

## ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ С АБЛИРУЮЩИМИ СТЕНКАМИ

Ю. П. Рылов, Ю. Ф. Тайнов, В. П. Чиков

(Истра)

Изучаются вольт-амперные характеристики импульсного разряда в цилиндрическом полой канале, образованном стенками диэлектрика. Измеряются эрозия стенок канала и средняя скорость плазмы, истекающей в вакуум через отверстие в одном из электродов, в зависимости от геометрии канала. Сделаны заключения о температуре плазмы в канале и механизме теплопередачи на стенку.

### Обозначения

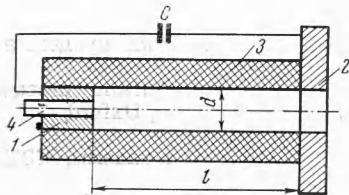
$d$  — диаметр канала;  $l$  — длина канала;  $C$  — емкость конденсаторной батареи;  $U$  — напряжение на конденсаторной батарее;  $M$  — расход диэлектрика за один разряд;  $m$  — удельный расход;  $W$  — энергия в разряде;  $R_0$  — сопротивление разрядного промежутка в момент максимума тока;  $R$  — текущее сопротивление разрядного канала;  $I_m$  — максимальный ток разряда;  $W_1$  — энергия разрыва химических связей диэлектрика массы  $M$ ;  $W_2$  — энергия ионизации диэлектрика массы  $M$ ;  $W_3$  — энергия кинетического движения диэлектрика массы  $M$ ;  $W_4$  — энергия нагрева электродов за один разряд;  $W_5$  — тепловая энергия диэлектрика массы  $M$ ;  $\langle T \rangle$  — средняя температура плазмы канала;  $S$  — энергия светового потока на слой диэлектрика;  $h$  — глубина слоя диэлектрика, прогретого до температуры  $T$ ;  $\gamma$  — плотность диэлектрика;  $c$  — удельная теплоемкость диэлектрика;  $m_0$  — масса слоя диэлектрика, прогретого до температуры  $T$ ;  $T$  — температура прогретого слоя;  $k_1, k_2$  — константы;  $u$  — остаточное напряжение.

Исследования разрядов в каналах, ограниченных диэлектрическими стенками, ведутся в двух направлениях: создание стабильного источника света и плазмы сравнительно высокой температуры до  $2 \cdot 10^5$ °K [1] и получение высокоскоростных струй продуктов разложения диэлектрика [2].

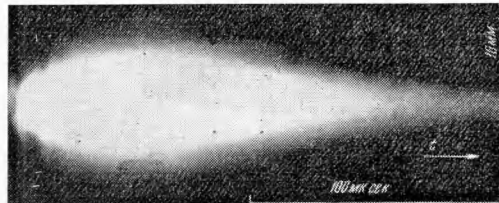
В соответствии с разными задачами в этих работах отличается форма канала. В первом случае использовались короткие, длиной  $l = 1-10$  мм, и узкие, диаметром  $d = 1-2$  мм, диэлектрические каналы, во втором случае оба размера были на порядок выше.

Кроме того, исследование взаимодействия плазмы с диэлектриками имеет самостоятельный интерес и важно для создания теплозащитных покрытий [3].

Поэтому интересно исследовать, как изменяются параметры плазмы в диэлектрическом канале при повышении длительности и амплитуды разрядного тока.



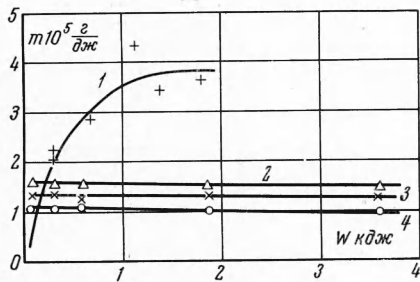
Фиг. 1



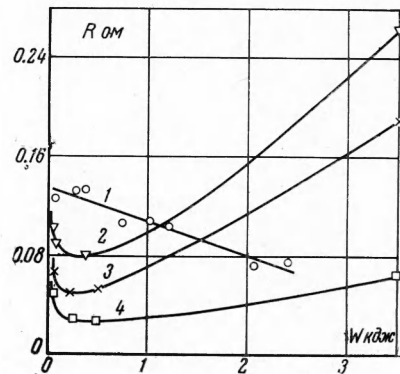
Фиг. 2

Разрядники конструкции фиг. 1 имели канал из фторопласта — 4 с размерами  $d = 9$  мм,  $l = 200$  мм и  $d = 16$  мм,  $l = 30-165$  мм. Разряд зажигался между электродами 1 и 2 в полой цилиндрическом канале, образованном стенками диэлектрика 3. Струя плазмы через открытый конец канала истекала в вакуум. Иницирование разряда осуществлялось от вспомогательной искры, создаваемой поджигающим устройством 4. Эксперименты в канале  $d = 9$  мм производились при емкости конденсаторной батареи  $C = 150-2400$  мкф, напряжении  $U$  до 5 кВ (конденсаторы ИМ-5-150) и давлении в вакуумной камере  $10^{-1}$  мм рт. ст. При более низком давлении энергия вспомогательной искры (3 Дж) была недостаточна для надежного иницирования разряда. В экспериментах с каналом  $d = 16$  мм давление в камере составляло  $10^{-5}$  мм рт. ст. Использовалась батарея из конденсаторов типа МБГВ емкостью  $C = 100-7200$  мкф при напряжении  $U = 1$  кВ. Осциллографировались разрядные токи, напряжение на разрядном промежутке и исследовалась эрозия стенок диэлектрического канала. Средняя скорость плазменной струи, истекающей в вакуум, вычислялась по измеренному количеству движения плазменной струи и расходу диэлектрика за один разряд. Профиль истекающей струи, снятый при помощи СФР (щель поперек факела), демонстрируется на фиг. 2.

С увеличением энергии в разряде  $W$  расход фторопласта за разряд  $M$  повышается. На фиг. 3 представлена зависимость удельного расхода  $m = M/W$  от  $W$ ; кривые (и относящиеся к ним точки) построены: кривая 1 при  $d = 9$  мм для  $l = 200$  мм, кривые 2, 3, 4 при  $d = 16$  мм и значениях  $l = 60, 115, 165$  мм соответственно. При  $W \geq 500 - 1000$  дж эрозия стенок в основном определяется геометрией канала: размерами  $d$  и  $l$ . При  $W < 500$  дж удельный расход, кроме того, зависит от  $W$ . Аномальное увеличение  $m$  при  $W = 4.2$  кдж вызвано недоразложением диэлектрика из-за тепловой перегрузки канала и торца электрода, приведшей к его расплавлению. В таблице приведены значения остаточного напряжения  $u$  кв на конденсаторной батарее, максимального тока разряда  $I_m$  ка и относительного значения энергии разрыва химических связей диэлектрика  $w = W_1/W \cdot 100\%$  массы  $M$  для значений емкости конденсаторной батареи  $C = 150, 600, 1200, 2400$  мкф в комбинации с рядом значений напряжения  $U$  кв на той же батарее.



Фиг. 3



Фиг. 4

Во всех экспериментах конденсаторная батарея разряжалась не полностью, и остаточное напряжение  $u$  возрастало как с увеличением емкости, так и с повышением начального напряжения (таблица). На фиг. 4 представлена величина омического сопротивления разрядного канала  $R_0$  в момент максимального тока  $I_m$  как функция  $W$ .

C	150				600			1200		2400	
$U$	1	2	3	4	5	1	2	3	1	2	2
$u$	0.2	0.38	0.67	1	1.15	0.1	0.93	1	0.34	1.4	1.77
$I_m$	6.23	11.6	20.8	23.6	44.4	6.54	15.2	27.3	5	13.1	—
$w$	15.2	52.4	67.6	103	87	49	66	92.6	95.3	81	754

Кривые (и относящиеся к ним точки) построены: кривая 1 при  $C = 150$  мкф  $U = 5$  кв  $d = 9$  мм для  $l = 200$  мм, кривые 2, 3, 4 при  $C = 100-7200$  мкф,  $U = 1$  кв,  $d = 16$  мм для  $l = 165, 115, 65$  мм соответственно. Увеличение напряжения на конденсаторной батарее при неизменном  $C$  приводит к падению  $R_0$  по линейному закону, повышение  $C$  при неизменном напряжении приводит к росту  $R_0$ . Такую зависимость  $R_0$  от параметров разрядной цепи ( $C$  и  $U$ ) можно объяснить следующим образом. При малых  $C = 150-600$  мкф длительность разряда мала  $\approx 60$  мксек и слабо зависит от  $U$ . С ростом  $U$  температура и степень ионизации плазмы канала повышаются, следовательно, сопротивление разрядного промежутка снижается. Увеличение  $C$  от 100 до 7200 мкф ( $U = \text{const}$ ) вызывает существенный рост длительности разряда при весьма пологом фронте разрядного тока. При таком квазистационарном режиме происходит интенсивное охлаждение разрядного канала газом с аблирующей стенки, снижение температуры и проводимости плазмы и, как следствие этого, уменьшение разрядного тока с ростом  $C$ . Кроме того, в таком режиме отвод тепла усиливается вследствие уноса энергии с истекающей струей в течение всей длительности разряда. При малых  $C$  процесс истечения можно считать происходящим после выделения основной доли энергии в разрядном канале. На фиг. 5 приведена зависимость от времени сопротивления разрядного канала (кривые 1, 2), рассчитанного от максимальной амплитуды тока до  $I = 0.1 I_m$ , а также силы тока  $I$  (кривые 1', 2') при  $C = 150$  мкф. Кривые 1 и 1' даны для  $U = 4$  кв, а 2 и 2' для  $U = 1$  кв. При  $I = (0.3-0.4) I_m$  имеет место минимум  $R$ .

Оценка средней температуры плазмы канала производилась для разрядов, в которых наиболее вероятно полное разложение испарившегося диэлектрика, т. е. в тех случаях, когда энергия, затраченная на разрыв молекулярных связей материала, эродировав-

пего за один разряд, составляла не более 0.5  $W$ . Использовались следующие предположения: 1) плазма находится в термодинамическом равновесии; 2) энергия возбуждения атомов и ионов, вышедших из канала, пренебрежимо мала.

Энергия, поступившая в разрядный канал, распределяется между энергией ионизации  $W_2$ , энергией разрыва молекулярных связей  $W_1$ , кинетической энергией истекающей струи  $W_3$ , энергией на нагрев электродов  $W_4$  и тепловой энергией  $W_5$  согласно уравнению:

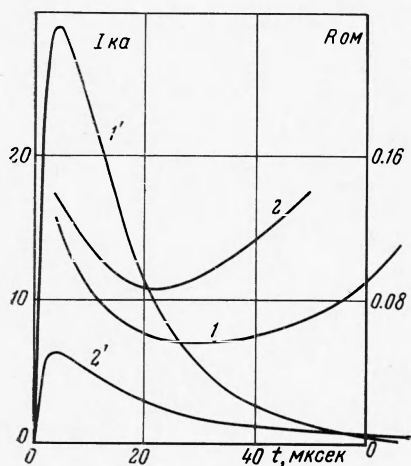
$$\int_0^{\infty} UI dt = W_1 + W_2 + W_3 + W_4 + W_5 \quad (1)$$

Для приближенного решения этого уравнения использовалась формула Саха. Масса испарившегося диэлектрика, средняя скорость истечения и потери энергии в электродах определялись из эксперимента. Такой способ оценки температуры дал следующие результаты:

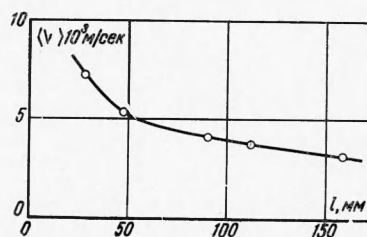
$$\langle T \rangle = (2.3-2.5) \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K} \text{ для } W = 72 \text{ дж и } \langle T \rangle = (1.2-1.3) \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K} \text{ для } W = 290 \text{ дж.}$$

В начальный период разряда вследствие нестационарности процесса температура может быть несколько выше  $\langle T \rangle$ .

В предположении оптической прозрачности канала разряда по кривым излучения фторопластовой плазмы [4] была рассчитана энергия излучения, исходя из  $\langle T \rangle$  и средней плотности частиц. Получено хорошее совпадение энергии излучения с энергией, ушедшей на разрыв химических связей  $W_1$ . Отсюда можно сделать вывод, что существенную роль в механизме передачи энергии от канала разряда к стенке в данном случае играет излучение оптически прозрачной плазмы. Оценка температуры по формуле проводимости Спитцера в предположении равномерного распределения тока по сечению канала дает  $\langle T \rangle = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$  для каналов  $d = 16 \text{ мм}$ . Для узких каналов при малых  $W$  она приводит к завышенным значениям  $\langle T \rangle \approx 7 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ . Можно предположить, что в узком канале на проводимость плазмы оказывают влияние неупругие атом-электронные столкновения.



Фиг. 5



Фиг. 6

Как известно, поглощение светового излучения длинными молекулами диэлектриков типа фторопласта происходит в поверхностном слое определенной глубины  $h$ . При малой энергии в разряде этот слой может повысить свою температуру на

$$\Delta T = \frac{S}{\pi h d l \gamma c} \quad (2)$$

Здесь  $S$  — энергия светового потока,  $\gamma$  — плотность диэлектрика,  $c$  — удельная теплоемкость. С повышением температуры выход массы быстро нарастает в соответствии с формулой Аррениуса для испарения диэлектриков [5]

$$\frac{dm_0}{dt} = m_0 k_1 \exp(-k_2 / T) \quad (3)$$

Здесь  $T$  — температура слоя,  $m_0$  — масса прогретого слоя,  $k_1$  и  $k_2$  — константы. Сказанное объясняет, почему при малых энергиях удельный расход  $m$  аномально мал.

В экспериментах обнаружено, что количество аблирующего материала не зависит от начального давления в канале в диапазоне давлений  $10^{-1}-10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  Это объясняется тем, что длина свободного пробега при этих давлениях значительно больше характерных размеров канала.

На фиг. 6 представлена зависимость средней скорости истечения от длины разрядного канала. Скорость слабо зависит от длины канала при  $l \geq 50$  мм, что свидетельствует о чисто газодинамическом характере сил при больших длинах канала и наличии электродинамического воздействия при малых. Основываясь на уравнениях нестационарного истечения газа из труб постоянного сечения, можно показать, что средние значения скорости соответствуют рассчитанным значениям температуры [6]. Расчет средней скорости истечения производился по формуле

$$\langle v \rangle = \zeta \sqrt{2E/M} \quad (4)$$

Здесь  $E$  — энергия нагрева продуктов абляции,  $M$  — масса испарившегося материала,  $\zeta$  — коэффициент, зависящий от состава газа. Максимальная скорость фронта истечения определялась по СФР, и, как правило, в 4—5 раз превышала среднюю скорость. Ее теоретическая оценка, производившаяся по следующей формуле работы [6]

$$v_{\max} = \frac{2}{k-1} c_0 \quad (5)$$

(здесь  $k$  — отношение теплоемкостей,  $c_0$  — скорость звука в невозмущенном газе) дала удовлетворительное согласие с экспериментом.

Поскольку форма канала в процессе длительной работы оставалась близкой к цилиндрической, можно предположить, что наличие гидродинамического течения вдоль канала на процесс абляции влияет не сильно, но этот вопрос требует дополнительных исследований.

Поступила 7 X 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Огурцова Н. И., Подмошенский И. В. Капиллярный разряд как источник плазмы для ее количественных исследований. Низкотемпературная плазма. М., «Мир», 1967.
2. Goldstein R., Mastrup F. N. Performance Measurement of Pulsed Ablating Thruster. AIAA J., 1966, vol. 4, No. 1, p. 99.
3. Бувич Ю. А., Якушин М. И. Некоторые особенности термического разрушения разлагающихся материалов. ПМТФ, 1968, № 1, стр. 56.
4. Деревщиков В. А. Линейчатое излучение углеродной и фторовой плазм в интервале температур  $10^4 - 10^5$  °К. Теплофизика высоких температур, 1968, № 3, стр. 540.
5. Коршак В. В. Химия высокомолекулярных соединений. Изд-во АН СССР, 1950.
6. Станюкович К. П. Неустановившееся движение сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.

#### ДИАМАГНЕТИЗМ ПРОВОДНИКОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. В. Федорович (Москва)

В ряде работ исследовались теоретически [1-3] и экспериментально [4] диамагнитные возмущения при расширении проводящего вещества в магнитном поле. Эти работы относились либо к сверхпроводящим средам [1], либо к сильному магнитному полю, существенно влияющему на движение вещества [2], либо к слабоионизованным средам, когда эффектами изменения магнитного поля в среде можно пренебречь [3]. Ниже рассмотрено расширение вещества с конечной проводимостью в слабом (не влияющем на движение вещества) магнитном поле, с учетом эффектов ослабления поля внутри расширяющегося вещества. По-видимому, именно этот случай имеет место при диагностике состояния вещества искры в фокусе лазера по диамагнитным индукционным сигналам [4]. Полученные ниже соотношения применимы, вероятно, для оценки диамагнитных свойств метеорных следов.

Решение поставленной задачи может представлять некоторый методологический интерес, поэтому ниже оно получено несколькими способами для различных исходных геометрий.

1. При рассмотрении вопроса о проникновении магнитного поля в вещество следует учитывать два возможных механизма — волновой и диффузионный.

В интересующих нас случаях нерелятивистских скоростей движения среды волновые эффекты играют пренебрежимо малую роль в ослаблении постоянного внешнего магнитного поля. Время диффузии магнитного поля на расстояние  $a$  в веществе с проводимостью  $\sigma$  есть  $t \sim \sigma a^2 c^{-2}$  ( $c$  — скорость света). Как будет показано ниже, магнит-