

О Контракции тлеющего разряда
в поперечном магнитном поле

В.А. Немчинский

Увеличение тока тлеющего разряда выше определенного критического приводит к контракции. Повышению критического тока посвящается много усилий. Используется прокачка газа, СВЧ-разряд, внешняя ионизация (несамостоятельный разряд) [1, 2]. В работах [3, 4] было показано, что наложение поперечного (аксиального) магнитного поля на самостоятельный разряд коаксиальной геометрии значительно отодвигает порог контракции. Так, в [4] наложение поля 25 мТ позволило увеличить предельный ток примерно в четыре раза, а энергозатраты — в шесть раз. Авторы работы [4] следующим образом объясняют повышенную устойчивость разряда. В скрещенных $E \times H$ полях плазма вращается, причем около электродов имеется большой градиент скорости. Поэтому объем плазмы, в котором произошла флуктуация плотности газа и усилилось тепловыделение (начала развиваться ионизационно-перегревная неустойчивость) быстро размывается за счет градиента скорости вращения. Если время размытия меньше времени развития неустойчивости, то контракция не наступает.

Представляется, что данное объяснение не является единственным возможным. В настоящей заметке предлагается другое, основанное на роли загрязнений на поверхности катода. Существенная роль зарядки диэлектрических пленок на поверхности электродов в процессе контракции тока показана в работах [5, 6]. Согласно [5], зарядка приводит к возникновению сильных полей в пленке и ее пробую. Авторы [6] контракцию тока связывают с неоднородностью зарядки пленки.

Отметим, что такой же эффект, — концентрация тока на загрязненных участках, — возникает, если коэффициент ионно-электронной эмиссии γ у пленки выше, чем у чистой поверхности.¹ Действительно, пусть на поверхности имеются участки, обладающие повышенной величиной γ . Эти участки занимают небольшую часть поверхности, так что приходящийся на них ток мал по сравнению с полным током разряда. Пусть также средняя плотность тока меньше критической, при которой развивается ионизационно-перегревная неустойчивость. Катодное падение одинаково во всех частях поверхности катода — различные участки катода „работают“ при одном и том же напряжении (см. рис. 1). Но как видно из этого рисунка,

¹ Увеличение γ на загрязненной поверхности может быть связано с зарядкой пленки ионным током и снижением тем самым работы выхода, что, как известно [7], повышает γ .

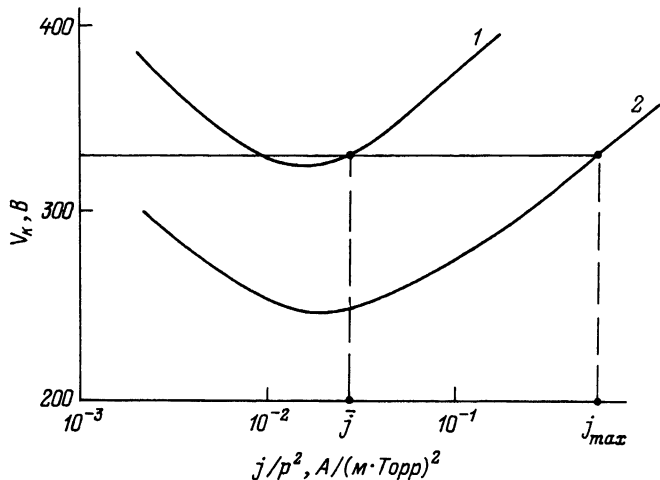


Рис. 1. ВАХ тлеющего разряда в He. 1 – Усредненная характеристика при $\gamma' = 0,01$, 2 – характеристика участка поверхности катода с $\gamma' = 0,03$. \bar{j} – средняя плотность тока, j_{max} – плотность тока на участок с повышенной величиной γ' .

плотность тока, приходящаяся на участки с повышенной величиной γ' , значительно превышает среднюю и может быть больше критической плотности тока, при которой развивается контракция.² Таким образом загрязненные участки могут провоцировать контракцию. Существенная роль таких участков показана в эксперименте [6], где создание равномерной окисной пленки на поверхности катода позволило отодвинуть порог контракции.

Покажем теперь, каким образом поперечное магнитное поле препятствует концентрации тока на небольшие участки поверхности катода с улучшенными эмиссионными характеристиками. В тангенциальном магнитном поле направления тока и электрического поля не совпадают, а составляют холловский угол (см. рис. 2). В условиях экспериментов [3, 4] электроны были умеренно замагничены: $\beta_e = b_- B \sim 1$, ионы практически незамагничены $\beta_i = b_+ B \ll 1$ (b_- и b_+ – подвижности). Вышедшие из катода и родившиеся в катодном слое электроны движутся перпендикулярно поверхности. Рожденные ими в катодном слое ионы движутся в направлении электрического поля ($\beta_i \ll 1$), т.е. под холловским углом к нормали к поверхности. Таким образом, ионы возвращаются не в то место поверхности ка-

² Если γ' растет при усилении плотности ионного тока на пленку (при зарядке пленки), то это может повести к развитию своеобразной неустойчивости.

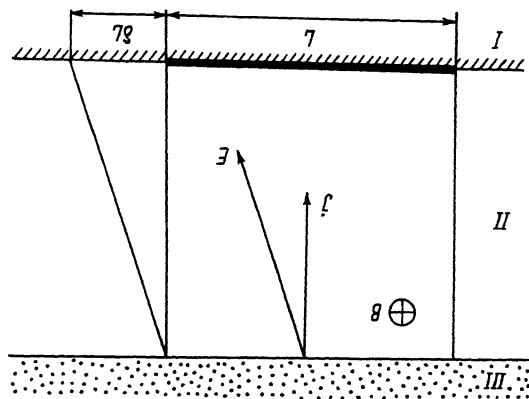


Рис. 2. Катодный слой разряда в тангенциальном магнитном поле, I - катод, II - катодный слой, III - квазинейтральная плазма.

тогда, откуда вышли родившие их электроны, а в сдвинутое от него на расстояние $\delta L \sim \beta_e d$ (d - толщина катодного слоя). Если условия на поверхности катода однородны, то такой сдвиг ни на чем не сказывается. Однако ситуация меняется, если ток сосредотачивается на некотором участке поверхности размером порядка L . В этом случае наложение такого магнитного поля, что δL сравнивается с L , сводит на нет преимущества этого участка. Условие того, что поперечное магнитное поле эффективно препятствует концентрации тока на участках поверхности размером L следующее:

$$B > \frac{L}{(b - \rho)(\rho d)} \rho^2.$$

Используя эту формулу, можно оценить предположительный размер участков с повышенной эмиссией. В условиях эксперимента [4] ($P = 30$ Тор) наложение магнитного поля $B = 25$ мТ значительно повышало устойчивость разряда. Полагая $\rho d = (0,5 - 1) \cdot 10^{-2}$ мТор, $b - \rho = 10^2$ м²Тор/(В·с), получаем $L = 10-20$ микрон.

В заключение заметим, что в связи с тем, что в несамостоятельном тлеющем разряде контракция несомненно связана с приэлектродными процессами [8], подобный же эффект влияния тангенциального магнитного поля должен иметь место и в несамостоятельном разряде.

Л и т е р а т у р а

- [1] В е л и х о в Е.П., К о в а л е в А.С., Р а х и м о в А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987, 160 с.
 [2] Р а й з е р Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987, 591 с.

- [3] Seguin H.J.J., Capjack C.E., Antoinuk D., Nam K.A. - Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, N 2, p. 130-133.
- [4] Harry J.E., Evans D.R. - J. Appl. Phys., 1987, v. 62, N 12, p. 4708-4711.
- [5] Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Хузеев А.П. - ДАН СССР, 1980, т. 253, № 3, с. 606-609.
- [6] Акишев Ю.С., Непартович А.П., Пашкин С.В. и др. - ТВТ, 1984, т. 22, № 2, с. 201-207.
- [7] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966, 564 с.
- [8] Журавлев Б.В., Непартович А.П., Паль А.Ф. и др. - ФП, 1988, т. 14, № 2, с. 233-240.

Поступило в Редакцию
18 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ АНЕМОМЕТРИЯ

В.Л. Кононенко, Я.К. Шимкус

Лазерная доплеровская анемометрия является эффективным методом изучения гидродинамических течений [1]. Однако существенным недостатком метода оказывается в ряде случаев локальный принцип измерений, требующий пространственного сканирования потока для регистрации профиля скоростей. Это особенно неудобно в случае узких каналов или тонких пленок жидкости с поперечными размерами порядка десятков-сотен микрон, а также при изучении нестационарных течений. В работах [2, 3] был теоретически рассмотрен альтернативный, интегральный подход к доплеровской анемометрии. Предполагалось, что размеры рассеивающего объема превышают поперечные размеры канала, так что регистрируемый доплеровский спектр должен содержать информацию о всем профиле скоростей потока в этом объеме. В настоящей работе экспериментально доказана осуществимость интегральной доплеровской анемометрии (ИДА) и показана возможность двух ее режимов: регистрации поперечного профиля скоростей течения и поперечного профиля концентрации частиц в потоке.

Измерительная установка собрана по дифференциальной оптической схеме [1]. Луч He-Ne лазера расщепляется на два луча, симметричных относительно оптической оси установки, которые затем сводятся в одну точку общей линзой. Угол между лучами равен $\sim 0,2$ рад, размеры эллипсоида рассеивающего объема в области пересечения гауссовых лазерных пучков [1] $\sim 800 \times 80 \times 80$ мкм³. Ось гидродинамического канала расположена перпендикулярно оптической