

## СТРУКТУРА ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

*С. Д. Вагнер, О. Ю. Котельникова, В. П. Пядин*

Исследован импульсный разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях в гелии для коаксиальной системы электродов. Определены в зависимости от магнитного поля распределение разрядного тока по электродам, радиальные распределения потенциала плазмы, температуры электронов и излучения атомарных линий гелия. Исследования проведены для различных полярностей напряжения на электродах.

### Введение

При низких давлениях газа, когда длина свободного пробега электрона больше длины разрядного промежутка, условия газового пробоя обычно не реализуются. Даже при значительных напряжениях ток через разрядный промежуток при холодных электродах практически отсутствует. Условия пробоя создаются приложением магнитного поля, скрещенного с электрическим. Изменение траектории движения электронов приводит к резкому увеличению вероятности объемной ионизации газа. В этом случае могут возникнуть два стабильных типа разряда. Один характеризуется сравнительно малой плотностью тока и большим напряжением горения. Другой тип разряда имеет значительно меньшее падение напряжения и обычно большее значение средней плотности тока. Первый тип разряда прекращается при снятии магнитного поля, т. е. имеется полное управление разряда магнитным полем. Второй после пробоя может существовать без магнитного поля. Управляемая форма разряда находит применение в коммутирующих газоразрядных приборах [1]. Поэтому исследование свойств такого разряда представляет интерес.

В настоящей работе приведены результаты исследования разряда в скрещенных полях первого типа в гелии в импульсном режиме для коаксиальной системы электродов, которое является продолжением работы [2]. Определялись радиальные распределения потенциала плазмы, температуры электронов и излучения атомарных линий гелия. Было также изучено распределение разрядного тока на различные части электродов.

Схема разрядной трубки представлена на рис. 1. Коаксиальные электроды, выполненные из нержавеющей стали толщиной 1 мм, размещались в стеклянном баллоне с плоско-параллельным окошком. Такая система электродов с продольным магнитным полем наиболее удобна для осуществления пробоя и поддержания разряда в скрещенных полях. В этом случае сила, действующая на заряженные частицы в разрядном промежутке, имеет азимутальное направление. При этом наиболее эффективно используется площадь поверхностей, ограничивающих разрядный промежуток, и достигается равномерное заполнение его плазмой. Для осуществления управляемой формы разряда необходимо наличие торцевых заглушек, так как это исключает возможность пробоя по длинным путям на внешнюю сторону электрода. В одном из торцевых электродов, расположенном напротив окошка, сделана радиальная щель шириной 0.7 мм для определения распределения излучения плазмы. Торцевые части изолированы от коаксиальных электродов. Таким образом, трубка имеет четыре

независимых электрода, что позволяет осуществить включения электродов с различными вариантами полярности напряжения на них. Для определения распределения параметров плазмы вдоль радиуса в центре разрядной трубки размещался подвижный зонд цилиндрической формы длиной 3 мм и радиусом 0.1 мм. Исследуемая трубка помещалась внутри многovitкового соленоида,

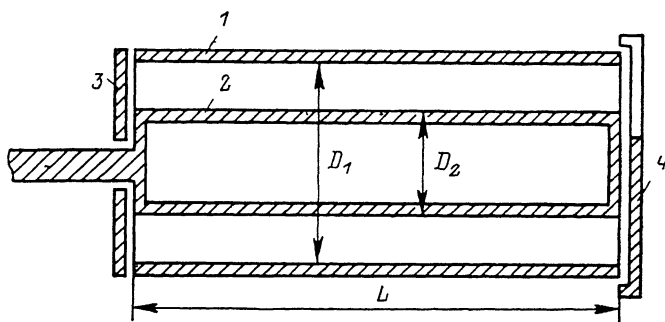


Рис. 1. Схема электродов.

$L=90$  мм,  $D_1=38$  мм,  $D_2=19$  мм. 1, 2 — внешний и внутренний (центральный) цилиндрические электроды; 3 — торцевой электрод с отверстием для вывода центрального электрода; 4 — торцевой электрод с радиальной щелью шириной 0.7 мм.

создающего постоянное магнитное поле с максимальной индукцией 0.07 Тл. На разрядный промежуток подавались прямоугольные импульсы напряжения длительностью 40 мкс и частотой повторения 30 Гц от модулятора, собранного по схеме с частичным разрядом емкости. Разряд исследовался при различных давлениях гелия от 0.1 до 1 Тор при токах от 2 до 20 А. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Все приводимые ниже результаты соответствуют установившейся форме разряда и даны для момента времени 20 мкс от начала импульса.

### Результаты измерений

1) Распределение токов по электродам. Было проведено исследование распределения токов на электроды для четырех симметричных включений, схемы которых приведены на рис. 3, а. Токи на отдельные части электродов измерялись осциллографированием напряжения на эталонных резисторах или при помощи поясов Роговского. Оба метода дают практически одинаковые результаты. На рис. 3, б, даны характерные диаграммы распределения токов на отдельные части секционированного электрода при различных полярностях напряжения на электродах в зависимости от магнитного поля. Доля общего тока, приходящаяся на данный электрод, есть расстояние по оси ординат между двумя соседними соответствующими кривыми. Для первых двух случаев доля тока на торцевые части незначительна и слабо зависит от магнитного поля. Это связано с тем, что секционированным электродом является катод. Ионы, составляющие основную часть потока заряженных частиц, идущих на катод, мало подвержены воздействию магнитного поля. В случае, когда секционированным электродом является анод, доля тока на торцы становится существенной и заметно зависит от магнитного поля. Это связано с тем, что с увеличением магнитного поля коэффициент поперечной диффузии электро-

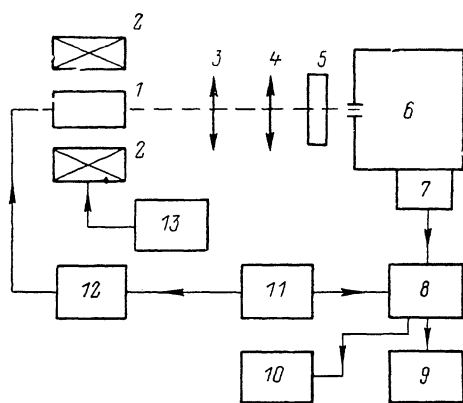


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. Оптическая система.

1 — исследуемая трубка; 2 — многovitковый соленоид; 3, 4 — линзы; 5 — плоско-параллельная стеклянная пластина; 6 — монохроматор ЗМР-3; 7 — фотоэлектрическая приставка; 8 — стробоскопический преобразователь напряжения В9-5; 9 — осциллограф С1-65; 10 — самописец КСП-4; 11 — генератор импульсов напряжения; 12 — модулятор; 13 — блок питания соленоида.

нов уменьшается, что приводит к относительно увеличению роли продольных потоков электронов. Уменьшение тока на торцы при больших значениях магнитного поля в четвертом случае может быть связано с возникновением неустойчивостей, способствующих радиальной диффузии. Косвенным подтверждением этого служит соответствующее возрастание уровня плазменных шумов.

Для дальнейшего изучения были выбраны две первые системы включения, поскольку для них лучше осуществляются условия управления магнитным полем. Это обусловлено тем, что основная часть электронного тока имеет радиальное направление. Кроме того, более равномерное распределение тока по поверхности электродов уменьшает вероятность перехода разряда в неуправляе-

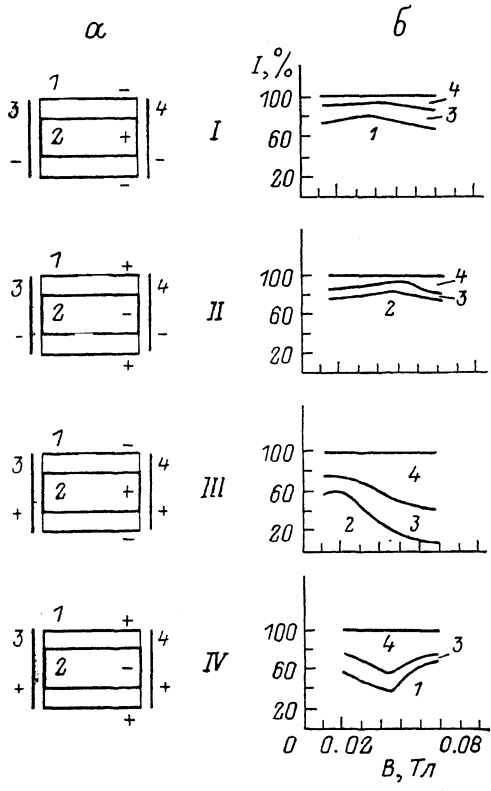


Рис. 3. Схема включения электродов (а) и распределение токов по частям секционированного электрода при  $I=5 \text{ A}$  (100%),  $p=1 \text{ Тор}$  (б).

а: 1, 2 — внешний и центральный коаксиальные электроды, 3 — задний торец анодного узла, 4 — передний торец с щелью; б: I — секционированный катод, центральный электрод — анод; II — секционированный катод, центральный электрод — катод; III — секционированный анод, центральный электрод — анод; IV — секционированный анод, центральный электрод — катод.

мую форму, что дает возможность управлять большими токами и улучшает тепловой режим работы электродов.

2) Радиальное распределение потенциала и температуры электронов. Радиальное распределение потенциала измерялось с помощью подвижного зонда. При снятии зондовых характеристик анод использовался в качестве опорного электрода. Потенциал пространства определялся по перегибу электронной части характеристики. Характерные профили потенциала плазмы приведены на рис. 4, а, б при различных полярностях напряжения на центральном электроде в зависимости от магнитного поля.

Во всех случаях падение напряжения на трубке составляет 250—400 В, его основная часть связана с катодным падением, протяженность которого меньше миллиметра. Это дает основание говорить о сходности катодной части разряда с тлеющей формой.

При любой полярности напряжения на центральном электроде катодное падение уменьшается с увеличением магнитного поля. При снижении давления газа катодное падение увеличивается.

Знак и величина анодного падения обусловлены двумя факторами: площадью поверхности анода и скоростью диффузии электронов в радиальном на-

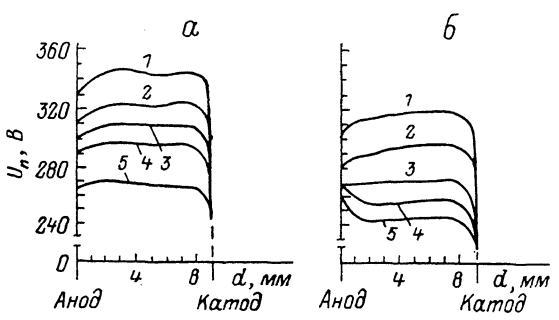


Рис. 4. Профили потенциала плазмы при  $I=5 \text{ A}$ ,  $p=1 \text{ Тор}$ . Центральный электрод — катод (а) и центральный электрод — анод (б).

В, Тл: 1 — 0.015, 2 — 0.02, 3 — 0.03, 4 — 0.04, 5 — 0.06.

правлении. При слабых магнитных полях, когда коэффициент диффузии достаточно велик, для ограничения ухода электронов на анод возникает отрицательное анодное падение. С увеличением магнитного поля коэффициент диффузии электронов уменьшается и величина отрицательного анодного падения снижается. Для первой системы включения электродов (рис. 3, б, I) анодное падение становится положительным при определенных значениях магнитного поля. Площадь анода для второй системы включения электродов (рис. 3, б, II) относительно больше, чем для первой. Увеличение магнитного поля в этом случае не приводит к изменению знака анодного падения.

Зондовые характеристики были использованы для оценки энергии электронов. Отступление от прямолинейности зондовых характеристик в полулогарифмическом масштабе свидетельствует об отклонении распределения электронов от максвелловского. Поэтому определение электронной температуры носит оценочный характер. Для ее расчета использовался потенциал изолированного зонда [3]

$$T_e = V_0 \frac{e}{k} \left( \ln \frac{1}{0.8} \sqrt{\frac{M}{\pi m}} - \ln \frac{S_0}{S} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $T_e$  — электронная температура;  $V_0$  — потенциал изолированного зонда;  $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона;  $M$  — масса атома гелия;  $S_0$  — площадь поверхности слоя плазмы около зонда;  $S$  — площадь поверхности зонда;  $k$  — постоянная Больцмана.  $S_0$  оценивалась из «закона  $3/2$ » [4].

Измерения показали, что электронная температура уменьшается вдоль разрядного промежутка от катода к аноду примерно в два раза (от  $1 \cdot 10^5$  до  $4-5 \times 10^4$  К). Четко проявляется разный характер радиального распределения электронной температуры при различных полярностях напряжения на центральном электроде. В случае, когда центральным электродом является катод, наблюдается монотонное падение электронной температуры в направлении от катода к аноду. При обратной полярности в анодной области наблюдается тенденция к возрастанию электронной температуры с увеличением магнитного поля. Этот эффект связан, по-видимому, с изменением знака анодного падения и возникновением при этом ускоряющего поля вблизи анода.

3) Радиальное распределение интенсивности свечения. Сканирование излучения вдоль щели монохроматора осуществлялось поворотом плоско-параллельной стеклянной пластины. В спектре наблюдались только атомарные линии гелия. Уверенно регистрировались линии 587.6, 667.8, 501.5, 447.2, 706.6 нм.

а) Центральный электрод — катод. Радиальное распределение интенсивности для всех линий характеризуется максимумом вблизи катода. Возрастание интенсивности со стороны катода более крутое. С увеличением магнитного поля происходят значительное сужение распределения интенсивности и смещение максимума в сторону катода. В прианодной части разряда практически исчезает свечение. На рис. 5, а показано распределение интенсивности излучения на линии 587.6 нм при различных значениях магнитного поля. Положение максимума интенсивности излучения является сложной функцией энергетического распределения и концентрации электронов. Поскольку катодное падение составляет 250—400 В и его протяженность доли миллиметра, а потенциал возбуждения атомов гелия порядка 20 В, то можно ожидать, что положение максимума интенсивности в разряде определяется в основном длиной релаксации энергии электронов, прошедших катодное падение. Исходя из диффузионного приближения можно записать для длины релаксации энергии электронов [5]

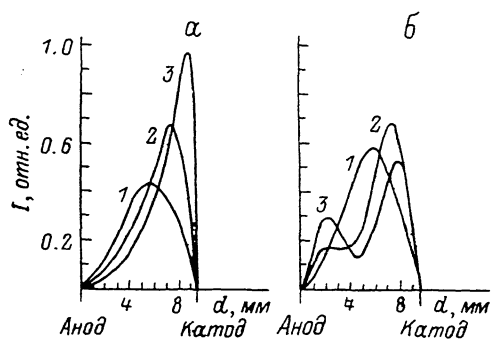


Рис. 5. Радиальное распределение интенсивности излучения линии 587.6 нм при  $I = 5$  А,  $p = 1$  Тор. Центральный электрод — катод (а) и центральный электрод — анод (б).  
B, Tл: 1 — 0.015, 2 — 0.04, 3 — 0.06.

$$d = \sqrt{D_H \tau_e} \quad (2)$$

где  $D_H$  — коэффициент диффузии электронов в магнитном поле,  $\tau_e$  — время релаксации энергии электронов.

При достаточно больших магнитных полях, когда  $(\omega/\nu_{ea})^2 \gg 1$  (здесь  $\omega$  — циклотронная частота электронов,  $\nu_{ea}$  — частота упругих столкновений электронов с атомами), длину релаксации электронов можно приближенно считать обратно пропорциональной индукции магнитного поля. Экспериментальные графики  $D$  ( $1/B$ ), представленные на рис. 6, подтверждают характер этой зависимости.

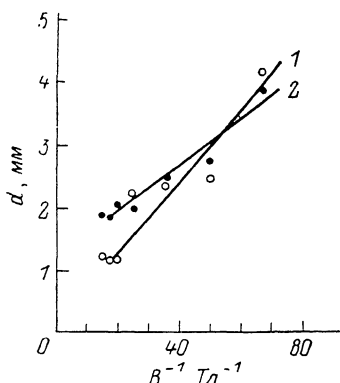


Рис. 6. Расстояние от катода до максимума интенсивности излучения линии 587.6 нм при  $I=5$  А,  $p=1$  Тор. 1 — центральный электрод — катод, 2 — центральный электрод — анод.

Сравнительно крутой спад интенсивности в направлении анода связан с резким падением электронной температуры. Отсутствие электрического поля в плазменной части разряда приводит к быстрому охлаждению электронов за счет столкновений. Резкий спад интенсивности также связан с уменьшением концентрации электронов в направлении анода. Интенсивность в максимуме излучения линий изменяется по-разному для каждой линии при увеличении магнитного поля. Изменения достигают 30—40 %.

б) Центральный электрод — анод. Зависимость радиального распределения интенсивности излучения спектральных линий носит другой характер (рис. 5, б). При малых магнитных полях (что соответствует отрицательному анодному падению) в распределении интенсивности наблюдается один максимум вблизи катода. С увеличением магнитного поля этот максимум сужается и смещается в сторону катода, как и в случае, когда центральный электрод — катод. При этом возникает и увеличивается максимум излучения вблизи анода. Появление анодного максимума излучения коррелирует с изменением знака анодного падения и характером распределения электронной температуры при данной полярности электродов.

#### Список литературы

- [1] Крестов В. А., Крижановский В. И., Кузмичев А. И. и др. // Обзоры по электронной технике. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. М., 1979. Вып. 2 (623). С. 1—52.
- [2] Вагнер С. Д., Котельникова О. Ю., Пядин В. П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 6. С. 344—346.
- [3] Каган Ю. М., Перель В. И., Рипатти П. О. // Вестн. ЛГУ. 1955. № 8. С. 129—135.
- [4] Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. 2-е изд. М.: Л., 1950. 836 с.
- [5] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.

Карельский государственный педагогический институт  
Петрозаводск

Поступило в Редакцию  
12 августа 1988 г.