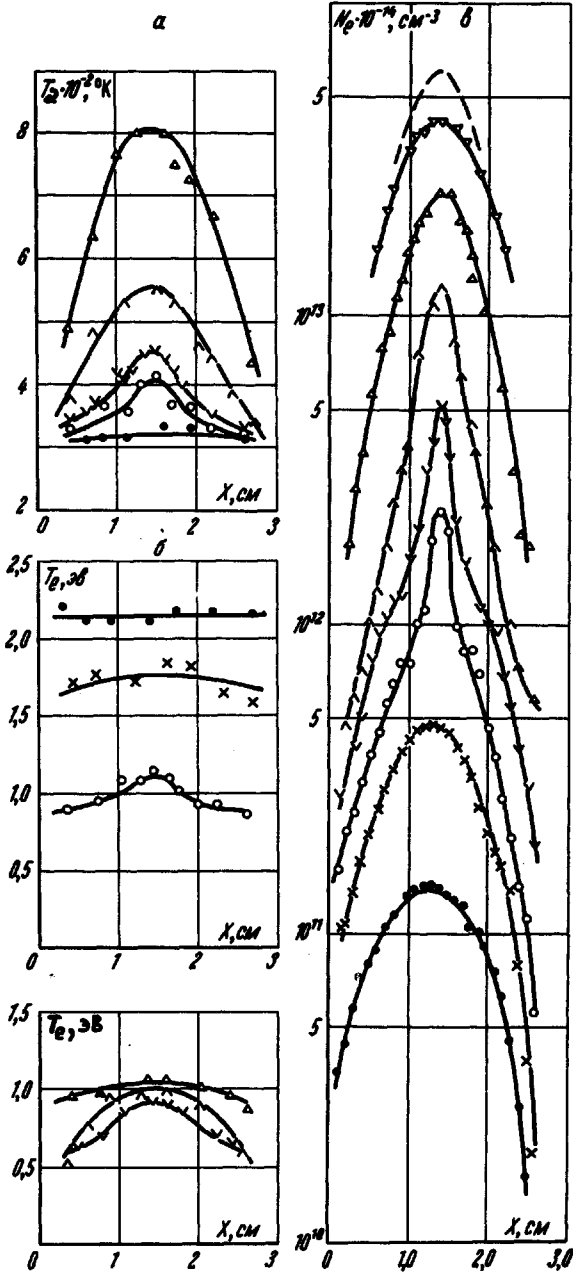


КОНТРАКЦИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

В. Ю. Баранов, К. Н. Ульянов

Известно, что при средних и высоких давлениях положительный столб может быть контрагирован. Для объяснения этого явления привлекаются различные гипотезы [1,2]. Однако экспериментальное подтверждение получила только теория [3] контракции тока при высоких давлениях. Настоящая работа посвящена контракции тока при средних давлени-



Распределения T_a — а, T_e — б, N_e — в по диаметру (внутренний диаметр 2,6 см) трубки при давлении аргона 20 мм рт.ст., разрядных токах: ● — $5 \cdot 10^{-3}$; × — $1,5 \cdot 10^{-2}$; ○ — $3 \cdot 10^{-2}$; √ — 0,1; Λ — 0,5; Δ — 2; ∇ — $i = 5$ а. Пунктирная кривая — распределение концентраций, измеренное по абсолютной интенсивности рекомбинационно-го излучения, для $i = 2$ а

ях ($p \sim 5+500$ мм рт.ст.). Свойства положительного столба исследовались в цилиндрических трубках, которые откачивались до $p < 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. и наполнялись спектрально чистым газом (Ar и Ar + Cs). Распределение температуры T_e и концентрации N_e электронов по радиусу измерялось двойными подвижными зондами и по рекомбинационному излучению, распределение температуры газа T_g — методом накаливаемой W — нити, продольная напряженность электрического поля E — пристеночными зондами. При всех значениях давлений и токов в шести цилиндрических слоях рассчитывался баланс энергии электронов и баланс электронов.

Эффективный радиус r_3 положительного столба зависит от тока и давления. При низком давлении аргона ($p < p^* = 5$ мм рт.ст.) ток слабо контрагирован. При $p > p^*$ неконтрагированное состояние существует только при токах меньше предельного $i < i_{пр}$, при $i > i_{пр}$ это состояние становится неустойчивым и скачком переходит в контрагированное (рисунок).

Диффузионное состояние при низких давлениях ($p < p^*$). При больших токах неоднородность атомов $N_a(r)$, возникающая за счет прогрева, приводит лишь к слабой неоднородности $T_e(r)$, так как в балансе энергии электронов существенную роль играет электронная теплопроводность W_T и диффузионный перенос энергии W_D . Например, при $p = 1$ мм рт.ст., $i = 1$ а в центре разряда $W_D = 4 \cdot 10^6$ (эрг·см³/сек), $W_T = 3 \cdot 10^6$, а упругие потери $W_y = 6 \cdot 10^5$. В балансе заряженных частиц во всем исследованном диапазоне токов (до 5 а) диффузионный поток на стенку превышает объемную рекомбинацию.

Неконтрагированное состояние при средних давлениях ($p > p^*$). При средних давлениях процессы переноса играют меньшую роль в балансе энергии электронов, поэтому неоднородность $T_e(r)$ вызывает неоднородность $T_g(r)$ (рисунок). Однако при малых токах ($i < i_{пр}$) механизм устранения заряженных частиц также носит диффузионный характер. Например, отношение рекомбинационного времени жизни $\tau_p = 1/aN_e$ (a — эффективный коэффициент рекомбинации) к диффузионному $\tau_D = R^2/6D_a$ (R — радиус трубки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии) для $i = 15$ мА и $p_{Ar} = 20$ мм рт.ст. равно $S = 6D_a/aN_e R^2 \sim 10$. В диффузионном состоянии неоднородность $T_e(r)$ не приводит к сильной контракции.

Контрагированное состояние при средних давлениях. При $i > i_{пр}$ происходит переход в контрагированное состояние, сопровождающийся резким уменьшением r_3 и E . С ростом тока возрастает роль объемной рекомбинации (при $p_{Ar} = 20$ мм рт.ст., $i = 0,03$ а $S \sim 5$, а при $i = 0,5$ а $S \sim 0,1$), наличие которой способствует образованию устойчивого состояния. Расчет баланса энергии (таблица) показал, что джоулев нагрев практически уравнивается упругими потерями, поэтому T_e в каждой точке определяется локальными параметрами разряда.

С ростом тока увеличивается неоднородность T_e и уменьшается роль диффузии. Оба этих фактора приводят к усилению контракции. При дальнейшем увеличении тока r_3 начинает увеличиваться. В аргоне с цезием контракция выражена слабее, расширение $N_e(r)$ наблюдается

уже при малых токах, причем i_H (нормальная плотность тока) при этом остается постоянной. В балансе энергии электронов подводимая мощность также уравнивается упругими потерями, а устранение заряженных частиц носит объемный характер. Таким образом, в широком диапазоне давлений ($p > p^*$) и токов ($i \gg i_{пр}$) контрагированное состояние является локально-столкновительным, баланс энергии имеет

Т а б л и ц а

$$i = 0,5 \text{ а}$$

$$p_{Ar} = 20 \text{ мм рт.ст.}$$

$r, \text{ см}$						
$W \cdot 10^{-5} \text{ эрг. см}^{-3}, \text{ сек}^{-1}$	0,05	0,15	0,26	0,47	0,77	1,06
	110	75	50	25	10	3
	25	10	9	4	1	—

локальный характер. Это дает возможность построить простую теорию контракции тока. Рассмотрим плоский случай. Система уравнений имеет вид

$$N_e = N_e(T_e, N_a) \quad (1), \quad jE = W_y \quad (2), \quad W_y + K_a T_a'' = 0 \quad (3),$$

$$E = \frac{\epsilon}{l} \left[1 + \frac{2R_0}{l} \int_0^d \sigma dx \right]^{-1} \quad (4) \quad p = N_a k T_a,$$

где K_a — коэффициент атомной теплопроводности; k — постоянная Больцмана; ϵ — э.д.с. источника; R_0 — внешнее сопротивление на единицу длины (по y); d — половина ширины (по x); l — длина разрядного промежутка (по z); σ — электропроводность. Уравнение (2) устанавливает связь T_e с T_a . Если частота столкновений электрон-атом много больше частоты столкновений электрон-ион $\nu_{ea} \gg \nu_{ei}$, то характерные масштабы T_a и T_e одного порядка, а масштаб N_e из-за наличия экспоненциального множителя в (1) меньше масштаба T_e в $U_e = E_l / kT_e$ раз. Это и приводит к контракции при сильной температурной неоднородности. При $\nu_{ea} \ll \nu_{ei}$ плотность N_a , неоднородность которой приводила к контракции, больше не входит в (2), масштабы N_e и T_e одного порядка и значительно превышают масштабы T_a и N_a . Там, где $\nu_{ei} \sim \nu_{ea}$ распределения $N_e(x)$ и $T_e(x)$ становятся более однородными, что приводит к росту r_3 и существованию i_H . Эти закономерности можно проследить на простом примере. В парах металлов часто имеет место локальное равновесие с $T = T_e$. Тогда вместо (1) можно использовать уравнение Саха. Для определенности рассмотрим смесь $Ag + Cs$ при малой степени ионизации Cs . Упругие по-

тери электронов определяются рассеянием на Ag, причем сечение $\sigma_{e\alpha}^4 \sim T_e$. Пусть $n_e = N_e/N_e(o)$, $t_e = T_e/T_e(o)$, $t = T_\alpha/T_\alpha(o)$, $\epsilon = \nu_{ei}(o)/\nu_{e\alpha}(o)$. При $\epsilon \ll 1$ и $T_e(o) \gg T_\alpha(o)$ имеем

$$n_e = 1 - \text{th}^2\left(\frac{x}{2a}\right), \quad t_e = \left[1 - \frac{2kT_e(o)}{E_i} \ln\left(1 - \text{th}^2\frac{x}{2a}\right)\right]^{-1}, \quad t \sim t_e^2,$$

$$i = \sigma(o)E \cdot 4a \left[1 - 2/(e^{d/a} + 1)\right], \quad a^2 = 2K_\alpha T_\alpha(o)/W_y(o) U_e(o),$$

a – характерный размер теплопроводности. Величину $0,5 a$ можно принять за радиус контракции. С ростом тока и давления a уменьшается. При $a \ll d$ имеет место сильная контракция. При $\epsilon \gg 1$ $t_e = n_e$ и контракция выражена слабее. С ростом тока сначала r_3 уменьшается, затем, когда в центре $\epsilon \sim 1$, происходит увеличение r_3 . Считая $\nu_{ei} \sim \nu_{e\alpha}$, имеем

$$i_H = e \bar{\nu}_e N_\alpha \left(\frac{m_e}{m_\alpha}\right)^{1/2} \frac{\bar{\sigma}_{e\alpha}}{\bar{\sigma}_{ei}},$$

где $\bar{\nu}_e$ – тепловая скорость электронов; $\bar{\sigma}_{e\alpha}$, $\bar{\sigma}_{ei}$ – сечения столкновения электрон-атом и электрон-ион; m_e и m_α – массы электрона и атома. Плотность тока i_H , рассчитанная по этой формуле, совпадает с измеренной в Ag + Cs.

Отклонение от равновесия с $T = T_e$ из-за выхода излучения и нарушения равновесного распределения электронов по скоростям в объемном состоянии приводит к усилению контракции. Во-первых, в неравновесной системе необходимы более высокие T_e и E при том же токе. Это приводит к увеличению выделяющейся в разряде мощности W_E и неоднородности $T_\alpha(r)$. Во-вторых, изменение $T_e(r)$ приводит к гораздо более сильному изменению $N_e(r)$, чем в равновесном случае. По-видимому, этими причинами обусловлена весьма сильная контракция тока в чистом аргоне. Переход тока в контрагированное состояние связан со сменой диффузионного механизма устранения заряженных частиц объемным. Скорость рекомбинации обычно пропорциональна $N_e N_i$, поэтому переход в контрагированное состояние происходит вначале на оси разряда, а на периферии остается диффузионная "мантия" (рисунок), характерный размер которой уменьшается с ростом тока.

Всесоюзный
электротехнический институт
им. В.И. Ленина

Поступило в редакцию
6 июня 1967 г.

Литература

- [1] K.Kenty. Phys. Rev., 126, № 4, 1962.
- [2] Ю.Б.Голубовский, Ю.М.Каган, В.И.Лягушенко. Опт. и спектр., 20, 561-567, 1966; 21, 525, 1966.
- [3] W.Elenbaas, The High Pressure Mirary Vapour Discharges, 1950.