

Основы физики газового разряда

Устройство люминесцентной лампы



- 1 - ртуть; 2 - штампованная стеклянная ножка с электровводами;
3 - трубка для откачки (при изготовлении);
4 - выводные штырьки; 5 - концевая панелька; 6 - катод с эмиттерным покрытием.

Форма и физические границы плазмы низкого давления.

- Плазма расположена между приэлектродными областями и стенками колбы/трубки.
- Форма плазмы и пространственное распределение ее параметров определяется конфигурацией разрядной колбы – диэлектрической (стеклянной, кварцевой, керамической) трубкой длиной L и радиусом R ($L \gg R$). В осветительных лампах $R = 10 - 50$ мм, $L = 30 - 1500$ мм.
- Плазма имеет форму однородного по длине трубки положительного столба (ПС) с равномерным по оси трубки (Z) свечением

Свойства плазмы положительного столба (ПС)

а) Неизотермичность: $T_e \gg T_g, T_r$

Скорость отвода тепла из газа путем теплопроводности значительно *выше* скорости передачи энергии от электронов газу в упругих столкновениях

По этой же причине T_e не меняется по радиусу трубки.

Низкое давление (НД): $p_g \approx 0,1 - 1000 \text{ Па}$ ($7,5 \times 10^{-4} - 7,5 \text{ мм рт. ст.}$)

б) Изотермичность: $T_e \approx T_g \approx T_r = T$

Термализация плазмы – установление одинаковой (общей) для всех частиц плазмы (электронов, ионов, атомов) температуры. Скорость передачи энергии от электронов газу значительно *выше*, чем скорость отвода тепла из газа путем теплопроводности и конвекции. Отсюда $T_g = f(r)$

Высокое давление (ВД): $p \geq 10^5 \text{ Па}$ ($\geq 750 \text{ мм рт. ст.}$)

1. Квазинейтральность

$$n_e \approx n_p = n$$

2. Стационарность

Постоянство во времени всех параметров плазмы: температур T_e , T_p , T_g , концентрации заряженных частиц n_p , n_e , концентрации возбужденных и невозбужденных атомов, N^* и N_g . Для любого газа/пара выполняется уравнение:

$$p_g = N_g k T_g$$

В 1 см^3 при $p = 1 \text{ мм рт. ст.}$ и температуре $T_g = 300 \text{ К}$ содержится $N_g = 3,54 \cdot 10^{16} \text{ 1/см}^3$ атомов.

3. Автономность ПС

На ПС и его параметры непосредственно не влияют электроды и процессы на электродах и в приэлектродных слоях.

Параметры плазмы ПС

Сечение ПС – круговое диаметром $d = 2 R$. Соответственно, параметры плазмы азимутально однородны: не зависят от угла поворота α .

Некоторые параметры плазмы (n_e , E_r) меняются с радиальной координатой r .

концентрация электронов, $n_e = 10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (Hg , $R = 0,5 - 2 \text{ см}$, $I = 0,01 - 5,0 \text{ А}$)

- продольная составляющая напряженности электрического поля E_z

- электронная температура, $T_e = eU_e$ ($1 \text{ эВ} = 11600 \text{ К}$)

- средняя по распределению скорость электронов, V_{em} ;

- направленная по оси Z скорость электронов, $V_{ez} = \mu_e E_z$

- функция распределения электронов по энергиям, f_e ;

- частота упругих соударений электронов с атомами, $\nu_e = q_{eg} N_g V_{em}$

- подвижность электронов, $\mu_e = e/m_e \nu_e$; N_g – концентрация атомов

- сечение упругого соударения электрона с атомом, q_{eg}

- длина свободного пробега электронов, $\lambda_e = 1/q_{eg} N_g$

Все параметры плазмы постоянны по длине ПС (не зависят от продольной координаты, Z).

Уравнения плазмы ПС НД

1. Уравнение подвижности

$J = -J_{ez} + J_{pz} = en_e v_{ez} + en_p v_{pz}$ - плотность тока (по оси Z)

$v_{ez} = \mu_e E_z$ - скорость электронов (по Z); $v_{pz} = \mu_p E_z$ - скорость ионов (по Z).

$\mu_e = e/m_e \nu_e$ - подвижность электронов; $\mu_p = e/m_p \nu_p$ - подвижность ионов.

$\nu_e = q_{er} N_A \nu_e$ - частота упругих соударений электронов с атомами

$\nu_p = q_{pr} N_A \nu_p$ - частота упругих соударений ионов с атомами.

Т.к. $m_p \gg m_e$, а $\nu_e \sim \nu_p$, то $\mu_e \gg \mu_p$. Следовательно, $v_{ez} \gg v_{pz}$, $J_{ez} \gg J_{pz}$,

$$J \approx J_{ez} = -en_e v_{ez} = -en_e \mu_e E_z$$

В цилиндрической трубке радиусом R ток разряда рассчитывается интегрированием плотности тока электронов, J_{ez} , по сечению разрядной трубки:

$$I \approx I_e = 2\pi e \mu_e E_z \int_0^R r n_e(r) dr$$

2. Уравнение баланса заряженных частиц

$$e \int_0^R 2\pi r n_e(r) z_i dr = 2\pi R j_{pw}$$

$Z_i (T_e)$ – частота прямой ионизации невозбужденных атомов электроном со средней энергией $\varepsilon = eU_e = 3kT_e/2$

J_{pw} – плотность тока ионов, приходящих на стенки разрядной трубки

r – радиальная координата

R – радиус трубки.

Левая часть уравнения баланса – количество ионизаций (образований пар ионов и электронов), совершаемых в 1 с в сечении трубки (в объеме ПС длиной 1 см).

Правая часть уравнения – число пар ионов и электронов, приходящих в 1 с на стенки трубки длиной 1 см.

В плазме ПС разряда НД ионизация происходит в объеме ПС, а рекомбинация зарядов – на стенках разрядной трубки

3. Уравнение частоты прямой ионизации

При расчете сечения прямой ионизации электроном атомов, q_{0i} , применяется упрощенная аппроксимация экспериментальной зависимости q_{0i} от U :

$$q_{0i} \approx A (U - U_{0i}) \quad (1)$$

где A – угол наклона, определяемый сортом атома N_A (He, Ar, Na, Hg и т.д.);

U_{0i} - потенциал ионизации, U – энергия электрона (В)

Подставив выражение для q_{0i} и максвелловскую функцию распределения электронов по энергиям, f_{eM} , в выражение для $Z_{0i} = q_{0i} N_A v_e$

$$Z_{0i} = N_A (2e_0/m_e)^{1/2} \int_{U_i}^{\infty} q_{0i}(U) f_{eM}(U) (U)^{1/2} dU \quad (2)$$

и проинтегрировав по U от U_i до ∞ , получим выражение для частоты прямой ионизации атомов сорта A “средним” электроном с температурой T_e :

$$Z_{0i} = A N_A [6 \cdot 10^2 / (\pi)^{1/2}] (2kT_e/m_e)^{3/2} (m_e/e) (1 + 0,5eU_i/kT_e) \exp(-eU_i/kT_e) \quad (3)$$

В плазме низкого давления (НД) T_e не меняется по сечению трубки, следовательно, Z_{0i} также не зависит от радиальной координаты r

4. Уравнение баланса мощности на единицу длины ПС

$$P_1 = E_z I = P_{1\text{тр}} + P_{1\text{рез}} + P_{1\text{нер}} + P_{1\text{газ}}$$

I – ток разряда, E_z – напряженность осевого электрического поля

$E_z I$ – поглощаемая плазмой (“через” электроны) удельная мощность разряда

$P_{1\text{тр}}$ – мощность приносимая на стенки трубки ионами и электронами

$P_{1\text{рез}}$ – мощность удельного потока резонансного излучения

$P_{1\text{нерез}}$ – мощность удельного потока нерезонансного излучения

$P_{1\text{газ}}$ (P_V) – потери мощности на нагрев газа/пара электронами в упругих соударениях в объеме (V).

В относительных единицах (след. слайд)

$$1 = \eta_{\text{тр}} + \eta_{\text{рез}} + \eta_{\text{нер}} + \eta_V$$

Диаграмма баланса удельной мощности в ПС

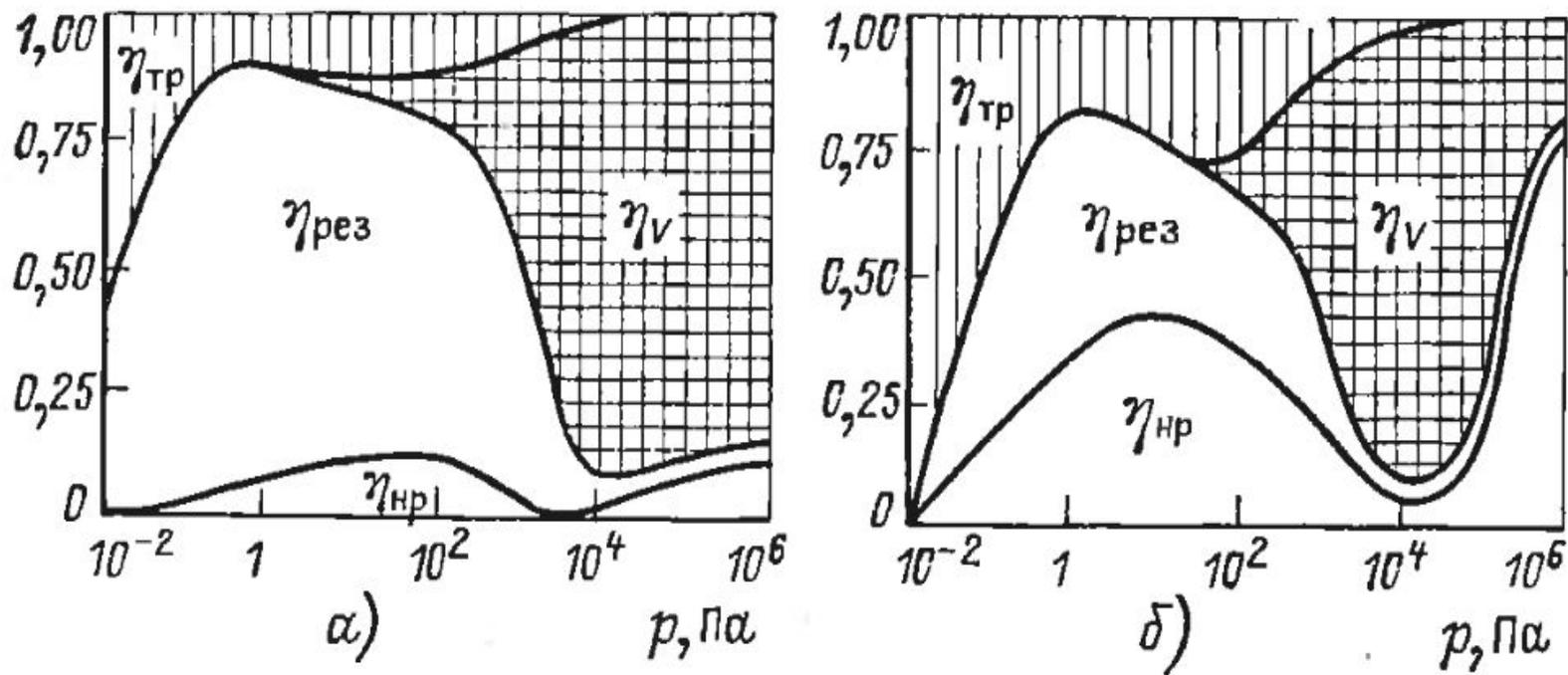


Рис. 6.2. Баланс энергии столба разряда в зависимости от давления:
а — плотности тока десятки миллиампер на квадратный сантиметр; б — плотности тока амперы на квадратный сантиметр

5. Уравнение локального баланса заряженных частиц

Так как в плазме низкого давления (0,01 -10 мм рт. ст.) отсутствует “объемная рекомбинация” заряженных частиц, то *Скорость ионизации в единице объема равна скорости ухода из нее заряженных частиц:*

$$\operatorname{div} (n_e v_e) = z_i n_e \quad (4)$$

Z_i – частота ионизации 1 электроном в единице объема, n_e – концентрация электронов, v_e – скорость электронов.

В цилиндрическом ПС с однородной по оси плазмой и азимутальной симметрией уравнение баланса упрощается до

$$d(n_e v_{er})/dr = z_i n_e \quad (5)$$

Т.е. плотность потока зарядов $n_e v_{er}$ изменяется только по радиусу r .

При низких давлениях газа (пара) поток ионов и электронов в радиальном направлении (к стенке трубки) определяется их диффузией и радиальной составляющей напряженности электрического поля E_r :

$$n_p v_{pr} = - D_p/n_p (-dn_p/dr) + n_p \mu_p E_r \quad (6a)$$

$$n_e v_{er} = - D_e/n_e (-dn_e/dr) - n_e \mu_e E_r \quad (6b)$$

$D_p \approx \lambda_p v_{pm}/3$ - коэффициент диффузии ионов; $D_e \approx \lambda_e v_{em}/3$ - коэффициент диффузии электронов, где v_{pm} и v_{em} – средние по распределению скорости ионов и электронов.

Амбиполярная диффузия

Поскольку стенка трубки стекло - диэлектрик (изолятор), то в стационарном режиме по закону Киркгофа суммарная плотность потока зарядов обоих знаков на стенку равно 0.

Соответственно, для любого значения координаты r выполняется условие :

$$n_p V_{pr} + n_e V_{er} = 0.$$

А так как $n_p \approx n_e = n$, то радиальные составляющие скоростей потоков зарядов с противоположным знаком при заданном r равны: $V_{pr} \approx V_{er} = V_r$.

Тогда из (5) и (6а, б) следует:

$$n V_r = - D_{am} (dn/dr) \quad (7)$$

$$E_r = - [(D_e - D_p)/(\mu_e - \mu_p)][(dn/dr)/n] \quad (8),$$

где коэффициент амбиполярной диффузии:

$$D_{am} = (\mu_e D_p + \mu_p D_e)/(\mu_e + \mu_p). \quad (9)$$

Поскольку подвижность и коэффициент диффузии электронов много выше таковых ионов

($\mu_e \gg \mu_p$, $D_e \gg D_p$), а $D_e = \mu_e k T_e / e$, то (5) упрощается до

$$E_r = - \mu_e k T_e / e (dn/dr)/n \quad (10)$$

Подставив (7) и (10) в (5) получим дифференциальное уравнение для n как функции r :

$$d^2 n / dr^2 + (1/r)(dn/dr) + z_i n / D_{am} = 0 \quad (11)$$

Радиальное распределение зарядов

Решением уравнения (11) является нулевая функция Бесселя $J_0(x)$, равная 0 при $x = 2,405$

$$n(r) = n(0) J_0(r\sqrt{z_i/D_{am}}) \quad (12)$$

При граничном условии $n(R) = 0$, из (12) следует, что $n(r) = 0$ при

$$R(z_i/D_{am})^{1/2} = 2,405 \quad (13).$$

Подставив z_i из (13) в (12), получим:

$$n(r) = n(0)J_0(2,405r/ R) \quad (14)$$

Радиальное распределение концентрации имеет вид функции Бесселя нулевого порядка: при $r = 0$ концентрация максимальна, $n(0)$, при $r = R$ равна 0.

Подставив в (14) в уравнение подвижности и проинтегрировав его по r , получаем:

$$I \approx 1,36 e\mu_e E_z R^2 n(0) \quad (15)$$

Из (13) следует, что зная D_{am} и R можно рассчитать (точнее, оценить) частоту ионизации атомов “средним” электроном :

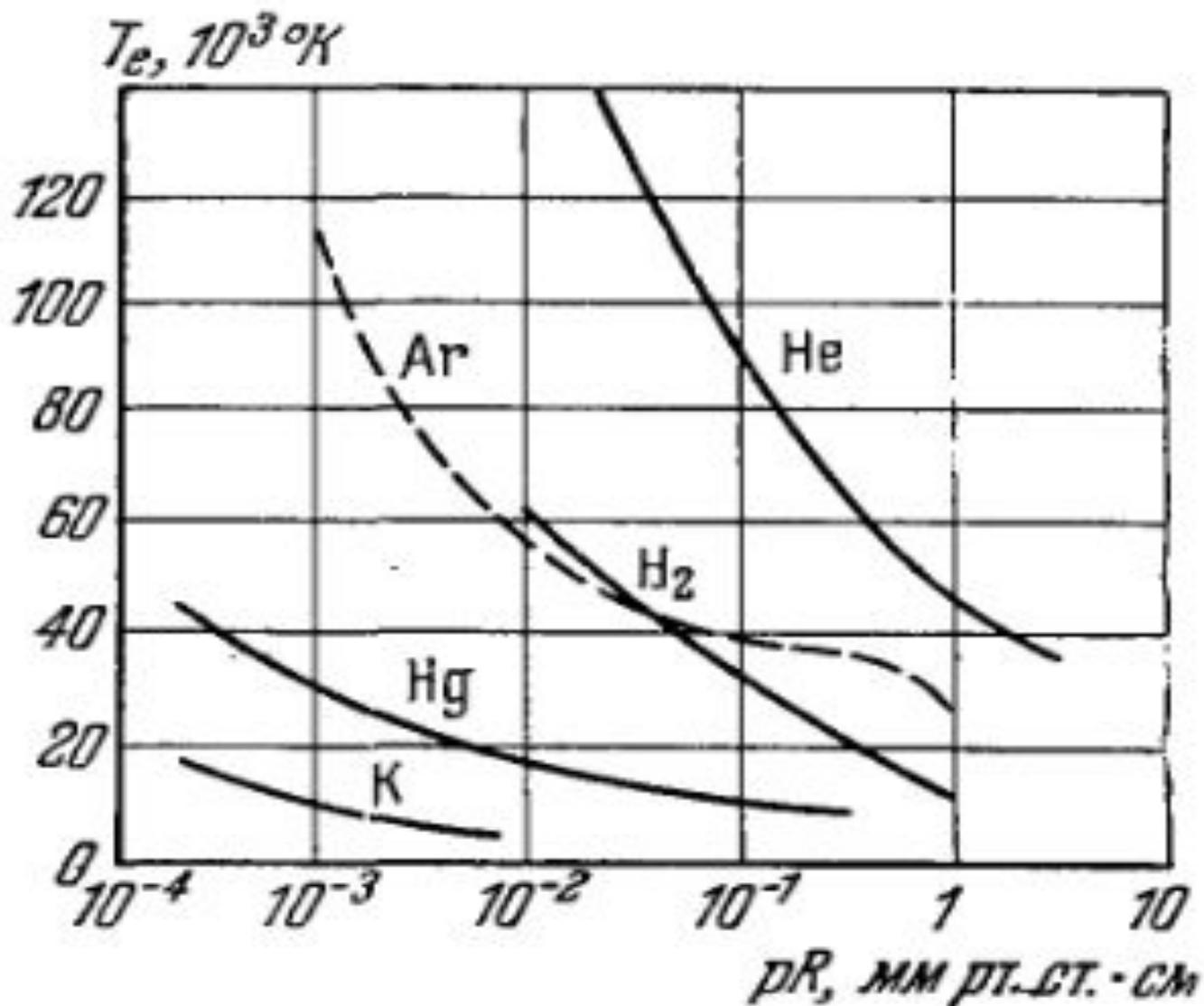
$$z_i = 5,78 D_{am}/R^2 \quad (16)$$

Подставив выражение z_i из (16) в (3), получим соотношение, связывающее T_e с сортом газа/пара, его давлением, p , диаметром трубки, R ,

$$5,78 D_{am}/R^2 = AN_A [6 \cdot 10^2 / (\pi)^{1/2}] (2kT_e/m_e)^{3/2} (m_e/e) (1 + 0,5eU_i/kT_e) \exp(- eU_i/kT_e) \quad (17)$$

Ниже приведены экспериментальные зависимости T_e от (pR) в различных средах.

Экспериментальные зависимости T_e от pR



Напряженность электрического поля/градиент потенциала

$E_z = dU/dz$ - осевая (по оси Z) напряженность электрического поля; она же – градиент потенциала вдоль оси z . Связана с током лампы, I , и удельной мощностью $P_1 = P_{pl}/L_{pl}$, соотношением: $E_z = P_1/I$, где L_{pl} - длина положительного столба.

Зависимость E_z от температуры, T_e , электронов с максвелловским распределением по энергиям имеет вид:

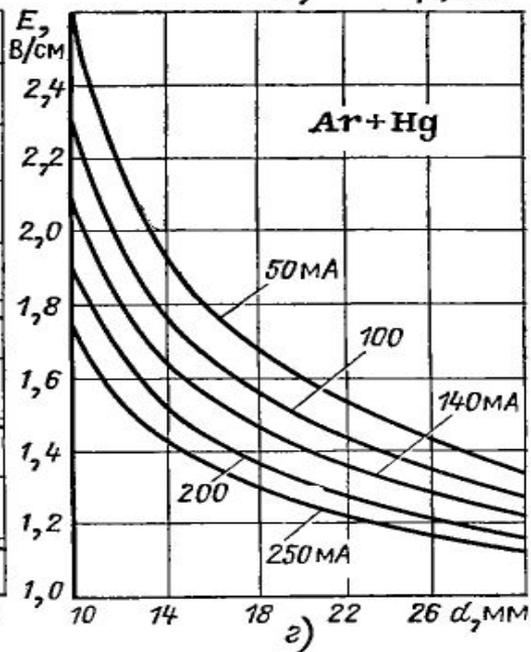
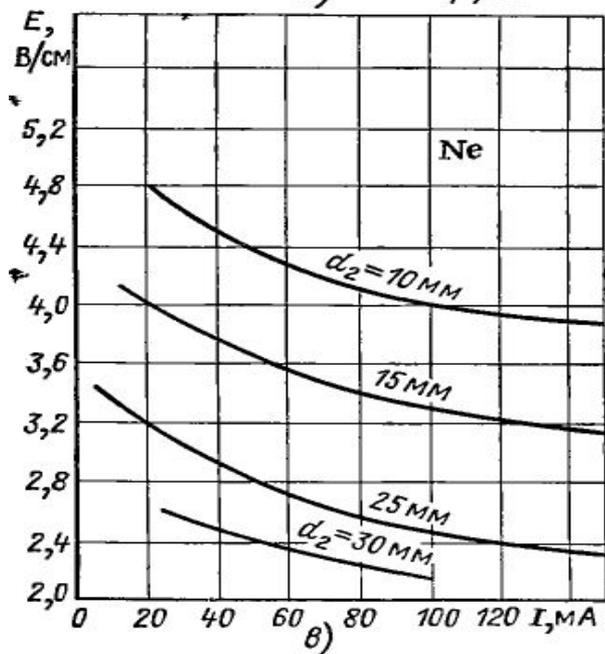
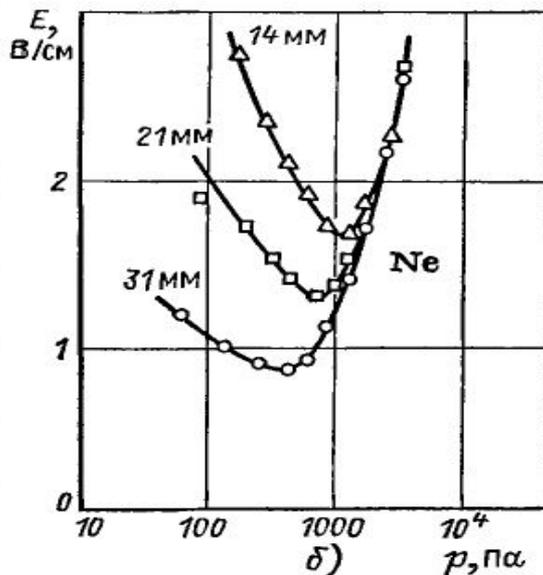
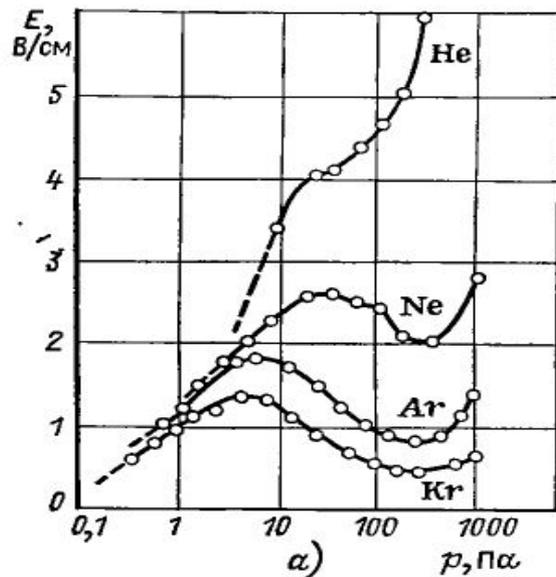
$$E_z \approx 1.7 kT_e (\chi)^{1/2}/\lambda_e$$

где χ – доля энергии “среднего” электрона, теряемая при соударении с атомом, включая неупругие соударения, χ^* . (В плазме с высокой электронной температурой, $eU_e = 5 - 15$ эВ, $\chi^* \gg \chi_{упр} = 2m_e/M$).

Поскольку T_e , χ и λ_e не меняются по сечению трубки, то $E_z(r) = \text{const}$.

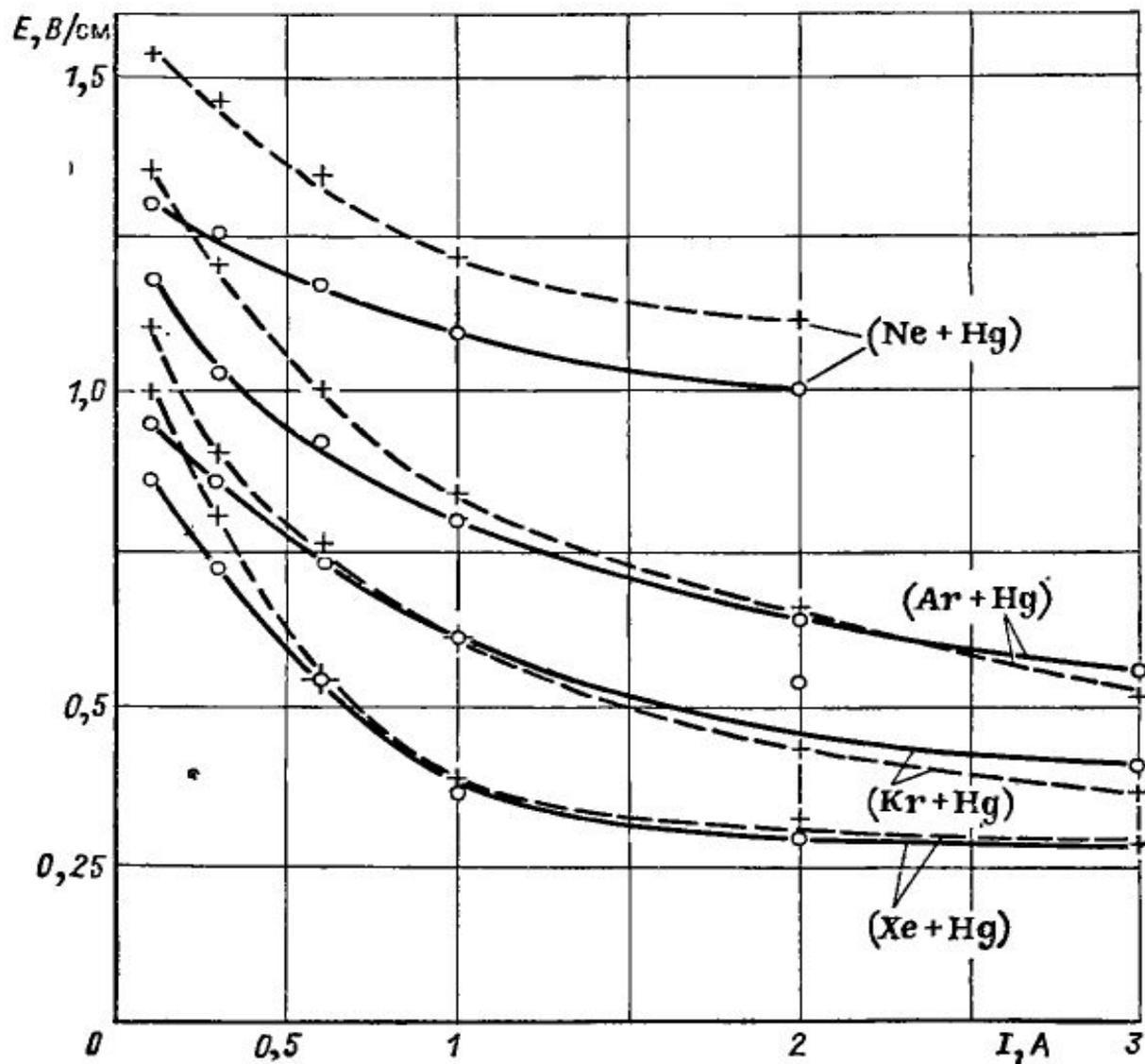
Ниже приведены экспериментальные зависимости E_z от диаметра трубки, сорта и давления газа/пара и разрядного тока

Зависимости E_z от сорта газа/пара, p , d и I



Зависимость E от I .

$d = 25$ мм - + - 530 Па; - ○ - 267 Па



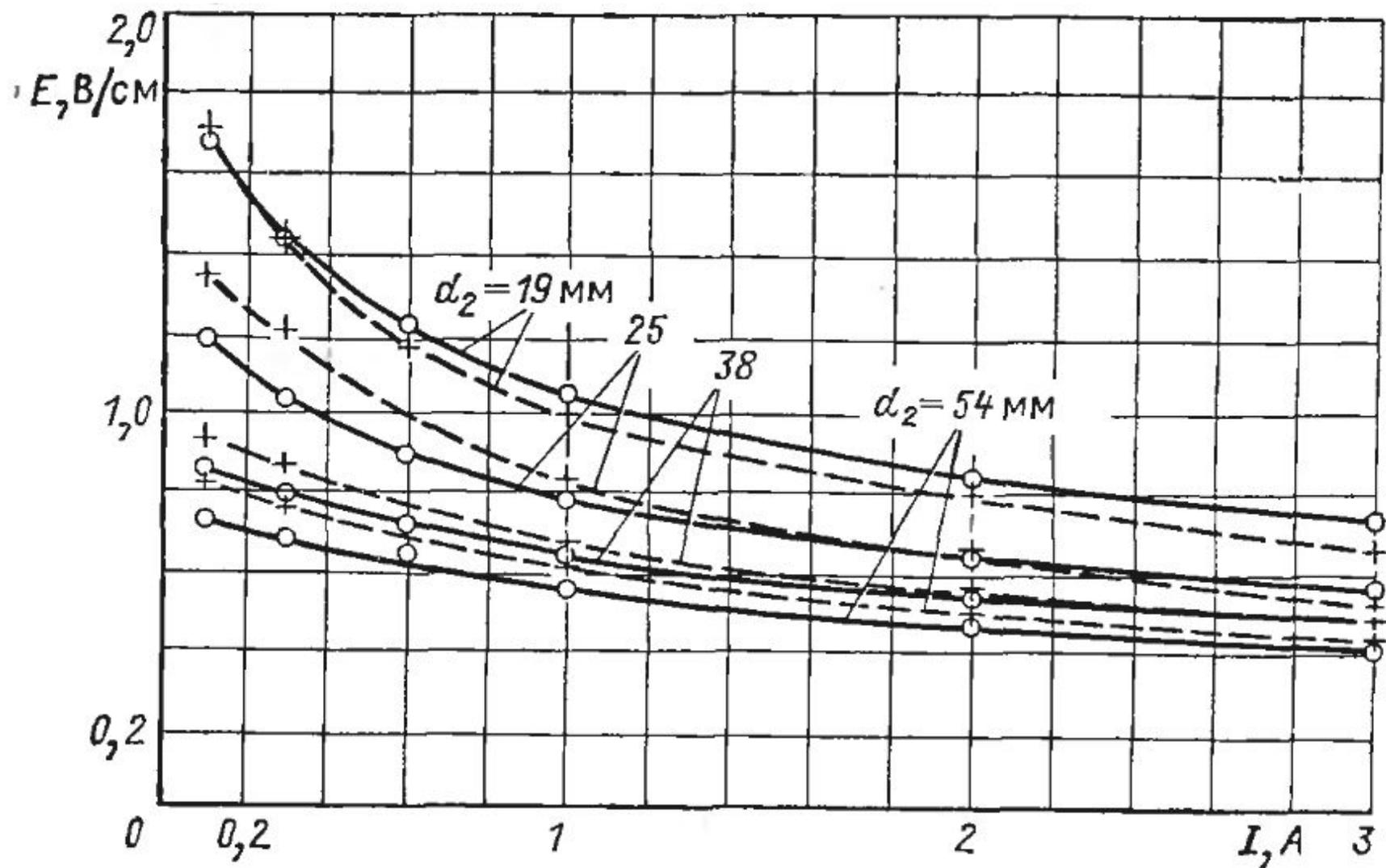


Рис. 10.6. Зависимость градиента потенциала E от силы тока ($f=50$ Гц) в трубках разного диаметра в аргонно-ртутном разряде при двух давлениях аргона и $t_{\text{хол}}=40\div 44$ °С [10.3]:
 ————— — 267 Па; — — — — 530 Па