

Использование анода миниатюрного вакуумного искрового разрядника в качестве зонда Ленгмюра для исследования процесса коммутации

А.Н. Долгов, С.Г. Давыдов, А.В. Корнеев, Р.Х. Якубов
Москва, ФГУП «ВНИИА им. Н.Л. Духова», ул. Сущевская 22
vniia@vniia.ru

Использование одного из электродов малогабаритного вакуумного искрового разрядника в качестве одиночного зонда Ленгмюра позволило зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и турбулентной плазмы, эмиттируемые из системы поджига, и измерить их основные параметры.

Commutation process study using vacuum spark gap anode as Lengmuir probe. A.N.Dolgov, S.G.Davydov, A.V.Korneev, R.Kh.Yakubov. The usage of one of the small scale vacuum spark gap electrodes as a single Lengmuir probe allowed to register fluxes of charged particles and turbulent plasmas with high time resolution and to measure their main parameters.

Быстродействующие малогабаритные вакуумные разрядники находят применение везде, где требуется коммутировать высоковольтные силовоточные цепи, отличающиеся низкой индуктивностью, например, при проведении фундаментальных физических исследований в области экстремальных состояний вещества [1], для скоростного фотографирования быстропротекающих процессов [2]. Соответственно физические процессы, протекающие в малогабаритном вакуумном разряднике и определяющие его свойства как коммутатора, представляют определенный интерес.

Используемый в проведённых исследованиях компактный управляемый вакуумный разрядник представляет собой трёхэлектродную коаксиальную систему, основными элементами которой являются анод, катод, поджигающий электрод и диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод. Разрядное устройство размещалось в диэлектрической оболочке, откачиваемой до давления не хуже 10^{-3} мм рт. ст. (рис.1).

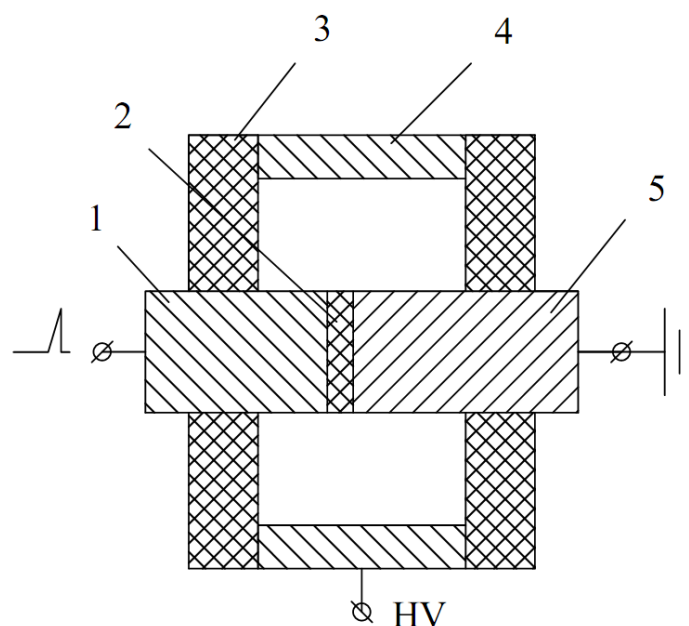


Рис.1. Конструкция вакуумного разрядника: 1 – поджигающий электрод, 2 – диэлектрическая шайба, 3 – откачанная диэлектрическая оболочка, 4 – анод, 5 – катод.

Электроды были выполнены из алюминиевого сплава, диэлектрическая шайба выполнялась из слюды толщиной 0,1 мм. Диаметр внутренних цилиндрических электродов: катода и поджигающего электрода составлял $2r=5$ мм. Внешний электрод в виде полого цилиндра имел внутренний диаметр на $2d=2$ мм больше. Высоте анода $h=4$ мм. В описываемых ниже экспериментах между диэлектрической шайбой и прилегающими электродами соосно с ними размещались дополнительно металлические прокладки, каждая толщиной 0,1 мм и соответствующего размера: между диэлектрической шайбой и поджигающим электродом - коваровая, между диэлектрической шайбой и катодом – коваровая и титановая (рис.2).

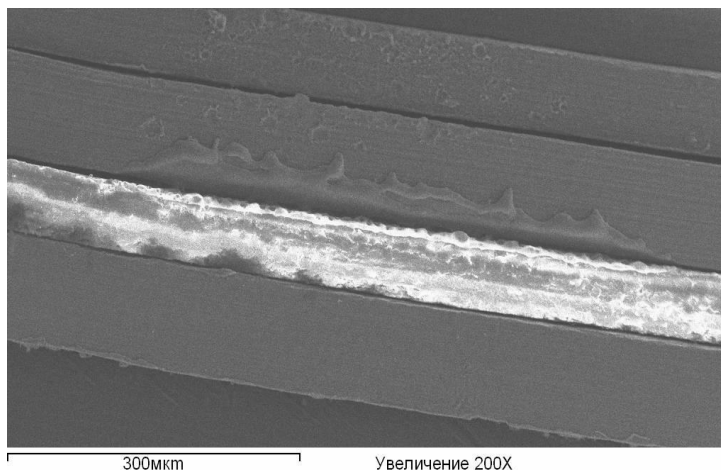


Рис.2. Изображение на электронном микроскопе. Состояние электродной системы (узла поджига) после 50 срабатываний.

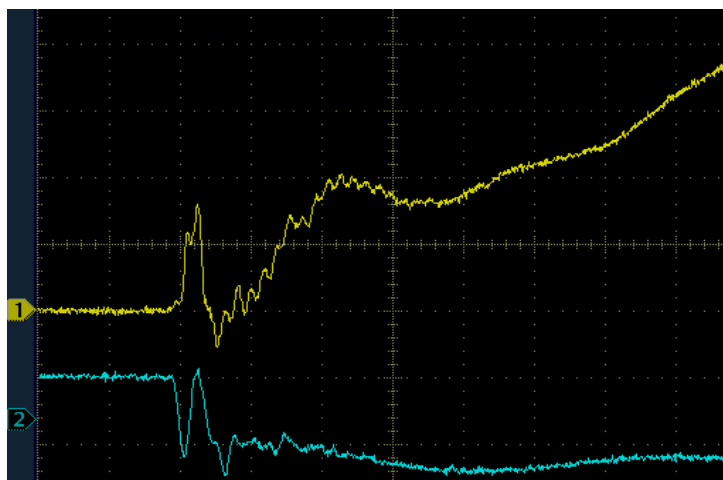


Рис.3. Осциллограмма. Развертка 100 нс/дел. Луч №1 – ток в промежутке катод-анод, чувствительность – 20 А/дел. Луч №2 – напряжение поджига, чувствительность – 2 кВ/дел.

Для инициирования разряда на поджигающий электрод подается положительный относительно катода (катод заземлен) импульс напряжения амплитудой 3,5 кВ и крутизной $(1-2) \cdot 10^9$ В/с. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы и плазма, образованная продуктами эрозии, создает проводящую среду в промежутке катод-анод. Амплитуда силы тока поджига в конфигурации составляла 7,5-10 А при длительности импульса тока около 30 нс. Анод разрядника использовался в качестве зонда Ленгмюра. Данный выбор позволил нам разместить зонд непосредственно вблизи зоны исследуемого разряда, но в тоже время не нарушить особенности конструкции разрядника, что могло бы привести к изменению протекающих при его срабатывании процессов. Синхронно с сигналом с зонда регистрировался ток в цепи поджига. В качестве положительного тока на зонд принимался ток электронов (рис.3). Серия осциллограмм сигналов с зонда, снятая для

возможно более широкого интервала значений потенциала зонда, позволяла, ввиду достаточно хорошей повторяемости сигнала, построить набор вольт-амперных характеристик (ВАХ) для различных моментов времени, отсчитываемых от начала протекания тока в цепи поджига (или старта отсчета времени).

На осциллограммах сигнала с зонда на фоне непрерывной корпускулярной эмиссии, начинающейся непосредственно с момента инициирования разряда в системе поджига, можно выделить три основных группы заряженных частиц. Примерно через 2 нс после появления тока в цепи поджига сигнал с зонда фиксирует появление потока электронов, причем вплоть до тормозящего потенциала зонда $\phi_p = -200$ В, электронный ток на зонд составляет $\sim 1 - 1,5$ А. Через 6-8 нс после старта сигнал с зонда фиксирует поток ионов, который постепенно ослабевает с ростом потенциала зонда, вплоть до потенциала зонда $\phi_p = +400$ В. Энергия ионов оценивалась по результатам экстраполяции экспериментальной ВАХ до точки, в которой ток ионов падал до нуля, и составляет ~ 600 эВ. Ионный ток достигает величины ~ 2 А. Затем зонд, судя по виду ВАХ, регистрирует поток плазмы. В интервале времени 10-30 нс после старта ВАХ зонда приобретает вид, характерный для потока плазмы, распространяющегося со скоростью, порядка или меньше скорости ионного звука [3]. Пик сигнала с зонда приходится на момент времени ~ 30 нс после старта. С момента времени примерно 70 нс после старта со скоростью, значительно превышающей скорость ионного звука (присутствует весьма заметная ступенька на электронной ветви ВАХ) [3].

Ионная ветвь характеристики для каждого из указанных моментов времени демонстрирует аномально большой ионный ток, если сравнивать вид полученной характеристики с видом ВАХ, отвечающей классической теории зонда, и учитывать теоретически ожидаемое в этом случае отношение электронного и ионного токов:

$$I_{es}/I_{is} = (M_i/m_e)^{1/2} \approx 200-300, \quad (1)$$

где M_i и m_e - массы иона и электрона, соответственно. На переднем фронте плазменного потока плавающий потенциал зонда имеет отрицательное значение, затем становится близок к нулю.

Построение электронной ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе дало следующий результат. Максимальная электронная температура, которая определялась по наклону переходного участка ВАХ, регистрируется в момент появления плазменного потока и составляет 30 ± 5 эВ, затем, температура монотонно убывает, достигая минимума в 2-4 эВ примерно через 100 нс после старта что вполне согласуется с продолжительностью протекания тока в системе поджига. Электронный ток насыщения на зонд, определяемый по излому на электронной ветви ВАХ, аналогично постепенно падает с ~ 1 А до 0,3 А.

Оценку концентрации электронов в плазме, окружающей зонд, по-видимому, следует производить также, как и в случае плоского зонда в разреженной плазме, используя соотношение для силы электронного тока насыщения:

$$I_{es} = en_e \langle v_e \rangle S_p / 4, \quad (2)$$

где e - элементарный электрический заряд; n_e - концентрация электронов;

$$\langle v_e \rangle = (8kT_e / \pi m_e)^{1/2}, \quad (3)$$

$\langle v_e \rangle$ - средняя скорость хаотического движения максвеллизированных электронов; k - постоянная Больцмана; m_e - масса электрона; T_e - электронная температура; S_p - площадь собирающей поверхности зонда (внутренняя поверхность анода в нашем случае). В качестве оценки плотности плазмы имеем интервал $\sim (1-3) \cdot 10^{16}$ м⁻³. Если предположить, что источник вещества практически точечный объект, например, катодное пятно, и разлет вещества происходит изотропно, то реальные значения плотности плазмы, достигающей анода, могут оказаться на порядок величины больше.

Радиус Дебая для регистрируемой плазмы с учетом сделанных замечаний составит

$$r_D \approx (\epsilon_0 k T_e / e^2 n_e)^{1/2} \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ м}, \quad (4)$$

где ϵ_0 - диэлектрическая постоянная. При этом выполняется условие $d \gg r_D$. Из чего следует, что зонд работает в режиме тонкого переходного приондового слоя [4]:

$$h, r + d \gg r_D, \quad (5)$$

и формула (2) была справедливо выбрана для расчета концентрации электронов в плазме.

При рассеянии электронов на ионах длину свободного пробега можно оценить используя соотношение для сечения кулоновского рассеяния:

$$\lambda \approx 1/n_e \sigma \quad (8)$$

$$\sigma = \pi \Lambda (Ze^2/2\pi\epsilon_0 m_e V_e^2)^2, \quad (9)$$

где $\Lambda \approx 15$ – кулоновский логарифм, Z – средняя кратность ионизации атомарных частиц (можем положить $Z \approx 1$ в нашем случае без особого ущерба для дальнейших рассуждений) [5]. В интервале характерных энергий, регистрируемых для электронов, $\sim 2-30$ эВ длина свободного пробега составит $\lambda \approx 1-10^2$ м. Не стоит забывать о наличии остаточного газа с концентрацией нейтральных молекул порядка $n_0 \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и сечением рассеяния порядка 10^{-19} м^2 , что соответствует длине свободного пробега ~ 1 м. Таким образом выполняется соотношение:

$$\lambda \gg h, r_D, \quad (10)$$

т. е. зонд работает в бесстолкновительном режиме [4], следовательно он вносит в плазму пренебрежимо малые возмущения и мы с полным правом можем воспользоваться для интерпретации полученных результатов классической теорией ленгмюровского зонда, по крайней мере, для электронной ветви ВАХ.

Временное разрешение ленгмюровского зонда, как время установления дебаевской экранировки, можно оценить следующим образом [3]

$$\tau \approx 1/\omega_0, \quad (11)$$

$$\omega_0 = (e^2 n_e / 4\pi\epsilon_0 m_e)^{1/2}, \quad (12)$$

где ω_0 – круговая частота ленгмюровских колебаний. В наших условиях $\tau \approx 10^{-10}-10^{-9}$ с. Иной подход предлагает автор [6]: в качестве оценки нижнего предела временного разрешения зонда Ленгмюра следует принимать время прохождения ионами переходного слоя. При температуре ионов порядка 2-5 эВ скорость ионов составит $\sim 5 \cdot 10^3$ м/с и указанное время прохождения переходного слоя порядка $10^{-9}-10^{-8}$ с. Следовательно, мы имеем право проводить зондовые измерения в выше указанных временных рамках, по крайней мере, когда речь идет о плазме. На переднем фронте регистрируемого корпускулярного потока зонд работает как коллектор набегающих заряженных частиц, и нет необходимости ждать формирования переходного плазменного слоя.

Соотношение площадей зонда и противозонда способно оказывать влияние на ВАХ зонда. В условиях, когда $T_i \ll T_e$ может происходить, согласно расчетам, выполненным авторами [6], искажение ВАХ, если диффузия электронов из невозмущенной плазмы не успевает компенсировать потери, связанные с их уходом на зонд. Если $S_p/S_{ap} \rightarrow \infty$, где S_p и S_{ap} – площади зонда и противозонда, то ВАХ имеет четко выраженный (с изломом) выход электронного тока на насыщение. Если $S_p/S_{ap} = 1$, то кривая ВАХ на графике приобретает плавную затянутую форму. В нашем случае ситуация близка к $S_p/S_{ap} = 1$, но ВАХ тем не менее имеет четко выраженный излом электронной ветви, следовательно, ионная и электронная температуры близки.

Общая картина наблюдавшихся процессов, восстановленная по результатам зондовых исследований, непротиворечива и выглядит следующим образом. Через ~ 2 нс после появления тока в цепи пробоя на расстоянии 1 мм в радиальном направлении от области пробоя фиксируется появление потока электронов с энергиями >300 эВ, сила тока которых составляет порядка ампера. Вслед за потоком электронов следует поток ионов, распространяющийся в том же направлении. Через 4-8 нс после старта наблюдается поток ионов с энергиями до ~ 500 эВ. Фиксируемый ионный ток близок к силе тока в потоке электронов. Таким образом наблюдалось сначала убегание электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде. Затем происходила эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля убегающих электронов, т.е. явление амбиполярной диффузии. Примерно с момента времени 10 нс после старта ВАХ зонда приобретает вид, характерный для потока плазмы, распространяющегося со скоростью, порядка или меньше скорости ионного звука. На переднем фронте плазменного потока зарегистрировано разделение зарядов и электронная температура 30 ± 5 эВ, которая в дальнейшем монотонно падает до 2-4 эВ. Регистрируемая концентрация электронов в плазме составляет $\sim 10^{15}-10^{16} \text{ м}^{-3}$ и также монотонно падает со временем. С момента времени примерно 70 нс после старта со скоростью, значительно превышающей

скорость ионного звука. Вероятно, достаточно позднее формирование сверхзвукового плазменного потока, не связанного с убегающими электронами, обусловлено газокинетическим ускорением под действием электронного давления в области разряда у поверхности диэлектрика в результате разогрева плазмы в разряде.

По виду ВАХ сделан вывод о близости по величине ионной и электронной температур в плазме разряда.

Литература

1. Baginski T. A., Thomas K. A. A Robust One-Shot Switch for High-Power Pulse Applications // IEEE Trans. Power Elec. 2009. V. 24. №. 1. P.253-259.
2. Coaker B. M., Xu N. S., Jones F. J., Latham R. V. High-speed imaging of the pulsed-field flashover of an alumina ceramic in vacuum // IEEE Trans. Dielect. Elec. Ins. 1995. V2, Issue 2, P. 210-217.
3. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969, -291 с.
4. Ершов А. П. Метод электрических зондов Ленгмюра. М.: Физический факультет МГУ, 2007, -26 с.
5. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968, -286 с.
6. Чан П., Талбот Л., Турьян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978, -202 с.

Предельные возможности газового разрядника по времени коммутации при искровом поджиге

А.Н. Долгов, С.Г. Давыдов, А.А. Козлов, В.О. Ревазов, Р.Х. Якубов
Москва, ФГУП «ВНИИА им. Н.Л. Духова», ул. Суцневская 22
vnii@vniia.ru

Проанализированы результаты многочисленных экспериментов с малогабаритными газовыми разрядниками с искровым и оптическим поджигом. Показаны возможности достижения времени коммутации в пикосекундном диапазоне.

Top shortening of commutation time in gas spark gap. A.N.Dolgov, S.G.Davydov, A.A.Kozlov, V.O.Revazov, R.Kh.Yakubov. Resultes of numerous experiments with small scale spark gaps operated by electrical or optical energy impulses are analyzed. Possibilities to achieve commutation times of picosecond range are demonstrated.

Принципиальные конструкции малогабаритных разрядников с искровым поджигом и оптическим управлением, используемые в настоящее время в вакуумном исполнении [1,2] (низкого давления газа), представлены на рис.1 и рис.2. При проведении экспериментов диэлектрические оболочки разрядников откачивались до требуемого давления остаточных газов. Анод каждого из разрядников находится под постоянным напряжением 4 кВ. Для инициирования процесса коммутации **ИР** на поджигающий электрод подается положительный относительно катода (катод заземлен) импульс напряжения амплитудой 3,5 кВ и крутизной $(1-2) \cdot 10^9$ В/с. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы и плазма, образованная продуктами эрозии, создает проводящую среду в промежутке катод-анод, т.к. промежуток закорачивается – происходит коммутация прибора [3]. Для инициирования процесса коммутации **РОУ** на поверхности катода фокусируется импульс оптического излучения энергией несколько миллиджоулей и длительностью ~ 10 нс (на полувысоте), что повышает в пятне фокусировки интенсивность излучения до $\sim 10^9$ Дж/см². Образующаяся плазма закорачивает промежуток катод-анод [4].