

Л.В. Михайловская

Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА НА ВЕЛИЧИНУ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В УЗКИХ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ТРУБКАХ

Доповідь зроблено на засіданні наукового семінару
"Експертного центру сенсорної електроніки" ОНУ 28.09.2002 р.

Отримано вираз для величини об'ємного заряду на вісі позитивного стовпа тліючого розряду в залежності від параметрів розряду. Встановлено екстремальну залежність некомпенсованого позитивного заряду в центрі газорозрядної трубки від концентрації електронів на вісі трубки. Положення екстремуму (максимуму) визначається електронною температурою та тиском газу.

Получено выражение для величины объемного заряда на оси положительного столба тлеющего разряда в зависимости от параметров разряда. Установлена экстремальная зависимость некомпенсированного положительного заряда в центре газоразрядной трубки от плотности электронов на оси. Положение экстремума (максимума) определяется электронной температурой и давлением газа.

The expression for magnitude of a volume charge on an axis of a positive column of a glow discharge is obtained depending on parameters of discharge. The extreme dependence of an uncompensated positive charge at centre of a gas-discharge tube from a density of electrons on an axis is established. The electronic temperature and gas pressure determine location of extremal (maxima) point.

Изучение физических процессов в положительном столбе тлеющего разряда имеет значение в связи с широким применением газовых разрядов в современной физике и технике. Положительный столб (ПС) тлеющего разряда является основой активных сред многих газоразрядных лазеров непрерывного и импульсного действия. Многие современные радиотехнические системы контроля и автоматики содержат в качестве активного элемента газоразрядные промежутки. Поэтому интерес к исследованиям (теоретическим и экспериментальным) основных физических процессов, характеризующих положительный столб тлеющего разряда, не уменьшается, а, наоборот, расширяется [1–3].

В активной плазме стационарного тлеющего разряда при протекании электрического тока происходят процессы ионизации атомов. Благодаря процессам ионизации атомов образуется одинаковое число зарядов противоположного знака, поэтому одним из основных свойств плазмы положительного столба является ее электронейтральность. Однако из-за различия в скоростях движения заряженных частиц (большей подвижности электронов) значительно более легкие (быстрые) электроны быстрее и в большем количестве, чем тяжелые (медленные) ионы, покидают объем, в котором они возникли. В результате в данном месте образуется избыток положительных зарядов, который приводит к возникновению электрического поля поляризации. Это поле поляризации препятствует дальнейшему разделению зарядов. Происходит замедление диффузии электронов и ускорение диффузии ионов, т.е. появляется со-

вместная амбиполярная диффузия электронов и ионов. Другим следствием большого различия в коэффициентах диффузии свободных электронов и ионов является существование двойного электрического слоя у стенок газоразрядной трубки. Дело в том, что в момент зажигания разряда электроны диффундируют к стенкам скорее, чем ионы. Они частично оседают на стенках, заряжая их отрицательно по отношению к плазме. Поэтому в непосредственной близости от стенок собираются положительно заряженные ионы. Возникают так называемый пристеночный двойной электрический слой и местное электрическое поле в этом слое газа, прилежащего к стенке [4,5].

При исследовании физических процессов в плазме газового разряда обычно предполагается, что плазма ПС при обычных режимах работы в объеме квазинейтральна, т.е. величина нескомпенсированного объемного заряда мала по сравнению с плотностью заряженных частиц ионов n_i и электронов n_e : $n_i - n_e \ll n_e$. Условие квазинейтральности $n_e \approx n_i$ нарушается в двойном слое (вблизи стенок) и в разрядах с очень низкими плотностями заряженных частиц, т.е. в режиме «субнормального» ПС. Процесс перехода в режим «субнормального» ПС, который имеет место при малых токах разряда, сопровождается переходом от амбиполярной к свободной диффузии заряженных частиц. При исследовании этих процессов в [5,6] учитывается существование конечного объемного заряда внутри трубки. Однако при этом ограничиваются приближением постоянного отношения концентрации ионов и концентрации электронов по сечению разряда. Независимость этого отношения от координат не всегда справедлива и годится только в качестве приближенных оценок.

В данной работе учитывается зависимость отношения $\gamma = n_i/n_e$ от поперечных координат в ПС тлеющего разряда и получено выражение для нескомпенсированного пространственного заряда на оси разрядной трубки.

Ограничимся анализом простейшего случая трехкомпонентной плазмы ПС, в которой имеются электроны, однозарядные ионы и нейтральные атомы. Стационарная концентрация заряженных частиц определяется из баланса процессов генерации и уничтожения этих частиц. Уравнения баланса для плотности ионов и электронов следуют из соответствующих уравнений непрерывности, которые для стационарных процессов записываются как

$$\operatorname{div} \Gamma_{i,e} = q_{i,e}, \quad (1)$$

где $\Gamma_{i,e} = n_{i,e} \cdot \mathbf{u}_{i,e}$ — потоки положительно и отрицательно заряженных частиц (ионов и электронов), $q_{i,e}$ — источники рождения (гибели) частиц в 1 см^3 в 1 сек. Эти уравнения означают, что в каждой точке ПС тлеющего разряда скорость появления заряженных частиц равна скорости их ухода. Потоки ионов и электронов с учетом диффузионных и дрейфовых составляющих можно представить как

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= -D_i \nabla n_i + b_i n_i \mathbf{E}, \\ \Gamma_e &= -D_e \nabla n_e - b_e n_e \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $D_{i,e}$ — коэффициенты свободной диффузии ионов и электронов соответственно, $b_{i,e}$ — подвижности ионов и электронов. Электрическое поле $\mathbf{E}$ определяется уравнением Пуассона

$$\nabla E = 4\pi e(n_i - n_e). \quad (3)$$

Для цилиндрической геометрии тлеющего разряда с осью E_r вдоль оси разряда продольное электрическое поле E_z в ПС не зависит от координат и уравнение (3) определяет поле поляризации E_r , направленное вдоль радиуса разрядной трубки

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE_r) = 4\pi e(n_i - n_e). \quad (3a)$$

Используя равенство потоков электронов и ионов на диэлектрические стенки разрядного капилляра $\Gamma_{er} = \Gamma_{ir} = \Gamma_r$ и соотношения Эйнштейна $D_{i,e} = \frac{b_{i,e}T_{i,e}}{e}$, из формул (2) нетрудно получить следующие выражения для радиальной компоненты электрического поля E_r и потока заряженных частиц на стенки разрядной трубки

$$E_r = -\frac{1}{n_e b_e + n_i b_i} \left(D_e \frac{dn_e}{dr} - D_i \frac{dn_i}{dr} \right), \quad (4)$$

$$\Gamma_r = -\frac{b_e b_i}{n_e b_e + n_i b_i} \left(\frac{kT_e}{e} n_i \frac{dn_e}{dr} + \frac{kT_i}{e} n_e \frac{dn_i}{dr} \right)$$

Уравнения баланса заряженных частиц запишем с учетом прямой и ступенчатой ионизации атомов в результате столкновений с электронами, а исчезновение заряженных частиц будет происходить за счет диффузионных уходов на стенки трубки и последующей рекомбинации электронов и ионов на стенках, а также в результате объемной рекомбинации электронов и ионов. Тогда уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\Gamma_r) = \nu_{oi} n_e + \nu_{mi} n_e - \beta_r n_e n_i \quad (5)$$

Здесь $\nu_{oi} = k_{oi} \cdot N_0$ – частота прямой ионизации в результате столкновений электронов с атомами в основном состоянии, $\nu_{mi} = k_{mi} \cdot N_m$ – частота ступенчатой ионизации с m метастабильного уровня, N_0, N_m – плотности нейтральных атомов в основном и метастабильном состояниях соответственно, k_{oi}, k_{mi} – постоянные соответствующих процессов, β_r – коэффициент объемной рекомбинации электронов и ионов.

Для цилиндрической геометрии разряда в центре разрядной трубки концентрации заряженных частиц максимальны. Достигшие в результате диффузионного тока стенок электроны и ионы рекомбинируют на поверхности стенок. Поэтому обычно предполагается, что их концентрация на стенках разрядной трубки радиуса R_0 равна нулю. Граничные условия в этом случае записываются как

$$\frac{dn_i}{dr} = \frac{dn_e}{dr} = 0 \quad \text{для } r = 0 \quad (6a)$$

$$n_i(R_0) = n_e(R_0) = 0. \quad (6b)$$

Уравнения (3) – (5) совместно с граничными условиями (6) полностью определяют установившееся распределение концентраций электронов и ионов по радиусу в положительном столбе газового разряда.

В низкотемпературной слабоионизированной плазме температура тяжелых частиц в объеме плазмы намного ниже температуры свободных электронов $T_i \ll T_e$,

подвижности также сильно отличаются $b_i < b_e$. С учетом этих соотношений выражения для амбиполярного радиального электрического поля и для потоков к стенкам заряженных частиц (4) упрощаются и принимают вид:

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{kT_e}{e} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr}, \\ \Gamma_r &= -D_a \frac{n_i}{n_e} \frac{dn_e}{dr}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $D_a = b_i \frac{kT_e}{e}$ – коэффициент амбиполярной диффузии.

Решения уравнений (3а), (5) с упрощенными выражениями для поля и потока (7) ищем в виде $n_i(r) = \gamma(r) \cdot n_e(r)$, $n_e(r) = n_{e0} \cdot y_e(r)$. В центре трубки концентрация электронов равна n_{e0} , а концентрация ионов $n_{i0} = \gamma_0 \cdot n_{e0}$. Вклад ступенчатой ионизации в общее количество свободных электронов в плазме зависит от числа возбужденных, в данном случае метастабильных атомов N_m . В свою очередь, распределение метастабильных атомов по радиусу разрядной трубки $N_m(r)$ определяется соответствующим уравнением баланса, аналогичным уравнению (5)

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r D_m \frac{dN_m}{dr} \right) = \nu_{0m} n_e - k_{mj} n_e N_m. \quad (8)$$

Здесь D_m – коэффициент диффузии метастабильных атомов, $\nu_{0m} = k_{0m} \cdot N_0$ – частота возбуждения метастабильного состояния электронным ударом, k_{0m} – постоянная перехода атома из основного состояния в метастабильное состояние, k_{mj} – постоянная разрушения метастабильного состояния электронным ударом. При этом атом переходит в другое электронное состояние или ионизируется. Для упрощения расчетов будем исходить из следующего приближенного выражения для $N_m(r)$:

$$N_m(r) = \frac{k_{0m} N_0 n_e(r)}{k_{mj} n_e(r) + \nu_m}, \quad (9)$$

где $\nu_m = 5,8 D_m / R_0^2$ – частота гибели метастабильных атомов в результате диффузионного ухода на стенки трубки.

Используя аксиальную симметрию задачи, введем новую безразмерную переменную $x = (r/R_0)^2$. Система уравнения Пуассона (3а) и уравнения баланса числа заряженных частиц (5) приобретает для нахождения $y_e(x)$ и $\gamma(x)$ следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \left(\frac{x}{y_e} \frac{dy_e}{dx} \right) + A_d y_e (\gamma - 1) = 0, \\ \frac{d}{dx} \left(\frac{x \cdot \gamma}{y_e} \frac{dy_e}{dx} \right) + A_{0i} y_e + \frac{A_{mi} y_e^2}{A_{mj} y_e + 1} - A_r \gamma y_e^2 = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Здесь введены следующие обозначения: $A_d = \pi e^2 (n_{e0} / kT_e) R_0^2 = R_0^2 / (8 \cdot r_{d0}^2)$, $A_{0i} = \nu_{0i} / \nu_a$, $A_{mi} = \nu_{0m} k_{mi} n_{e0} / (\nu_a \nu_m)$, $A_{mj} = k_{mj} n_{e0} / \nu_m$, $A_r = \beta_r n_{e0} / \nu_a$, $\nu_a = 4 D_a / R_0^2$ – частота ухода заряженных частиц на стенки разрядной трубки в ре-

зультате амбиполярной диффузии, $r_{d0} = \sqrt{kT_e / (8\pi e^2 n_{e0})}$ – дебаевский радиус экранирования электронного газа в центре трубки.

На оси разряда $y_e(0) = 1$. Значение $\gamma(0) = \gamma_0$ и величина производной функции радиального распределения плотности электронов в точке $x = 0$, которую обозначим $dy_e/dx = y_{e1}$, определяются следующей системой уравнений, которая получается из системы (10):

$$\begin{cases} y_{e1} + A_d \cdot (\gamma_0 - 1) = 0, \\ \gamma_0 \cdot y_{e1} + A - A_r \cdot \gamma_0 = 0, \end{cases} \quad (11)$$

где $A = A_{0i} + \frac{A_{mi}}{A_{mj} + 1}$.

Решение этой системы имеет вид:

$$\gamma_0 = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{A_r}{A_d} \right) + \sqrt{\left(1 - \frac{A_r}{A_d} \right)^2 + 4 \cdot \frac{A}{A_d}} \right], \quad (11a)$$

$$y_{e1} = -A_d \cdot (\gamma_0 - 1). \quad (11b)$$

Число избыточных (нескомпенсированных) положительно заряженных ионов на оси газового разряда определяется выражением

$$N_p = (n_i - n_e) = n_{e0} \cdot (\gamma_0 - 1). \quad (12)$$

Величина пространственного заряда на оси трубки равна $Q_0 = e \cdot N_p$.

Нетрудно убедиться, что $\gamma_0 \geq 1$, если $A \geq A_r$. При этом производная y_{e1} отрицательна, т.е. плотность электронов максимальна на оси разряда. В отсутствие объемной рекомбинации это условие выполняется всегда. С учетом объемной рекомбинации возможна ситуация при некоторых значениях параметров разряда, внутренних и внешних, когда $\gamma_0 \leq 1$ и производная $y_{e1} \leq 0$. Для оценки величин N_p и Q_0 при различных условиях разряда нужно учесть зависимость входящих в формулы (11) параметров от величины электронной температуры T_e , от значения концентрации электронов на оси трубки n_{e0} , от коэффициента объемной рекомбинации β_r , от температуры T и плотности рабочего газа p , от радиуса разрядной трубки R_0 . Следует отметить, что внутренние параметры ПС, к которым относятся электронная температура и концентрация электронов, зависят от заданных внешних параметров, таких как давление газа, размер трубки, величина тока разряда. Причем если электронная температура определяется, в основном, значением произведения pR_0 , то плотность электронов существенно зависит от величины тока разряда. В данной работе исследуется поведение N_p , а следовательно, и Q_0 в зависимости от внутренних и внешних параметров разряда на примере газового разряда в гелии. При этом на первом этапе не учитываем конкретные радиальные распределения концентраций электронов и ионов по сечению трубки, которые определяются решением системы дифференциальных уравнений (10). Тем самым мы не включаем в анализ переход разряда из диффузионного режима в контрагированный, подробно исследованный для широких трубок и высоких давлений в [7].

Согласно [6] в гелиевом разряде с учетом резонансной перезарядки ионов справедливы следующие оценки для подвижности ионов и подвижности электронов: $b_i = 8.4 \cdot 10^3 \sqrt{t}/p$, $b_e = 0.733 \cdot 10^6 t/p$, коэффициент амбиполярной диффузии $D_a = 8.4 \cdot 10^3 T_e \sqrt{t}/p$, а коэффициент диффузии метастабильных атомов гелия в собственном газе равен $D_m = 0.45 \cdot 10^3 t \sqrt{t}/p$. Плотность нейтральных атомов записана с учетом теплового вытеснения газа из рабочего объема: $N_0 = 3.54 \cdot 10^{16} p/t$. (Здесь и в дальнейшем используется безразмерная температура газа $t = T/273$, электронная температура в эВ, давление в мм.рт.ст., плотность частиц в см⁻³, радиус разрядной трубки в см). Зависимости постоянных процессов ионизации и возбуждения от электронной температуры определяются следующими формулами [6]:

$$k_{0i}(kT_e) = 8.7 \cdot 10^{-11} \cdot \sqrt{kT_e} (24.6 + 2kT_e) \exp\left(-\frac{24.6}{kT_e}\right),$$

$$k_{0m}(kT_e) = 3 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{kT_e} (20 + 2kT_e) \exp\left(-\frac{20}{kT_e}\right).$$

Для постоянной ступенчатой ионизации используем модифицированную формулу Томсона [8]

$$k_{mi}(kT_e) = \frac{4.32 \cdot 10^{-14}}{\sqrt{kT_e}} [\ln(3kT_e) \cdot f_0(kT_e) + f(kT_e)],$$

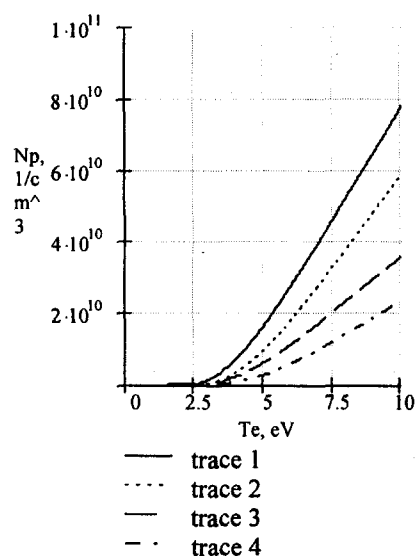
$$f_0 = \exp(z) - z \cdot \int_z^\infty \frac{\exp(-x)}{x} dx, \quad f_1 = \int_z^\infty \ln x \cdot \exp(-x) \cdot \left(1 - \frac{z}{x}\right) dx,$$

где $z = 4,6/kT_e$. Для $k_{mj}(kT_e)$ ограничимся двумя основными слагаемыми: $k_{mj}(kT_e) = k_{mi}(kT_e) + k_{m0}(kT_e)$. Постоянная перехода с метастабильного уровня на основной $k_{m0}(kT_e) = 0,3 \cdot k_{0m}(kT_e) \cdot \exp(4,6/kT_e)$.

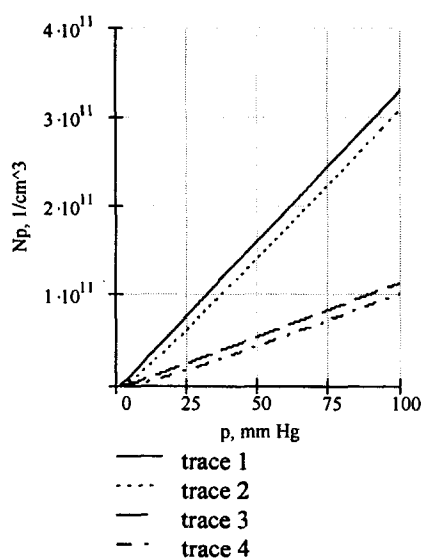
Результаты некоторых расчетов приведены на рисунках.

Величина положительного объемного заряда в центре трубки мала для низких электронных температур и высоких плотностей свободных электронов. При этом мал и входящий в формулу (11а) дебаевский радиус разделения зарядов. С ростом электронной температуры $T_e > 2$ эВ наблюдается значительное увеличение объемного заряда в центре трубки, которое связано с усилением ионизационных процессов. Присутствие нейтральных атомов препятствует уходу заряженных частиц на стенки трубки и потому с ростом давления газа растет и нескомпенсированный объемный заряд в центре положительного столба. Поэтому поведение величины пространственного заряда в зависимости от концентрации электронов на оси разряда существенно разное для высокого и низкого давления нейтрального газа.

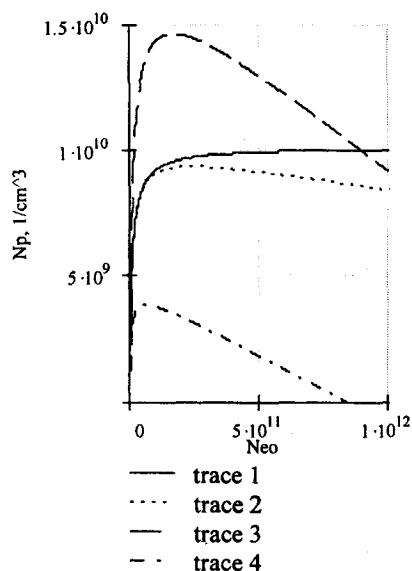
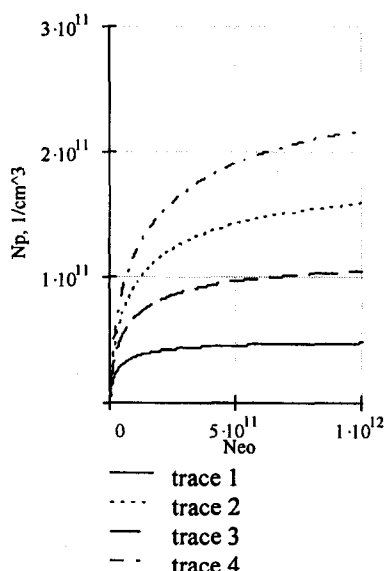
Как видно из рис. 3 и 4, при низких давлениях газа в разрядной трубке объемный заряд на оси растет с ростом концентрации электронов на оси. В случае же высоких давлений газа при некоторой плотности свободных электронов существует некоторое экстремальное (максимальное) значение величины объемного заряда. Положение этого экстремума существенно зависит от электронной температуры. Следует заметить, что в отсутствие объемной рекомбинации экстремальной зависимости не наблюдается.

Рис.1. Расчетные зависимости $N_p(T_e)$

при $n_{e0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $\beta_r = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$;
 $t=1,5$; 1,2 - $p=10$ торр; 3,4 - $p=5$ торр; 1,3 - $Ro=2$ см; 2,4 - $Ro=0,5$ см

Рис.2. Расчетные зависимости $N_p(p)$ при

$n_{e0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $\beta_r = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$; $t=1,5$;
 1,2 - $Te=6$ эВ; 3,4 - $Te=4$ эВ; 1,3 - $Ro=2$ см;
 2,4 - $Ro=0,5$ см

Рис.3. Расчетные зависимости $Np(Neo)$ при
 $t=1,5$; $Ro=2$ см; 1,2,3 - $p=150$ торр; 4 - $p=100$ торр;
 1,2,4 - $Te=2$ эВ; 3 - $Te=2,1$ эВ;
 1 - $\beta_r=0$; 2 - $\beta_r=2 \cdot 10^{-7}$; 3,4 - $\beta_r=10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ Рис.4. Расчетные зависимости $Np(Neo)$ при
 $\beta_r = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$; $Ro=2$ см; $t=1,5$; 1,3 - $p=10$ торр;
 2 - $p=5$ торр; 4 - $p=6$ торр; 1 - $Te=5$ эВ; 2,4 - $Te=10$ эВ;
 3 - $Te=6$ эВ

Найденные зависимости величины нескомпенсированного объемного заряда от параметров разряда скажутся на пространственном распределении концентраций заряженных частиц. Кроме того, известно, что разделение зарядов, т.е. нарушение квазинейтральности, является источником дополнительных неустойчивостей в разряде [6,9]. С этой точки зрения, желательно работать в таком режиме разряда, когда пространственный нескомпенсированный заряд на оси трубки минимален.

1. Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления. – М.: Наука, Физматлит, 1997. – 240 с.
2. Тарасенко В.Ф., Пойзнер Б.Н. Импульсные лазеры на плотных газах. – М.: Наука, 1998. – 592 с.
3. Швилкин Б.Н. Об измерении дебаевского радиуса в неустойчивой газоразрядной плазме // УФН. – 1998. – Т. 168, № 5. – С. 575–576.
4. Михайловская Л.В., Михайловский С.С. Влияние параметров разряда на пристеночный (двойной) слой в узких газоразрядных трубках // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. – 2000. – Т. 5, вип. 3. Фіз.-мат. науки. – С. 141–147.
5. Allis W.P. The Transition from Free to Ambipolar Diffusion // Phys.Rev. – 1954. – Vol. 93, № 1. – P. 84–93.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
7. Голубовский Ю.Б., Зонненбург Р. О контракции в инертных газах // ЖТФ. – 1980. – Т. 50, вып. 10. – С. 2094–2098.
8. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа (в задачах с решениями). – М.: Наука, 1985.
9. Привалов В.Е., Федотов М.А., Чуляева Е.Г. Влияние возмущений в активной среде на неустойчивость разностной частоты излучения лазера // Опт. и спектр. – 2000. – Т. 88, вып. 1. – С. 149–153.

Получено 19.12.2002 г.