

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1963

Н. В. БАСОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, Г. С. СОЛНЦЕВ,  
П. И. СКВОРЦОВ

## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В НЕОНЕ

На основе теории Б. Н. Клярфельда рассчитаны величины  $T_e$ ,  $E_z$  и  $N_I$  в разряде с накалившимся катодом в неоне при давлениях 0,02—0,2 мм рт. ст. с учетом потерь энергии на излучение. Сравнение результатов расчетов с результатами зондовых измерений показывает удовлетворительное согласие между ними.

Подробная теория положительного столба газового разряда низкого давления ( $\lambda_e > R$ ), предложенная И. Лэнгмюром и Л. Тонксом [1], разработана Б. Н. Клярфельдом [2, 3, 4], который со своими сотрудниками [5, 6] провел и экспериментальную проверку теории в ртутной, гелиевой и водородной плазмах. В этой теории устанавливается связь между электрическими и оптическими характеристиками столба (числом электронов на единицу длины столба  $N_I$ , электронной температурой  $T_e$ , продольным градиентом электрического поля  $E_z$  и мощностью излучения  $P_r$ ), с одной стороны, и атомными характеристиками газа (функциями ионизации  $Q_e^i(U)$  и возбуждения  $Q_e^a(U)$ , массами  $m_e$  и  $m_p$  и свободными пробегами  $\lambda_e$  и  $\lambda_p$  электронов и ионов и т. п.) и внешними параметрами разряда (давлением  $p$ , разрядным током  $i$  и радиусом разрядной трубки  $R$ ) — с другой.

Б. Н. Клярфельд составил и решил [2, 3] систему из пяти уравнений, связывающих указанные величины.

1. Уравнение равновесия плазмы, которое показывает, на каком уровне устанавливается  $T_e$ , если в плазме поддерживается баланс между появлением и исчезновением электронов и ионов.

2. Уравнение образования ионов, выведенное при предположении о максвелловском распределении электронов по энергиям и использовании прямолинейной аппроксимации начального участка функции ионизации.

3. Уравнение плотности ионного тока на стенки трубки.

4. Уравнение направленного движения электронов в плазме (силы разрядного тока).

5. Уравнение баланса мощности на единицу длины разряда.

Совместное решение этих пяти уравнений приводит к формулам, выражающим значение электронной температуры  $T_e$ , числа пар

ионов  $Z_i$ , образующихся в 1 сек на 1 электрон, находящийся в плазме, числа электронов  $N_l$  в единице длины столба разряда, плотности ионного тока  $j_p$  на стенки трубки и продольного градиента электрического поля  $E_z$  через внешние параметры разряда и величины, характеризующие газ.

Эти формулы для интересующих нас величин  $T_e$ ,  $E_z$  и  $N_l$  имеют следующий вид:

$$T_e = \frac{e_0 U_i}{k \ln \frac{4AR\rho_0 U_i^2}{s_0 \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m_p}{m_e}}}, \quad (1)$$

$$\frac{E_z}{\rho_0} = \sqrt{\frac{\Phi}{\Psi}} \quad (2)$$

и

$$\frac{N_l}{i} = \frac{1}{\sqrt{\Phi\Psi}}. \quad (3)$$

Функции  $\Psi$  и  $\Phi$  определяются следующим образом:

$$\frac{N_l E_z}{\rho_0} \Psi(R\rho_0) = b_e e_0 N_l E_z, \quad (4)$$

$$N_l \rho_0 \Phi(R\rho_0) = N_l \rho_0 \left\{ \frac{e_0 s_0}{R\rho_0} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_p}} \left[ U_i \left( 2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_e}} \right) \frac{kT_e}{e} \right] + \right. \\ \left. + 1,68 \cdot 10^6 \sqrt{T} \sum e_0 U_a Q_e^0 \frac{b-1}{b^3} e^{-\frac{e_0 U_a}{kT_e}} \right\}. \quad (5)$$

В формулах (1) — (5) приняты следующие обозначения:  $e_0$  — заряд электрона;  $U_i$ ,  $U_a$  — соответственно потенциалы ионизации и возбуждения энергетических уровней атома;  $A$  — величина, характеризующая крутизну начальной части функции ионизации;  $\rho_0$  — давление газа, приведенное к 0°;  $s_0 = 0,7722$  — безразмерная константа теории плазмы Лэнгмюра и Тонкса;  $Q_e^a(U_m)$  — значение эффективного сечения возбуждения атома относительно электронных ударов в максимуме функции возбуждения  $U_m$ ; знак  $\Sigma$  распространяется на все уровни, вероятность возбуждения которых не очень мала;  $b = \frac{kT_e}{e_0(U_m - U_a)}$ ;  $b_e = \frac{e_0 a}{Q_e^* m_e \bar{v}_e \rho_0}$  — подвижность\* электронов;  $a = 0,85$  — постоянная теории подвижности Ланжевена;  $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$  — средняя квадратичная скорость теплового движения электронов в плазме;  $Q_e^* = \frac{1}{\lambda_e^* \rho_0} = 0,8Q_e$  — сечение торможения электронов при взаимодействии с атомами;  $Q_e$  — полное эффективное сечение атомов относительно электронных ударов [11].

Функция  $\Psi(R\rho_0)$ , согласно (4), зависит от значения  $b_e$ , которое, в свою очередь, зависит от длины свободного пробега. Величина свободного пробега зависит от скорости электронов. Но поскольку зависимость  $\lambda_e$  от  $\bar{v}_e$  для неона очень слабая, нами была принята аппроксимация для величины средней длины свободного пробега электронов в

неоне при  $p=1$  мм рт. ст.;  $\lambda_1=0,1$  см для всех скоростей электронов. Величина  $A$ , входящая в формулу (1), для неона имеет значение

$$A = 5,6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{пар ионов}}{\text{см мм рт. ст.}} [7].$$

Уравнение баланса энергии (5) учитывает все потери энергии, кроме потерь на упругие соударения (при низких давлениях эти потери очень малы). Первый член в (5) учитывает потери на стенках, второй — на излучение.

Для вычисления второго члена использована зависимость абсолютного значения, суммарной вероятности неупругих ударов первого рода (возбуждение по всем уровням и ионизация) от энергии электронов для неона, полученная в работе [8]. Она нами была пересчитана в зависимости от величины общего по всем

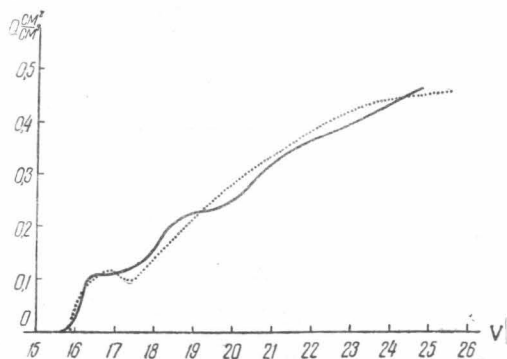


Рис. 1

уровням эффективного сечения возбуждения  $Q_e^a(U)$  от энергии электронов. Для этой зависимости приближенная кривая была выбрана в виде суммы двух функций типа известной аппроксимации В. А. Фабриканта [9]:

$$Q_e^a(U) = Q_e^a(U_m) \frac{U - U_a}{U_m - U_a} e^{1 - \frac{U - U_a}{U_m - U_a}}, \quad (6)$$

причем для нее были выбраны следующие параметры:

$$U_a' = 15,90 \text{ в}, U_m' = 16,90 \text{ в}, Q_e^a(U_m') = 0,112 \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ мм рт. ст.}$$

$$U_a'' = 17,50 \text{ в}, U_m'' = 27,00 \text{ в}, Q_e^a(U_m'') = 0,475 \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ мм рт. ст.}$$

На рис. 1 сплошной линией показана пересчитанная нами по результатам работы [8] функция  $Q_e^a(U)$ , пунктирной — применяемая аппроксимация.

Таким образом, по формулам (1)–(3) были вычислены величины  $T_e$ ,  $E_z$ , и  $N_l$ , как функции  $R$ ,  $p_0$  и  $i$ .

Экспериментальная проверка расчетов проводилась в трубке радиусом 1,5 см, длиной 75 см с накаливаемым оксидным эквипотенциальным катодом. В средней части на оси трубки были впаяны два цилиндрических зонда на расстоянии 10 см друг от друга. Величины  $T_e$  и концентрации электронов на оси трубки  $n_e$  определялись по обычному методу зондовых характеристик,  $E_z$  — по методу компенсации. Величины  $N_l$  пересчитывались по формуле  $N_l = \pi R^2 \frac{n_e + n_{ст}}{2}$ , где  $n_{ст} = \frac{n_e}{1,8}$  — концентрация электронов у стенки трубки [3,5].

Результаты расчетов и зондовых измерений для  $p=0,02$ – $0,2$  мм рт. ст. и  $i=0,1$  а приведены в табл. 1 и на рис. 2.

Подобные расчеты проведены и для  $i=0,05; 0,2; 0,3; 0,4$  а в том же диапазоне  $p$ . Характер хода кривых и степень совпадения результатов вычислений и экспериментов примерно такие же. С увеличением силы

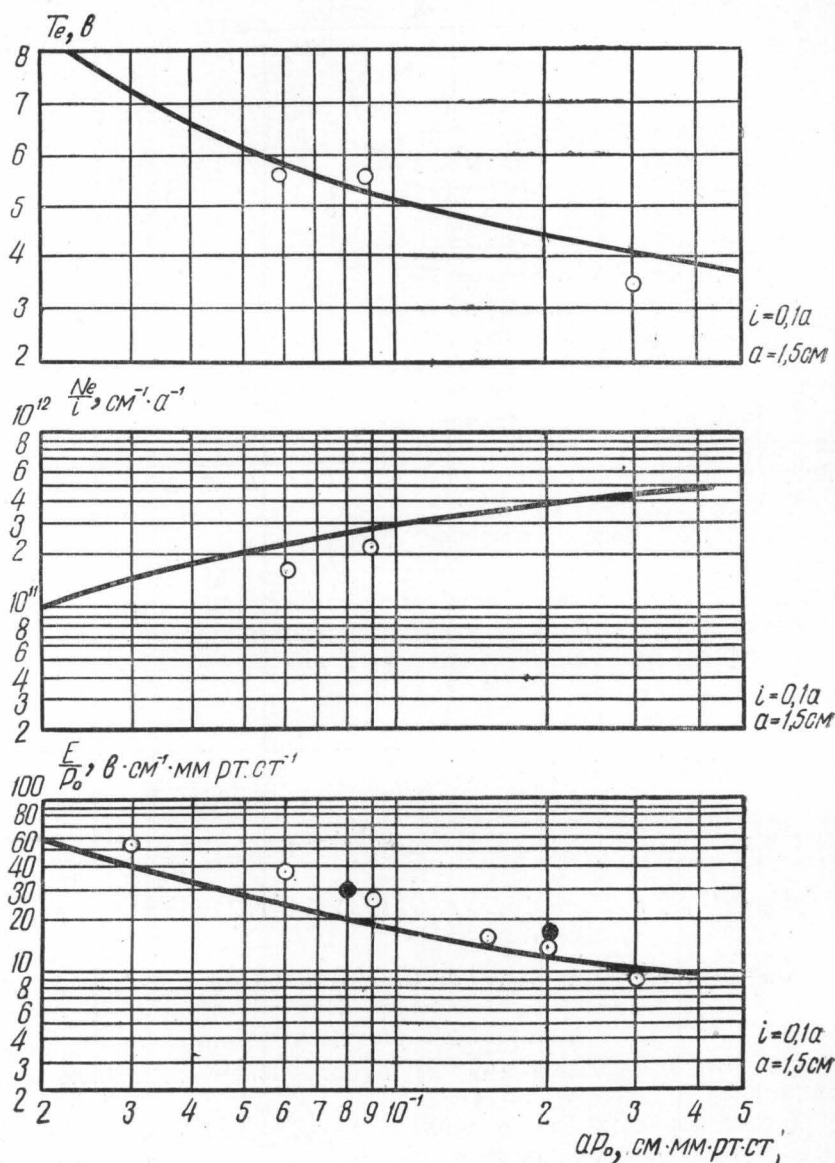


Рис. 2. Теоретические кривые: о — результаты наших измерений, ● — результаты измерений в [4]

разрядного тока и давления газа разница между результатами расчетов и измерений несколько возрастает.

Как видно из рис. 2, экспериментально измеренные значения  $T_e$ ,  $N_i/i$  и  $E_z/p_0$  во всем диапазоне изменения давления при  $i=0,1a$  удовлетворительно совпадают с теоретически вычисленными кривыми соответствующих зависимостей. Разница в результатах для  $T_e$  не превышает 10%, для  $N_i/i$  — 35% и для  $E_z/p_0$  — 40%.

Таблица 1

$R P,$ см мм рт. ст.	$i, a$	$E_z, \frac{a}{\text{см}}$		$T_e, e$		$N_l \cdot 10^{10}, \text{см}^{-1}$	
		теорет.	экспер.	теорет.	экспер.	теорет.	экспер.
0,03	0,05	0,87	1,28	7,2	—	0,7	—
	0,10	0,87	1,18	7,2	8,1	1,44	—
	0,20	0,87	1,16	7,2	7,4	2,9	—
	0,30	0,87	1,16	7,2	7,4	4,4	—
	0,4	0,87	1,16	7,2	6,7	5,8	—
0,06	0,05	1,07	1,62	5,8	—	1,1	—
	0,10	1,07	1,55	5,8	5,7	2,1	1,74
	0,20	1,07	1,48	5,8	—	4,2	—
	0,30	1,07	1,43	5,8	—	6,3	—
	0,40	1,07	1,42	5,8	7,0	8,4	6,56
0,09	0,05	1,22	1,70	5,3	—	1,3	—
	0,10	1,22	1,63	5,3	5,8	2,6	2,14
	0,20	1,22	1,55	5,3	5,5	5,2	2,42
	0,30	1,22	1,50	5,3	5,5	7,8	4,35
	0,40	1,22	1,47	5,3	5,3	10,4	—
0,15	0,05	1,8	1,83	4,7	—	1,4	—
	0,10	1,8	1,72	4,7	—	2,8	—
	0,15	1,8	1,60	4,7	—	4,2	—
	0,20	1,8	1,47	4,7	—	5,6	—
	0,30	1,8	1,57	4,7	—	8,4	—
0,3	0,05	2,08	1,98	4,1	3,45	2,3	6,0
	0,15	2,08	1,80	4,1	3,45	6,9	11,60
	0,2	2,08	1,67	4,1	3,45	9,2	19,5
	0,3	2,08	1,42	4,1	—	13,8	—

Расхождение результатов расчета и эксперимента можно объяснить следующими причинами: 1) распределение электронов по сечению трубки не совпадает с принятым нами распределением; 2) при расчетах принято предположение о максвелловском распределении электронов плазмы по энергиям. Известно, что в разряде в неоне это распределение отличается от максвелловского; 3) при расчетах принято  $\lambda_1 = 0,1$  см независимо от энергии электронов; 4) расчеты проводились в предположении отсутствия колебаний в плазме. Известно, что в положительном столбе разряда в неоне в исследованном диапазоне давлений и тока могут наблюдаться бегущие слои. Измерения выполнялись по приборам, усредняющим возможные колебания  $T_e$ ,  $E_z$  и  $n_e$ , обусловленные движущимися стратами. Неподвижные страты отсутствовали; 5) пренебрежение влиянием некоторых электронных процессов (например, возможность ступенчатых возбуждений и ионизации и др.) и приближенность использования формул (например, линейная аппроксимация функции ионизации и др.) и законов движения заряженных

частиц в газе приводит к тому, что точность теории не может быть высока. Ошибку в пределах  $\pm 30\%$  следует рассматривать как подтверждение теории [10].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Langmuir I., Tonks L. Phys. Rev., **34**, 876, 1929.
2. Клярфельд Б. Н. Journ. of Phys. USSR, **5**, No. 2—3, 1941.
3. Клярфельд Б. Н. Труды ВЭИ, вып. 41, 1940.
4. Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **8**, 413, 1938.
5. Карелина Н. А. Journ. of Phys. USSR, **6**, No. 5, 218, 1942; ЖТФ, сб. статей, стр. 167, 1947.
6. Покровская А. С. ЖТФ, **21**, № 6, 617, 1951.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газах, ч. 1. ГИТТЛ, М., 1952.
8. Maier-Leibnitz H. Zeits. f. Phys., **95**, No. 1—2, 499, 1935.
9. Фабрикант В. А. Труды ВЭИ, вып. 41, 1940.
10. Гапонов В. И. Электроника, ч. I. Физматгиз, М., 1960.
11. Голант В. Е. ЖТФ, **27**, 756, 1482, 1957.

Поступила в редакцию  
2. 6 1962 г.

Кафедра  
электроники