

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.7.2>

УДК 621.387

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ НА ЕЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А. С. Банковский, А. А. Захаров, А. А. Потапов, А. А. Швачко  
Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.,  
410054, г. Саратов, ул. Политехническая, д. 77.

Статья поступила в редакцию 7 июля 2021 г.

**Аннотация.** Тепловой поток и связанный с ним пространственный заряд в газоразрядной плазме может приводить к изменению свойств соответствующих электронных приборов: изменению кинетических коэффициентов и временной нестабильности их параметров. В приборах с малыми поперечными размерами поле поверхностного заряда, существенно влияющее на величину пространственного заряда в плазме, может влиять и на ток в квазинейтральной плазме, изменяя величину компоненты электрического поля, зависящей от тепловых потоков плазмы. Знание аналитических зависимостей компоненты продольного электрического поля, обеспечивающего ток разряда от параметров плазмы, теплового потока электронов и ее геометрии позволяет детально оценить параметры реальных плазменных приборов.

**Цель.** Получить и проанализировать аналитические выражения для продольного электрического поля в ограниченной плазме в режиме амбиполярной диффузии с учетом тепловых потоков электронов, величина которых зависит от частоты столкновений электронов с атомами при аппроксимации ее в виде степенной функции скорости.

**Результаты.** Получены уравнения баланса энергии электронов в интегральной форме для ограниченной плоской плазмы с учетом теплового потока электронов.

**Практическая значимость.** Результаты расчета позволяют оценить влияние теплового потока электронов низкотемпературной плоской плазмы с легкими и тяжелыми ионами на их электрические свойства.

**Ключевые слова:** низкотемпературная плазма, температура электронов, амбиполярная диффузия, частота столкновений электронов с атомами, тепловой поток.

**Annotation.** The heat flux and the associated space charge in a gas-discharge plasma can lead to a change in the properties of the corresponding electronic devices: a change in the kinetic coefficients and the temporal instability of their parameters. In devices with small transverse dimensions, the surface charge field, which significantly affects the space charge in the plasma, can also affect the current in the quasineutral plasma, changing the magnitude of the electric field component, which depends on the heat fluxes of the plasma. Knowledge of the analytical dependences of the component of the longitudinal electric field that provides the discharge current on the parameters of the plasma, the heat flux of electrons and its geometry makes it possible to estimate in detail the parameters of real plasma devices.

**Purpose.** Obtain and analyze analytical expressions for the longitudinal electric field in a confined plasma in the ambipolar diffusion mode, taking into account the heat fluxes of electrons, the value of which depends on the frequency of collisions of electrons with atoms when approximated as a power-law velocity function.

**Results.** The equations of electron balance are obtained in integral form for a bounded flat plasma with allowance for the heat flux of electrons.

**Practical significance.** The calculation results make it possible to evaluate the effect of the heat flux of electrons of a low-temperature flat plasma with light and heavy ions on their electrical properties.

**Key words:** low-temperature plasma, electron temperature, ambipolar diffusion, frequency of collisions of electrons with atoms, heat flux.

## **Введение**

В ограниченной газоразрядной плазме с постоянной по объему температурой с частотой упругих соударений электронов с атомами, зависящей от скорости электронов, возникают тепловые потоки электронов, влияющие на электрические свойства такой плазмы [1]. Тепловые потоки в плазме могут

приводить к изменению как изотопной, так и анизотропной функции распределения электронов по скоростям и влиять на ее энергетику и шумовые свойства [2, 3].

В работе получены аналитические выражения для величины продольной компоненты электрического поля  $E_z$  обеспечивающей ток электронов в плазме в случае максвелловской плазмы и проанализировано влияние теплового потока, связанного с амбиполярной диффузией, на величину этой компоненты; показано, что для плазмы с легкими положительными ионами, такое влияние может приводить к уменьшению продольной компоненты электрического поля  $E_z$ , а для плазмы с тяжелыми ионами инертных газов - к возрастанию  $E_z$  при уменьшении поперечных размеров газоразрядного промежутка. Это приводит к существенному различию электрических свойств плазмы с легкими и тяжелыми газами.

## 1. Основные соотношения

Электрические свойства газоразрядной плазмы определяются величиной электрического тока, зависящего от величины продольной компоненты электрического поля  $E_z$  которая удовлетворяет для стационарной плазмы уравнению баланса энергии электронов [4]:

$$\frac{1}{3}n_e m_e \bar{v}_{ea} b_e^2 E_z^2 = \frac{m_e}{m_a} n_e k T_e \bar{v}_{ea} + \frac{1}{3} n_e k T_e \operatorname{div} \vec{u} + \frac{1}{3} \operatorname{div} \vec{q}. \quad (1)$$

Здесь введены обозначения  $m_e$ ,  $m_a$ ,  $T_e$  - соответственно масса электронов, масса атомов, и температура электронов;  $\vec{u}$  и  $\vec{q}$  - направленная скорость и поток тепла электронов, соответственно равные при  $T_e = \text{const}$  для максвелловской плазмы:

$$\vec{u} = -\frac{e}{m_e \bar{v}_{ea}} \vec{E} - \frac{k T_e}{m_e \bar{v}_{ea}} \frac{\nabla n_e}{n_e}, \quad (2)$$

$$\vec{q} = \frac{1}{2} n_e m_e \langle \vec{w} \cdot w^2 \rangle = \vec{Q}_e - \frac{5}{2} n_e k T_e \vec{u} = g_u n_e k T_e \vec{u}, \quad (3)$$

где  $\vec{Q}_e = \frac{1}{2} n_e m_e \langle \vec{v} v^2 \rangle$  - поток энергии электронов,  $n_e$  - концентрация электронов, а  $\vec{w} = \vec{v} - \vec{u}$ ,  $\vec{w}$  - хаотическая скорость электронов, причем  $|\vec{u}| \ll |\vec{w}|$ ,  $\bar{\nu}_{ea}$  - средняя или эффективная частота столкновений электронов с атомами [4], определяющая направленную скорость электронов  $\vec{u}$ , зависящую от частоты столкновений электронов с атомами  $\nu_{ea}(\nu) = n_a \cdot S(\nu) \cdot \nu$ , которую можно записать в виде

$$\bar{\nu}_{ea} = \left[ \frac{4\pi}{3} \frac{m_e}{kT_e} \int_0^\infty \nu^4 f_0(\nu) \nu_{ea}^{-1} d\nu \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $n_a$  - концентрация нейтральных атомов;  $S(\nu)$  - сечение упругих соударений электронов с атомами газа.

Первое слагаемое в уравнении (1) справа определяет потери энергии электронов, связанные с упругими соударениями электронов с нейтральными атомами, второе слагаемое дает вклад в энергетику электронов, связанный с образованием пространственного заряда в ограниченной плазме за счет явления амбиполярной диффузии, а третье - вклад теплового потока электронов в энергетику плазмы, который как видно из (3), определяется величиной  $g_u$ .

Задавая зависимость  $\nu_{ea}(\nu)$  аналитическим выражением вида степенной функции скорости  $\nu$ , которая определяется для каждого газа зависимостью  $S(\nu)$  в форме:

$$\nu_{ea}(\nu) = \frac{\nu^k}{\nu_T^k} \nu_{ea}(\nu_T), \quad (5)$$

где  $\nu_{ea}(\nu_T)$  - частота соударений для средней скорости электронов, равной

средней тепловой скорости  $\nu_T = \left( \frac{3kT_e}{m_e} \right)^{1/2}$ , для максвелловской функции

$f_0(\nu) = \left( \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_e \nu^2}{2\pi kT_e}}$ , получаем зависимость средней частоты соударений

$\bar{\nu}_{ea} / \nu_{ea}(\nu_T)$  от  $k$ , изображенную на рис. 1.

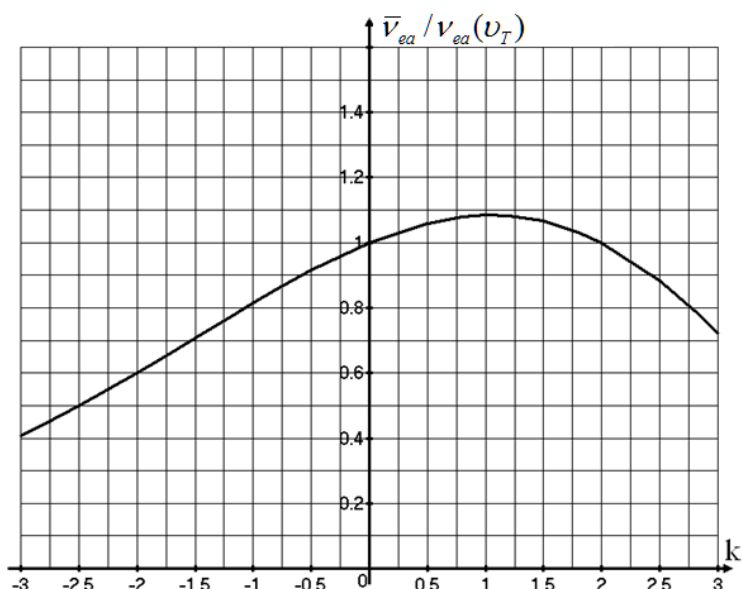


Рис.1 Зависимость средней частоты соударений электронов с нейтральными атомами от показателя степенной функции  $k$  в зависимости.

$$\nu_{ea}(v) = \left(\frac{v}{v_T}\right)^k \nu_{ea}(v_T)$$

Из рис.1 следует, что среднее значение  $\bar{\nu}_{ea}$  в диапазоне  $k$ ,  $-3 \leq k \leq 3$  отличается от среднего значения частоты соударений, определяемого средней скоростью электронов  $v_T$ , не более чем в 2.5 раза и количественно слабо влияет на величину средней скорости электронов  $\bar{v}$ .

Величину  $g_u$ , определяющую вклад теплового потока в энергетику электронов (3), можно найти из выражения для  $\bar{q}$ , которое имеет вид [4]:

$$\bar{q} = \frac{2\pi}{3} m_e^2 \frac{1}{(kT_e)^2} \bar{\nu}_{ea} \int_0^\infty \frac{\left(v^6 - 5 \frac{kT_e}{m_e} v^4\right) f_0}{\nu_{ea}(v)} dv \quad (6)$$

и приводит, как можно показать, к линейной зависимости  $g_u$  от  $k$ :

$$g_u = -0.5k \quad (7)$$

При  $k = 0$ , на энергетические свойства плазмы влияет только пространственный заряд плазмы, связанный с амбиполярной диффузией: при постоянной частоте соударений  $\nu_{ea}(v) = \nu_{ea}(v_T)$ , тепловой поток как, следует из (6), обращается в нуль.

Заметим, что знак второго слагаемого в правой части уравнения баланса энергии электронов (1) не зависит от вида зависимости  $v_{ea}(v)$ , а третье слагаемое в (1) может быть как положительным, так и отрицательным - (7). Для плазмы тяжелых инертных газов Ar, Kr, Xe при аппроксимации  $v_{ea}(v)$  функцией (5) следует считать  $k < 0$ ,  $g_u > 0$ ; для легких газов можно использовать аппроксимацию (5) с  $k > 0$ ,  $g_u < 0$ .

Проведем оценку влияния теплового потока на величину продольной составляющей электрического поля для модели плоской плазмы, однородной в направлении тока - OZ и в направлении OX, ограниченной диэлектрическими плоскостями  $y = 0$  и  $y = y_0$ . С этой целью проведем усреднение выражения (1) по поперечной координате  $y$ . Пренебрегая слагаемыми, пропорциональными  $\left(\frac{dn_e}{dy} \frac{1}{n_e}\right)^2$ , получаем величину продольной составляющей  $E_z = const$ , которая определяется выражением:

$$E_z^2 = kT_e \frac{3 \frac{m_e}{m_a} \bar{v}_{ea} y_0 + 2\gamma_0 D_{am} + 2\gamma_0 D_{am} g_u}{m_e b_e^2 \bar{v}_{ea} y_0} \cdot kT_e \quad (8)$$

При получении (8) учтены граничные условия для концентрации электронов на диэлектрических стенках [5]:

$$\left(\frac{dn_e}{dy} \frac{1}{n_e}\right)_{y=0} = \gamma_0 = -\left(\frac{dn_e}{dy} \frac{1}{n_e}\right)_{y=y_0} = \frac{2e^2 \lambda_p}{\pi \cdot m_p b_p^2 kT_e},$$

где  $\lambda_p$  - длина пробега положительного иона вблизи диэлектрических стенок,  $m_p$  и  $b_p$  соответственно масса и коэффициент подвижности положительного иона.

Выражение (8) является интегральной формой уравнения баланса энергии электронов, а слагаемые в его правой части, определяющие величину  $E_z^2$ , характеризуют основные виды потерь электронов в такой плазме. Второе слагаемое в числителе связано с пространственным зарядом плазмы,

образованным в результате амбиполярной диффузии частиц, причем знак его не зависит от вида зависимости  $\nu_{ea}(\nu)$ , заданной формулой (5), а третье слагаемое определяет влияние теплового потока на пространственный заряд плазмы, знак которого зависит от знака  $g_u$ ; для легких газов (H, He)  $\nu_{ea} = const$  и  $k = 0$ , тепловой поток равен нулю, следовательно, на баланс энергии не влияет. Этот случай рассмотрен в [6].

Используя для легких газов аппроксимацию частоты соударений (5), где  $k > 0$ , из (8) видно, что поскольку величина  $g_u < 0$  тепловой поток может приводить только к уменьшению величины  $E_z$  в такой плазме. Для плазмы, в которой сечение столкновений  $S_{ea} \sim \nu^{1/2}$  и  $\nu_{ea} \sim \nu^{3/2}$ , что характерно для неоновой плазмы, величина  $g_u < 0$ . Для водородной и гелиевой плазмы также получаем возможное уменьшение величины  $E_z$  за счет образования теплового потока.

Интересно отметить, что для плазмы с  $k = 2$  ( $g_u = -1$ ), влияние теплового потока и пространственного заряда на величину  $E_z$ , образующегося за счет амбиполярной диффузии скомпенсированы и приводят к тому что, величина  $E_z$  перестает зависеть от поперечного размера плазмы и определяется соотношением:

$$E_z^2 = \frac{3kT_e}{m_e b_e^2}. \quad (9)$$

Из соотношения (8) также следует, что пространственный заряд плазмы, определяемый вторым и третьим слагаемым (8), не влияет на величину  $E_z$  при выполнении условия:

$$3 \frac{m_e}{m_a} \bar{\nu}_{ea} y_0 k T_e \gg 2 \gamma_0 D_{am} (1 + g_u) \quad (10)$$

На рис.2 представлены зависимости  $E_z$  от поперечного размера  $y_0$  плоской неоновой плазмы, для которой выбрана аппроксимация  $S_{ea} \sim const$  и  $\nu_{ea} \sim \nu$  ( $k = 1, g_u = -0.5$ ) при разных давлениях газа. На рис.3

представлены зависимости  $E_z$  от поперечного размера  $y_0$  плоской неоновой плазмы, для которой выбрана аппроксимация  $S_{ea} \sim v^{1/2}$  и  $v_{ea} \sim v^{3/2}$  ( $k = 1.5, g_u = -0.75$ ) при разных давлениях газа.

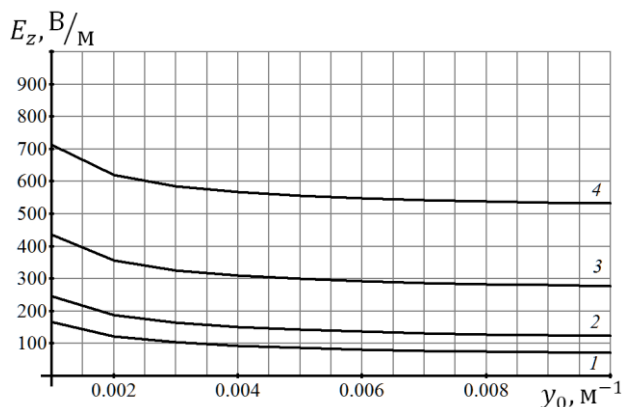


Рис.2. Графики зависимости компоненты электрического поля  $E_z$  от поперечного размера плоской неоновой плазмы  $y_0$  при разных давлениях газа (мм рт. ст.): 1-1, 2-2, 3-5, 4-10;  $T_e = 2.7 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $k = 1$

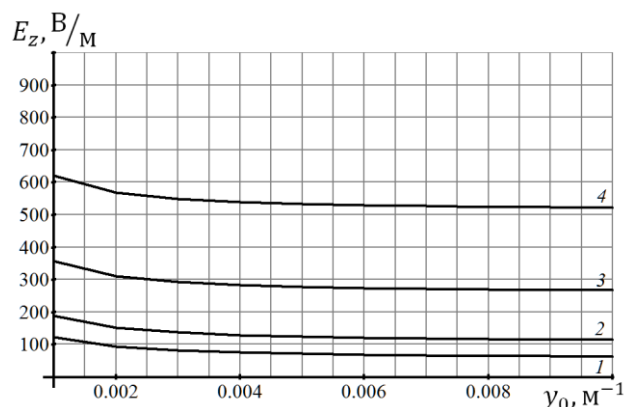


Рис.3. Графики зависимости компоненты электрического поля  $E_z$  от поперечного размера плоской неоновой плазмы  $y_0$  при разных давлениях газа (мм рт. ст.): 1-1, 2-2, 3-5, 4-10;  $T_e = 2.7 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $k = 3/2$

Из рис. 2 следует, что для неоновой плазмы в предположении  $S_{ea} \sim const$  тепловой поток приводит к незначительному возрастанию величины  $E_z^2$  при уменьшении поперечного размера  $y_0$ .

Из рис. 3, который построен для более близкой к реальности аппроксимации зависимости сечения столкновений от скорости  $S_{ea} \sim v^{1/2}$  [4], видно, что в этом случае влияние теплового потока и пространственного заряда связанного с амбиполярной диффузией на величину  $E_z^2$ , практически не влияет, что приводит к независимости  $E_z^2$  от поперечного размера  $y_0$  и возможность использования уравнения баланса электронов в форме (9).

На рис. 4 и рис.5 представлены зависимости  $E_z$  от поперечного размера аргоновой плазмы при аппроксимации  $v_{ea}(v)$  степенной функцией



$$v_{ea}(v) = \left(\frac{v}{v_T}\right)^{-1} v_{ea}(v_T) \text{ (рис. 4) и степенной функции - } v_{ea}(v) = \left(\frac{v}{v_T}\right)^{-2} v_{ea}(v_T)$$

(рис. 5).

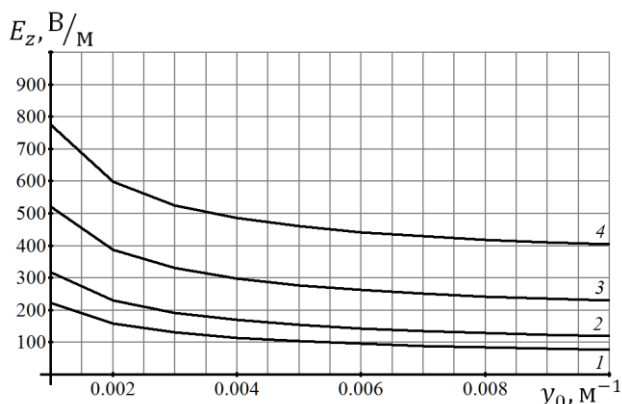


Рис.4. Графики зависимости компоненты электрического поля  $E_z$  от поперечного размера плоской аргоновой плазмы  $y_0$  при разных давлениях газа (мм рт. ст.): 1-1, 2-2, 3-5, 4-10;  $T_e = 1.6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ , и аппроксимации

$$v_{ea}(v) = \left(\frac{v}{v_T}\right)^{-1} v_{ea}(v_T)$$

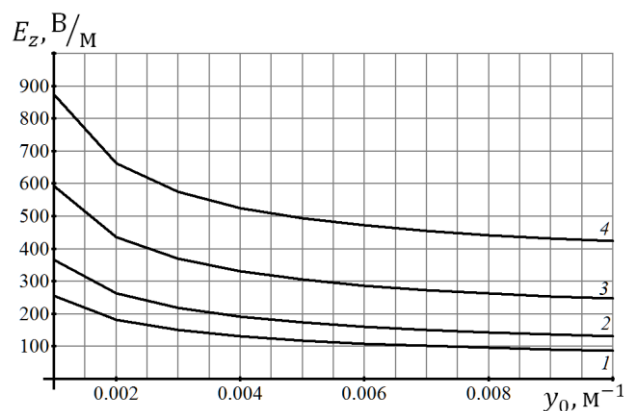


Рис.5. Графики зависимости компоненты электрического поля  $E_z$  от поперечного размера плоской аргоновой плазмы  $y_0$  при разных давлениях газа (мм рт. ст.): 1-1, 2-2, 3-5, 4-10;  $T_e = 1.6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ , и аппроксимации

$$v_{ea}(v) = \left(\frac{v}{v_T}\right)^{-2} v_{ea}(v_T)$$

Из рис.4 и рис.5, соответствующих плазме более тяжелого инертного газа (Аргон) при различных аппроксимациях  $v_{ea}(v)$ , влияние теплового оттока приводит к более резкой зависимости  $E_z(y_0)$ , причем тепловой поток всегда увеличивает суммарный пространственный заряд плазмы, что обеспечивает тепловой баланс электронов при больших значениях величин  $E_z$ , чем в случае неоновой плазмы, в которой величина пространственного заряда при наличии теплового потока снижается. Это качественно объясняет использование плазмы с тяжелыми атомами в газоразрядных преобразователях Холла, чувствительность которых пропорциональна  $E_z$  и возрастает при уменьшении поперечного сечения разряда и увеличении давления плазмы положительного столба разряда [7].

## Заключение

Получены аналитические соотношения для уравнения баланса энергии электронов в плоской газоразрядной плазме с учетом теплового потока электронов.

Показано, что тепловой поток, определяя пространственный заряд электронов в случае плазмы легких газов, может приводить к возрастанию  $E_z$  в пределах не более 20% (для неоновой плазмы) (рис.2, рис.3) т.е практически к постоянству  $E_z$  в зависимости  $E_z(y_0)$ .

Тепловой поток в плазме инертных газов с более тяжелыми атомами (аргоновая плазма) (рис.4, рис.5) может приводить к более заметному возрастанию пространственного заряда плазмы чем в случае плазмы легких газов и, как следствие этого, к более существенному возрастанию  $E_z$  (более 100%) при уменьшении поперечного размера плазмы  $y_0$ .

## Литература

1. Golubovskii Y.B., Siasko A.V., Nekuchaev V.O. Role of thermal effects in neon and argon constricted discharges. *Plasma Sources Science and Technology*. 2019. Vol.28. P.045007. <http://doi.org/10.1088/1361-6595/ab1322>
2. Taccogna F., Dilecce G. Non-equilibrium in low-temperature plasmas. *The European Physical Journal D*. 2016. Vol.70. No.11. P.37. <http://doi.org/10.1140/epjd/e2016-70474-0>
3. Gohain M., Karmakar P.K. Evolutionary Sheath Structure in Magnetized Collisionless Plasma with Electron Inertia. *Plasma Physics Reports*. 2017. Vol.43. No.9. P.957–968. <http://doi.org/10.1134/S1063780X17090021>
4. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. *Основы физики плазмы*. Изд. 2-е, испр. и доп. Санкт-Петербург. Лань. 2021. 448 с.
5. Банковский А.С., Захаров А.А., Подшивалова А.А. Свойства ограниченной низкотемпературной плазмы в поперечном магнитном поле в случае

однородного амбиполярного поля. *Известия вузов. Физика*. 2011. Т.54. №4. С.7-10.

6. Банковский А.С., Захаров А.А., Потапов А.А., Швачко А.А. Влияние пространственного заряда в газоразрядной плазме на устойчивость баланса частиц и токовую составляющую напряженности электрического поля. *Радиотехника*. 2020 . Т.84. № 7(14). С. 50–58.
7. Банковский А.С., Иванов В.В, Кулакова В.И. Газоразрядные магнитооптические преобразователи для измерения составляющих магнитной индукции. *Электроракуумные и газоразрядные приборы*. 1989. В. 1. № 124. С. 37-39.

**Для цитирования:**

Банковский А.С., Захаров А.А., Потапов А.А., Швачко А.А. Влияние тепловых потоков в газоразрядной плазме на ее электрические свойства. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2021. №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.7.2>