УДК 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2019-34-4-37-41

О.А. Омаров, Н.О. Омарова, П.Х. Омарова

Некоторые характеристики плазмы искрового канала разрядов высокого давления в сильном магнитном поле

Дагестанский государственный университет; Россия, 367001, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; inpora@mail.ru

В работе исследуются характеристики плазмы искрового канала во внешнем продольном магнитном поле. Проведено комплексное экспериментальное исследование вольтамперных, оптических и спектральных характеристик разряда с применением синхронизации импульсных электрических и магнитных полей. Проанализированы влияние магнитного поля на радиальное развитие канала, формирование ударных волн, изменения в балансе энергии и температуры в ионизированной плазме газового разряда высокого давления. В сильном продольном магнитном поле происходит выравнивание температур частиц в искровом канале ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Наблюдается рост плотности тока, проводимости плазмы канала искры и удельного энерговклада в разряд. Определены параметры плазмы канала в зависимости от внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: *искровой канал, магнитное поле, проводимость плазмы, плотность тока, концентрация электронов.*

Введение

Анизотропия сильных магнитных полей как в газе, так и в плазме вносит отличительные характеристики в развитие пробоя газов на всех его стадиях. Особый интерес представляют исследования влияния внешнего продольного магнитного поля на такие параметры разряда высокого давления, как энергия и мощность, выделяемые в разряде, температура электронов и концентрация частиц.

Несмотря на то, что с пятидесятих годов XX столетия проводятся исследования с целью получения управляемой термоядерной реакции при использовании газоразрядной плазмы [1–3], существенного прогресса в данном вопросе достигнуто не было. В первую очередь это связано с тем, что использовались разряды низкого давления и недостаточно сильные магнитные поля. Вместе с тем, как показывают недавние исследования, это вполне возможно в малом объеме при магнитных полях порядка нескольких сотен килоэрстед.

Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование процесса формирования искрового канала в разрядах высокого давления в аргоне во внешнем магнитном поле.

Экспериментальная установка и методика эксперимента

Методика работ и экспериментальная установка, использованная нами, описаны в работах [4–6]. Разряд создавался между алюминиевыми электродами типа Роговского диаметром 0.8 см, удаленных друг от друга на расстоянии $d = 0.3$ см, при давлении $p = 2280$ Торр и напряжении пробоя $U_{np} = 7$ кВ. Для создания начальной предыонизации с концентрацией электронов $n_0 \sim 10^8\text{--}10^9 \text{ см}^{-3}$ использовался источник УФ-

излучения. На электроды подавались импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 30 кВ и фронтом нарастания ~ 10 нс. Напряжение на разрядном промежутке определялось осциллографированием сигнала с емкостного делителя с помощью осциллографов ОК-21, С8-14. Для регистрации тока разряда на различных стадиях применялись различные методики. Измерение малых токов производилось осциллографированием сигнала с малоиндуктивного шунта 1–2 Ом, соединенного последовательно разрядному промежутку. На стадиях большого тока использовался пояс Роговского. Сигнал с пояса Роговского подавался на пластины осциллографа ОК-21. Сопротивление столба разряда определялось по формуле $R_p(t) \approx (U(t) - L_s \frac{dI}{dt}) / I(t)$, где L_s – индуктивность разрядной цепи ($5 \cdot 10^{-8}$ Гн), $U(t)$ – падение напряжения на разрядном промежутке. По известному сечению разряда и току определялись плотность тока разряда и концентрация электронов.

Как известно, электронная температура плазмы при определенных условиях (сильноионизованной плазмы) может быть определена по известной формуле Спитцера

$$\sigma = 3,06 \cdot 10^{-4} \cdot T_e^{3/2} \cdot (z \cdot \ln \Lambda)^{-1} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь T_e – электронная температура в градусах К, z – заряд иона, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, который обычно принимают равным 10–15. Проводимость плазмы находилась по сопротивлению искрового канала.

По известному сопротивлению и току определялись мощность и энергия, вводимые в разряд:

$$P(t) = R_p(t) I^2(t), \quad E(t) = \int_0^t P(t) \cdot dt.$$

Пространственно-временное развитие разряда изучалось фотоэлектронным регистратором ФЭР2-1. Синхронизация картин свечения разряда с током или напряжением составляла 2–3 нс и осуществлялась подачей импульса тока (или напряжения) на отклоняющие пластины ЭОП (УМИ-92) синхронно с разверткой свечения разряда. При этом учитывался сдвиг по времени между световыми и электрическими сигналами. Сочетание электрических характеристик с пространственно-временными фотографиями разряда позволяет определить не только плотность тока и удельный энерговклад, но и проследить за пространственно-временной картиной формирования и развития искрового канала. Пространственные картины микрофотометрировались и обрабатывались на ЭВМ.

Результаты эксперимента

При малых перенапряжениях формируется узкий одиночный искровой канал (диаметром 0.01 см) со значительной скоростью его прорастания $\sim 10^9$ см/с. Вследствие быстрого ввода энергии в тонкий канал давление плазмы за очень короткое время (~ 1 нс) резко возрастает, что вызывает расширение плазмы канала в радиальном направлении со сверхзвуковой скоростью ($\sim 10^5$ см/с), который как расширяющийся плазменный поршень давит на нейтральный газ, формируя тем самым ударную волну большой интенсивности, способную переносить фронт ионизации в радиальном направлении.

Расширение плазменной области поперек магнитного поля, давление которого соизмеримо с газокинетическим давлением плазмы при наличии градиента поля на границе канала, происходит с меньшей скоростью. Величина градиента определяется ско-

ростью расширения и проводимостью плазмы [4–7]. Скорость расширения плазменного канала в отсутствии магнитного поля $H = 0$ равнялась $1.5 \cdot 10^5$ см/с для момента 100 нс, а при величине магнитного поля $H = 90$ кЭ величина скорости расширения равнялась $0.9 \cdot 10^5$ см/с. Характерные СФР-граммы канала искры показаны в работах [4; 5].

В работе [6, 7] представлена зависимость радиуса канала от времени при различных значениях напряженности магнитного поля, по которой отчетливо видно, что до определенного момента времени граница канала разряда и фронта ударной волны совпадают.

Плотность тока в формирующемся искровом канале рассчитывается по формуле

$$j(t) = \frac{I(t)}{\pi r^2(t)}.$$

Несмотря на быстрое расширение канала, плотность тока фактически не меняется и достигает насыщения. Это свидетельствует о том, что проводимость плазмы ограничена [8]. Однако внешнее магнитное поле напряженностью $H = 180$ кЭ увеличивает плотность тока насыщения в несколько раз. Спустя 30–40 нс после начала резкого спада напряжения на промежутке (с момента образования катодного пятна) j достигает значения $\sim 10^9$ А/см².

Рассчитаем мощность, выделяемую в разряде.

Суммарная энергия, которая в процессе разряда выделяется в разрядном промежутке и цепи, равна энергии в конденсаторе ($U_{np} = 7$ кВ, $L = 5 \cdot 10^{-8}$ Гн, $C = 1$ мкФ):

$$W_0 = \frac{CU_0^2}{2} = 24.5 \text{ Дж}.$$

В процессе разряда происходит перераспределение энергии на энергию в конденсаторе $W_c(t) = \frac{CU^2(t)}{2}$, энергию магнитного поля тока $W_i(t) = \frac{Li^2(t)}{2}$ и энергию, выделяющуюся на активном сопротивлении $Q(t)$, сумма которых равна W_0 , откуда

$$Q(t) = \frac{CU_0^2}{2} - \left(\frac{CU^2(t)}{2} + \frac{Li^2(t)}{2} \right), \text{ где } Q \text{ включает в себя как нагрев элементов цепи, так и}$$

энергию, выделяющуюся в канале. Последняя, в свою очередь, включает компоненты возбуждения и ионизации атомов, расширения канала, излучения и теплового нагрева, которые образуют «эффективное» активное сопротивление канала. При $R < R_c = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

(колебательный режим).

В разрядном промежутке выделяется только часть полной энергии, определяемая соотношением активного сопротивления промежутка к полному активному сопротивлению контура. Мгновенная выделяемая мощность равна производной Q по времени

$$W(t) = \frac{dQ(t)}{dt}.$$

На рис. 1 представлена зависимость максимальной мгновенной выделяемой мощности $W_{\max}(t)$ от отношения активного сопротивления промежутка к полному активному сопротивлению контура R/R_c . Как видим, с уменьшением сопротивления R максимальная выделяемая в разряде мощность (в МВт) сначала растёт, затем уменьшается. Максимум достигается при $R = 0.56R_c$. Примерно от $0.3 R_c$ до R_c мы имеем 90 % от максимума, а большая часть исходной энергии выделяется за время 350–400 нс, что в данном случае имеет порядок 60 МВт. В продольном магнитном поле

увеличивается и удельная мощность [9], вводимая в разряд. Если в формирующемся канале большая часть энергии идет на ионизацию газа и расширение канала, то на последующих стадиях практически вся вкладываемая энергия идет на излучение.

Таким образом, оценки температуры [1, 4] показывают, что в искровом канале ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) происходит выравнивание температур частиц, т. е. в плазме формирующегося искрового канала в течение нескольких десятков наносекунд нейтральные атомы «выгорают» и температуры электронов и ионов выравниваются $T_e \approx T_i$. Плазма характеризуется единой температурой, определяемой выражением (1). Применение распределения Саха к более высоким степеням ионизации дает значение плотности двукратно ионизованных атомов, равное приблизительно 30 % от плотности однократно ионизованных атомов, а также значительные концентрации ионов Ar^{3+} [9–11].

Рис. 1. Зависимость максимума пиковой мощности от отношения R/R_C

Заключение

Из вышеизложенного следует, что характерное время установления единой температуры и равновесной ионизацией в плазме искрового канала составляет $\sim 10^{-8}$ с. Плазма канала характеризуется почти стопроцентной ионизацией и наличием высокой концентрации одно-, двух-, трехкратно ионизованных атомов.

Экспериментально показано, что продольное магнитное поле напряженностью $H = 200$ килоэрстед приводит к росту плотности тока, проводимости плазмы, удельного энерговклада в разряд и температуры плазмы.

Литература

1. Omarov O.A., Omarova N.O., Omarova P.Kh., Aliverdiev A.A. Breakdown of high-pressure gases in a longitudinal magnetic field // High temperature. – 2019. – Vol. 57, Issue 2. – P. 156–163.
2. Будкер Г.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. Эксперименты по получению интенсивного протонного пучка методом перезарядной инжекции // Атомная энергия. – 1967. – Т. 22, вып. 5. – С. 348.
3. Karpeshin F., Magarshak Yu. On the possible Influence of resonance conversion on formation of the organic structures // Silicon versus carbon. – 2009. – № 5. – P. 149–164.
4. Рухадзе А.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Омаров О.А. Энергетические характеристики пробоя газов высокого давления в сильных продольных магнитных

полях // Прикладная физика и математика. – 2017. – № 5. – С. 34–47.

5. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Омарова Н.О., Хачалов М.Б. Газовые разряды высокого давления во внешнем продольном магнитном поле: монография. – Махачкала: ИПЦ ДГУ и ИНПО УРАО, 2014. – 214 с.

6. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Роль термоэлектронной эмиссии в формировании и развитии искрового канала в газах // Прикладная физика. – 2015. – № 3. – С. 52–56.

7. Златин Н.А. Физика быстропротекающих процессов. – М.: Мир, 1971. – Т. 1. – 103 с.

8. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. – М.: Мир, 1965.

9. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Хачалов М.Б. Спектральные исследования искрового разряда // Инженерная физика. – 2013. – № 10. – С. 43–53.

10. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового разряда в магнитном поле // Инженерная физика. – 2013. – № 7. – С. 49–54.

11. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Влияние внешних магнитных полей на энергетические характеристики искрового пробоя в газах высокого давления // ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. – 2015. – Т. 38, вып. 1. – С. 88–96.

Поступила в редакцию 3 сентября 2019 г.

UDC 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2019-34-4-37–41

Some characteristics of the spark channel plasma of high-pressure discharges in a strong magnetic field

Omarov O.A., Omarova N.O., Omarova P.H.

Dagestan State University; Russia, 367001, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a; in-porao@mail.ru

The paper investigates the characteristics of spark channel plasma in the external longitudinal magnetic field. A comprehensive experimental study of the current-voltage, optical and spectral characteristics of the discharge using the synchronization of pulsed electric and magnetic fields was carried out. The influence of the magnetic field on the radial development of the channel, the formation of shock waves, changes in the balance of energy and temperature in the ionized plasma of a high-pressure gas discharge is analyzed. In a strong longitudinal magnetic field, the temperature of the particles in the spark channel is equalized ($n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). There is some increase in the current density, the conductivity of the spark channel plasma and the specific energy contribution to the discharge. The parameters of the channel plasma dependent on the external magnetic field were determined.

Keywords: *spark channel, magnetic field, plasma conductivity, current density, electron concentration.*

Received 3 September, 2019