Зв'язок, радіотехніка, радіолокація, акустика та навігація

УДК 691.396.669

Н.С. Антоненко

Українська інженерно-педагогічна академія, Харків

ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ПРОБОЮ В ПОВІТРЯНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Розглянуто основні макроскопічні параметри заздалегідь створеної слабоіонізованої плазми. Розглянуті параметри дозволяють визначити макроскопічні характеристики іонізованого середовища в хвилеводному тракті. Одержано вирази для оцінки електронної температури пробою в повітряному середовищі.

***Ключові слова**: коефіцієнт дифузії, дифузійний перетин, електронна температура, функція розподілу електронів, макроскопічні характеристики.*

Вступ

Постановка проблеми. До основних макроскопічних параметрів попередньо створеної слабоіонізованої плазми належать: провідність, рухливість електронів, коефіцієнт дифузії, температура, дифузійний перетин, рекомбінація. Дані параметри можуть бути отримані, використовуючи метод кінетичного рівняння шляхом визначення функції розподілу електронів.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. У роботі [1] для розробки захисних пристроїв було запропоновано використовувати у хвилеводі радіоактивну речовину, що створює слабоіонізовану плазму. Для цього необхідно знати величину активності радіоізотопного включення та значення напруженості електромагнітного випромінювання, призначеного для виводу з ладу елементів прийомного тракту. Ці параметри дозволяють визначити макроскопічні характеристики іонізованого середовища у хвилеводному тракті. Одним із макроскопічних показників є електронна температура, що дозволяє визначити умови виникнення пробою в іонізованому повітряному середовищі. Однак у наукових працях [2 – 7] відсутній вираз для електронної температури пробою в повітрі.

Таким чином, **метою статті** є одержання виразу для оцінки електронної температури пробою в повітряному середовищі.

Виклад основного матеріалу

Відомо, що частота пружного зіткнення ν_y електрона із частками газу більше частоти непружного зіткнення $\nu_н$. Це, як і у випадку постійного поля, приводить до того, що функція розподілу електронів по швидкостях близька до сферично симетричної, а отже її можна представити у вигляді [8]:

$$f(V,t) = f_0(V,t) + V_x f_1(V,t),$$

де вісь x спрямована уздовж поля, $f(V,t)$ – максвелловська функція розподілу, V_x – швидкість електронів уздовж осі x.

Розглянемо випадок, коли напруженість електричного поля змінюється за гармонійним законом. Тоді кінетичне рівняння для функції розподілу електронів по швидкостях прийме вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eE}{m_e}\cos\omega t\frac{\partial t}{\partial V_x} = I_{ст}(f), \qquad (1)$$

де ω – частота зміни електричного поля E, $I_{ст}(f_0)$ – інтеграл зіткнень, e, m_e – заряд і маса електрона відповідно. Система рівнянь для f_0 і f_1 з урахуванням великої величини ν_y буде мати вигляд:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f_0}{\partial t} + \dfrac{eE}{3m_e}\cos\omega t\dfrac{\partial V_e^3 f_1}{V_e^2 \partial V_e} = I_{ст}(f_0) \\ \dfrac{\partial f_1}{\partial t} + \dfrac{eE}{m_e V_e}\cos\omega t\dfrac{\partial f_0}{\partial V_e} = -\nu_y f_1. \end{cases} \qquad (2)$$

Розглянемо два граничні випадки залежно від співвідношення між частотою електромагнітного поля та частотою зміни енергії електрона

$$\frac{1}{\tau} = \left(I_{ст}(f_0) \sim \frac{f_0}{\tau}\right),$$

де $1/\tau$ – частота обмінів енергією між електроном і атомом.

Якщо частота електромагнітного поля мала ($\omega\tau << 1$), то членами $\partial f_0/\partial t$, $\partial f_1/\partial t$ у системі рівнянь (2) можна знехтувати в порівнянні із члена-

© Н.С. Антоненко

ми $I_{ст}(f_0)$ і $\nu_y f_1$ відповідно. При цих умовах система рівнянь для f_0 і f_1 має той же вигляд, що й у стаціонарному випадку. Практичний інтерес представляє інший граничний випадок, коли $\omega t >> 1$. У цьому випадку енергія, передана від електронів до атомів за один період, становить малу частку енергії електронів. Тому енергія електронів протягом періоду коливань змінюється тільки за рахунок взаємодії з електромагнітним полем. Тому, що ця енергія вкладається та забирається у електронів, відповідних до несиметричної частини функції розподілу f_1, то сферично симетрична частина функції розподілу f_0 не залежить від часу.

Використаємо наведені міркування для розв'язання системи рівнянь (1) при $\omega t >> 1$. Розкладемо функцію розподілу електронів у ряд Фур'є:

$$f_0(V,t) = \sum_n f_{0,n}(V)e^{i\omega nt},$$

$$f_1(V,t) = \sum_n f_{1,n}(V)e^{i\omega nt}.$$

При цьому система рівнянь (1) прийме вид:

$$i\omega n f_{0,n} + \frac{eE}{6m}\frac{dV^3(f_{1,n+1} + f_{1,n-1})}{V^2 dV} = I_{ст}(f_{0,n}),$$

$$i\omega n f_{1,n} + \frac{eE}{2m}\frac{d(f_{0,n-1} + f_{0,n+1})}{VdV} = \nu_y f_{1,n}.$$

Відповідно до проведеного аналізу, у цій системі рівнянь можна обмежитися елементом $f_{0,0}$ для сферично симетричної частини функції розподілу й елементами $f_{1,1}$, $f_{1,-1}$ для несиметричної частини. Інші члени розкладання будуть пов'язані із цими членами наступними співвідношеннями:

$$f_{0,\pm(2k+1)} \sim \frac{f_{0,0}}{(\omega\tau)^k}\frac{\left(\omega^2 + \nu_y^2\right)^{(k-1)/2}}{(2k)!!\prod_{m_e=1}^{k}\left[(2m_e+1)^2\omega^2 + \nu_y^2\right]^{1/2}},$$

$$f_{0,\pm(2k+1)} \sim \frac{f_{1,\pm1}}{(\omega\tau)^k}\frac{\left(\omega^2 + \nu_y^2\right)^{k/2}}{(2k)!!\prod_{m_e=1}^{k}\left[(2m_e+1)^2\omega^2 + \nu_y^2\right]^{1/2}}.$$

Обмежившись членами розкладання $f_{0,0} \equiv f_0$, $f_{1,1}$, $f_{1,-1}$ функції розподілу, перетворимо систему рівнянь (2) до вигляду:

$$\begin{cases} \dfrac{eE}{6m_e V_e^2}\dfrac{dV^3(f_{1,1} + F_{1,-1})}{d_{V_e}} + I_{ст}(f_0) = 0; \\ (i\omega + \nu_y)f_{1,1} + \dfrac{eE}{2m_e V_e}\dfrac{df_0}{dV_e} = 0; \\ (-i\omega + \nu_y)f_{1,1} + \dfrac{eE}{2m_e V_e}\dfrac{df_0}{dV_e} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

що дає рівняння для f_0:

$$\frac{1}{6}\left(\frac{eE}{m_e}\right)^2 \frac{d}{V_e^2 dV_e}\left[\frac{V_e^2\nu_y}{\left(\omega^2 + \nu_y^2\right)}\frac{df_0}{dV_e}\right] = I_{ст}(f_0).$$

Розв'язання цього рівняння в окремому випадку, коли $I_{ст}(f_0)$ визначається пружним зіткненням електрона з атомами газу та має вигляд:

$$f_0(V) = C_н \times$$

$$\times\exp\left\{-\int_0^V\left[T + \frac{e^2E^2M_a}{6m_e^2\left(\omega^2 + \lambda_y^2\right)}\right]^{-1} m_e V_e dV_e\right\}, \quad (4)$$

де $C_н$ – константа нормування, M_a – маса атома.

Несиметрична частина функції розподілу в цьому окремому випадку має вигляд:

$$f_1(V,t) =$$

$$= -\frac{eE}{m_e\left(\omega^2 + \nu_y^2\right)V_e}\left(\nu_y \cos\omega t + \sin\omega t\right)\frac{df_0}{dV_e}. \quad (5)$$

Визначимо тепер температуру електронів для слабоіонізованої плазми, що перебуває в полі надвисокої частоти. Щільність електронів велика, так що обмін енергією між електронами відбувається набагато інтенсивніше, ніж між електронами і атомами, частота електромагнітного поля ω велика в порівнянні із частотою обміну енергією між окремим електроном і атомом.

Щоб урахувати зіткнення між електронами, необхідно ввести в перше рівняння із системи рівнянь (3) інтеграл електрон-електронних зіткнень. При цьому два інших рівняння системи (3) залишаються без змін. Через те, що зміна енергії електрона в результаті зіткнення з електронами відбувається інтенсивніше, ніж при зіткненні з атомами, перше з рівнянь системи рівнянь (3) дає нульовий інтеграл електрон-електронних зіткнень. Це приводить до максвелловської функції розподілу електронів по енергіях.

Друге й третє рівняння системи (3) зберігаються, що означає правильність виразу (5). Він дає можливість визначити дрейфову швидкість електронів:

$$u(t) = \frac{eE}{3T_e}\left\langle V_e^2\frac{(\nu_y\cos\omega t)}{\omega^2 + \nu_y^2}\right\rangle.$$

Тут T_e – температура електронів, а усереднення по швидкостях, яке позначено $\langle\ \rangle$, проводиться за максвелловською функцією розподілу електронів.

Запишемо рівняння балансу енергії для окремого електрона. Кінетичне рівняння для електрона має вигляд [8]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eE}{m_e}\cos\omega t\frac{\partial f}{\partial V_x} = I_{ee} + I_{ea}, \quad (6)$$

де I_{ee} й I_{ea} – інтеграли електрон-електронних і електрон-атомних зіткнень відповідно.

Помножимо вираз (6) на кінетичну енергію електрона $mV_e^2/2$, проінтегруємо по швидкостях електронів і усереднимо за часом.

Тому що

$$\int I_{ee} \frac{m_e V_e^2}{2} dV_e = 0, \qquad (7)$$

то одержимо:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t}\left\langle \frac{m_e V_e^2}{2} \right\rangle} + \overline{eEU\cos\omega t} = \int \frac{m_e V_e^2}{2} I_{ea} dV_e, \qquad (8)$$

де риса зверху означає усереднення за часом. Перший член у лівій частині співвідношення (8), що є середньою зміною середньої енергії електрона в одиницю часу, по визначенню цієї величини дорівнює нулю. Використовуючи вираз для дрейфової швидкості електрона та значення середніх величин $\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}$, $\overline{\cos\omega t \sin\omega t} = 0$, знайдемо вираз, що характеризує собою середню енергію, одержувану від поля окремим електроном за одиницю часу:

$$\overline{eEU\cos\omega t} = \frac{(eE)^2}{6T_e}\left\langle \frac{\nu_y V_e^2}{\omega^2 + \nu_y^2} \right\rangle.$$

Обчислимо величину в правій частині рівняння балансу енергії (8), яка являє собою енергію, що віддається окремим електроном газу в результаті пружних зіткнень цього електрона з атомами газу. Із цією метою визначимо дрейфову швидкість і середню енергію електронів при пружному зіткненні електронів з атомами газу, якщо час передачі енергії при зіткненні двох електронів менше, ніж при зіткненні електронів з атомами газу. Розглянемо випадок коли $\nu_y = C_н V$, тобто $\nu_y = C_н V = \text{const}$. Тоді система рівнянь для f_0 й f_1 прийме вид:

$$\begin{cases} \dfrac{eE}{3m_e} \dfrac{df_1 V_e^3}{V_e^2 dV_e} = I_{ae} + I_{ee}; \\ \dfrac{eE}{m_e} \dfrac{df_0}{dV_e} = -\nu_y V_e f_1. \end{cases} \qquad (9)$$

У розглянутому випадку

$$\nu_{ee} \sim I_{ee} >> I_{ae} \sim \frac{m_e}{M_a} \nu_{ea}.$$

Помножимо перше рівняння системи (9) на $mV_e^2/2$ та про інтегруємо по швидкостях електронів, враховуючи вираз (7). У результаті одержимо:

$$eEu = \int \frac{m_e V_e^2}{2} I_{ea} dV_e.$$

Як видно з останнього виразу, член у правій частині першого рівняння (9) порядку I_{ae}, тобто значно менше I_{ee}, тому в нульовому наближенні із цього рівняння одержуємо $I_{ee} = 0$. Розв'язком цього рівняння є максвелловська функція розподілу:

$$f_0 = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mV^2}{2T_e}\right).$$

Із цього рівняння випливає

$$f_1 = \frac{eEf_0}{\nu_y T},$$

отже,

$$u = \frac{eE}{T_e}\left\langle \frac{V_e^2}{3\nu_y} \right\rangle.$$

У розглянутому випадку, коли

$$\nu_y = \nu_T \left(\frac{m_e V_e^2}{2T_e}\right)^{n/2},$$

маємо

$$u = \frac{2eE}{3m_e\nu_T} \int_0^\infty \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \cdot x^{4-n} dx = $$

$$= \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{eE}{m_e \nu_T} \Gamma\left(\frac{5-n}{2}\right),$$

де ν_T – частота теплового зіткнення,

$$x = \sqrt{m_e V_e^2 / 2T_e}.$$

Далі

$$-\left\langle \frac{m_e V_e^2}{2} I_{ea} \right\rangle =$$

$$= -T_e \int x dx \frac{m_e}{M_a} TV^3 \nu_y \left(\frac{f_0}{T} + \frac{\partial f_0}{m_e V_e \partial V_e}\right) =$$

$$= 2T_e T\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e}\right)\frac{m_e}{M_a}\left\langle x^2 \nu_y \right\rangle =$$

$$= \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{m_e}{M_a} (T_e - T)\nu_y \Gamma\left(\frac{5+n}{2}\right).$$

Тому що

$$eEu = -\left\langle \frac{m_e V_e^2}{2} I_{ea} \right\rangle,$$

то

$$T_e - T = M_a \frac{e^2E^2}{3m_e^2 \nu_T^2} \frac{\Gamma((5-n)/2)}{\Gamma((5+n)/2)}. \qquad (10)$$

При $n = 0$

$$T_e - T = M\frac{e^2E^2}{3m_e^2\nu_T^2}, \qquad (11)$$

при $n = 1$

$$T_e - T = M\frac{e^2E^2}{6m_e^2\nu_T^2}. \qquad (12)$$

Одержимо залежності для більших напруг поля із простих оцінок.

Зміна швидкості електрона за час між двома зіткненнями з атомом дорівнює

$$\Delta V_c \sim eE/m_e \nu_T \, .$$

Функція розподілу електронів по швидкостях сферично симетрична, так що середня зміна енергії електрона між двома зіткненнями за рахунок зовнішнього поля відповідає порядку

$$m_e \Delta V_e^2 \sim m_e \left(eE/m_e V_e \right)^2 .$$

Ця енергія передається атомам газу, причому за кожне зіткнення атому залишається енергія електрона порядку $m_e \overline{\varepsilon}/M_a$, де $\overline{\varepsilon}$ – середня енергія електрона. Звідси знаходимо, що середня енергія електрона порядку

$$\overline{\varepsilon} \sim M_a \left(eE/m_e V_e \right)^2 ,$$

причому це виконується при більших напругах електричного поля, коли середня енергія електронів значно перевищує теплову енергію часток газу.

Якщо скористатися отриманим вище значенням енергії, що віддається окремим електроном газу, то одержимо вираз для різниці електронної $\left(T_e\right)$ і атомної $\left(T\right)$ температур:

$$T_e - T = \frac{M_a}{6} \left(\frac{eE}{m_e} \right)^2 \frac{\left\langle \dfrac{\nu_y V^2}{\omega^2 + \nu_y^2} \right\rangle}{\left\langle \nu_y V_e^2 \right\rangle} . \qquad (13)$$

У випадку малих частот електромагнітного поля $\left(\omega/\nu_y << 1\right)$ формула (13) збігається з формулою (10), якщо в отриманих виразах (10), (11), (12) напругу електричного поля E замінити її ефективним значенням $E/\sqrt{2}$. При більших частотах електромагнітного поля $\left(\omega/\nu_y >> 1\right)$ різниця між електронною і атомною температурами не залежить від частоти зіткнень електрона з атомами та дорівнює:

$$T_e - T = \frac{M_a}{6} \left(\frac{eE}{m_e \omega} \right)^2 . \qquad (14)$$

Висновки

Таким чином, отримані вирази для оцінки електронної температури пробою в повітряному середовищі. Показано, що за умови $\omega t >> 1$ енергія електронів протягом періоду коливань змінюється тільки за рахунок взаємодії з електромагнітним полем. При більших напругах електромагнітного поля середня енергія електрона значно перевищує теплову енергію часток газу, а різниця між електронною та атомною температурами не залежить від частоти зіткнень електрона з атомами, а залежить від частоти електромагнітного поля.

Список літератури

1. *Антоненко Н.С. Методи і пристрої захисту радіотехнічних систем від потужних електромагнітних імпульсів / Н.С. Антоненко, І.І. Сачук // Системи обробки інформації. – Х.: ХУПС, 2008. – Вип. 7(74). – С. 131-133.*
2. *Алыбин В.Г. Проблемы создания СВЧ защитных устройств для радиолокации и связи / В.Г. Алыбин // 12th Int. Crimean Conference "Microware Telecommunication Technology", 2002. – 9-13 September. – P. 15-21.*
3. *Силкин А.И. Универсальные беспилотники / А.И. Силкин, А.Б. Бренер, А.В. Дробышевский // Независимое военное обозрение. – 2003. – № 4. – С.4.*
4. *Таран Е.П. Динамика деградационных процессов в интегральных микросхемах / Е.П. Таран, В.В. Старостенко // Материалы Крымской микроволновой конференции, 1996. – С. 437-440.*
5. *Studies on Electromagnetic Radiation of Ultrashort Duration Pulse Interference on UHF Electronic Devices / N.P. Gadetski, K.A. Kravtsov, I.I. Magda et al. – AMEREM'96, Abstracts, Albuquerque, New Mexico, 1996. – P. 79.*
6. *Магда И.И. Воздействие импульсивных сигналов на автоколебательные системы / И.И. Магда, Р.В. Шаповал // Системи обробки інформації. – Х.: НАНУ, ПАНМ, ХВУ, 2003. – Вип. 1 (23). – С.120-126.*
7. *Лебедев И.В. Квазиактивный защитный ограничитель СВЧ мощности / И.В. Лебедев, М.В. Семенча // Радиотехника. – 2001. – № 2. – С. 17-21*
8. *Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа / Б.М. Смирнов. – М.: Наука, 1972. – 416 с.*

Надійшла до редколегії 12.05.2014

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.І. Барсов, Українська інженерно-педагогічна академія, Харків.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОБОЯ В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

Н.С. Антоненко

Рассмотрены основные макроскопические параметры предварительно созданной слабоионизованной плазмы. Рассмотренные параметры позволяют определить макроскопические характеристики ионизированной среды в волноводном тракте. Получено выражение для оценки электронной температуры пробоя в воздушной среде.

***Ключевые слова**: коэффициент диффузии, диффузионное сечение, электронная температура, функция распределения электронов, макроскопические характеристики.*

DETERMINATION OF ELECTRONIC TEMPERATURE OF HASP IS IN AIR ENVIRONMENT

N.S. Antonenko

The basic macroscopic parameters of the preliminary created ionizing plasma are considered. The considered parameters allow to define macroscopic descriptions of the ionized environment in a waveguide highway. It is got expression for the estimation of electronic temperature of hasp in an air environment.

***Keywords**: coefficient of diffusion, diffusive section, electronic temperature, function of distribution of electrons, macroscopic descriptions.*