

АНОДНАЯ ОБЛАСТЬ СЛАБОТОЧНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПРИ НИЗКОМ И ПОВЫШЕННОМ ДАВЛЕНИИ

Ю. Б. Голубовский, В. И. Колобов, Ш. Х. аль Хават

Введение

Между анодом и положительным столбом тлеющего разряда возникает двумерно неоднородная область, состоящая из слоя объемного заряда и неоднородной плазмы. Ограничимся рассмотрением диапазона токов, когда слой объемного заряда является одномерным, т. е. толщина его мала по сравнению с радиусом разрядной трубки R . Строение двумерно неоднородной плазменной области определяется соотношением длин, характеризующих кинетику электронов и движение ионов. Формирование анодной области при низких давлениях $pR \sim 1$ Тор·см было исследовано в работах [1, 2]. В данной работе исследована анодная область при повышенных давлениях $10 < pR < 100$ Тор·см и проведено сопоставление с анодной областью при низких давлениях. Картины при низких и повышенных давлениях оказываются существенно различными.

1. Результаты экспериментального исследования

На рис. 1 показаны характерные аксиальные распределения свечения линейчатого излучения и концентрации электронов при низких (а) и повышенных (б) давлениях. Размеры неоднородной плазменной области резко различаются и составляют величины порядка

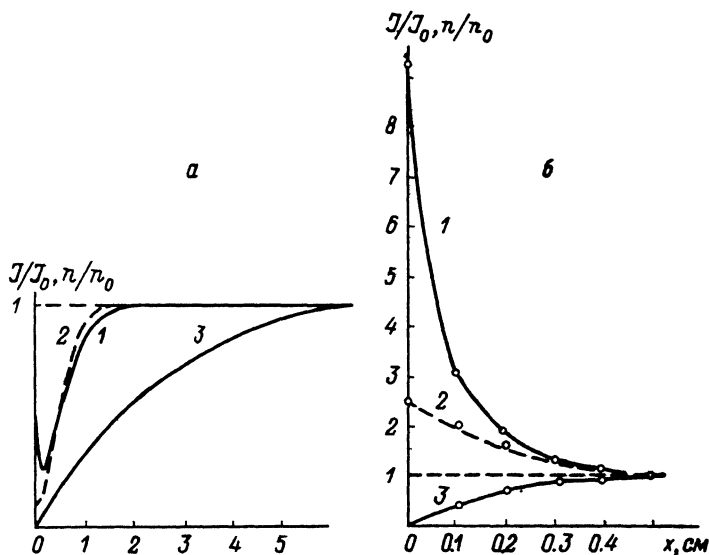


Рис. 1. Аксиальные распределения свечения линий 5852 (1) и 7032 Å (2) с потенциалами возбуждения 19 и 18.4 эВ и концентрации электронов (3) при $pR=50$ Тор·см.

а — $i=10$ мА, $pR=1$ Тор·см; б — $i=2$ мА.

7 см при $pR=1$ Тор·см и 0.3 см при $pR=50$ Тор·см. При низком давлении наблюдается спад свечения с расстояния 1.5 см вплоть до слоя объемного заряда, где свечение растет. При повышенном давлении спад концентрации сопровождается резким ростом свечения линейчатого излучения. Рост свечения ярче выражен для линий с более высокими потенциалами возбуждения.

При низком давлении продольное электрическое поле в большей части прианодной области практически совпадает с полем в столбе, а радиальный профиль потенциала плавно сужается. На малом расстоянии от анода происходит перераспределение потенциала от эквипотенциального анода до радиального профиля в плазме. При повышенном давлении непо-

средственные измерения поля затруднены из-за малых размеров анодной области, однако нарастание свечения свидетельствует о росте поля к аноду.

На рис. 2 показаны радиальные распределения свечения на разных расстояниях от анода при тех же условиях. При низких давлениях профиль свечения в столбе (кривая 1 на рис. 2, а) оказывается более сжатым, чем при повышенных (кривая 1 на рис. 2, б), что является следствием нелокальности функции распределения электронов при низком давлении. В структуре анодной области наблюдаются существенные различия. Если при низком давлении происходит сжатие свечения к оси по мере приближения к аноду и расширение в тонкой светящейся пленке, то при повышенном давлении монотонное расширение свечения приводит к образованию светящегося кольца. При токах, превышающих 5 мА, светящееся

кольцо разбивается на отдельные пятна. При этих же токах в положительном столбе возникают страты, а анодная область становится нестационарной, поэтому исследование ограничилось малыми токами.

2. Обсуждение результатов

Механизм формирования функции распределения электронов (ФР) при низких и повышенных давлениях различен. При низких давлениях, когда $R < \lambda_T = \lambda \delta^{-1/2}$ (λ — длина про-

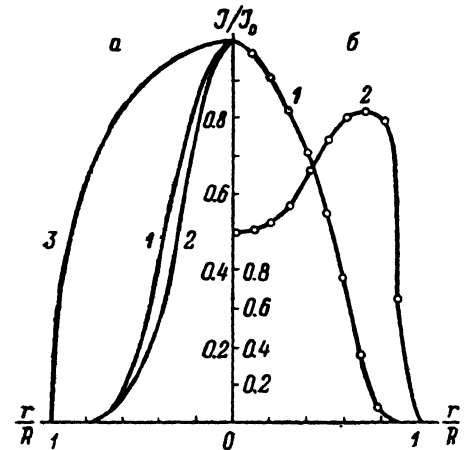


Рис. 2. Радиальные распределения свечения линии 5852 Å при $pR=1$ (а) и 50 Тор·см (б). 1 — столб, 2 — расстояние 5 (а) и 2 мм (б) от анода, 3 — анодная пленка.

бега электронов, $\delta=2m/M$), ФР в положительном столбе определяется всем профилем радиального потенциала, при повышенных давлениях, когда $R, > \lambda_T$, — локальным значением поля. За счет диффузионного стока на анод ФР искажается, начиная с некоторого расстояния от анода. Как видно из эксперимента, это искажение при низком давлении происходит на расстояниях, заметно превышающих радиус трубки, а при повышенном, наоборот, — на малых по сравнению с R расстояниях. В обоих этих случаях искажение описывается одномерным кинетическим уравнением для изотропной части ФР

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{v^3}{3v} \frac{df_0}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\delta v \frac{mv^2}{2} f_0 \right) = v v^* f_0 \quad (1)$$

с граничным условием

$$f_0(x=0) = \frac{2}{3} \lambda \frac{df_0}{dx}(x=0),$$

выражающим отсутствие электронного тока с анода. При низких давлениях в качестве коэффициентов в (1) используются усредненные по радиусу значения [1]. Левая часть (1) представляет собой дивергенцию потока в фазовом пространстве, схематически показанном на рис. 3. Диффузия в координатном пространстве (первый член в (1)) соответствует движению по горизонтальным прямым. Потери энергии при упругих столкновениях с атомами (второй член) — движению вверх по ϵ . Этот член необходимо учитывать при повышенных давлениях $pR > 10$ Тор·см, когда длина релаксации при упругих столкновениях с атомами λ_T становится меньше длины $\lambda_e = \epsilon_1/eE$, на которой электрон набирает энергию, необходимую для возбуждения (ϵ_1 — первый потенциал возбуждения). При $\lambda_T \ll \lambda_e$ практически все электроны расположены в заштрихованной области вблизи кривой 1, а количество электронов ниже этой кривой экспоненциально мало. Ниже кривой 2 кинетическая энергия превосходит ϵ_1 и происходят неупругие удары. Длина $\lambda^* = \sqrt{\lambda v/v^*}$, которую проходит электрон до неупругого столкновения, меньше λ_T для инертных газов вследствие неравенства $\delta v \ll v^*$ (v^* — суммарная частота неупругих ударов). На этом же расстоянии λ^* сказывается диффузионный уход быстрых электронов на анод [1].

Влияние анода искажает ФР по двум причинам. Во-первых, вследствие диффузионного стока электронов на анод ФР деформируется, а концентрация электронов спадает. Для низкого давления спад концентрации начинается с расстояния λ_e , с этого расстояния начинается

электрон на анод. При повышенном давлении число электронов ниже заштрихованной области экспоненциально мало и они не дают вклада в концентрацию, поэтому спад концентрации происходит на расстоянии $\lambda_\tau \ll \lambda_e$ от анода. Число возбуждений определяется быстрыми электронами и не зависит от концентрации. Вид ФР вблизи анода в однородном поле анализировался в работах [1, 3]. В [1] получено аналитическое решение уравнения (1) в отсутствие второго члена, в [3] — численное решение, когда этот член существует.

Вторая причина — искажение поля. Профиль потенциала в плазме описывается уравнением движения ионов

$$-\operatorname{div} b_e n \operatorname{grad} \varphi = I(x, r). \quad (2)$$

Вводя в качестве пространственного масштаба характерный размер анодной области, равный $\min\{\lambda_\tau, \lambda_e\}$, перепишем (2) в виде

$$\frac{d}{d\tilde{x}} (\tilde{n}\tilde{E}) = \kappa (I(\tilde{E}) - \tilde{n}), \quad (3)$$

где тильдой обозначены отношения переменных к их значениям в столбе, $\kappa = \min\{\lambda_\tau, \lambda_e\}/\lambda_e$; $\lambda_\tau = b_e E \tau$ — длина, проходимая ионом вдоль оси за время жизни τ ; дивергенция радиального потока записана в τ -приближении.

На рассматриваемых масштабах, как отмечалось выше, ионизация не зависит от концентрации электронов. Аппроксимируя $\tilde{n}(\tilde{x}) = 1 - \exp(-\tilde{x})$, $I(\tilde{E}) = \exp A(\tilde{E} - 1)$, можно получить из уравнения (3) профиль поля. Например, вблизи столба $\tilde{E}(\tilde{x}) = 1 + a \exp(-\tilde{x})$, где $a = (1 - \kappa)/(1 + A\kappa)$. При повышенном давлении, когда $\kappa < 1$, величина a положительна и спад концентрации сопровождается ростом поля. Это согласуется с экспериментом при повышенном давлении. При низком давлении, когда $\kappa > 1$, спад концентрации может сопровождаться падением поля. Скорость изменения поля определяется конкретным механизмом ионизации (в частности, зависит от A). В работе [4] наблюдалось падение поля у анода

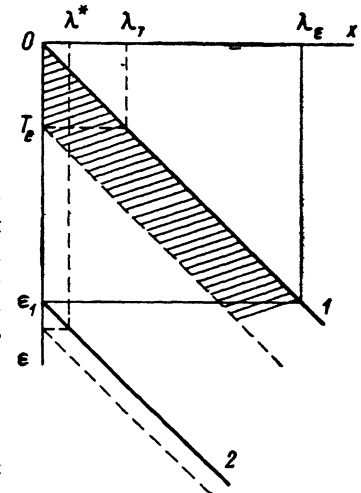


Рис. 3. Фазовое пространство кинетического уравнения (1).

$\epsilon = mv^2/2 - e\varphi(x)$ — полная энергия; 1 — кинетическая энергия электрона, равная нулю; 2 — первый потенциал возбуждения.

в разряде в ртути, в работах [1, 2] продольное поле оставалось практически равным полю в столбе. Сжатие же радиального профиля потенциала, наблюдавшееся в [2], можно объяснить, аккуратно учитывая радиальный член в уравнении (2). Пренебрегая продольным членом на расстояниях, больших λ_e , и аппроксимируя радиальный профиль потенциала вблизи оси в виде $\varphi = \alpha r^2$, получим из (2) выражение для $\alpha \sim I_0/n_0$. Спад концентрации при постоянном I_0 должен сопровождаться сжатием радиального профиля потенциала.

Численное решение одномерных уравнений (1), (2) для неона с учетом слоя объемного заряда у анода проводилось в [5] для давлений $pR = 6, 14, 85$ Тор·см. Однако полученные для этих значений pR значения поля в столбе 3.3, 2.5, 1.65 В/см·Тор оказываются в несколько раз завышенными по сравнению с экспериментальными [6].

При повышенных давлениях на расстояниях, больших λ_τ , справедливо гидродинамическое приближение. Условие сохранения электронного тока имеет вид

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_e = 0, \quad (4)$$

где $\mathbf{j}_e = b_e n \operatorname{grad} \psi$, $\psi = \varphi - T_e \ln n$ — потенциал токового поля.

Подвижность электронов в пренебрежении электронной теплопроводностью определяется локальным значением токового поля, а скорость ионизации пропорциональна концентрации электронов. Используя (4), получим из (2) уравнение амбиполярной диффузии с учетом амбиполярного дрейфа [7]

$$-D_a \Delta n - b_e \delta_e n \left(\frac{E}{|E|} \nabla \right) |E| = n \nu_i(E), \quad (5)$$

где $\delta_e = \partial \ln b_e / \partial \ln E$.

В положительном столбце второй член обращается в нуль. При $b_e > 0$ учет его приводит к формированию длинной анодной области с масштабом $\lambda_{||}$ [8]. В неоне при $b_e = -1/2$ учет этого члена тоже оказывается существенным. Действительно, если его не учитывать, то характерный масштаб анодной области из (5) оказывается порядка R . Эксперимент же показывает, что вплоть до λ_T существует положительный столбец. Это же следует из (5) при учете амбиполярного дрейфа. На расстоянии λ_T происходит перераспределение потенциала от эквипотенциального анода до радиального потенциала в столбце. Большой перепад потенциала на периферии приводит к большому росту свечения на периферии, наблюдаемому в эксперименте.

Таким образом, выполненные исследования показывают, что механизм формирования анодной области при низких и повышенных давлениях существенно различается. При повышенном давлении необходимо кинетическое описание анодной области на масштабе λ_T и гидродинамическое на больших расстояниях с учетом зависимости подвижности электронов от поля. При падающей зависимости $b_e(E)$ характерный масштаб неоднородности оказывается порядка λ_T .

Авторы благодарны Л. Д. Цендину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Голубовский Ю. Б., аль Хават Ш. Х., Цендин Л. Д. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1285—1291.
- [2] Голубовский Ю. Б., Колобов В. И., аль Хават Ш. Х. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 9. С. 1729—1737.
- [3] Lowke J. J., Parker J. H., Hall C. A. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 15. N 3. P. 1237—1245.
- [4] Клярфельд Б. Н., Неретина Н. А. // ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 2. С. 296—315.
- [5] Швейгерт В. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 11. С. 1363—1369.
- [6] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [7] Рожанский В. А., Цендин Л. Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [8] Колобов В. И., Цендин Л. Д. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 11. С. 22—29.

Ленинградский
государственный университет

Поступило в Редакцию
3 апреля 1984 г.

09

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

ЭФФЕКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЕЙ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ С ПРОВОДЯЩИМИ ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

Б. М. Булгаков, Э. И. Велиев, В. В. Веремей, А. М. Фурсов, В. П. Шестопалов

Теоретически и экспериментально обнаружено явление аномально слабого рассеяния электромагнитного поля открытого резонатора (ОР) на размещенном в его объеме идеально проводящем цилиндре прямоугольного сечения. Установлено, что этот эффект достигается за счет противофазного сложения полей, отраженных от различных граней бруска, у которого поперечные размеры сравнимы с длиной волны.

Интерес, проявленный в последнее время к этой проблеме, обусловлен интенсивными разработками в области создания некоторых типов измерительных устройств [1], электровакуумных и твердотельных генераторов [2, 3] миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (субмм) диапазонов длин волн. В подобных квазиоптических системах двумерные неоднородности выполняют функции трансформаторов импеданса ОР в импедансы размещенных внутри резонансного объема активных и пассивных элементов, а также обеспечивают эффективный отвод тепла от активных структур.

Известно, что электромагнитное поле внутри любого ОР может быть представлено в виде суперпозиции двух сдвинутых по фазе плоских волн, бегущих навстречу друг другу и имеющих одинаковые амплитуды. В силу этого влияние двумерной неоднородности в виде идеально проводящего прямоугольного цилиндра на уровень дифракционных потерь ОР можно