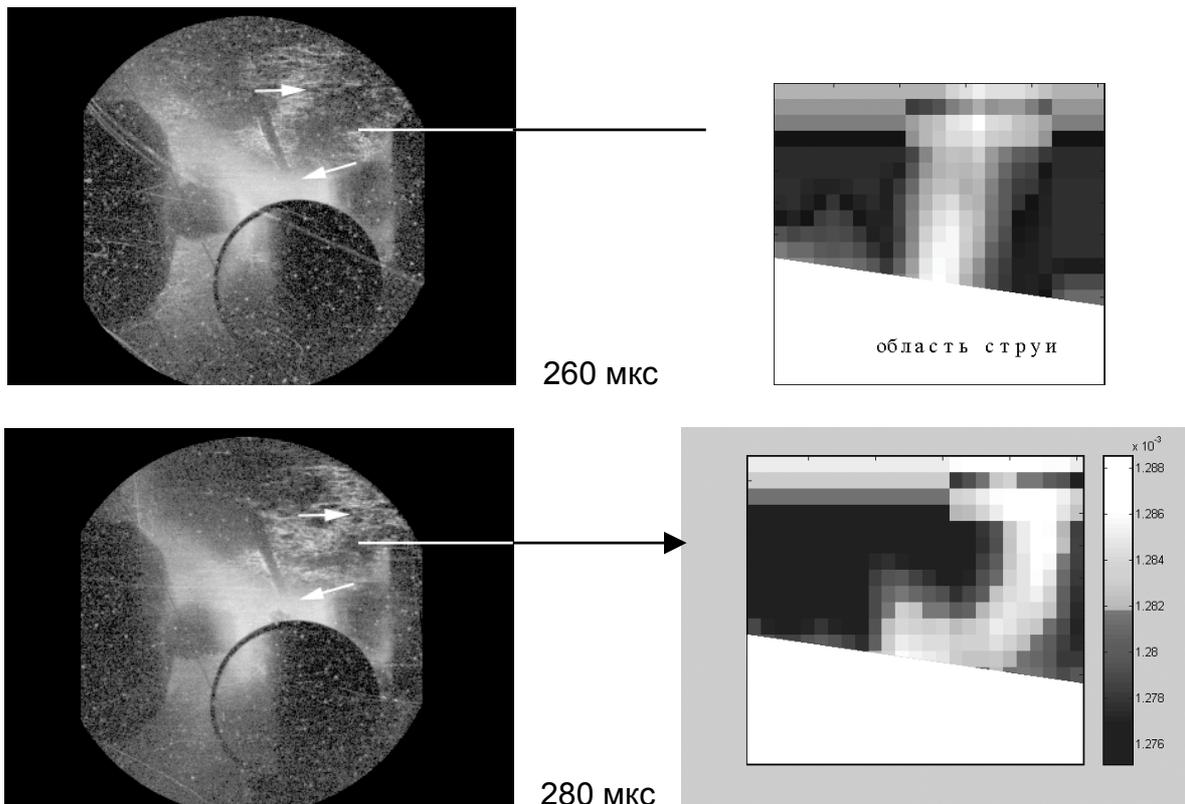


Рис. 15. Теневая картина движения газа в разрядном объеме и соответствующее распределение плотности [в  $\text{г/см}^3$ ] (вольфрамовые электроды 6 мм диаметром, межэлектродное расстояние 12 мм, газ – воздух, анод – слева, катод – справа,  $J_{\text{max}} = 110 \text{ кА}$ )

Проведенные в последнее время исследования в диагностической камере показали [11], что высокие падения напряжения вблизи электродов (см. рис. 14) в водороде также обусловлены струями, возникающими при высоких плотностях энергии у электродов.

Прежде всего, представляет интерес механизм передачи энергии от разряда к газу для случая, соответствующего турбулентному режиму горения в водороде. Плотность нормальных атомов в зоне разряда обычно порядка  $10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ; в объеме же, не занимаемом разрядом, плотность приблизительно на порядок выше. Так как зона разряда занимает меньше половины объема камеры, то, следовательно, основная масса рабочего газа сосредоточена вне зоны разряда.

Энергия излучения  $W_{\text{изл}} = \sigma T^4 S t$ , где  $\sigma = 5.668 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{град}^4$  – постоянная Стефана – Больцмана,  $S$  – средняя площадь поверхности разряда,  $t$  – время передачи энергии. Для водорода при условии, что плазма излучает как черное тело с температурой поверхности  $\sim 10^4 \text{ К}$ , мощность излучения будет  $\sim 6 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ . Для типичного случая, соответствующего начальному давлению 10 атм., величина  $S = 250 \text{ см}^2$ ,  $t \approx 1 \text{ мс}$ , и, следовательно,  $W_{\text{изл}} \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ Дж}$ . Таким образом, максимально отводимая за счет излучения энергия по всей площади поверхности разряда не может превышать 10 % суммарной энергии. Следует, однако, заметить, что в действительности разряд излучает как черное тело лишь в диапазоне длин волн до  $5000 \text{ \AA}$ , а значит, энергия излучения еще меньше.

Энергия, рассеиваемая в звуковых колебаниях, может быть оценена следующим образом. Средняя по пространству плотность звуковой энергии  $W_{\text{зв}} = 0.5 \rho v_a^2 = 0.5 (p_m)^2 / \rho (v_{\text{зв}})^2$ , где  $v_a$  – амплитуда колебательной скорости,  $p_m$  – амплитуда давления в звуковой волне,  $\rho$  – плотность газа,  $v_{\text{зв}}$  – скорость звука в газе.

Для рассматриваемого случая ( $p_m \sim 50 \text{ атм.}$ ,  $v_{\text{зв}} \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ )  $W_{\text{зв}} \approx 5 \text{ Дж/см}^3$ , и если считать, что колебания происходят в объеме камеры, занятой разрядом, то вся энергия, запасенная в колебаниях, составит не более  $3 \cdot 10^3 \text{ Дж}$ ; следовательно, она будет составлять величину порядка процентов от суммарной энергии разряда.

По-видимому, основным механизмом, ответственным за передачу энергии, является турбулентный перенос. Действительно, энергия, передаваемая таким образом, равна

$$W_T = \kappa_T \nabla T S t.$$

Сильная турбулентность может поддерживаться струями из зоны горения к холодному газу. Необходимое для эффективного турбулентного теплообмена число Рейнольдса должно составлять  $10^6 - 10^8$ . Вычисленные по данным эксперимента числа Рейнольдса в нашем случае составляли величину порядка  $10^7 - 10^8$ .

Коэффициент турбулентной теплопередачи  $\kappa_T = \rho C_v D_T$ , где  $D_T \approx l_T v$  – коэффициент турбулентной диффузии;  $l_T$  – характерный размер, соответствующий радиусу разряда;  $v$  – средняя скорость распространения неоднородностей. При поверхностной температуре разряда  $10^4 \text{ К}$  получим:  $D_T \sim 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$  ( $l_T \cong 4 \text{ см}$ ,  $v \cong 10^4 \text{ см/с}$ ),  $\kappa_T = 0.85 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot 10^4 \cong 10^2 \text{ Вт/см} \cdot \text{град}$ . Следовательно, мощность теплового потока  $q_T = \kappa_T \nabla T = 10^2 \cdot 10^4 \approx 10^6 \text{ Вт/см}$ .

Учитывая среднюю поверхность разряда и время теплопередачи, турбулентный перенос может полностью обеспечить требуемую передачу энергии газу ( $1.5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^6 \text{ Дж}$ ).

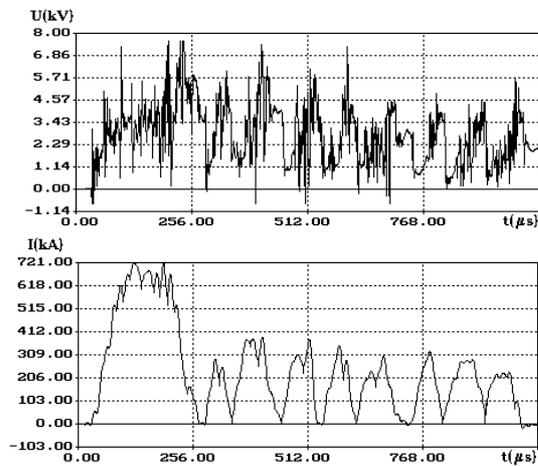
О преобладающем влиянии турбулентного переноса свидетельствует и то, что при разряде в аргоне, где степень турбулентности наименьшая, несмотря на то, что поверхностная температура разряда выше, чем в водороде, среднемассовая температура газа в объеме значительно ниже, что также подтверждается прямыми измерениями параметров струи, т. е. теплообмен хуже, чем при наличии развитой турбулентности.

Исследования приэлектродных процессов в разрядах с силой тока  $10^5 - 10^6 \text{ А}$  показали, что одна из причин образования турбулентности – наличие анодной и катодной струй.

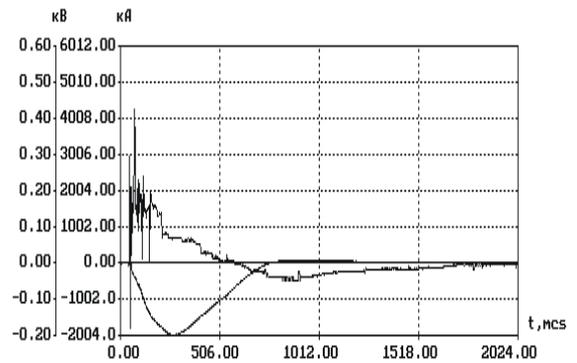
Теневыми методами исследовано движение газа в специально созданной диагностической разрядной камере и установлено, что у стенок направление движения газа противоположно движению газа в струях.

В диапазоне  $dJ/dt (0.6 - 1.8) \cdot 10^{10} \text{ A/c}$  [3, 12, 13] исследовались разряды в водороде и азоте при начальных давлениях 5–40 МПа. Исследования проводились как непосредственно при работе мощного электроразрядного ускорителя (ЭУ на рис. 2), так и в специально созданной диагностической камере (рис. 3-а).

В случае ЭУ величина разрядных токов достигала 1.6 МА, а энерговыдел в разрядный объем – 2 МДж. Была решена сложная задача инициирования разряда и поддержания горения водородной дуги при начальном давлении 20–40 МПа (рис. 16). После инициирования дуга выталкивается из зазора газокинетическим и магнитным давлением и, двигаясь по электродам, нагревает газ в камере. Наиболее интересным для ЭУ оказался режим множественных пробоев (рис. 16-а). В этом случае при движении по межэлектродному промежутку дуга удлиняется, происходит ее обрыв с последующим зажиганием ее в узком межэлектродном зазоре (рис. 17). Подробно этот режим исследовался в диагностической камере.



а) водород, начальное давление 40 МПа



б) азот, начальное давление 20 МПа

Рис. 16. Осциллограммы разрядов в камере мощного электроразрядного ускорителя тел

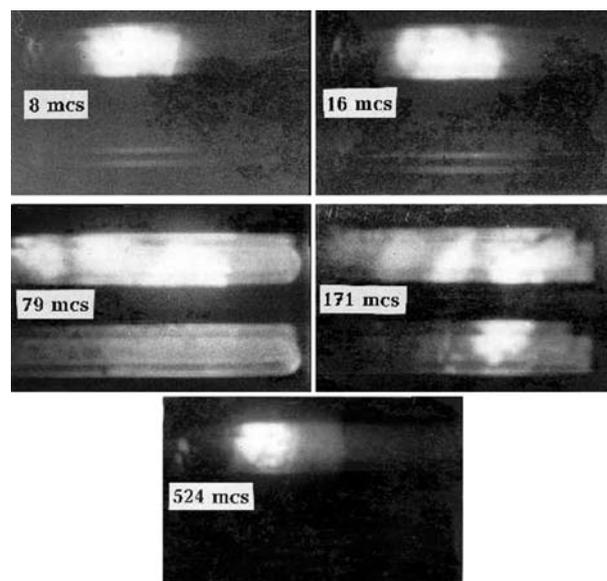


Рис. 17. Движение дуги в межэлектродном промежутке в режиме множественных пробоев

Для разряда в азоте ввиду малой подвижности дуги удалось оценить температуру канала разряда непосредственно в камере электроразрядного ускорителя. Для водорода это было сделано для диагностической камеры при меньших величинах амплитуды разрядного тока и давления.

Исходя из осциллограмм, была проделана оценка температуры канала разряда в азоте. Резкие колебания напряжения на осциллограмме давления можно трактовать как перемещение катодных пятен первого рода (рис. 16-б). Образование теплового катодного пятна второго типа с общей ванной расплава происходит вблизи максимума разрядного тока. При этом резко уменьшается напряжение на разрядном промежутке.

Температура дуги была оценена по ее проводимости. Наиболее полные исследования разряда были проведены в диагностической камере при амплитуде тока до 500 кА. На фотографиях разряда в диагностической камере уже к 12-й мкс видно зарождение неоднородностей в виде токовых каналов. Проводимость канала определялась на 28-й мкс, когда разряд еще не потерял компактную форму. В этот момент наблюдается 5 каналов дуги со средней плотностью тока в каждом канале  $3.0 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup>, что типично для дуговых разрядов с тепловым катодным пятном. Температура дуги  $T \sim 18 \cdot 10^3$  К, что согласуется с измерениями температуры в переходной зоне между дугой и окружающим газом по полуширине  $D$ -линий поглощения натрия  $K$  5890, 5896 Å, наблюдаемых на фоне сплошного спектра излучения дуги  $(11-14) \cdot 10^3$  К.

Более грубая оценка температуры канала разряда в водороде по его проводимости в ЭУ для момента первого максимума тока дает величину  $(25-30) \cdot 10^3$  К. Неточность в определении температуры связана с неточностью определения геометрических размеров и неопределенностью в концентрации паров металла в дуге. Для разряда в азоте в камере ЭУ температура канала разряда около  $50 \cdot 10^3$  К. В последнем случае предполагалось, что дуга горит вблизи места инициирования в парах металла электродов.

Проведенные в последнее время исследования показали, что устойчивое состояние канала разряда в течение  $\sim 200$  мкс связано с возникновением мощных электродных струй. О влиянии струй говорит зависимость напряженности поля в канале разряда от материала электродов.

Наблюдаются два типа струй, связанных с образованием пятен различного типа в зависимости от длительности прогрева электрода, плотности тока, размеров и материала электрода и т. д.

Струи первого типа связаны с образованием быстроперемещающихся электродных пятен. Возможно существование двух типов струй одновременно. Впервые удалось наблюдать анодную и катодную струи сквозь расширяющийся полупрозрачный канал разряда (рис. 18).

Струи второго типа истекают из общей ванны расплава электрода, которая образуется после его прогрева (рис. 19).

Общая картина эволюции канала разряда в водороде представлена на рис. 19.

Параметры эрозионной плазмы вблизи торца катода определялись для струи второго типа через 70 мкс после начала разряда на основании измеренных значений яркостной температуры  $T$  и давления  $P$  [11].

Для определения  $P$  использовалось предположение о равенстве магнитного и газодинамического давлений у основания струи. Основанием для такого предположения является наблюдавшееся сжатие струи. Магнитное давление равно:

$$P[\text{МПа}] = 1.6 \cdot 10^{-10} \frac{J^2}{r^2} [\text{А}^2/\text{см}^2],$$

$P = 177$  МПа при  $J = 3.16 \cdot 10^5$  А и  $r = 0.3$  см.

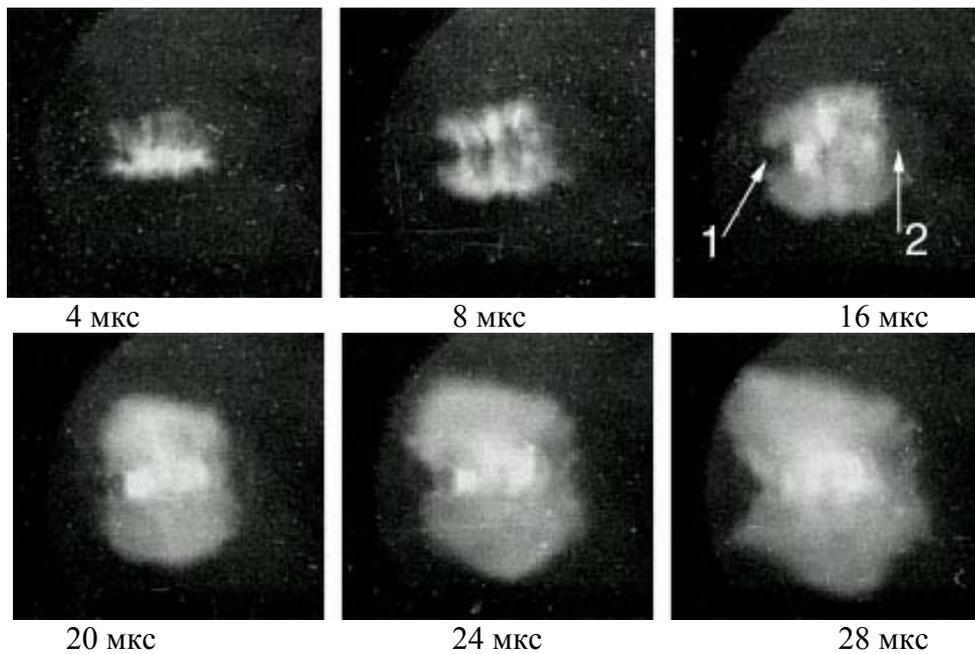


Рис. 18. Образование катодной и анодной струй при расширении полупрозрачного канала разряда в водороде (1 – катод, 2 – анод)

Значения концентрации паров металла  $n$  и среднего заряда ионов  $\bar{m}$  определялись из системы уравнений:

$$\begin{cases} i(\bar{m} + 1/2) = kT \ln \frac{AT^{3/2}}{\bar{m}n} \\ P = n(1 + \bar{m})kT \\ A = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ ЭВ}^{-3/2} \end{cases},$$

здесь  $i$  – среднее значение потенциала ионизации для вольфрама в точке  $\bar{m} + 1/2$ .

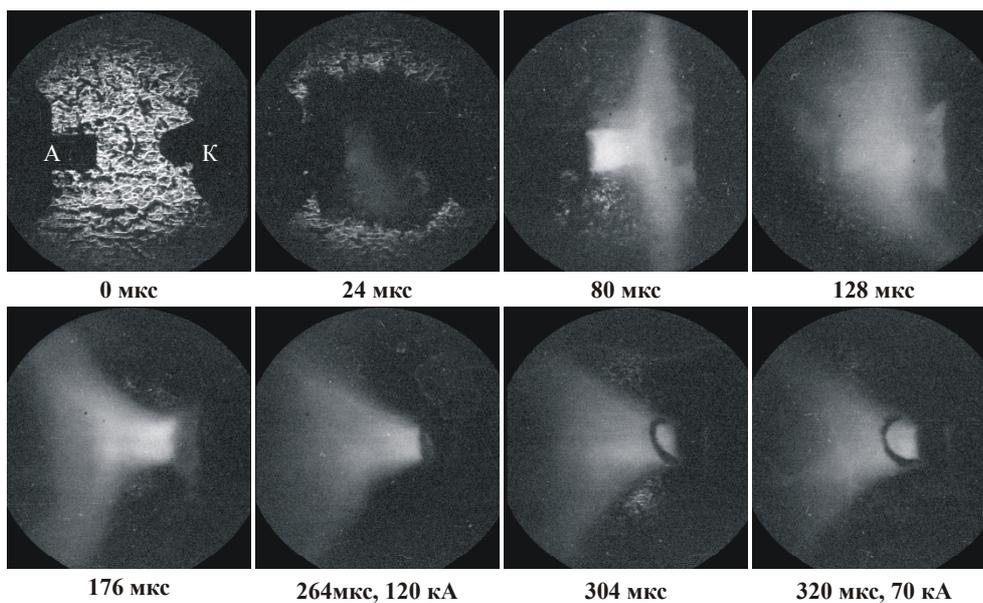


Рис. 19. Теневые фотографии эволюции канала разряда в водороде с неполной фильтрацией собственного излучения (вольфрамовые электроды диаметром 6 мм, межэлектродное расстояние 10 мм, начальное давление водорода 1 МПа,  $J_{\max}$  – 125 кА)

Система при  $T = 59 \cdot 10^3$  К и  $P = 177$  МПа для вольфрамовой плазмы имеет решение:  $\bar{m} = 3.1$ ,  $n = 5.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Для определенных у катода и анода значениях  $T$ ,  $\bar{m}$  и  $n$  величина проводимости  $\sigma$  составляет  $\sim 400 (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$ , что при плотности тока  $j \sim 10^6 \text{ А/см}^2$  соответствует напряженности поля  $E \sim 2.5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ .

Суммарное падение напряжения в зонах у электродов составляет  $\sim 1$  кВ. Тогда суммарная протяженность зоны  $l$ , на которую приходится это падение, составляет  $l = U/E = 1000/2500 = 0.4$  см при общей длине разрядного промежутка 1.7 см.

Зоны, на которых выделяется наибольшая энергия, расположены вблизи катода и анода и имеют протяженность около 0.2 см каждая.

Одной из причин высоких приэлектродных падений напряжения может быть взаимодействие струй с поверхностью противоположного электрода или между собой. Еще одной из возможных причин высокого падения напряжения в приэлектродных областях может являться несовпадение направления тока и скорости струи.

Дополнительная напряженность поля  $\vec{E}$ , обусловленная скоростью  $\vec{u}$  поперек магнитного поля дуги  $\vec{B}$  будет, как известно,  $\vec{E} = \vec{u} \times \vec{B}$ , где  $B = \frac{\mu J}{2\pi r}$

Проделанные оценки скорости струи дают величину порядка  $10^4$  м/с. Если  $J \sim 10^5$  А,  $r = 3 \cdot 10^3$  м, что соответствует данным экспериментов, то  $E \sim 10^3 \text{ В/см}$ .

Впервые обнаруженный сброс поверхностного слоя со всей поверхности торца катода [14] в дополнение к известной ранее эрозии в виде пара и капель является ранее неизвестным механизмом эрозии в рассматриваемых условиях (рис. 19, последние два кадра).

*При  $dJ/dt = 6 \cdot 10^{11} \text{ А/с}$  [15] исследованы разряд на воздухе при атмосферном давлении и в гелии при давлении до 15 МПа. Максимальная амплитуда разрядного тока  $\approx 600$  кА.*

Проделанные измерения давления по оси разряда на разных диаметрах позволили оценить распределение плотности тока по радиусу канала. Для атмосферного разряда в воздухе проведено сравнение давлений по оси, усредненных по двум диаметрам: 0.2 и 0.4 см. При амплитуде разрядного тока 144 кА распределение плотности тока по радиусу равномерно. При увеличении амплитуды разрядного тока до 290 кА плотность тока на меньшем радиусе выше. В этом случае среднее давление на диаметре 0.2 см составило 171 МПа. Исходя из этой величины давления и считая, что плотность плазмы в центральной части не превышает  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , установлено, что температура в центре не ниже чем  $10^5$  К.

При увеличении разрядного тока до 500 кА на полусферическом катоде видна четкая, равномерно оплавленная вспученная зона с диаметром 0.4 см. Появление вспученной зоны при больших токах согласуется с предположением об увеличении плотности тока в центральных частях разряда. После максимума разрядного тока наблюдается резкое возрастание скорости расширения канала разряда, вызванное уменьшением величины магнитного давления.

Если считать, что средняя плотность частиц в канале разряда перед началом стадии магнитного удержания соответствует средней плотности канала разряда в стадии тепловой волны, то по оценкам для разряда в воздухе плотность в канале в несколько раз ниже атмосферной. Поэтому возможная температура канала разряда при амплитуде разрядного тока 500 кА может достигать  $5 \cdot 10^5$  К.

Для разряда в гелии при начальном давлении в камере 10 МПа амплитуде разрядного тока 570 кА и диаметре 0.4 см зарегистрировано среднее импульсное давление 436 МПа. Теоретические расчеты показывают, что температура по оси канала составляет величину  $\sim 10^5$  К [16]. Нагрев газа в разрядной камере осуществляется за счет энергии

ударных волн. При этом получено совпадение экспериментальных и расчетных кривых импульсных давлений по оси и на стенке разрядной камеры (рис. 20) [15, 16].

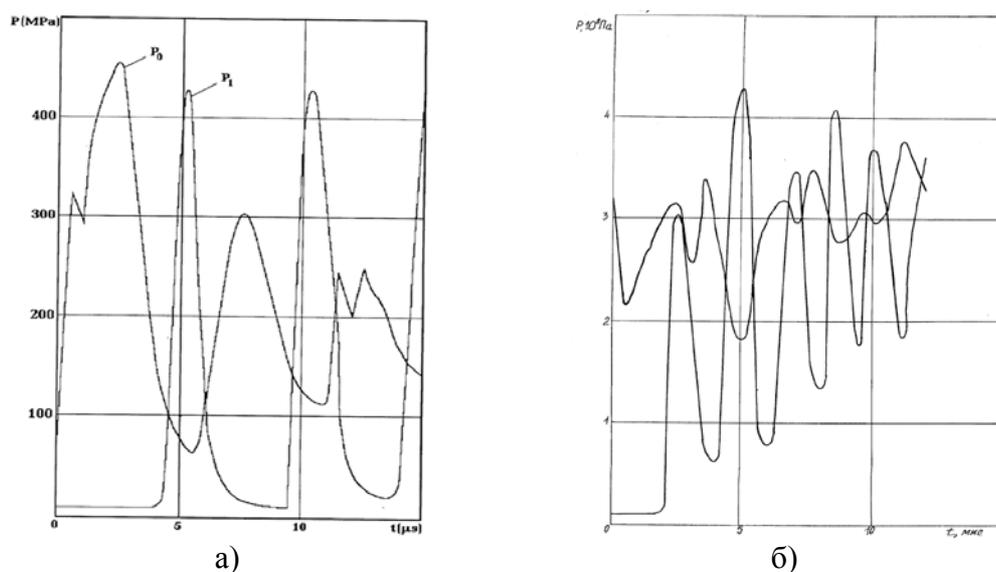


Рис. 20. Численное моделирование нагрева газа ударными волнами в быстром разряде в гелии при начальном давлении 15 МПа ( $P_0$  – давление на оси разряда,  $P_1$  – давление на стенке, а – радиус разрядной камеры 2 см, б – 1 см)

При быстром вводе энергии (скорость нарастания тока  $\geq 10^{12}$  А/с) при генерировании разрядов сверхвысокого давления образуются мощные ударные волны, отходящие от канала разряда. При этом излученная каналом энергия поглощается фронтом ударной волны. Расчеты показывают, что можно значительно поднять температуру канала разряда, фокусируя энергию отраженных ударных волн по оси разряда, пропуская при этом в момент фокусировки дополнительный импульс тока.

**Импульсный разряд в сверхплотном газе** [4, 5, 6]. На созданной экспериментальной установке (рис. 5) [6] получен устойчивый разряд в водороде при начальной концентрации молекул до  $3,3 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup> и давлении до 350 МПа при скорости нарастания тока  $\sim 10^9$  А/с. Осциллограммы нагрева газа приведены на рис. 21. Определено влияние начальной концентрации молекул на величины полных приэлектродных падений напряжения (рис. 22) и напряженности поля в канале разряда (рис. 23).

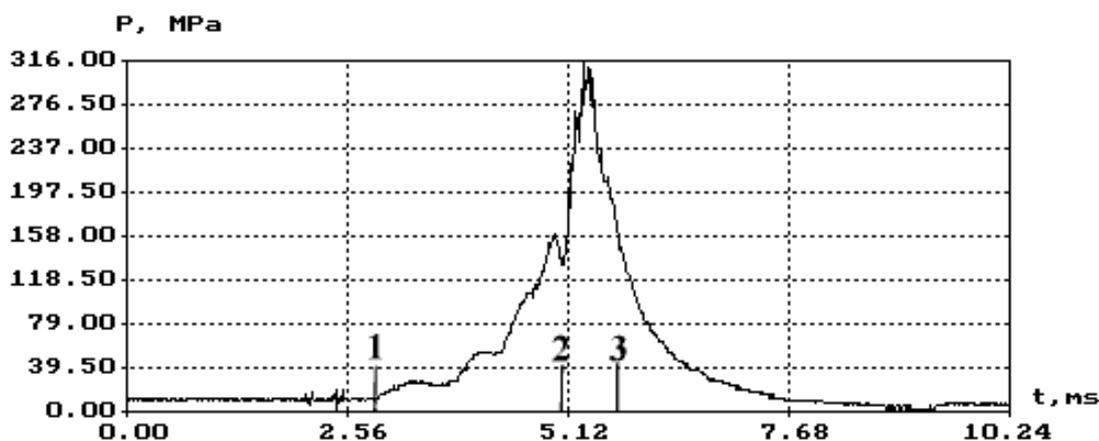


Рис. 21. Осциллограмма давления в разрядной камере: 1–2 – адиабатическое сжатие газа, 2–3 – нагрев газа электрическим разрядом

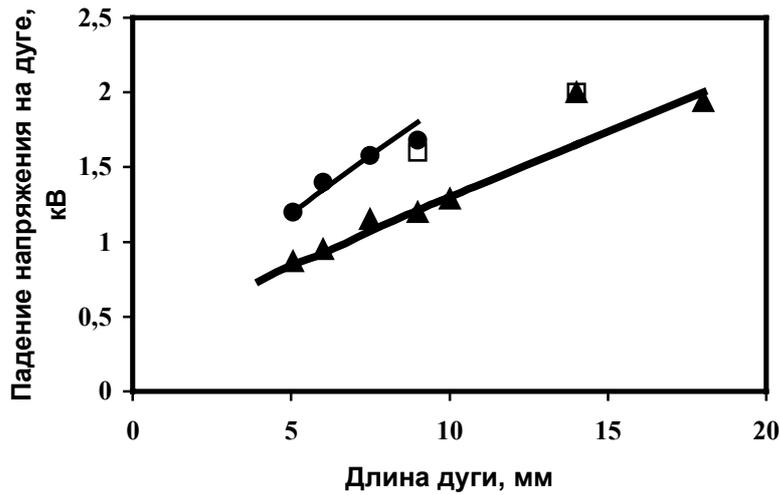


Рис. 22. Падение напряжения на дуге:  $\blacktriangle$  –  $n = (1,7-2,3) \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , стальные электроды;  $\square$  –  $n = (1,5-1,9) \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , вольфрамовые электроды;  $\bullet$  –  $n = (2,8-3,3) \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , стальные электроды



Рис. 23. Зависимость напряженности поля в канале дуги от начальной концентрации частиц

Оценка параметров канала дуги в сверхплотном разряде была выполнена на основе полученных экспериментальных данных: ток разряда  $I$ , напряженность поля  $E$  и давление газа  $\underline{P}$  в момент максимума тока. Предполагалось, что радиус канала должен быть близок к радиусу пятна привязки дуги на катоде (не превышавшем 2 мм). В этом случае из оценок по проводимости и измеренному давлению следует, что температура канала разряда составляет величину  $\sim 10^5 \text{ K}$ , а концентрация ионов с учетом полной ионизации водорода  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . При этом использовались расчеты термодинамических и переносных свойств водородной плазмы сверхвысокого давления, выполненные в работе [17]. Эти расчеты были использованы также для более точного определения параметров канала дуги из решения системы уравнений:

$$2n_0 kT_0 = \underline{P} + 1.6 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{I^2}{r_0^2} \quad (1)$$

$$IE = 5.35 \cdot 10^{-29} \pi \cdot n_0^2 T_0^{-0.5} r_0^2 \quad (2)$$

$$\frac{E}{I} = \frac{1}{\pi r_0^2 \sigma(T_0, n_0)}, \quad (3)$$

где  $P$  – давление окружающего газа ( $\text{дин}/\text{см}^2$ ),  $I$  – ток (А),  $E$  – напряженность поля ( $\text{В}/\text{см}$ ),  $r_0$  – радиус канала разряда (см),  $T_0$  – его температура (К),  $\sigma$  – проводимость канала ( $\Omega \cdot \text{см}$ )<sup>-1</sup>,  $n_i$  и  $n_e$  – концентрации ионов и электронов ( $\text{см}^{-3}$ ),  $\bar{k} = 1.38 \cdot 10^{-16}$  эрг/К.

Результаты расчетов для экспериментов при различной начальной плотности водорода и соответствующей ей напряженностью поля приведены в табл. 2. Погрешности расчетных величин при этом составляют  $\sim 20\%$ .

Таблица 2.

Расчет параметров дуги

№ опыта	$E$ , В/см	$n_0$ , $\text{см}^{-3}$	$T_0$ , К	$r_0$ , см
1	600	$7.0 \cdot 10^{19}$	$1.5 \cdot 10^5$	0.20
2	720	$1.0 \cdot 10^{20}$	$1.8 \cdot 10^5$	0.15
3	1170	$1.2 \cdot 10^{20}$	$1.3 \cdot 10^5$	0.14

В проделанных оценках предполагается равенство между введенной электрической мощностью и мощностью излучения из канала. Однако время диффузии излучения через переходной слой при таких параметрах плазмы может оказаться больше времени ввода энергии в канал. В этом случае возникает запертость излучения и температура канала может оказаться существенно выше.

#### Литература:

1. Митин Р. В. Стационарные и импульсные дуги высокого и сверхвысокого давления и методы их диагностики // Свойства низкотемпературной плазмы и методы их диагностики / Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск: СО «Наука», 1977. С. 105–138.
2. Гитерман Б. П., Зенков Д. И., Павловский А. И., Петров Н. Н., Смирнов Е. Н., Спиров Г.М. Исследование мощного квазистационарного разряда при мегаамперных токах // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 10. С. 1983–1986.
3. Рутберг Ф. Г., Богомаз А. А., Будин А. В., Коликов В. А., Куприн А. Г. Нагрев газа высокой начальной плотности мощной электрической дугой // Известия АН. Энергетика. 1998. № 1. С. 100–106.
4. Savvateev A. F., Budin A. V., Kolikov V. A., Rutberg Ph. G. Features of electric discharge in gas of high density // Proceedings of Conference «Pulsed Power Plasma Science – 2001» Las Vegas, Nevada, USA, 2001.
5. Savvateev A. F., Bogomaz A. A., Budin A. V., Kolikov V. A., Rutberg Ph. G. Parameters of electric discharge in gas of high density // Final Program and Abstracts of 11<sup>th</sup> EML symposium. Saint-Louis, France, 2002. P. 76.
6. Савватеев А. Ф., Богомаз А. А., Будин А. В., Коликов В. А., Рутберг Ф. Г. Исследование электрического разряда в газе сверхвысокой плотности с предварительным адиабатическим сжатием // ТВТ. 2003. № 5.
7. Богомаз А. А., Бородин В. С., Левченко Б. П., Рутберг Ф. Г. Исследование сильноточного разряда в генераторах плотной плазмы // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 121–133.
8. Азизов Э. А., Богомаз А. А., Левченко Б. П., Рутберг Ф. Г., Ягнов В. А.. Сильноточный разряд в азоте при питании от индуктивного накопителя // ЖТФ. 1979. Т. XLIX. С. 441–443.
9. Глебов И. А., Рутберг Ф. Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 153 с.
10. Богомаз А. А., Будин А. В., Коликов В. А., Пинчук М. Э., Позубенков А. А., Рутберг Ф.Г. Исследование влияния движения окружающего дугу газа на величину падений напряжения у электродов / Сб. по матер. XVIII Международ. конф «Физика экстремальных состояний вещества – 2003». Черноголовка, 2003. С. 162–163.
11. Богомаз А. А., Будин А. В., Коликов В. А., Пинчук М. Э., Позубенков А. А., Рутберг Ф. Г. Исследование влияния катодной и анодной струй на свойства сильноточной электрической дуги // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 1. С. 28–35.

12. Богомаз А. А., Будин А. В., Захаренков С. В., Коликов В. А., Кулишевич А. И., Макаревич И. П., Рутберг Ф. Г., Савватеев А. Ф.. Применение импульсных генераторов плазмы для гиперскоростного ускорения тел // Известия АН. Энергетика. 1998. № 1. С. 64–79.
13. Будин А. В., Коликов В. А., Левченко Б. П., Леонтьев В. В., Макаревич И. П., Рутберг Ф. Г., Широков Н.А. Коэффициент превращения электрической энергии дуги во внутреннюю энергию рабочего газа и их доли в энергетическом балансе электроразрядного легкогазового ускорителя // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 9. С. 198–199.
14. Богомаз А. А., Будин А. В., Коликов В. А., Пинчук М. Э., Позубенков А. А., Рутберг Ф.Г. Особенности эрозии электродов при амплитуде разрядного тока свыше  $10^5$  А // ДАН. 2003. Т. 388. № 1. С. 37–40.
15. Андреев Д. А., Богомаз А. А., Рутберг Ф. Г., Шакиров А.М. Сильноточный разряд типа Z-пинч в плотных средах // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 6. С. 74–82.
16. Дубовенко К. В. Взаимодействие ударных волн с плазмой канала сильноточного разряда в камере высокого давления // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 6. С. 83–93.
17. Корышев О. В., Ноготков Д. О., Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Ч. I. Элементы полимерного ряда (С, О, Н, Si, F, N). / МГТУ им. Н. Э. Баумана. М., 1999.