

04

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ НА ОБРЫВЫ ТОКА РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОДАМИ, ДАВЛЕНИЯ И СОРТА ГАЗА

А. Н. Панченко, В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко

Приведены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа механизма нарастания и спада тока в разрядах при малых давлениях. Показано, что скорость нарастания тока через промежуток возрастает с увеличением атомного номера элемента (газа), а скорость обрыва тока увеличивается при уменьшении межэлектродного зазора, атомного номера и при увеличении давления.

Введение

Создание пламенных прерывателей тока (ППТ) позволило в системах с индуктивными накопителями энергии увеличить мощность, передаваемую в нагрузку, и многократно использовать ППТ в импульсных генераторах [1-4], причем при малых токах в импульсно-периодическом режиме [5]. Поэтому исследованию разряда в газах или плазме, при котором наблюдаются обрывы (или резкое уменьшение) тока через разрядный промежуток, уделяется большое внимание.

В настоящее время используются ППТ двух типов: 1) ППТ с применением эффекта самоизоляции вакуумного промежутка за счет собственного магнитного поля в коаксиальной линии [1]; 2) ППТ, в которых плазма инжектируется между двумя электродами (например, плоскими) и эффект магнитной самоизоляции не используется [4].

Физический механизм обрывов тока определяется как конструкцией ППТ, так и параметрами плазмы в ППТ. При малой концентрации плазмы ($N \sim 10^{14}$ см⁻³) обрывы тока, согласно [1, 6], связаны с образованием у катода и расширением в межэлектродный зазор двойного электрического слоя при превышении тока, протекающего через прерыватель, теплового тока ионов из полностью ионизованной плазмы. В этом случае плазма в межэлектродном зазоре ППТ рассматривается как источник ионов, а электроны эмиттируются из слоя прикатодной плазмы. При повышении концентрации частиц в ППТ роль приэлектродных процессов в формировании обрывов тока должна уменьшаться, а при переходе в область концентраций частиц (давлений p) и межэлектродных зазоров (d), характеризующихся значениями $p \cdot d \geq 4 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. · см, основные процессы, приводящие к уменьшению тока, могут быть связаны с динамикой заряженных частиц в плазме, заполняющей межэлектродный зазор ППТ.

В данной работе исследовано влияние на обрывы (уменьшение) тока давления (концентрации) и сорта частиц в ППТ, а также величины межэлектродного зазора. Показано, что скорость нарастания тока через ППТ возрастает с увеличением атомного номера элемента (газа), а скорость обрыва тока увеличивается при уменьшении межэлектродного зазора и атомного номера, а также при увеличении давления (концентрации) частиц в ППТ.

Исследования проводились на двух установках. На первой (рис. 1) исследовался разряд в гелии, азоте и воздухе. Межэлектродный зазор 1.5—4 см был образован плоским катодом и анодом, выполненным в виде острия. Диапазон рабочих давлений составлял 0.05—30 мм рт. ст. Импульс напряжения формировался генератором, состоящим из кабеля РК-75 длиной 16 м 1, искрового разрядника, заполненного азотом до давления 10 атм 3, и передающего кабеля РК-75 длиной 4 м 2. Зарядное напряжение могло изменяться от 10 до 40 кВ.

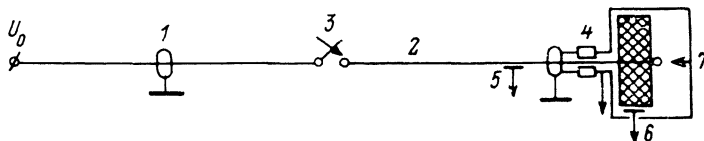


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Система регистрации состояла из токового шунта, изготовленного из сопротивлений ТВО 4, и емкостного делителя 5, сигналы с которых подавались на осциллограф И2-7. В ряде экспериментов применялся емкостной делитель 6, установленный в разрядной камере 7 под изолятором, на котором крепился плоский электрод.

Вторая установка (конструкция приведена в [4, 7]) состояла из вакуумной камеры, откачиваемой паромасляным насосом до $p \sim 10^{-5}$ мм рт. ст., LC-генератора и искрового разрядника. Величины L и C изменялись в широких пределах, величина межэлектродного зазора составляла 0.5—2 см. Внутри камеры устанавливались электроды с закругленными краями. В потенциальном электроде было сделано углубление, на дне которого устанавливались вставки из различных материалов. Промежуток перед пропусканием через него тока замыкался струей плазмы и нейтральных атомов, образованной при фо-

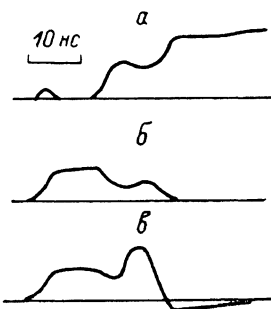


Рис. 2. Осциллограммы тока (а) и напряжения с делителя 5 (б) и делителя 6 (в) при разряде в гелии.

$U_0 = 30$ кВ, $p = 1$ мм рт. ст., межэлектродный зазор $d = 20$ мм.

кусировке лазерного излучения на вставку в потенциальном электроде. Состав струи плазмы определялся материалом вставки. В экспериментах применялись алюминий, литий, бериллий, углерод и свинец. Для регистрации импульсов тока и напряжения также использовались токовый шунт и емкостной делитель напряжения, сигналы с которых подавались на осциллограф 6 ЛОР-04.

На рис. 2 приведены осциллограммы напряжения и тока разряда в межэлектродном зазоре, образованном плоским катодом и острым анодом. Отметим, что обрывы (уменьшения) тока на установке 1 наблюдались только в определенном диапазоне давлений и только в неравномерном электрическом поле. В момент подачи импульса напряжения на промежуток (на осциллограмме тока этому моменту времени соответствует емкостной пичок) газовый зазор находится в непроводящем состоянии. Амплитуда напряжения на промежутке равна зарядному напряжению (удвоенной амплитуде падающей волны напряжения). Затем через промежуток начинает протекать ток, амплитуда которого достигает некоторой величины, зависящей от зарядного напряжения, давления и сорта газа, а далее ток уменьшается, а напряжение на промежутке увеличивается. Спустя 5 нс ток начинает возрастать снова и за время 2—10 нс достигает своей максимальной величины, соответствующей току короткого замыкания, а напряжение на промежутке при этом спадает. Импульсы напряжения, регистрируемые с емкостного делителя 6, установленного под изолятором в разрядной камере, при умень-

нии тока отличались от импульсов напряжения с делителя 5. Выброс напряжения с делителя 6 имел амплитуду, превышающую зарядное напряжение в 1—2 раза (рис. 2). Данное различие можно связать с зарядкой поверхности диэлектрика, обращенной к острейшему электроду.

На рис. 3 показаны осциллограммы разрядного тока в азоте при изменении давления азота от 0.1 до 3 мм рт. ст. С увеличением давления от a к $г$ величина провала на осциллограмме тока уменьшается, соответственно уменьшается и амплитуда выброса напряжения. В гелии по сравнению с азотом и воздухом обрывы (уменьшение) тока наблюдались при более высоких давлениях (до 10 мм рт. ст.), а скорость нарастания тока перед обрывом была меньше (рис. 2, 3). Время запаздывания до появления разрядного тока зависело от давления, увеличиваясь при уменьшении давления и напряжения от 10 нс до нескольких микросекунд. При больших временах запаздывания обрывы тока наблюдались на одном из послеимпульсов. При малых временах

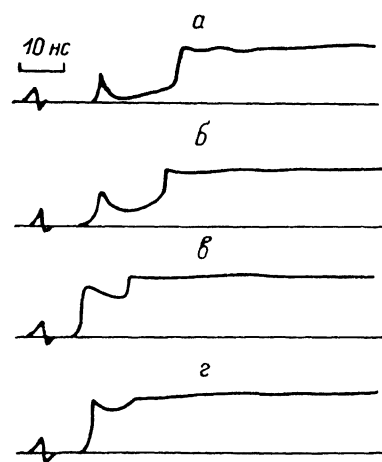


Рис. 3. Осциллограммы разрядного тока в азоте.
 $U_0=30$ кВ, $d=25$ мм.

запаздывания ~ 10 нс и постоянном давлении разброс во времени до появления обрыва и разброс амплитуды и формы импульсов тока, напряжения не превышал 20 %. Отметим, что на установке 1 область протекания тока могла изменяться во время разряда, так как вся камера была заполнена исследуемым газом.

На установке 2 в разрядный промежуток за счет лазерного пробоя на поверхности вставки, установленной в углублении, инжектировалась струя, со-

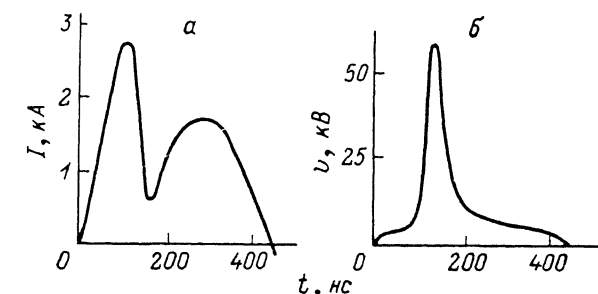


Рис. 4. Осциллограммы разрядного тока (а) и напряжения (б) на электродах при разряде в парах алюминия на установке 2.

$$U_0=15 \text{ кВ}, N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}, C=30 \text{ нФ}, L=0.35 \text{ мГн.}$$

стоящая из плазмы и нейтральных атомов материала вставки. Разряд развивался только в струе плазмы и не шунтировался пробоем в прилегающих областях до поступления дополнительной плазмы и нейтральных атомов из катодного и анодного факелов. Типичные осциллограммы тока и напряжения через струю плазмы и нейтральных атомов, полученные на установке 2, показаны на рис. 4. Напряжение на промежутке до обрыва тока составляет ~ 1 кВ, а ток изменялся (1—10 кА) в зависимости от начальной концентрации атомов и ионов в струе, а также от диаметра струи. Обрыв тока происходит за время 15—20 нс, а амплитуда напряжения на промежутке возрастала до $5U_0$, где U_0 — зарядное напряжение емкостного накопителя C . Скорость обрыва тока соответственно и величина выброса напряжения существенно зависели от материала подложки. Наибольшие dI/dt наблюдались при использовании подложек из лития, бериллия, бора. Приводим отношения максимального напряжения на разрядном

промежутке во время обрыва тока к зарядному напряжению емкостного накопителя U_0 при формировании струи плазмы из различных металлов и $C=8 \times 10^{-9}$ Ф, $L=2.5 \cdot 10^{-6}$ Гн, $U_0=20$ кВ.

L1	Be	B	C	Al	Pb
1.50	2.15	1.52	1.05	1.15	0.25

Влияние межэлектродного зазора на осциллограммы тока в парах алюминия иллюстрирует рис. 5. При уменьшении межэлектродного зазора от 2 до 0.5 см видно увеличение скорости обрыва тока. Величина тока, при которой начинаются обрывы, а также скорость обрыва зависят от плотности паров в межэлектродном зазоре. Для условий рис. 5 концентрация паров, полученная на основе оценочного расчета, изменялась от 10^{15} до 10^{16} см³ при изменении энергии лазерного излучения, затрачиваемого для испарения вставки на катоде, от 3.5 до 35 мДж, а ток, при котором начинался обрыв, увеличился от 1 до 10 кА. Скорость обрыва тока в исследованном диапазоне концентрации паров и при оди-

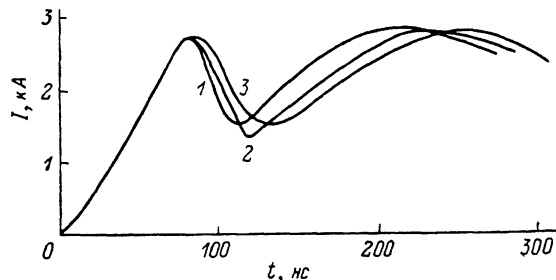


Рис. 5. Осциллограммы разрядного тока в парах алюминия на установке 2 при межэлектродном зазоре $d=0.5$ (1), 1 (2) и 2 см (3).

$U_0=15$ кВ, $C=30$ нФ, $L=0.35$ мкГн.

наковых скоростях нарастания тока через промежуток была наибольшей при максимальных концентрациях атомов и ионов в струе. Данные по влиянию на скорость обрыва тока параметров разрядного контура приведены в [5, 7]. Увеличение проводимости плазмы после обрыва тока связано (рис. 4, 5) с поступлением плазмы и нейтральных атомов из катодного и анодного факелов.

Модель формирования импульсного тока

Мы полагаем, что нарастание тока обусловлено объемной ионизацией газа в межэлектродном промежутке, а падение — убеганием электронов на анод. Конкуренция этих процессов формирует импульс тока. Для их описания используем следующие простые уравнения:

$$dN_e/dt = (k_n N_n - 1/\tau_n) N_e + N_i/\tau_i, \quad (1)$$

$$dN_n/dt = -k_n N_n N_e, \quad N_n(0) = N_{n0}, \quad N_e(0) = N_{e0}. \quad (2)$$

Здесь $k_n = \sigma_n V_e$ — коэффициент столкновительной ионизации газа, σ_n — сечение ионизации; $\tau_i = d/\alpha V_i$ — характерное время поступления электронов в объем за счет вторичной эмиссии, α — коэффициент вторичной эмиссии, V_i — характерная скорость ионов, d — межэлектродное расстояние; N_n , N_e , N_i — плотности соответственно нейтральных частиц газа, электронов, ионов; $\tau_n = d/V_e$ — время убегания электронов из объема. Зависимость N_e от t определяет форму импульса тока $I \propto N_e(t)$. Систему (1), (2) можно свести к нелинейному уравнению 2-го порядка для N_e , зависящему от трех параметров. В общем виде оно не может быть решено в квадратурах.

Качественный анализ системы (1), (2) существенно облегчает то обстоятельство, что знак перед первым членом в (1) не зависит явно от N_e , а $N_n(t)$ — монотонно падающая функция. Ввиду того что $\tau_i \gg \tau_n$, третьим членом в (1), т. е. вторичной эмиссией электронов в районе максимума $N_e(t)$, можно прене-

бречь. Тогда из (1) видно, что $N_a(t)$ и соответственно ток разряда будут иметь максимум лишь при выполнении условия $k_n N_{a0} > 1/\tau_-$, т. е. при достаточно большой начальной плотности газа

$$N_{a0} > N_{кр} \equiv 1/k_n \tau_- \approx 1/\sigma_n d. \quad (3)$$

При этом, пока плотность газа велика, $N_a(t) > N_{кр}$, имеет место начальная стадия роста плотности электронов. Пиковое значение тока достигается при $N_a(t_{\text{пик}}) = N_{кр}$. Спад импульса тока начинается при $N_a(t) < N_{кр}$, когда существенная доля атомов оказывается ионизованной и преобладает убегание электронов.

Наибольший интерес представляет ситуация, когда начальная степень ионизации достаточно низка $N_e(0)/N_a(0) \ll 1$, так что выполняются условия медленности изменения плотности атомов на начальной стадии

$$\tau_+^{-1} \equiv k_n N_{e0} - 1/\tau_- \gg k_n N_{e0}.$$

В этом случае на начальной стадии имеет место экспоненциальный рост плотности электронов

$$N_e(t) = \begin{cases} N_{e0} \exp(t/\tau_+), & N_{e0} \gg N_i, \\ N_i [\exp(t/\tau_+) - 1], & N_{e0} \ll N_i. \end{cases}$$

После прохождения максимума (при $t_{\text{пик}} \sim \tau_+ \ln(N_{e0}/N_{e0})$ или $t_{\text{пик}} \sim \tau_+ \ln(N_{e0}/N_i)$) имеет место экспоненциальный спад

$$N_e(t) = (N_i \tau_e / \tau_+) [\exp(-t/\tau_-) + 1].$$

Отметим, что при $N_{e0} \gg N_{кр}$ фронт импульса круче спада $\tau_+ \gg \tau_-$, а при небольшом превышении критической плотности ($N_{e0} - N_{кр}) \ll N_{кр}$ фронт оказывается более пологим, чем спад.

Для грубой оценки характерных параметров положим $V_e \sim 10^8$ см/с, $d \sim 1$ см, $\sigma_n \sim 10^{-16} - 10^{-17}$ см². Тогда $N_{кр} \sim 10^{16} - 10^{17}$ см⁻³ ($p \sim 0.3 - 3$ мм рт. ст.), $\tau_- \sim 10$ нс, что по порядку величины согласуется с экспериментом. Сопоставляя с экспериментальными данными следующие качественные предсказания изложенной модели: 1) формирование импульса тока с возрастанием и спадом амплитуды возможно лишь при превышении плотностью газа N_{a0} некоторого критического значения $N_{кр}$, в эксперименте при малых концентрациях плазмы и нейтралов или газа возрастания проводимости в исследуемом промежутке не наблюдалось; 2) понижение $N_{кр}$ при переходе к более тяжелым газам, для которых сечение ионизации больше, обрывы тока в гелии наблюдаются при больших давлениях по сравнению с азотом в идентичных экспериментальных условиях; 3) увеличение скорости обрыва тока при переходе к меньшим межэлектродным расстояниям (рис. 5); 4) увеличение скорости нарастания на фронте импульса тока при повышении плотности газа N_{a0} (рис. 3); отметим, что данный эффект наблюдается только в том случае, если индуктивность разрядного контура мала и не ограничивает рост тока.

Это дает основание считать, что основная причина формирования импульса тока в рассматриваемых условиях действительно обусловлена в нашей модели конкуренцией размножения электронов за счет ионизации газа в межэлектродном промежутке и потерями электронов за счет убегания на анод.

Для более точного рассмотрения стадии обрыва тока необходимо учитывать динамику ионного тока и эмиссии электронов из прикатодной плазмы, а также рассматривать кинетику формирования функции распределения электронов и перейти к двумерной геометрии. Из-за существенного усложнения и соответственно потери наглядности такой анализ проводить не будем. Отметим только, что при уменьшении проводимости формируется двойной слой, на котором выпадает основное напряжение. Формирование двойных слоев в разрядах при низких давлениях описано в [8, 9].

Таким образом, в данной работе исследовано влияние на рост и обрывы (уменьшение) тока различных параметров. Обрывы тока наблюдались в широком диапазоне концентраций частиц в рабочем промежутке. Показано, что с уменьшением атомного номера (сечения ионизации) область давлений (концентраций), при которых наблюдаются обрывы тока, сдвигается в сторону высоких давлений. Скорость нарастания тока перед обрывом увеличивается с ростом давления и атомного номера рабочего газа. Отметим, что при питании разряда от *LC*-генераторов скорость нарастания тока определяется, как правило, параметрами разрядного контура и это маскирует обнаруженный эффект.

Скорость обрыва тока увеличивается при уменьшении межэлектродного зазора и атомного номера рабочего газа, а также при увеличении давления.

Авторы благодарят В. Ф. Лосева за помощь при проведении экспериментов по исследованию разряда в гелии, азоте и воздухе.

Список литературы

- [1] *Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 3. P. 774—784.
- [2] *Ковальчук Б. М., Месяц Г. А.* // ДАН СССР. 1985. Т. 284. № 4. С. 857—859.
- [3] *Абдуллин Э. Н., Баженов Г. П., Бугаев С. П.* и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 1. С. 109—110.
- [4] *Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф.* // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. I. С. 293—295.
- [5] *Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф.* // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. III. С. 19—21.
- [6] *Иваненков Г. В.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 733—741.
- [7] *Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф.* // ЖТФ. 1988. Т. 58 Вып. 8. С. 1551—1554.
- [8] *Луценко Е. И., Середа Н. Д., Концевой Л. М.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 4. С. 789—796.
- [9] *Луценко Е. И., Середа Н. Д., Концевой Л. М.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 72—81.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
3 ноября 1989 г.