

01;04

ЯВЛЕНИЕ КОНТРАКЦИИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА КАК ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД К НОВОЙ ДИССИПАТИВНОЙ СТРУКТУРЕ

© Ю.Б.Голубовский, В.О.Некучаев, Е.Б.Пелюхова

Санкт-Петербургский государственный университет
Научно-исследовательский институт физики,
198904 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 25 января 1995 г.)

Методами нелинейной динамики исследуется уравнение баланса заряженных частиц применительно к плазме разряда в инертных газах в условиях, когда их гибель обусловлена амбиполярной диффузией к стенкам и объемной рекомбинацией. Спецификой задачи является сильная нелинейная зависимость частоты ионизации от концентрации электронов, обусловленная конкуренцией электрон-атомных и межэлектронных столкновений. Показано, что контракцию разряда при давлениях, превышающих критическое, можно рассматривать как фазовый переход к новой диссипативной структуре.

При протекании тока в инертных газах наблюдается интересное явление скачкообразного контрагирования разряда. Оно состоит в том, что при давлениях, превышающих определенное критическое значение, плазма скачкообразно стягивается в тонкий яркий шнур в присевой области при достижении критического тока. Переход в контрагированное состояние сопровождается резким уменьшением эффективной площади токового шнура и таким же резким ростом концентрации электронов на оси разряда. Яркость линейчатого излучения на оси увеличивается примерно на два порядка величины. Все внутренние параметры плазмы испытывают скачкообразные изменения, сопровождающиеся явлениями гистерезиса. При переходе разряда из диффузного состояния в контрагированное развиваются ионизационные волны большой амплитуды. Явление скачкообразной контракции было детально экспериментально и теоретически исследовано в серии работ [1,2]. Математической моделью служила система балансных уравнений для заряженных частиц, энергии электронов и нейтралов, уравнения для давления и тока. Численное решение такой системы уравнений позволило выразить все внутренние параметры плазмы как функции внешних приведенных параметров pR и i/R (p, i и R — давление, ток и радиус разрядной трубки соответственно) при заданных константах элементарных процессов, характеризующих сорт газа. При давлениях, превышающих критическое ($p > p_c$), эти функции имели S - или

Z-образный характер в зависимости от тока, во время как при $p < p_c$ эти характеристики были монотонны. В бифуркационном аспекте такая трансформация зависимости стационарного решения от внешних параметров определяет особенность типа сборки [3,4]. Для нее специфично существование области бистабильности (при данном давлении это — область значений токов, в которой имеется три стационарных решения задачи) и как следствие этого наличие гистерезисных явлений при пересечении границ этой области в двух противоположных направлениях изменения тока. Исследование полученных решений на устойчивость по отношению к волновым возмущениям показало, что в контрагированном разряде могут распространяться ионизационные волны в виде перетяжек токового шнура [5,6]. Результаты теоретического исследования позволили в ряде случаев описать эксперименты на количественном уровне.

В настоящей работе показано, что явление контракции можно рассматривать как неравновесный фазовый переход, в результате которого возникает новая пространственная структура. Управляющим уравнением такого перехода является радиальная часть уравнения баланса заряженных частиц, в котором параметром порядка служит концентрация электронов, а управляющим параметром электронная температура или продольное электрическое поле. Показано, что процесс имеет пороговый характер по величине давления газа.

Исходные уравнения и метод анализа

Как показал выполненный ранее анализ, наиболее существенной причиной скачкообразного контрагирования разряда в инертных газах (кроме гелия) является нелинейная зависимость частоты ионизации от концентрации электронов, которая вызвана конкуренцией упругих и межэлектронных столкновений в формировании функции распределения по энергиям. Эта нелинейность в определенном диапазоне степеней ионизации может приводить к резким радиальным спадам частоты ионизации, что в условиях объемной гибели заряженных частиц ведет к контракции тока. Неоднородный разогрев газа, который также вызывает радиальный спад частоты ионизации, не является определяющим фактором, но приводит к дополнительному сжатию радиальных профилей излучения и концентрации, к смещению критических давлений и токов в область меньших значений и в конечном счете к лучшему совпадению результатов теории и эксперимента.

В соответствии с этим на первом этапе пренебрежем неоднородным разогревом газа и ограничимся совместным анализом уравнения баланса заряженных частиц, баланса энергии электронов, который при достаточно высоких давлениях определяется упругими ударами, и уравнения для разрядного тока. Исходная система уравнений с традиционными граничными условиями для разряда цилиндрической конфигурации имеет вид

$$D_a(p, T) \left(\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} \right) + I(n, p, T) - \Gamma(n, p, T) = 0, \quad (1)$$

$$\left. \frac{dn}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad n(R) = 0, \quad (2)$$

$$T = \sqrt{\frac{M}{m}} eE\lambda, \quad (3)$$

$$i = 2\pi b_e E \int_0^R n(r) r dr = \pi R^2 b_e E n_0 \mu, \quad \mu = \frac{1}{R^2} \int_0^R \frac{n}{n_0} r dr. \quad (4)$$

Здесь n — плотность электронов; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; I и Γ — числа ионизаций и рекомбинаций в единице объема газа; e , m , λ и b_e — соответственно заряд, масса, длина свободного пробега и подвижность электронов; M — масса ионов. Баланс энергии электронов в наших условиях (уравнение (3)) определяет локальную связь средней энергии $\bar{\epsilon}$ (температуры $T = (2/3)\bar{\epsilon}$) электронов с напряженностью продольного поля E , которая полагается постоянной в любой точке положительного столбца разряда.

В настоящей работе проводится качественный анализ краевой задачи (1), (2) методом фазового пространства. Он позволяет выявить функциональный квазиэнергетический параметр — “потенциал”

$$V(n, p, T) = \frac{1}{D_a} \int_0^n [I(x, p, T) - \Gamma(x)] dx, \quad (5)$$

качественная трансформация которого при изменении параметров (p, T) определяет возможность существования контрагированной ветви стационарного решения.

Согласно теории Ландау, фазовый переход второго рода характеризуется трансформацией термодинамического потенциала $\Phi(\eta, p, T)$, рассматриваемого как функция параметра порядка η при заданных значениях температуры T и давления p . Она состоит в том, что минимум зависимости $\Phi(\eta)$ сдвигается из точки $\eta = 0$ в точку $\eta = \bar{\eta} \neq 0$. При заданном давлении этот сдвиг происходит при понижении температуры ниже критического значения ($T < T_c$) [7]. В плазменной задаче (1), (2) роль термодинамического потенциала играет величина V (5), а параметром порядка является плотность электронов n . При заданном давлении трансформация функции $V(n)$, отвечающая фазовому переходу разряда в контрагированный режим (смещение минимума $V(n)$ в точку $\bar{n} \neq 0$), происходит при понижении электронной температуры T (или в соответствии с (3) величины поля E) ниже критического значения $T < T_c$ ($E < E_c$). Для низких давлений величина T_c лежит в области физически нереализуемых температур (краевая задача (1), (2) при $T \leq T_c$ не имеет решений). С ростом давления $p > p_c \approx 50$ Тор диапазон температур ниже критического значения ($T < T_c$) становится физически реализуемым. В области этих давлений стационарная задача (1), (2) имеет контрагированную ветвь решения.

Качественный анализ уравнения баланса заряженных частиц

Будем исследовать поведение интегральных кривых уравнения (1) на фазовой плоскости $(n, dn/dr)$. Для этого перепишем его в виде системы

$$\frac{dn}{dr} = y, \quad \frac{dy}{dr} = -\frac{y}{r} - [I(n, p, T) - \Gamma(n)]/D_a(p, T). \quad (6)$$

Она представляет собой аналог динамической модели, в которой роль времени играет радиальная координата r . Величина $(-y/r)$ — аналог диссипативной силы, наличие которой приводит к рассеянию “полной энергии” системы (6) при увеличении r

$$\frac{dH}{dr} = \frac{d}{dr} \left[\frac{y^2}{2} + V(n) \right] = -\frac{y^2}{r} \leq 0 \quad (7)$$

(мы воспользовались уравнениями (6)).

Поскольку при $r \rightarrow \infty$ влияние диссипативного члена становится пренебрежимо малым ($y/r \rightarrow 0$), то поведение системы (6) при больших значениях r описывается консервативной “динамикой”

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dr} &= y, & \frac{dy}{dr} &= -\frac{1}{D_a(p, T)} [I(n, p, T) - \Gamma(n)], \\ H &= y^2/2 + V(n) = \text{const.} \end{aligned} \quad (8)$$

Проанализируем сначала фазовый портрет консервативной системы (8). Введение диссипации, оставляя неизменным расположение его особых точек, трансформирует характер устойчивых равновесий, превращая негрубые особые точки типа центра в аттракторы типа фокуса. Фазовый портрет системы (8) полностью определяется видом потенциала $V(n)$ (5). Особые точки (положения равновесия) (\bar{n}, \bar{y}) характеризуются обращением в нуль фазовой скорости, т.е., согласно (8), удовлетворяют уравнениям

$$\bar{y} = 0, \quad \frac{dV}{dn} = I(\bar{n}) - \Gamma(\bar{n}) = 0.$$

Они совпадают с экстремумами функции $V(n)$: устойчивые равновесия — с ее минимумами, а неустойчивые (седла) — с максимумами. Фазовая траектория, проходящая через седловую особую точку (\bar{n}) , является сепаратрисой и удовлетворяет условию

$$n \rightarrow \bar{n} \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty. \quad (9)$$

Таким образом, определяющим фактором поведения интегральных кривых на плоскости $(n, y) = (n, dn/dr)$ является вид зависимости $V(n)$ (5) при заданных значениях электронной температуры T и давления p . Качественная трансформация этой зависимости радикальным образом меняет фазовый портрет системы (6) и, следовательно, характер решения исходной краевой задачи (1), (2).

Фазовый портрет диффузного разряда

Для расчета числа ионизаций $I(n, p, T)$ и рекомбинаций $\Gamma(n)$ воспользуемся моделью работы [2]. В рамках данной модели скорость ионизации предполагается в виде

$$I(n, T) = \xi \frac{4n}{\sqrt{\pi}} C(\gamma) \nu_{ee} (1 + \gamma U_1^2) \theta \exp \left(- \int_0^{U_1} \frac{\frac{m}{M} \nu_{ea} + \nu_{ee}}{\nu_{eE} + \nu_{ee}} dw \right),$$

ξ — фактор выхода резонансного излучения.

Используется аппроксимация этого фактора в виде $\xi = W_i/(W_i + W_R)$, W_i, W_R — вероятности ступенчатой ионизации и выхода резонансного излучения; $C(\gamma)$ — нормировочная константа; $\gamma = m\nu_{ea}/M\nu_{ee}$, ν_{ea} — частота упругих соударений, ν_{ee} — частота межэлектронных столкновений; $U_1 = eV_1/kT$ — относительный потенциал возбуждения; ν_{eE} — частота релаксации электронов в поле; θ — слабоменяющаяся функция от условий разряда. Число рекомбинаций $\Gamma(n) = (1 - \xi)\alpha n^2$. Величина α считается постоянной. Конкретные расчеты выполнены для неона.

В этой модели величина разности $I - \Gamma$ весьма чувствительна как к характеру нелинейности функции $I(n)$, так и к значению параметров p и T . Зафиксируем давление p и рассмотрим поведение функций $I(n)$, $\Gamma(n)$ при различных значениях T в диапазоне степеней ионизации, соответствующем протеканию реальных разрядных токов (рис. 1). Для достаточно высоких температур ($T > T_c$) разность $I - \Gamma$ положительна во всем диапазоне концентраций n (кривые 1-4 на рис. 1). Соответствующий этим температурам потенциал $V(n)$ (5) есть монотонно возрастающая функция, имеющая минимальное значение $V = 0$ при $n = 0$ (кривая 1 на рис. 2).

Фазовый портрет консервативной системы (8) в этой области представлен на рис. 3 кривыми 1-3. Каждая из них является фазовой траекторией $y = y(n)$, отвечающей заданному значению полной энергии H , причем $H_1 < H_2 < H_3$ (индекс совпадает с номером кривой) [8]. Введение диссипации (7) превращает функцию $H = H(n, y)$ (6) при $n > 0$ в одностороннюю определенно положительную функцию Ляпунова, для которой фазовые траектории системы (8) являются кривыми равного значения ($H = \text{const}$). Движение изображающей точки диссипативной системы (6) на фазовой плоскости (n, y) должно происходить таким образом, чтобы пересекать эти кривые под тупым углом к их нормали (взятой в точке пересечения) [9]. Такое движение обеспечивает выполнение условия (7), согласно которому при возрастании величины r изображающая точка должна последовательно переходить к кривым $H = \text{const}$, отвечающим уменьшающимся значениям полной энергии.

При $r = 0$ в силу первого граничного условия (2) изображающая точка лежит на оси абсцисс $(n, y)|_{r=0} = (n_0, 0)$.

Выбор начального значения $n_0 = n(0)$ (концентрации электронов на оси трубки) определяется вторым граничным условием (2), согласно которому “время” r , за которое изображающая точка, двигаясь по фазовой траектории $y(n)$, достигает оси ординат ($n = 0$), должно быть равно R

$$R = \int_{n_0}^0 \frac{dn}{y(n)}. \quad (10)$$

На рис. 3 кривая 4 представляет численно рассчитанную фазовую траекторию $y = y(n)$ диссипативной системы (5), удовлетворяющую условию (10) при $p = 100 \text{ Тор}$ и $T = 2.7 \text{ эВ}$ ($T_c < T = 2.7$). Она отвечает сравнительно невысокому начальному уровню потенциальной энергии $V(n_0) \approx 100$ и, следовательно, достаточно малому диапазону изменения “скорости” $y = dn/dr$ ($-10 < y \leq 0$), что обеспечивает

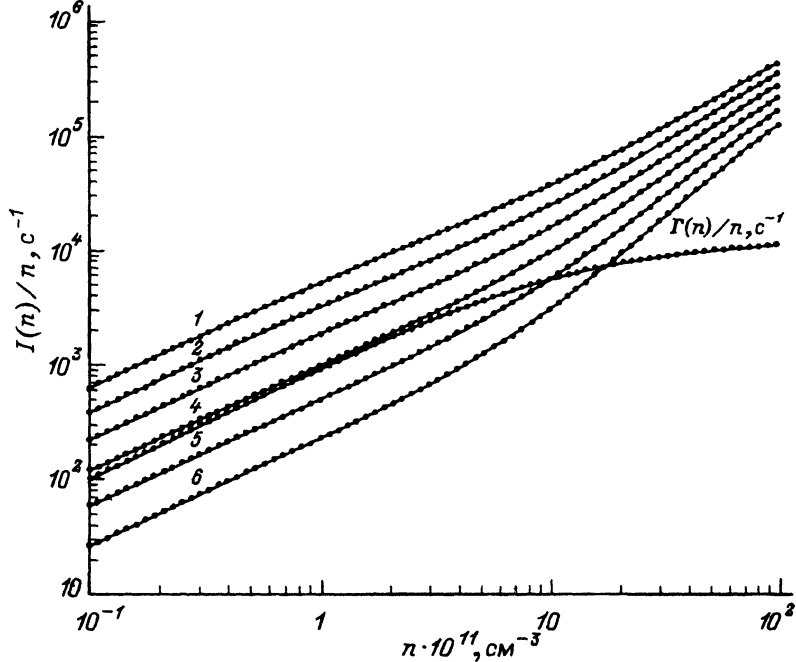


Рис. 1. Концентрационные зависимости частоты ионизации $I(n)/n$ для разных значений электронной температуры (1-6) и частоты рекомбинации $\Gamma(n)/n$ в использованной модели для давления неона $p = 100$ Тор. T_e , эВ: 1 — 3.0, 2 — 2.9, 3 — 2.8, 4 — 2.7, 5 — 2.6, 6 — 2.5.

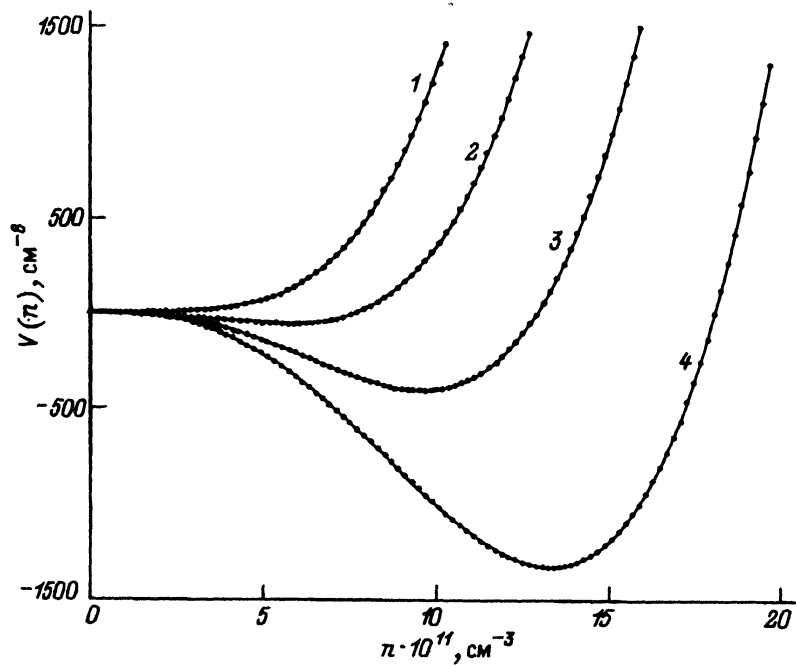


Рис. 2. Концентрационная зависимость квазипотенциала $V(n)$, определенная по (5), для разных значений электронной температуры. Давление неона $p = 100$ Тор; T , эВ: 1 — 2.70, 2 — 2.65, 3 — 2.60, 4 — 2.55.

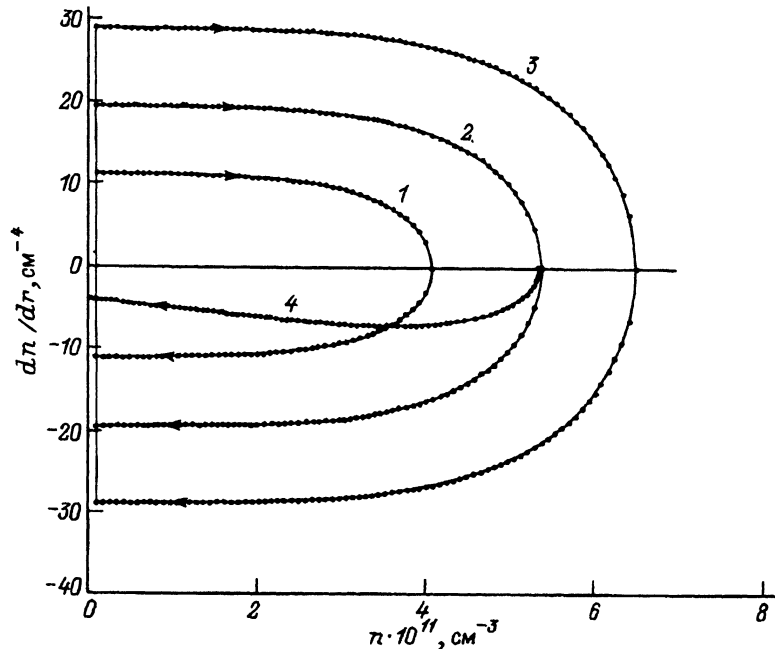


Рис. 3. Фазовый портрет диффузного разряда для консервативной системы (8) (1-3) и диссипативной системы (5) (4).

Давление неона $p = 100$ Тор, температура электронов $T = 2.7$ эВ ($T > T_c$).

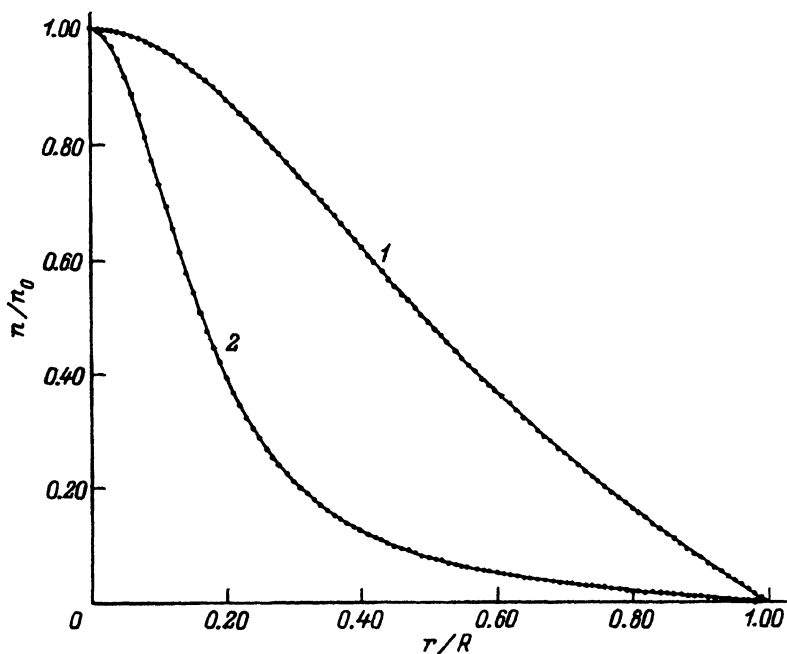


Рис. 4. Радиальные распределения электронной концентрации для диффузного (1): $T = 2.7$ эВ, $n_0 = 5.6 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$ и контрагированного (2): $T = 2.55$ эВ, $n_0 = 27.8 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$ разрядов.

широкий (диффузный) профиль распределения плотности электронов по радиусу трубки, как это видно из рис. 4, на котором приведены рассчитанные профили электронной концентрации для диффузного и контрагированного разрядов.

Уменьшение температуры T (при данном давлении) в области $T > T_c$ приводит к плавному росту величины n_0 , обусловленному плавным понижением "высоты горки" $V(n_0)$, необходимым для того, чтобы при более пологом склоне $V(n)$ движение к "подножию горки" ($n = 0$) удовлетворяло условию "изохронности" (10). Это обеспечивает плавную зависимость внутренних параметров плазмы от величины тока i в области диффузного разряда ($T > T_c$).

Фазовый портрет контрагированного разряда

Фазовый портрет контрагированного разряда приведен на рис. 5. Картина резко меняется при переходе температуры T через критическое значение $T = T_c$. Существование критической температуры T_c обусловлено тем, что уменьшение температуры (при заданном давлении) приводит к общему понижению зависимости $I(n)$, в то время как функция $\Gamma(n)$ остается без изменений (рис. 1). Критическая температура T_c определяется как обычно из условия $I(n) - \Gamma(n) = 0$ при $n \rightarrow 0$. В результате при достаточно низких температурах инвертируется знак

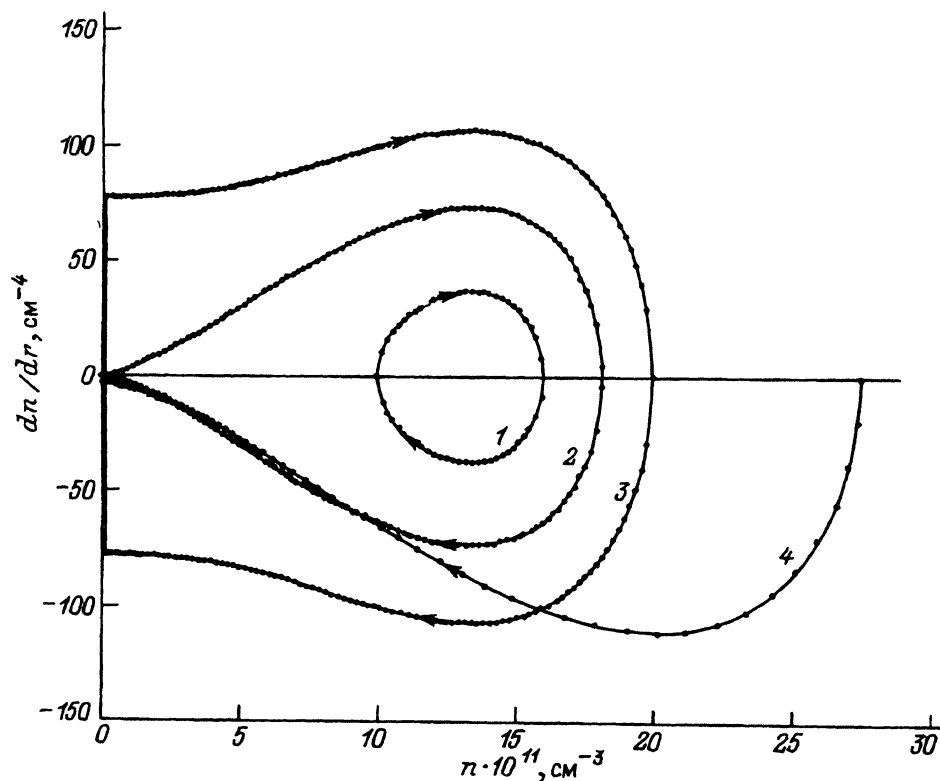


Рис. 5. Фазовый портрет контрагированного разряда для консервативной системы (8) (1-3) и диссипативной системы (5) (4). Неон, $p = 100 \text{ Тор}$, $T = 2.55 \text{ эВ}$ ($T < T_c$).

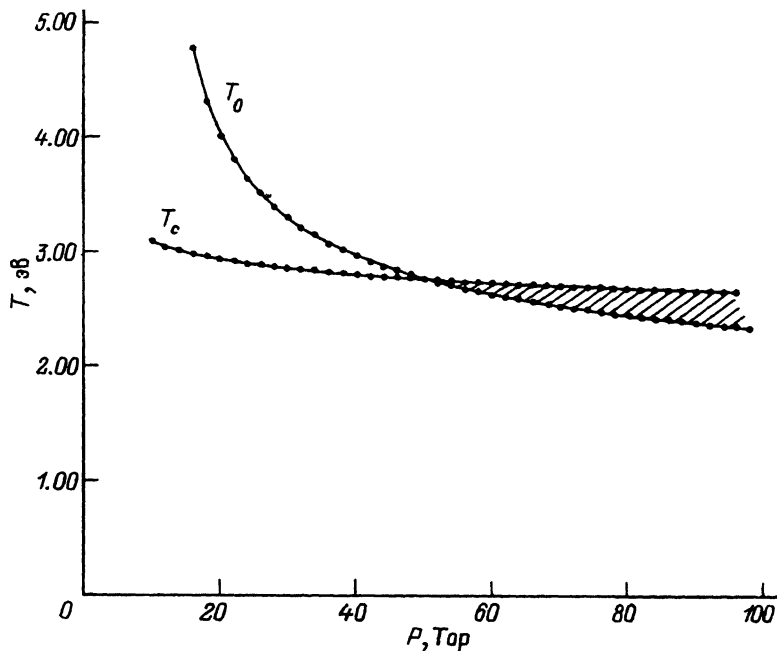


Рис. 6. Рассчитанные зависимости критической температуры T_c и нижней температурной границы T_0 от давления неона.

разности $I - \Gamma$ в области достаточно малых значений n (кривые 5, 6 на рис. 1). Это приводит к качественной деформации потенциала $V(n)$: положение его минимума сдвигается в точку $n = \bar{n} \neq 0$, отвечающую $I - \Gamma = 0$ (кривые 3, 4 на рис. 2). В точке $n = 0$ образуется односторонний локальный максимум — она становится неустойчивой. Проходящая через нее фазовая траектория является сепаратрисой и, согласно (9), удовлетворяет условию $n \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow \infty$. Можно считать, что входящая сепаратриса, удовлетворяющая начальному условию $y(0) = 0$, описывает контрагированное решение задачи (1), (2) (рис. 5). Интересно, что вид зависимости квазипотенциала $V(n)$, отвечающий контрагированному режиму (кривая 4 на рис. 2) аналогичен форме квазипотенциала $V(E)$ (E — величина светового поля), возникающего в задаче о самофокусировке света [10, 11].

Выполнение условия “изохронности” (10) при возникновении ямы у потенциала $V(n)$ требует резкого возрастания начального уровня потенциальной энергии $V(n_0)$, поскольку, для того чтобы “взобраться на горку” (при $n \rightarrow 0$), “скорость” $|y|$ на дне ямы должна быть достаточно высокой. Следствием этого является, во-первых, резкое возрастание величины n_0 при переходе через критическую точку $T = T_c$, а во-вторых, резкое сужение профиля радиального распределения плотности электронов. Последнее следствие вытекает из того, что большая часть “времени” τ уходит на преодоление подъема, а движение “под гору” происходит сравнительно быстро (т.е. на малом промежутке изменения r) и в конце него должна быть развита достаточно большая “скорость” $|y| = |dn/dr|$. Кривая 2 на рис. 4 иллюстрирует эту ситуацию.

Явление контракции как возникновение новой диссипативной структуры

Таким образом, явление скачкообразного контрагирования разряда можно интерпретировать как фазовый переход, приводящий к возникновению новой пространственной структуры. Его существование обусловлено двумя факторами: наличием объемной рекомбинации $\Gamma(n)$ и спецификой нелинейной зависимости скорости ионизации от плотности электронов $I(n)$, благодаря которой эта зависимость имеет качественно разный характер при малых и больших значениях величины n . Совместное действие этих факторов приводит к тому, что при достаточно низких температурах ($T < T_c$) происходят качественная деформация квазипотенциала $V(n)$ (5) и соответствующая перестройка поперечной структуры стационарного решения (его контракция). Отсутствие первого необходимого фактора (объемной рекомбинации) в области низких давлений приводит к пороговому характеру этого явления по отношению к величине давления p . На рис. 6 приведена граница возникновения контрагированной ветви стационарного решения ($T = T_c$) в сравнении с нижней температурной границей ($T = T_0$) области существования стационарного решения при изменении давления p . Видно, что контракция стационарного решения (заштрихованная область) возникает по превышении давлением критического значения ($p > p_c$). При $p < p_c$ нижняя граница T_0 лежит выше критической температуры T_c . В этой области разность $I(n) - \Gamma(n)$ положительна и стационарный разряд имеет диффузный характер.

Как показано в работах [5,12], перестройка радиальной (поперечной) структуры газового разряда в инертных газах сопровождается возникновением неоднородности его продольной структуры, а также временной структуры (возникновением контрагированных страт). В бифуркационном аспекте такая корреляция перестроек пространственно-временных структур представляет собой широко распространенное явление (см., например, [13]). В данном контексте отметим следующее. Общепринято считать рекомбинацию стабилизирующим фактором относительно возникновения временной неоднородности поведения плазмы. Однако, как видно из проведенного выше анализа, это положение, строго говоря, справедливо только в области диффузного разряда, когда влияние объемной рекомбинации несущественно. При достаточно высоких давлениях ($p > p_c$) объемная рекомбинация, являясь необходимым фактором возникновения перестройки поперечной структуры газового разряда, тем самым стимулирует возникновение новых пространственно-временных структур, т.е. выступает (хотя и косвенным образом) как дестабилизирующий фактор.

Аналогичную роль выполняет диффузия заряженных частиц, которая является одним из проявлений диссипативных процессов [13,14]. В диффузном режиме (реализующемся при достаточно низких токах) ей отводится сугубо деструктивная, нивелирующая (и, следовательно, стабилизирующая) роль сглаживания неоднородностей пространственной структуры. Однако при достаточно высоких токах диффузия начинает действовать в новых условиях, характеризующихся нарастающим влиянием объемной рекомбинации и электрон-электронных столкновений. В этих условиях на первый план выступает "коллективизирующее" действие диффузии и она становится конструктивным фактором, приводящим (по достижении током критического значения)

к возникновению новой пространственной структуры разряда. В этом аспекте действие диффузии можно рассматривать как дестабилизирующий фактор, способствующий переходу системы в качественно новое неравновесное состояние — новую диссипативную структуру.

Переход плазмы в контрагированное состояние можно трактовать как явление ее самоорганизации, приводящее к возникновению новых пространственно-временных структур.

Рассмотрим последовательность структурных преобразований газового разряда при последовательном увеличении тока. В силу граничных условий (2) единственное равновесное ($dn/dt = 0$) пространственно однородное ($\nabla n = 0$) состояние плазмы отвечает $n(r) = 0$ и, следовательно, $i = 0$. При $i \neq 0$ возникает радиальная (поперечная) неоднородность пространственной структуры ($dn/dr \neq 0$ при $r \neq 0$), мерой которой может служить концентрация электронов на оси разряда $n_0 = n(0)$. При достаточно малых токах величина n_0 находится в прямой зависимости от величины тока (см. (4)). Таким образом, в бифуркационном аспекте величина тока выступает как внешний параметр, обуславливающий неоднородность пространственной (поперечной) структуры газового разряда. С ростом тока эта неоднородность растет (поскольку растет величина n_0) и при достижении определенного порогового значения вызывает переход плазмы в новое состояние, характеризующееся поперечной, продольной и временной неоднородностями (страты). В этом состоянии пространственная и временная структуры являются взаимосвязанными и взаимообуславливающими друг друга. Эта взаимозависимость приводит к разнообразию стратифицированных режимов при изменении давления газа. Так, при достаточно высоких давлениях ($p > p_c$) наличие объемной рекомбинации приводит с ростом тока к возникновению контрагированных страт, в то время как при $p < p_c$ наблюдается явление оптической контракции и диффузные страты.

Работа выполнена при поддержке Международного научного Фонда (фонда Сороса). Грант № М-81000.

Список литературы

- [1] Голубовский Ю.Б., Зонненбург Р. // ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 295, 302, 754. 1980. Т. 50. С. 2094.
- [2] Golubovsky Yu.B., Nekuchaev V.O. // Contrib. Plasma Physics. 1985. Vol. 25. N 3. p. 295. Vol. 26. N 2. P. 67.
- [3] Постон Т., Стюард И. Теория катастроф и ее приложения. М.: Мир, 1980.
- [4] Арнольд В.И. Теория катастроф. М.: Знание, 1986.
- [5] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О. // ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 858. Т. 53. С. 474, 1470.
- [6] Голубовский Ю.Б., Куликов В.В., Некучаев В.О. // РиЭ. 1985. Т. 30. Вып. 5. С. 824.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
- [8] Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Наука, 1981.
- [9] Меркин Д.Р. Введение в теорию устойчивости движения. М.: Наука, 1971.
- [10] Chiao R.J., Garmire E., Townes C.H. // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 13. N 15. P. 479.
- [11] Янкаускас З.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9. Вып. 2. С. 412.
- [12] Голубовский Ю.Б., Колобов В.И., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 54.
- [13] Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979.
- [14] Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. М.: Мир, 1990.