

01;04;12

©1994 г.

О ДВУМЕРНОМ ХАРАКТЕРЕ СТРАТ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Ю.Б.Голубовский, С.У.Нисимов, И.Э.Сулейменов

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,
198904, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 19 января 1994 г.)

В стратифицированном положительном столбе разряда в неоне выполнены измерения осевого и стеночного потенциалов плазмы и стеночного тока в зависимости от фазы страты. Экспериментально показано, что ионизационные волны при низком давлении в неоне имеют существенно двумерный характер. На основе анализа кинетического уравнения для электронов дана интерпретация результатам эксперимента. Проиллюстрировано изменение функции распределения электронов по энергиям в зависимости от фазы страты.

Страты при низких давлениях достаточно хорошо изучены как экспериментально, так и теоретически [1,2]. Анализировалась природа механизмов возбуждения и распространения страт в различных разрядных условиях, но, как правило, не принимался во внимание двумерный характер страт, т.е. страты рассматривались как некие одномерные структуры и их описание проводилось в одномерном приближении. В работах [3-5] было показано, что страты в контрагированном разряде в инертных газах при давлениях десятки и сотни Тор представляют собой существенно двумерные структуры, распространяющиеся в виде перетяжек токового шнура.

Механизм формирования страт при низких давлениях [6] существенно отличается от механизма формирования страт при повышенных давлениях, когда возможно гидродинамическое описание. В условиях неупругого баланса энергии в инертных газах возникают естественные периодические структуры с характерным масштабом $\lambda_1 \approx \varepsilon_1 / eE_0$ (ε_1 — первый потенциал возбуждения, E_0 — среднее поле на длине страты), равным длине энергетической релаксации электронов.

В настоящей работе экспериментально показано, что страты при низких давлениях представляют собой двумерные периодические структуры.

Экспериментальное изучение двумерного характера страт при низких давлениях

Эксперименты проводились в неоне в цилиндрической трубке длиной 80 см и радиусом 1 см. Трубка имела подвижный зонд длиной 3.5 мм и диаметром 0.12 мм, плоский стеночный зонд диаметром 4.5 мм, расположенный напротив подвижного зонда, а также два неподвижных цилиндрических зонда тех же размеров, что и подвижный зонд, расположенных на оси разрядной трубки. Это позволяло измерять электрические характеристики плазмы по оси и радиусу разряда. Регистрирующая схема содержала на входе ключевой элемент, позволявший измерять параметры плазмы в различных фазах страты.

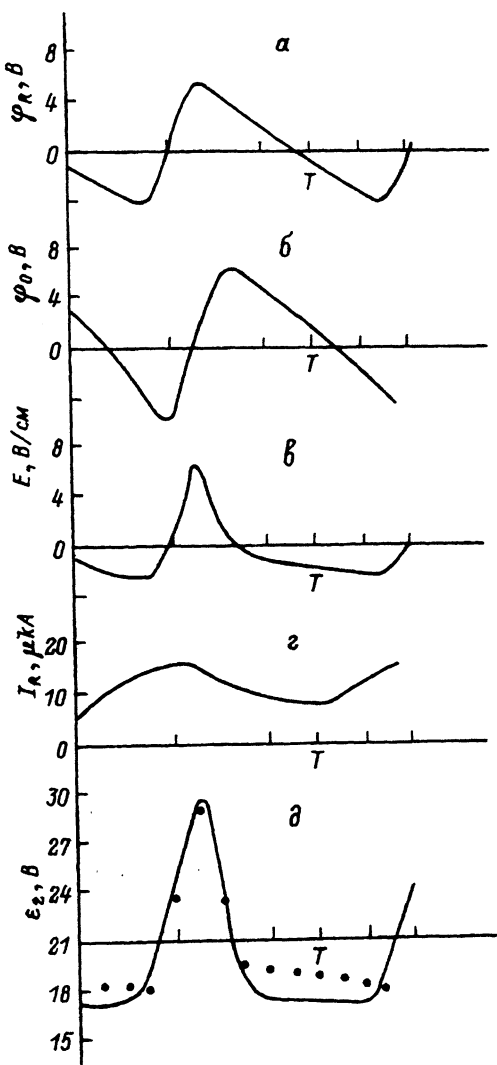


Рис. 1. Изменение параметров плазмы вдоль по страте.
 $pR = 2 \text{ Тор} \cdot \text{см}$, $i/R = 10 \text{ мА/см}$, $T = 600 \text{ мкс}$.

Синхронизация ключа осуществлялась по оптическому каналу с помощью ФЭУ. Потенциал плазмы измерялся с использованием традиционной методики по первой производной зондового тока. Для определения потенциала стенки и стеночного тока снималась ионная часть вольт-амперной характеристики стеночного зонда в каждой фазе страты. При этом потенциал стенки определялся по нулю тока на стеночный зонд, а стеночный ток определялся по линейной экстраполяции ионного тока насыщения до значения потенциала стенки. Среднее значение напряженности продольного электрического поля измерялось с помощью неподвижных зондов, расположенных на оси разрядной трубки, компенсационным методом.

На рис. 1 представлены данные экспериментов при давлении неона $p = 2$ Тор и токе $i = 8$ мА. При этих условиях страты движутся от анода к катоду, длина одной страты составляла примерно 6 см, среднее поле на длине страты $E_0 = 3$ В/см. На рис. 1 представлены зависимости переменных составляющих стеночного потенциала φ_R (а), осевого потенциала φ_0 (б), осевое значение напряженности продольного электрического поля (полученное дифференцированием осевого потенциала) E (в), а также стеночный ток I_R (г) и разность потенциалов центр-стенка в зависимости от фазы страты ε_2 (д).

Из результатов экспериментов видно, что страты существенно двумерны. Так, в различных фазах страты разности потенциалов центр-стенка заметно отличаются. Это означает, что двумерный потенциал представляет собой некую гофрированную периодическую структуру, причем глубина потенциальной ямы (или разность потенциалов центр-стенка) зависит от фазы страты. Данные экспериментов показывают, что имеет место хорошая корреляция между разностью потенциалов центр-стенка $\varepsilon_2(z)$ и напряженностью колеблющегося продольного электрического поля на оси $\varepsilon(z)$ в разных фазах страты. Экспериментальные значения стеночного тока также не остаются постоянными по длине страты (рис. 1, д).

2. Интерпретация результатов эксперимента

Полное описание стратифицированного положительного столба разряда должно базироваться на совместном решении кинетического уравнения для электронов и нестационарного уравнения для потенциала. Для интерпретации результатов настоящей работы ограничимся анализом кинетического уравнения, когда продольное электрическое поле $E(z)$ периодически изменяется в пространстве с характерной длиной, равной λ_1 .

Исходное кинетическое уравнение при неупругом балансе энергии и в отсутствие межэлектронных столкновений имеет вид

$$\operatorname{div} v^3 / 3\nu \operatorname{grad} f_0 = Q^*,$$

$$f_1 = -v/\nu \operatorname{grad} f_0. \quad (1)$$

В работах [7,8] теория стационарного и однородного в продольном направлении положительного столба разряда в инертных газах была построена на основе решения кинетического уравнения (1) в плоскости $z = \text{const}$ в переменных ε , r (ε — полная энергия электрона, r —

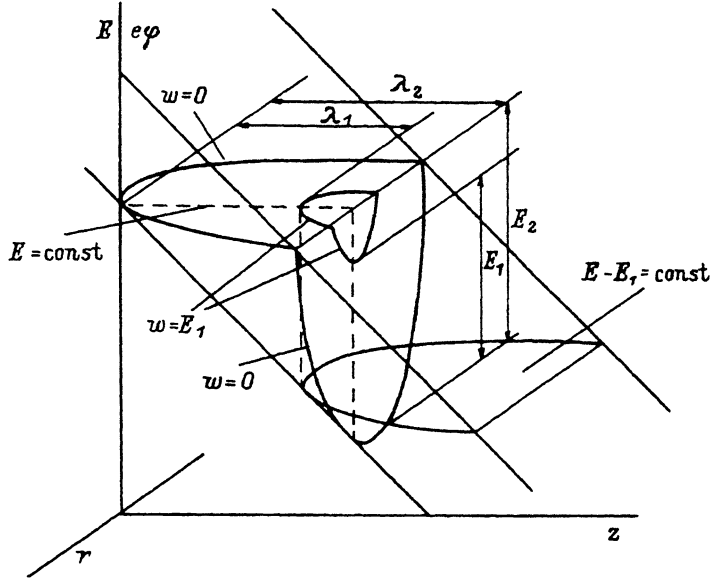


Рис. 2. Область движения электронов, обладающих полной энергией ϵ для стационарного однородного положительного столба ($w = \epsilon - e\varphi$ — кинетическая энергия).

радиальная координата). В этих работах было найдено самосогласованное поле в виде $e\varphi(z, r) = \epsilon E_0 z + e\varphi(r)$. В случае когда продольное электрическое поле периодически изменяется в пространстве, удобно решать кинетическое уравнение (1) в плоскости $\epsilon = \text{const}$ в переменных z, r . При этом уравнение (1) имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{v^3}{3\nu} \frac{\partial f_0}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{v^3}{3\nu} \frac{\partial f_0}{\partial r} = Q^*,$$

$$f_1 = -\frac{v}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial z} - \frac{v}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial r}. \quad (2)$$

Кинетическое уравнение (2) в явном виде не содержит электрическое поле.

Характер движения электронов в постоянном продольном поле иллюстрирует рис. 2. При неупругом балансе энергии, когда на длине $\lambda_1 = \epsilon_1 / eE$ потери на упругие столкновения пренебрежимо малы, электроны двигаются с сохранением полной энергии. Энергия электрона может изменяться на квант, равный ϵ_1 — первому потенциалу возбуждения, если кинетическая энергия электрона становится больше ϵ_1 . При этом электрон перескакивает в плоскость $\epsilon - \epsilon_1 = \text{const}$. Если кинетическая энергия электрона превысит потенциал стенки ϵ_2 , или, что то же самое, продольная координата z превысит значение λ_2 , то электрон может быстро уйти на стенку в режиме свободной диффузии, что позволяет ставить нулевое граничное условие для функции распределения электронов при $z = \lambda_2$.

Уравнение (2) при $z < \lambda_2$ можно решать в плоскости z, r аналогично [7] с помощью усреднения по радиальным пролетам. Такой метод

решения кинетического уравнения справедлив, когда $R \ll \lambda_1$, что позволяет представить f_0 как функцию только от продольной координаты с точностью до $(R/\lambda_1)^2$. Это условие хорошо выполняется для описываемого случая.

$$\frac{\partial}{\partial z} \overline{\left(\frac{v^3}{3\nu}\right)} \frac{\partial f_0}{\partial z} = -\overline{v\nu^*(v)} f_0 + \overline{v'\nu^*(v')} f_0. \quad (3)$$

Уравнение (3) содержит слабую зависимость от радиального потенциала, которая вызвана усреднением коэффициентов в кинетическом уравнении по этому потенциалу. Для линейной зависимости частоты неупругих столкновений от скорости и при параболическом профиле радиального потенциала решение кинетического уравнения имеет вид [8]

$$f_0(z) = A(\varepsilon) \begin{cases} \int_z^{z_3} \frac{dz}{\Psi(z)} \left(\frac{\Gamma(3/4)}{2^{1/4}} - \tilde{x}^{3/4} \mathcal{K}_{1/4}(\tilde{x}) \right) & \text{при } 0 < z < \lambda_1, \\ \frac{\lambda_1}{\sqrt{2}\Gamma(3/4)} \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^{1/2} x^{1/4} \left[\mathcal{K}_{1/4}(x) - \frac{\mathcal{K}_{1/4}(x_2)}{\mathcal{I}_{1/4}(x_2)} \mathcal{I}_{1/4}(x) \right] & \text{при } \lambda_1 < z < \lambda_2, \end{cases} \quad (4)$$

где $A(\varepsilon)$ — нормировочная константа,

$$\lambda = \sqrt{\frac{4\beta\varepsilon_1}{3\nu_0\nu^*}}; \quad z_3 = \lambda_1 \left(1 + \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^{1/2} \right), \quad x = \frac{\lambda_1}{2\lambda} \left(\frac{z}{\lambda_1} - 1 \right)^2,$$

$$\tilde{x} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_1}{\lambda} \left(\frac{z}{\lambda_1} \right)^2, \quad x_2 = x(\lambda_2),$$

$\mathcal{K}_{1/4}(x)$; $\mathcal{I}_{1/4}(x)$ — функции Бесселя от мнимого аргумента.

Из кинетического уравнения (3) можно получить условие для определения величины λ_2 . Интегрируя уравнение (3) по координате z в пределах от λ_1 до λ_2 , получаем

$$\overline{\left(\frac{v^3}{\nu}\right)} \frac{\partial f_0}{\partial z} \Big|_{\lambda_2} - \overline{\left(\frac{v^3}{\nu}\right)} \frac{\partial f_0}{\partial z} \Big|_{\lambda_1} = -W(\varepsilon), \quad (5)$$

где $W(\varepsilon)$ — число неупругих ударов для данной энергии.

Это уравнение имеет смысл баланса частиц в неупругой области. Первый член правой части (5) описывает уход электронов с полной энергией ε на стенку, или, что то же самое, ионизацию для этой же энергии,

$$\overline{\left(\frac{v^3}{\nu}\right)} \frac{\partial f_0}{\partial z} \Big|_{\lambda_2} = I(\varepsilon), \quad (6)$$

где $I(\varepsilon)$ — число ионизаций для данной энергии ε .

Считая, что $I = \gamma W$, где γ — эффективность ионизации, получаем

$$\frac{\partial f_0}{\partial z} \Big|_{\lambda_1} = \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \frac{\partial f_0}{\partial z} \Big|_{\lambda_2}. \quad (7)$$

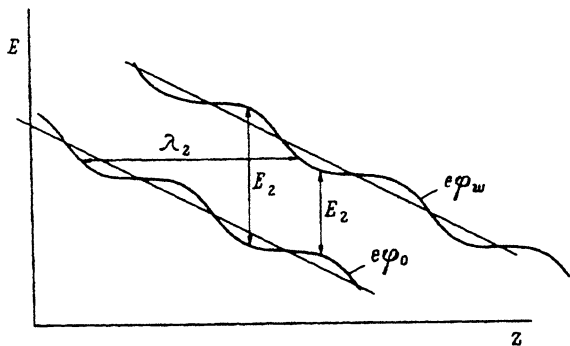


Рис. 3. Изменение потенциала стенки в зависимости от фазы страты.

Выражение (7) справедливо для произвольной энергии ε , поскольку зависимость от энергии содержится лишь в нормировочном коэффициенте $A(\varepsilon)$, который в (7) сокращается. Поскольку λ_1 (длина волны) есть величина постоянная, и если считать величину γ в случае малых возмущений не зависящей от энергии, то из (7) следует, что величина λ_2 является также константой и не зависит от z . Из (5) следует уравнение для определения x_2 и соответственно λ_2 , которое в явном виде не содержит электрическое поле

$$x_2^{1/4} I_{1/4}(x_2) = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{2^{1/4}}{\Gamma(3/4)}, \quad \lambda_2 = \lambda_1 \left(1 + \sqrt{2x_2 \frac{\lambda}{\lambda_1}} \right). \quad (8)$$

Изложенный подход справедлив как для постоянного продольного поля, так и для поля, периодически меняющегося в продольном направлении для не слишком больших глубин модуляции. Для постоянного поля разность потенциалов центр-стенка определяется по соотношению $\varepsilon_2 = \lambda_2 \varepsilon E_0$.

Для случая возмущения потенциала малой амплитуды решение уравнения (3) практически не зависит от этого возмущения. Действительно, влияние радиальных возмущений потенциала сводится к малым поправкам к коэффициентам кинетического уравнения, связанным с усреднением этих коэффициентов по возмущенному потенциалу. Эти поправки должны быть малы, поскольку процедура усреднения сводится к интегрированию по радиальной координате для возмущенного потенциала. При этом разность потенциалов центр-стенка в случае периодических возмущений оказывается равной

$$\varepsilon_2(z) = \lambda_2 \varepsilon E(z). \quad (9)$$

На рис. 3 приведены зависимости полной энергии от координаты для электронов с кинетической энергией $w = 0$ и $w = \varepsilon_2$. Кривые сдвинуты по координате на постоянную величину λ_2 . Из рисунка видно изменение потенциала стенки ε_2 в зависимости от координаты z . По формуле (7) можно рассчитать разность потенциалов центр-стенка, используя выражение (6) для λ_2 и экспериментальную зависимость продольного поля от координаты $E(z)$. Результаты расчета для $\gamma = 0.1$ дают значения поля в стационарном случае $E_0 = 3$ В/см^[8], что соответствует результатам экспериментов настоящей работы. Величина

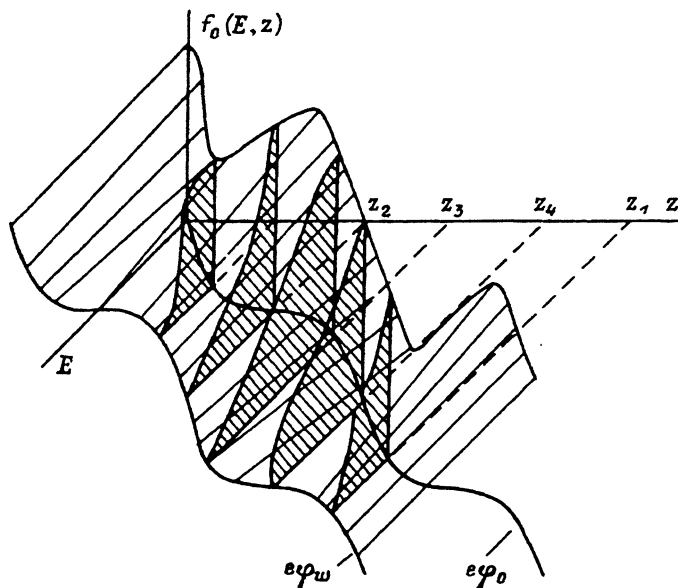


Рис. 4. Изменение функции распределения электронов по энергии в зависимости от фазы страты.

λ_2 для этого значения γ оказывается равной 6 см, позволяет рассчитать потенциал стенки $\varepsilon_2(z)$ и сопоставить с данными эксперимента. Результаты расчетов приведены на рис. 1, 2 точками и показывают хорошую корреляцию между рассчитанными и измеренными потенциалами стенки.

Предлагаемая модель позволяет наглядно проиллюстрировать изменение функции распределения электронов по кинетической энергии в зависимости от фазы страты. Решение кинетического уравнения (2) дает функции $f_0(\varepsilon, z, t)$, зависящие от полной энергии через $A(\varepsilon)$, где $A(\varepsilon)$ есть некая периодическая функция, что следует из условия постоянства разрядного тока

$$J = \frac{4\pi e}{3} \int_0^{\infty} v^3 f_1(v) dv = \frac{4\pi e}{3m} \int_{e\varphi}^{\varepsilon_2 + e\varphi} A(\varepsilon) d\varepsilon = \text{const.} \quad (10)$$

Результат представлен на рис. 4 в плоскости ε, z для периодически изменяющегося поля $E(z)$. Рисунок позволяет проследить за изменением f_0 как функции кинетической энергии w и координаты z . Видно, что по этой функции распределения распространяется волновое возмущение с характерным пространственным масштабом, равным длине энергетической релаксации. Подобные функции распределения были обнаружены в работах [9, 10], что также подтверждает справедливость предлагаемой модели.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально показано, что потенциальное поле, соответствующее распространяющимся ионизационным волнам в разряде низкого давления, представляет собой гофрированную структуру, для которой разность потенциалов

центр-стенка и продольное электрическое поле колеблются в одной фазе. На основе анализа кинетического уравнения установлено, что потенциал стенки пропорционален продольному полю. Данные эксперимента подтверждают этот вывод. Проиллюстрирована картина распространения волновых возмущений по функции распределения.

В настоящей работе не обсуждаются вопросы о механизме формирования возмущенного потенциала, что требует анализа двумерного уравнения движения ионов, а также возможное образование отрицательных полей в стратах.

Список литературы

- [1] Ланда П.С., Мискинова Н.А., Пономарев Ю.В. // УФН. 1980. Т. 132. № 4. С. 601-637.
 - [2] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. 168 с.
 - [3] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 858-867. 1983. Т. 53. Вып. 3. С. 474-487. Вып. 8. С. 1470-1473.
 - [4] Golubovsky Yu.B., Nekutchayev V.O. // Contr. to Plasma Phys. 1985. Vol. 25. N 3. P. 295. Ibid. 1985. Vol. 25. N 6. P. 610.
 - [5] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 54-60.
 - [6] Цендин Л.Д. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1638-1650.
 - [7] Цендин Л.Д., Голубовский Ю.Б. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1839-1851.
 - [8] Бенке Ю., Голубовский Ю.Б. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 1. С. 65-83.
 - [9] Twiddy N.D., Raument S.W. // J. Phys., D.J. 1969. Vol. 2. N 10. P. 1747-1754.
 - [10] Бессонова К.Ф., Орешак О.М., Остапченко Е.П., Степанов В.А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 979-984.
-