

УДК 537.523.537.525.661.939

ГЕОМЕТРИЯ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО РАЗРЯДА, ИНДУЦИРУЕМОГО В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Р. Е. Ровинский, Л. Е. Белоусова, В. А. Груздев

Изучены зависимости основных геометрических размеров кольцевого безэлектродного разряда в аргоне и ксеноне на частоте порядка 12 Мгц от давления в интервале $10^{-2} - 760 \text{ мм рт. ст.}$ от мощности в разряде в интервале $2 - 14 \text{ квт}$, от характера охлаждения стенок колбы (воздушное, водяное) и от размеров разрядной колбы (80 и 100 мм). Установлено наличие трех областей давлений, в каждой из которых эти зависимости имеют специфические особенности, связанные с различиями в механизмах формирования разряда. В области высоких давлений (свыше $\sim 250 \text{ мм рт. ст.}$) совокупность экспериментальных фактов указывает на первостепенную роль теплопроводности в явлении отделения плазмы от стенок колбы и в образовании границ индуцированного разряда. Качественно это подтверждено решением уравнения баланса энергии при ограниченных предположениях.

1. Г. И. Бабат, впервые наблюдавший мощный стационарный разряд, индуцируемый с помощью высокочастотного генератора в воздухе при атмосферном давлении [1], описал явление отрыва плазмы от стенок кварцевой трубки. Это явление представляет несомненный интерес и имеет практическое значение прежде всего в тех случаях, когда необходимо создать индуцированный разряд большой мощности и обеспечить при этом сохранность стенок газоразрядной трубки. В этой связи в данной работе предпринято изучение геометрии стационарного индуцированного разряда в зависимости от характера охлаждения стенок колбы, мощности в разряде, рода газа и его давления.

Исследовали разряд, создаваемый в замкнутых колбах, наполненных аргоном или ксеноном, без протекания струи газа через зону индуктора. Использовали шаровые колбы диаметром 80 и 100 мм и цилиндрические колбы диаметром 70 мм. Помещенная в индукторе колба соединялась с системой откачки и наполнения газом. Подробное описание экспериментальной установки и метода измерения мощности в разряде приведено в статье [2]. Частота генератора $11 - 12 \text{ Мгц}$, мощность в разряде регулировалась в пределах от 2 до 15 квт, исследованный диапазон давлений составлял примерно от 1 до 760 мм рт. ст.

Предусматривалась возможность водяного или воздушного охлаждения колбы. Система водяного охлаждения описана в статье [2], система воздушного охлаждения состояла из воздухораспределительного устройства, обеспечивавшего равномерный обдув охлаждаемой поверхности струей сжатого воздуха.

Определение геометрии разряда производилось путем его фотографирования через нейтральные светофильтры НС-10 или НС-11 в плоскости, перпендикулярной оси индуктора (сверху), с помощью камеры Зенит 3м, снабженной удлинительным кольцом. Специальное внимание было уделено

выбору экспозиции при съемке. Негативные изображения разряда, полученные на пленке, обрабатывали на микрофотометре МФ-4 по двум взаимно-перпендикулярным диаметрам с автоматической записью соответствующих кривых почернения на фотобумаге. Одна из таких кривых приведена на рис. 1. На рис. 2 показана серия фотографий разряда, полученная при различных значениях мощности. Разряд имеет четкую форму кольца, диаметр которого меняется при изменении мощности.

Было выбрано три параметра, характеризующих геометрию разряда: 1) внешний диаметр кольца разряда D , определенный на уровне $0,1 I_{max}$ кривой почернения; 2) расстояние между максимумами кривой почернения l , являющееся диаметром кольца с максимальным значением интенсивности излучения разряда; 3) полуширина светящегося кольца разряда, в дальнейшем называемая диаметром сечения тора. Она определяется на уровне $0,5 I_{max}$ каждой ветви кривой почернения. Способ определения геометрических параметров по кривой почернения виден из рис. 1.

Так как при правильном выборе экспозиции почернение пленки в первом приближении пропорционально логарифму интенсивности излучения I , то отсчет соответствующих уровней на кривой почернения производится в логарифмическом масштабе. В возможном диапазоне разброса экспозиции, как показала специальная проверка, ошибки в определении величины D не превышают $\pm 15\%$, в определении величины $l \pm 7\%$ и в определении диаметра сечения тора — $\pm 25\%$.

2. Зависимости трех выбранных геометрических параметров разряда от давления наполняющего газа при фиксированных значениях передаваемой в разряд мощности приведены для случая ксенона на рис. 3 и для случая аргона на рис. 4. С изменением давления меняется воздействие

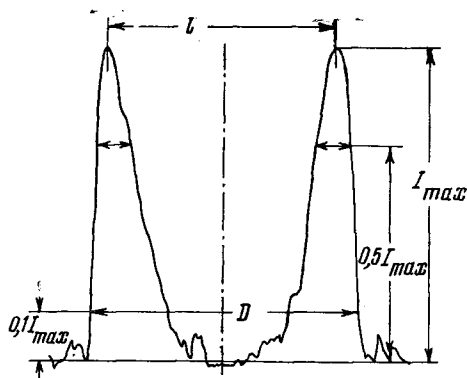


Рис. 1. Кривая почернения негатива и определение по ней геометрических параметров разряда



Рис. 2. Последовательные фотографии разряда при увеличении мощности

разряда на генератор высокой частоты, что приводит к некоторому изменению величины передаваемой в разряд мощности. Поэтому при получении представленных зависимостей величину мощности в разряде удавалось поддерживать около номинального значения с точностью $\pm 12\%$. При переводе D и l в относительные единицы за единичный масштаб брали величину внутреннего диаметра разрядной колбы D_0 .

В полученных зависимостях можно выделить три области давления, каждой из которых присущи свои специфические особенности. Первая об-

ласть, которую назовем областью низких давлений, включает давления от долей до единиц мм рт. ст. В этой области разряд либо совсем прижат к стенкам колбы, либо располагается в непосредственной близости от них. Вторая область, область средних давлений, начинается с момента явного отрыва разряда от стенок колбы и оканчивается в районе примерно 150 мм рт. ст. Начальный участок этой области характеризуется резкими пуль-

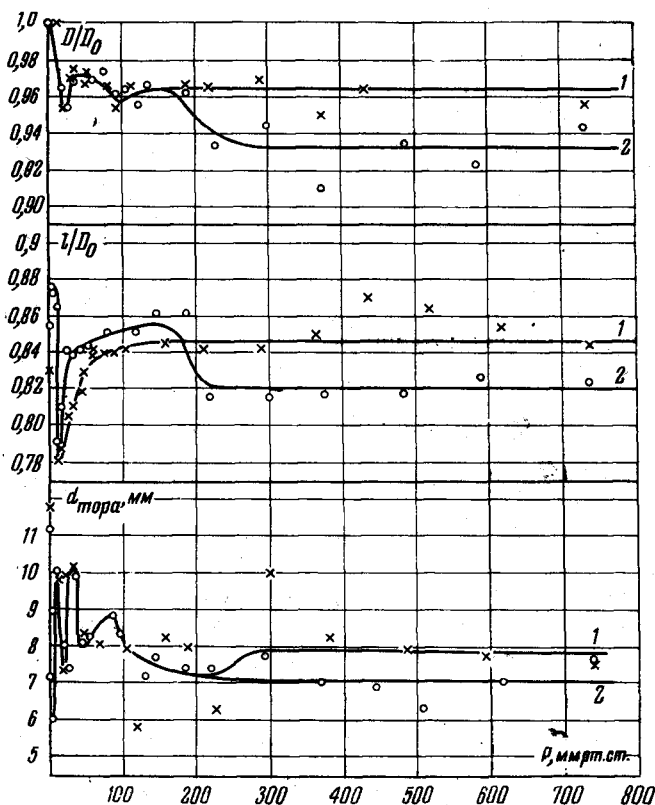


Рис. 3. Зависимость геометрических параметров разряда в ксеноне от давления

Мощность в разряде W_p , пер: 1 — 8,4; 2 — 3,8

сирующими изменениями всех геометрических параметров разряда, сопровождаемыми прохождением частных максимальных и минимальных значений. У ксенона такие пульсации происходят в более узком интервале давлений, чем у аргона. В области средних давлений геометрические параметры слабо зависят от мощности в разряде. Наконец, третья область, область высоких давлений, уверенно начинается от 250—300 мм рт. ст., в ее пределах геометрические параметры практически не зависят от давления газа.

В областях низкого и среднего давлений наблюдаются отличия в характере изменения геометрических параметров разряда от давления в случае ксенона и аргона. Так, отрыв разряда от стенок у аргона происходит при более высоких давлениях, чем у ксенона, максимумы и минимумы в аргоне более растянуты и сдвинуты в сторону больших давлений, чем в ксеноне, и т. д. Но разделение на три характерные области давлений присуще обоим газам.

3. Наличие трех областей давлений подтверждается и при снятии зависимостей геометрических параметров от мощности разряда. Такие зависимости получены путем изменения величины передаваемой в разряд мощ-

ности при фиксированных значениях давления газа. Семейства соответствующих зависимостей получены через интервалы 100—150 мм рт. ст. при высоких давлениях и через 5—50 мм рт. ст. при средних и низких давлениях. Полученные таким путем данные подтвердили, что при низких давлениях отношение D/D_0 либо равно единице, либо мало отличается от этой величины. Если при каком-либо фиксированном давлении в этой об-

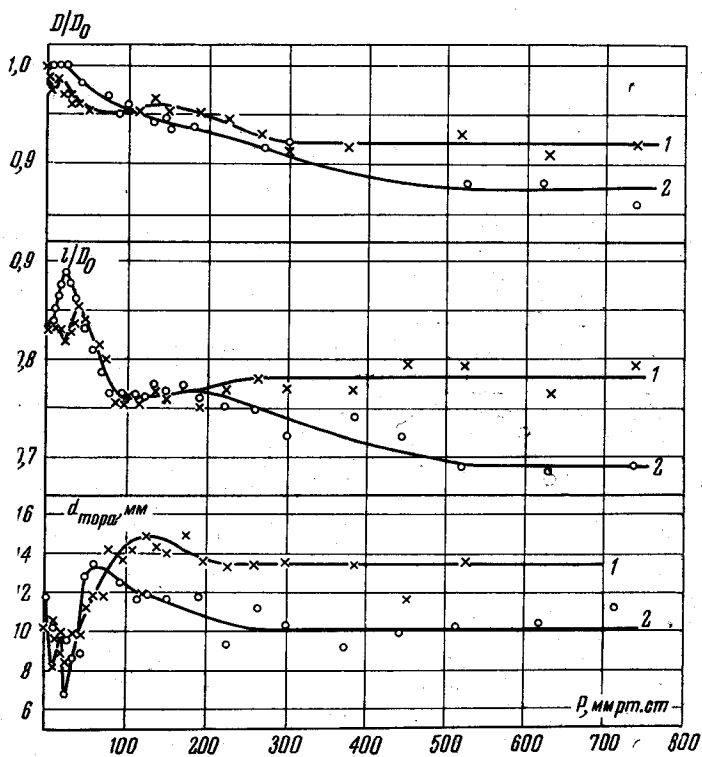


Рис. 4. Зависимость геометрических параметров разряда в аргоне от давления

W_p , кат: 1 — 8,2; 2 — 4,3

ласти разряд не прижат к стенке, то с ростом мощности происходит его прижатие. В области средних давлений параметр D/D_0 слабо растет с ростом мощности, оставаясь на уровне 0,95—0,98. При сравнительно больших мощностях происходит слияние этой области с областью высоких давлений. В основном то же самое можно сказать и о поведении зависимости l/D_0 от мощности в этой области давлений, а диаметр сечения тора здесь больше, чем при высоких давлениях.

Поскольку нас прежде всего интересовала область высоких давлений, мы ограничимся приведением экспериментальных результатов, полученных в этой области (рис. 5). Так как в этой области зависимость геометрических параметров от давления не обнаруживается, кривые справедливы для всего интервала давлений от 250 до 760 мм рт. ст. и являются усреднением соответствующих экспериментальных точек. Относительная ошибка для кривых на рис. 5а не превышает 15%, на рис. 5б — 8% и на рис. 5в — 20%.

С ростом мощности увеличивается внешний диаметр разряда D , т. е. происходит расширение разряда. Оно протекает интенсивнее в районе относительно низких мощностей и замедляется в районе относительно высоких мощностей. При прочих равных условиях отрыв разряда от стенок колбы в аргоне всегда выражен сильнее, чем в ксеноне. При менее интен-

сивном охлаждении стенок колбы (воздушном) расширение разряда протекает намного быстрее, чем при более интенсивном (водяном) охлаждении. При воздушном охлаждении колба выходила из строя в области 6—7 кВт, так как прижатый к стенкам разряд вызывал сильный процесс рекристаллизации кварцевого стекла.

Относительный диаметр кольца максимальной интенсивности излучения в разряде тоже растет с ростом мощности. Если образующуюся плазму считать термически равновесной в области высоких давлений, то этот геометрический параметр можно отождествить с диаметром кольца максимальной температуры в разряде. В случае аргона этот диаметр при прочих равных условиях меньше, чем в ксеноне, а характер его зависимости от мощности в общем повторяет все особенности, характерные для внешнего диаметра разряда.

Следует заметить, что кривые l/D_0 при воздушном охлаждении располагаются ниже соответствующих кривых при водяном охлаждении, в то время как у кривых D/D_0 наблюдается обратная картина. Отсюда можно заключить, что максимум температуры при воздушном охлаждении находится дальше от границы разряда, чем при водяном.

Из рис. 5в видно, что в случае воздушного охлаждения полуширина кольца разряда больше, чем в случае водяного охлаждения. Интересно и то обстоятельство, что при воздушном охлаждении диаметр сечения тора имеет тенденцию расширяться с ростом мощности, а при водяном он сужается в области малых мощностей и практически остается постоянным при дальнейшем

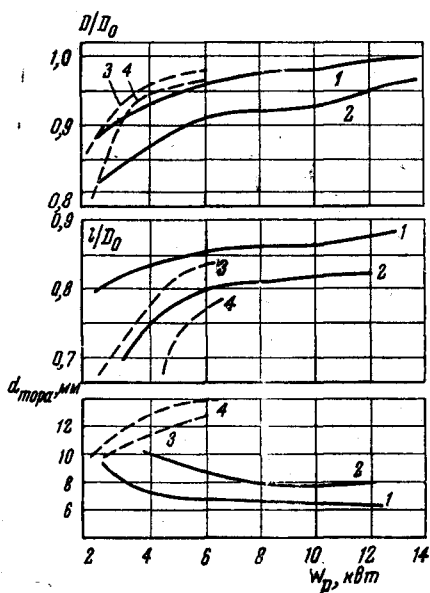


Рис. 5. Зависимость геометрических параметров разряда от мощности в области давлений 250—750 мм рт. ст.

Сплошные линии — водяное охлаждение, пунктир — воздушное охлаждение. а — 1, 3 — Хе; 2, 4 — Аг; б — 1, 3 — Хе; 2, 4 — Хе

росте мощности. В аргоне ширина кольца больше, чем в ксеноне при той же мощности.

При изменении размеров колбы абсолютное значение внешнего диаметра разряда изменяется соответствующим образом: в колбах диаметром 100 мм разряд имеет больший диаметр, чем в колбах диаметром 80 мм (при тех же значениях мощности). Что же касается относительных значений, то при равных условиях они почти одинаковы: выявляется очень слабая тенденция к росту D/D_0 при увеличении диаметра колбы. Зависимости геометрических параметров от формы колбы (шар, цилиндр) обнаружить не удалось.

4. Различный характер зависимостей геометрических параметров индуцированного разряда в трех областях давлений указывает на существование различий в механизмах формирования разряда в каждой из областей. В случае низких давлений существенную роль в разряде играют процессы диффузии заряженных частиц. Диффузионная теория безэлектродного кольцевого разряда развита в работе [3]. Область средних давлений следует рассматривать как переходную между областями низкого и высокого давлений, в силу чего она представляет значительные трудности для анализа. Разряд при высоких давлениях во многом напоминает разряд дугового типа.

В нашем случае разряд, возбуждаемый высокочастотным полем, можно рассматривать как квазистационарный, поскольку в нем выполняются

следующие условия: 1) размеры колбы (~ 10 см) много меньше длины волн (~ 2500 см); 2) частота упругих соударений электронов с атомами и ионами — порядка 10^9 сек $^{-1}$ — много больше частоты поля — порядка 10^7 сек $^{-1}$; 3) токи смещения при этих частотах много меньше токов проводимости. В области высоких давлений можно ожидать наличия локального термического равновесия, как это имеет место в случае дугового разряда при тех же давлениях и силах тока (десятки — сотни ампер).

Будем считать, что локальное термическое равновесие имеет место, если электронная температура T_e отклоняется от температуры нейтрального газа T не более чем на 5%. Условие термического равновесия, согласно [4],

$$\frac{M}{4m_e} \left(\frac{e\lambda_{e0}}{3/2k} \right)^2 \left(\frac{E}{pT} \right)^2 \leq 0,05, \quad (1)$$

где M — масса атома газа; m_e — масса электрона; λ_e — длина свободного пробега электрона; $\lambda_{e0} = \lambda_e p$, p — давление газа; E — локальная напряженность электрического поля. Полагая, что E — эффективное значение поля, т. е. $E = E_{эфф}$, согласно [5], получим

$$E_{эфф}^2 = \frac{E_0^2}{2} \frac{v_{ea}^2}{v_{ea}^2 + \omega^2}, \quad (2)$$

где E_0 — амплитудное значение поля у стенки колбы. Поскольку в нашем случае $v_{ea}^2 \gg \omega^2$, то $E_{эфф}^2 = E_0^2 / 2$.

Например, для аргона [6] $\lambda_{e0} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см атм, $M/m_e = 7 \cdot 10^4$ и, выражая E_0 в единицах CGSE, а p — в атмосферах, условие (1) запишем так:

$$7,5 \cdot 10^{10} (E_0/p)^2 \leq T^2. \quad (1a)$$

В наших условиях оценка дает для E_0 значение ~ 3 в/см, температура в разряде согласно, например, [7] оценивается в 10^4 °К и неравенство (1a) выполняется, если $p > 0,26$ атм (~ 200 мм рт. ст.). Эта ориентировочная оценка позволяет предполагать, что в области высоких давлений в разряде действительно имеет место термическое равновесие.

В случае индуцированного разряда внешнее высокочастотное поле эффективно передает энергию в разряд лишь в ограниченном кольцевом слое, глубина которого определяется частотой поля и электропроводностью плазмы (скин-слой). Наблюдаемая ширина кольца разряда примерно в два-три раза превышает оцененную глубину скин-слоя. Это обстоятельство совместно с остальной совокупностью экспериментальных фактов позволяет предполагать, что на формирование разрядного кольца существенное влияние оказывают не только особенности введения энергии в разряд, но и особенности ее выведения оттуда. В случае термической плазмы вывод энергии происходит за счет теплопроводности, излучением или конвекцией. Можно ожидать, что внешняя граница кольца формируется под воздействием радиального тепловода к охлаждаемым стенкам и через них — в окружающую среду. Внутренняя граница кольца определяется разогревом и термической ионизацией газа в области, внутренней по отношению к скин-слою. Если отвод энергии через торцевые поверхности невелик (длина индуктора и разрядной трубки много больше их диаметра), то температура в центральной части трубки не могла бы быть меньше, чем в скин-слое, и вся внутренняя область оказалась бы заполненной термической плазмой. Кольцевая форма разряда определяется наличием значительного тепловода вдоль оси индуктора (диаметр колбы, как это имеет место в нашем случае, соизмерим или больше длины индуктора).

В согласии с изложенными представлениями задачу о формировании кольцевого индуцированного разряда при высоких давлениях можно разделить на две части: а) внешнюю задачу — об образовании внешней границы разряда и б) внутреннюю задачу — об образовании кольцевой фор-

мы разряда. Рассмотрим внешнюю задачу, которая решает вопрос об отделении разряда от стенок колбы.

5. Квазистационарность и термическое равновесие индуцированного разряда при высоких давлениях позволяют провести его исследование теми же методами, что и в случае положительного столба дугового разряда [4, 8]. Полагаем, что разрядная трубка и индуктор достаточно длинные, так что краевые эффекты можно не принимать во внимание. Излучением и конвекцией пренебрегаем по сравнению с теплопроводностью. Зависимость коэффициента теплопроводности κ от температуры T представим в форме

$$\kappa = \kappa_n T^n, \quad (3)$$

где n — численный коэффициент. При таких предположениях и наличии у разряда цилиндрической симметрии уравнение баланса энергии запишется в виде

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT^{n+1}}{dr} \right) = \frac{n+1}{\kappa_n} \sigma E_{эфф}^2. \quad (4)$$

Здесь σ — коэффициент электропроводности.

По аналогии с моделью дугового разряда [8] разделим область, занимаемую индуцированным разрядом, на проводящую зону ($0 \leq r \leq r_i$), в которой выделяется джоулево тепло, отводимое путем теплопроводности, и периферийную зону ($r_i < r < R$), через которую тепло передается к стенкам трубки. r_i — радиус проводящей зоны, R — радиус трубки. В периферийной зоне отсутствуют источники энергии.

Из условия непрерывности температуры и теплового потока на границе двух зон получаем граничные условия

$$T_1 = T_2 = T_i, \quad (5)$$

$$T_1^n \frac{dT_1}{dr} = T_2^n \frac{dT_2}{dr} \quad \text{при } r = r_i, \quad (6)$$

где T_1 — температура в проводящей зоне; T_2 — температура в периферийной зоне; T_i — температура на границе зон, которую предполагаем заданной. Еще одно граничное условие учитывает характер отвода тепла от стенок разрядной трубки

$$\frac{dT_2}{dr} = -\alpha(T_2 - \theta), \quad \text{при } r = R, \quad (7)$$

где α — коэффициент теплообмена; θ — средняя температура среды, окружающей колбу. Введем обозначения:

$$x = \frac{r}{R}; \quad y = \frac{T^{n+1}}{T_i^{n+1}}. \quad (8)$$

Решение уравнения (4) для периферийной зоны

$$\ln x_i = -\frac{4\pi}{3} \kappa_n \theta^{3/2} \left[y_i - \left(1 + \frac{W_1}{2\pi \alpha R \theta} \right)^{1/2} \right] W_1^{-1}, \quad (9)$$

где $W_1 = 2\pi R^2 \int_0^{x_i} \sigma E_{эфф}^2 dx$ — мощность, выделяющаяся в разряде на единицу длины индуктора. Мы предполагаем, что в (3) $n = 1/2$, т. е. что в периферийной зоне преобладает классическая теплопроводность.

6. На основании соотношения (9) можно построить зависимости относительного радиуса проводящей зоны от мощности в разряде для случая воздушного и водяного охлаждения стенок трубки. Параметром будет служить величина T_i , входящая в y_i . При построении кривых коэффициент

$\kappa_{1/2}$ находился из выражения

$$\kappa_{1/2} = (\sqrt{2\pi}QM^{1/2})^{-1}3k^{-3/2}, \quad (10)$$

где Q — сечение атомных столкновений; M — масса атома. Для аргона и ксенона можно считать $Q = 10^{-15}$ см², $M_{\text{Ar}} = 67 \cdot 10^{-24}$ г, $M_{\text{Xe}} = 217 \cdot 10^{-24}$ г и $\kappa_{1/2}$ соответственно $2,5 \cdot 10^2$ и $1,5 \cdot 10^2$ эрг см⁻¹ сек⁻¹ град^{-3/2}. Значения остальных величин, использованных при расчете: $\theta = 300^\circ$ К, $R = 4$ см, $\alpha = 0,025$ вт см⁻² град⁻¹ для случая воздушного охлаждения и $0,5$ вт см⁻² град⁻¹ для водяного охлаждения, длина индуктора 4 см. Расчетные и экспериментальные результаты оказываются в качественном согласии.

Показательно, что такое согласие достигается несмотря на весьма жесткие ограничения, введенные при постановке задачи: пренебрежение излучением, предположение о том, что длина индуктора и разрядной трубки много больше их диаметра. Между тем радиационные потери в индуцированном разряде составляют у аргона примерно 15%, а у ксенона около 40% всей вводимой в разряд мощности [2]. Диаметр разрядной трубки в нашем случае превышал длину индуктора, следовательно уход тепла через торцы должен иметь существенное значение. В свете сказанного качественное совпадение экспериментальных и расчетных данных объясняется только одним — решающим характером процесса радиального теплоотвода в установлении внешней границы индуцированного разряда. Более строгая теория, позволяющая получить количественное согласие с экспериментом, будет изложена в последующем.

Особенности зависимостей геометрических параметров безэлектродного индуцированного разряда от мощности, различия их характера у газов, отличающихся коэффициентом теплопроводности, влияние интенсивности охлаждения стенок разрядной колбы на характер этих зависимостей, увеличение диаметра разряда при неизменной мощности в случае увеличения диаметра колбы и очень слабая зависимость относительной величины диаметра разряда от диаметра колбы — вся эта совокупность экспериментальных фактов указывает на теплопроводность, как один из основных механизмов формирования границ индуцированного разряда в области высоких давлений.

Москва

Поступила в редакцию
26 I 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Бабат. Вестн. электропромышленности, вып. 2, 1, 1942.
2. Р. Е. Ровинский, В. А. Груздев, И. П. Широкова. Теплофизика высоких температур, 4, № 1, 1966.
3. H. U. Eckert. J. Appl. Phys., 33, № 9, 2780, 1962.
4. В. Финкельбург, Г. Мейкер. Электрические дуги и термическая плазма. ИЛ, 1961.
5. Г. Френсис. Ионизационные явления в газах. Атомиздат, 1964.
6. H. N. Olsen. Phys. Fluid., 2, 614, 1959.
7. Б. М. Дымшиц, Я. П. Корецкий. Ж. техн. физики, 34, № 9, 1677, 1964.
8. С. М. Крижанский. Ж. техн. физики, 32, № 2, 185, 1962.