

$$S/Z = \frac{4\nu(\nu^2 + 3A/2B)}{3A^2B^{1/2}(\nu^2 + A/B)^{3/2}} + \frac{8}{F} \left[\frac{1}{(E-F)^{1/2}} \operatorname{arctg} \frac{4\nu}{(E-F)^{1/2}} - \frac{1}{(E+F)^{1/2}} \operatorname{arctg} \frac{4\nu}{(E+F)^{1/2}} \right] \quad (12)$$

с коэффициентами $A=0.79$, $B=70.7934$, $D=0.77714$, $E=17.8283$, $F=(E^2-32D)^{1/2}$ и при условии нормировки

$$\frac{4}{3A^2B} + \frac{\pi}{[D(E+(32D)^{1/2})]^{1/2}} = 1.$$

Эта зависимость (рис. 2) обнаруживает достаточно хорошее согласие с результатами точных квантово-механических расчетов [2]. Не следует, однако, ожидать удовлетворительного описания фактора некогерентного рассеяния выражением (12) при очень малых ν . При малых ν зависимость (12) линейна, реально же следует ждать более резкой зависимости $S(\nu)$.

Так или иначе связь между $J(q)$ и S в квазиклассическом приближении установлена. Пример вычисления фактора некогерентного рассеяния из экспериментальных данных по $J(q)$ представлен на рис. 1.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Дж. Х. Хаббеллу (Национальное бюро стандартов США) за обширный экспериментальный и теоретический материал по некогерентному рассеянию рентгеновских и гамма-лучей атомами.

Литература

- [1] Бушнев В. А., Кузьмин П. Н. // УФН. 1977. Т. 122. № 1. С. 81—124.
- [2] Hubbell J. H., Veigele Wm. J., Briggs E. A. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. N 3. P. 471—616.
- [3] Cox H. L. // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 12. N 1. P. 229—241.
- [4] Currat R., De Cicco P. D., Weiss R. J. // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4. N 12. P. 4256—4261.
- [5] Волков В. Ф., Герасимов С. А. // Изв. вузов. Физика. 1984. Т. 27. № 3. С. 108—110.
- [6] Saulson C. A., March N. H. // Proc. Phys. Soc. London. Sect. A. 1950. VI. 63. N 4. P. 367—374.
- [7] Волков В. Ф., Герасимов С. А. // Изв. вузов. Физика. 1984. Т. 27. № 9. С. 120—121.
- [8] Reed W. A., Eisenberger P. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. N 12. P. 4596—4604.
- [9] Parks D. E., Rotenberg M. // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 5. N 2. P. 521—526.

Ростовский-на-Дону
государственный университет
Научно-исследовательский
институт физики

Поступило в Редакцию
22 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
13 сентября 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЕДАНСА СЛАБОТОЧНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ТРУБКАХ МАЛОГО ДИАМЕТРА

В. Е. Привалов, С. И. Шишов

Динамические свойства газоразрядной плазмы можно характеризовать импедансом (динамическое сопротивление), знание которого позволяет прогнозировать неустойчивости в разряде и методы их устранения, создавать системы стабилизации различных плазменных параметров [1]. В отличие от сильноточных (десятки и сотни миллиампер) классических разрядов [2, 3] теоретическая трактовка динамического поведения слаботочных (доли и единицы миллиампер) разрядов в длинных трубках малого диаметра вызывает определенные трудности [4, 5].

В настоящей работе получены расчетные зависимости с учетом инерционности процессов ионизации и отрицательной крутизны статической вольт-амперной характеристики, позволяющих оценить характер изменения импеданса слаботочного разряда и его составляющих в функции параметров разряда; результаты сравниваются с экспериментом, проведенным для трубок с гелиевым наполнением.

Динамика разряда в наших условиях может быть представлена следующей системой уравнений [1, 4]:

$$\frac{dn_e}{dt} = Zn_e - \frac{n_e}{\tau_s}, \quad (1)$$

$$I = F\tau_s r_0^2 e n_e b_e \frac{U}{L}, \quad (2)$$

где r_0 , L — радиус и длина трубки; n_e — концентрация электронов; n_{e0} — концентрация электронов на оси разрядного капилляра; Z — частота ионизации прямым электронным ударом; e — заряд электрона; I и U — ток и напряжение на разряде; b_e — подвижность электронов; $F \approx 0.43$ — фактор профиля; τ_s — среднее диффузионное время жизни электронов.

Для длинных трубок влиянием приэлектродных процессов пренебрегаем [4, 6]. Если учесть, что во многих технических приложениях рабочий диапазон приходится на падающий участок статической вольт-амперной характеристики, то понятен особый интерес к изучению динамических характеристик в условиях отрицательной крутизны.

Теоретическое исследование микрофизики разряда при переходе от свободной диффузии к амбиполярной [6] позволило объяснить и количественно описать некоторые неизвестные ранее закономерности в характере диффузионных процессов, в частности поставить интерпретацию отрицательной крутизны¹ вольт-амперной характеристики на физическую основу, связав ее с элементарными процессами в разрядной плазме. В рамках этой модели можно показать, что вблизи амбиполярного предела в условиях, когда поле пространственного заряда не насыщено и квазинейтральность плазмы нарушается, среднее диффузионное время жизни электронов определяется следующим выражением:

$$\tau_s = \tau_a \left(1 + \alpha \frac{U_e}{n_e}\right)^{-1}, \quad (3)$$

где τ_a — амбиполярное время жизни электронов, $\alpha = \varepsilon_0 / e \Lambda^2$, ε_0 — диэлектрическая постоянная, $\Lambda = r_0 / 2.405$, U_e — энергия электронов.

На основании системы (1), (2) с учетом (3) можно получить динамическую вольт-амперную характеристику

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dt} - \frac{1}{U} \frac{dU}{dt} = Z - \tau_a^{-1} \left(1 + \beta \frac{U^2}{I}\right), \quad (4)$$

где $\beta = 6.81 \cdot 10^{-11}$ ($b_e G / L$), $G = 0.63$ ($\lambda_{e1} / \sqrt{x} p L$), λ_{e1} — длина свободного пробега электрона при давлении 1 Тор, p — давление в торах, x — средний коэффициент передачи энергии электрона при столкновениях.

Линеаризуя (4) ($I = I_0 + i$, $U = U_0 + u$), получим

$$\frac{1}{I_0} \frac{di}{dt} - \frac{i}{I_1} = \frac{1}{U_0} \frac{du}{dt} + \frac{u}{U_1}, \quad (5)$$

где

$$\frac{1}{I_1} = \frac{\mu_0 \beta U_0^3}{I_0^2}, \quad \frac{1}{U_1} = \frac{\mu_0 U_i}{G U_0} - \frac{\mu_0 \beta U_0^3}{I_0} \left(4 + \frac{U_i}{G U_0}\right), \quad \mu_0 = \frac{b_i G}{\Lambda^2}, \quad (6)$$

U_i — потенциал ионизации, b_i — подвижность иона.

Полагая в (5) $u, i = u_0, i_0 \exp(j\omega t)$, где ω — частота модуляции, находим динамическое сопротивление

$$Z_g = \frac{u}{i} = R + jX = \frac{-(I_1 U_1)^{-1} + \omega^2 (I_0 U_0)^{-1}}{U_1^{-2} + \omega^2 U_0^{-2}} + j\omega \frac{(I_0 U_1)^{-1} + (I_1 U_0)^{-1}}{U_1^{-2} + \omega^2 U_0^{-2}} \quad (7)$$

Здесь через R, X обозначены активная и реактивная составляющие динамического сопротивления.

¹ Не следует отождествлять ее с отрицательной крутизной при больших токах: совершенно иная микрофизика (неоднородный разогрев, ступенчатые процессы, влияние межэлектронных соударений и др.) и иной порядок величины дифференциального сопротивления (много меньше).

Ранее теоретическое рассмотрение велось в рамках эмпирических предположений Крейчи [7]. Недостатком такого подхода является необходимость проведения дополнительного эксперимента, без которого динамические характеристики, в том числе динамическое сопротивление, не определены. Кроме того, численная конкретизация параметров системы экспериментальными значениями при теоретическом анализе — существенный недостаток, ограничивающий общность результатов и затрудняющий обозрение динамики в целом.

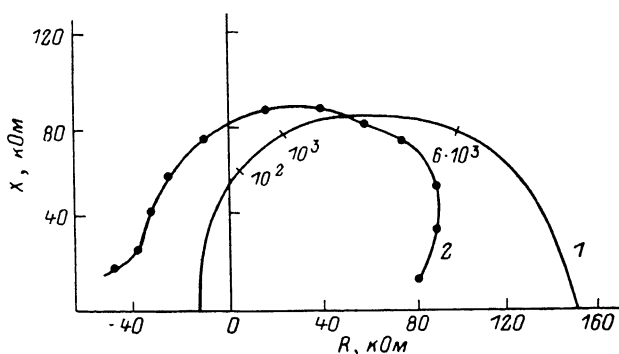


Рис. 1. Годограф трубки диаметром 2 мм при токе разряда 2.3 мА.

1 — расчет, 2 — эксперимент.

Полученные выражения замкнуты, вся необходимая информация содержится в уравнениях (7) и (4). Полагая в (4) $dI/dt=0$ и $dU/dt=0$, определяем функциональную зависимость между I_0 и U_0 , необходимую для расчета Z_p .

Результаты расчетов в гелиевом разряде представлены на рис. 1. На годографах около расчетных штрихов проставлены значения частоты модуляции в кГц. Здесь же приведены экспериментальные значения. Как следует из сопоставления расчетных и экспериментальных зависимостей, качественно ход годографов динамического сопротивления согласуется с общими закономерностями экспериментальных кривых, что свидетельствует в пользу применимости предложенной модели для расчетов импеданса слаботочных тлеющих разрядов.

Интерпретация результатов, выводы

В целях расширения представлений о закономерностях поведения динамического сопротивления ниже приведены параметрические зависимости активной и реактивной составляющих и дана интерпретация с точки зрения элементарных процессов в разрядной плазме.

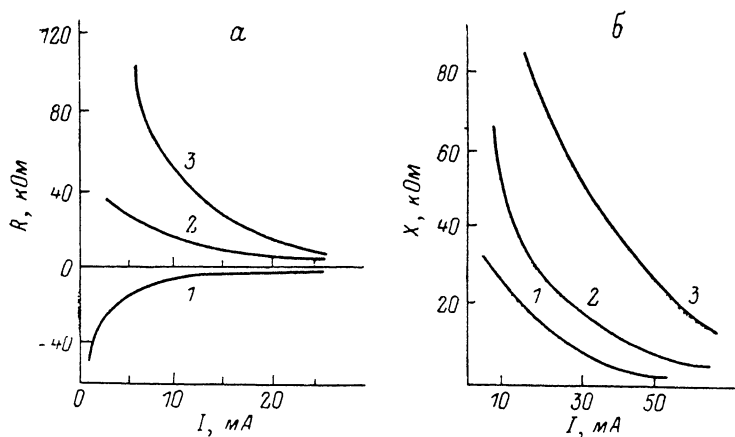


Рис. 2. Зависимость активной (а) и реактивной (б) составляющих динамического сопротивления при диаметре 2 мм и давлении гелия 2 Тор.

1 — 10, 2 — 100, 3 — 1000 кГц.

Рост тока во всем диапазоне изменения разрядных условий и частоты модуляции сопровождается уменьшением модуля как активной, так и реактивной составляющих (рис. 2). Увеличение тока означает соответствующее возрастание концентрации электронов. С одной

сторон, это приводит к увеличению проводимости плазмы и соответствующему уменьшению активной составляющей, в частности дифференциального и стационарного сопротивлений. С другой стороны, при увеличении концентрации электронов инерционность процессов в разряде и соответственно эквивалентная реактивность уменьшаются.

Увеличение давления вызывает уменьшение скорости диффузии (возрастающие потери с ростом давления приводят к снижению энергии электронов), что однозначно определяет

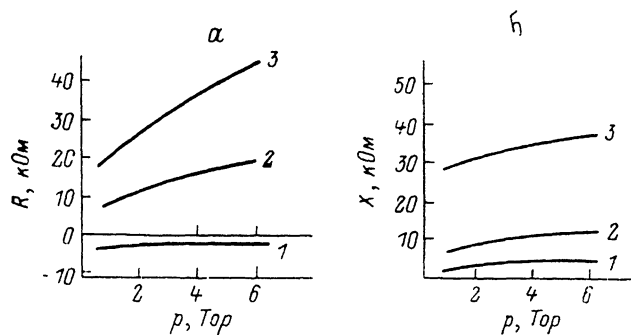


Рис. 3. Зависимость активной (а) и реактивной (б) составляющих динамического сопротивления от давления гелия при диаметре 2 мм и токе разряда 10 мА.

1, 2, 3 — то же, что и на рис. 2.

увеличение инерционности процессов и соответствующее возрастание активной и реактивной составляющих (рис. 3). Аналогично с увеличением радиуса капилляра уменьшается скорость ухода заряженных частиц на стенки и увеличивается инерционность разряда, означая тем самым увеличение составляющих динамического сопротивления (рис. 4).

Анализ рабочего выражения (7) показывает, что на малых частотах ($\omega \rightarrow 0$) активная составляющая есть отрицательное дифференциальное сопротивление, а реактивная составляющая близка к нулю. По мере увеличения частоты знак активной составляющей меняется, реактивная составляющая имеет индуктивный характер при всех значениях пара-

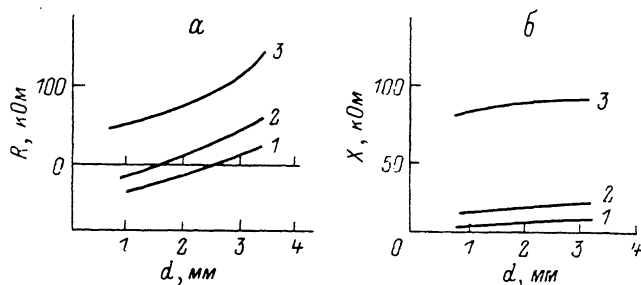


Рис. 4. Зависимость активной (а) и реактивной (б) составляющих динамического сопротивления от диаметра разрядного канала при давлении гелия 2 Тор и токе разряда 5 мА.

1, 2, 3 — то же, что и на рис. 2.

метров, имеющих физический смысл. Для высоких частот модуляции ($\omega \rightarrow \infty$) активная составляющая определяется стационарным сопротивлением разряда R_0 , реактивная составляющая, как и на малых частотах, стремится к нулю.

Эксперимент по исследованию зависимостей импедансов от величины тока разряда, давления, геометрии разряда [8] в целом согласуется с нашими результатами. Верхний предел частоты модуляции ограничивается значениями частот 10^6 — 10^7 Гц. В этих частотных пределах следует ожидать корректность предложенной модели. При рассмотрении динамических характеристик необходимо принимать во внимание те инерционности, величины, обратные временам релаксации, которых, сравнимы с частотой модуляции разряда. Медленный процесс (из неучтенных) связан с метастабильями, которые влияют на процессы ионизации через ступенчатую ионизацию. Справедливость пренебрежения этой инерционностью подтверждается отсутствием двойной структуры экспериментальных кривых, наблюдавшейся в области больших давлений и токов, когда роль ступенчатых процессов в кинетике

разряда существенна и сравнима с прямой ионизацией [9]. Расширение частотного диапазона потребует учета инерционностей с временами 10^{-7} — 10^{-10} с: отклик функции распределения электронов по энергиям и другие.

Вместе с тем необходимо заметить, что в ряде случаев наблюдалось аномальное поведение годографа динамического сопротивления в области малых токов и частот модуляции 500—600 кГц. Интерпретация аномалии не очевидна, мы склонны связать ее с механизмом возбуждения собственных колебаний в разряде [10]. Решение данного вопроса требует дополнительного исследования.

Таким образом, предложенная модель удовлетворительно передает основные тенденции изменения динамического сопротивления и в отличие от ранее имевшихся дает возможность прогнозировать динамические свойства слаботокового тлеющего разряда в длинных трубках малого диаметра, не прибегая к дополнительным экспериментальным измерениям.

Авторы выражают благодарность Голубовскому Ю. Б. и Цендину Л. Д. за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Привалов В. Е. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 10. С. 2085—2119.
- [2] Дейч Г., Голубовский Ю. Б. // РИЭ. 1978. Т. 23. № 6. С. 1206—1217.
- [3] Deutsch H. // Acta Phys. 1972. Vol. 31 (4). P. 277—283.
- [4] Привалов В. Е. // РИЭ. 1989. Т. 25. № 3. С. 567—572.
- [5] Привалов В. Е., Смирнов Е. А. // Опт. и спектр. 1979. Т. 48. Вып. 1. С. 34—39.
- [6] Привалов В. Е., Шишов С. И. // РИЭ. 1987. Т. 32. № 8. С. 1678—1685.
- [7] Greyci V. // Ceskoslovensky Fysik J. 1961. N 11B. P. 272—281.
- [8] Привалов В. Е., Смирнов Е. А. // Опт. и спектр. 1980. Т. 48. Вып. 5. С. 949—957.
- [9] Pfan S., Rutherford A., Deutsch H. // Beirt. Plasmaphys. 1970. Vol. 10. P. 329—335.
- [10] Привалов В. Е. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 8. С. 1682—1689.

Научно-производственное объединение
Всесоюзно научно-исследовательский
институт им. Д. И. Менделеева

Поступило в Редакцию
2 марта 1988 г.
В окончательной редакции
30 июня 1988 г.