

ІОННІ КОЛИВАННЯ В ПРИЛАДАХ ЗІ СХРЕЩЕНИМИ ПОЛЯМИ

Відомо, що шумові коливання, які генеруються в приладах зі схрещеними полями, заповнюють широку смугу частот. Механізм виникнення та підтримки цих коливань, що запропоновано в [1], можна прийняти як робочу гіпотезу.

Усі класи приладів зі схрещеними полями працюють у режимі обмеження просторовим зарядом, тому в просторі взаємодії таких приладів існує мінімум потенціалу. Наявність мінімум потенціалу призводить до виникнення не тільки іонно-релаксаційних коливань, але й іонно-плазмових коливань, котрі породжують шум у діапазоні кільканадцяти десятків мегагерц.

Крім того, заряджені частинки, що знаходяться в просторі взаємодії між катодом та анодом, обертаються під дією зовнішнього магнітного поля, породжуючи шум у діапазоні кількох сотень мегагерц.

Розширення шумового спектра приладів зі схрещеними полями взагалі й магнетронів зокрема за межі згаданого вище діапазону частот відбувається завдяки інтермодуляційній взаємодії між іонно-релаксаційними, іонно-плазмовими коливаннями та коливаннями, що виникають через обертальний рух заряджених частинок [2].

Отже, в магнетронах можна розглядати механізми виникнення та підтримки таких бічних коливань, що зумовлені наявністю іонів залишкових газів: іонно-релаксаційних, іонно-плазмових, іонно-гібридних.

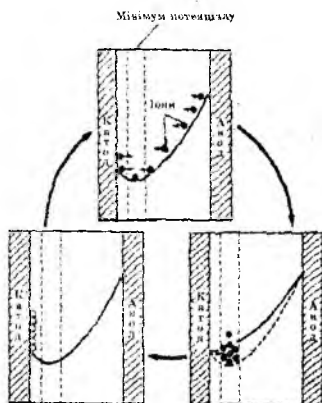
Для теоретичного розгляду механізмів перелічених коливань застосуємо модуляційну модель, котра базується на радіотехнічному підході. Для правильного використання цієї моделі необхідно знати амплітуди та частоти коливань, котрі взаємодіятимуть. Визначимо ці параметри для кожного із згаданих механізмів.

Іонно-релаксаційні коливання

Розглянемо низькочастотні коливання, які виникають при релаксаційному механізмі збудження, що зумовлено періодичним скиданням іонів, котрі накопичено в потенційній ямі, в бік електроду з меншим потенціалом.

Механізм виникнення та підтримки цих коливань полягає ось у чому [1]. Електрони, які емітуються з катода, формують область мінімуму потенціалу біля катода.

Іони, які виникають у результаті зіткнень електронів з молекулами залишкових газів, рухаються до області мінімуму потенціалу в околі катода (верхній фрагмент рисунка). Іони, що виникають через зіткнення електронів з молекулами залишкових газів, дрейфують до області мінімуму потенціалу. Накопичення іонів в останній призводить до зменшення цього мінімуму (нижній правий фрагмент) і переміщення іонів до катода (нижній лівий фрагмент). Після досягнення іонами катода відбувається відновлення первісного розподілу потенціалу. Цей механізм збуджує іонно-релаксацийні коливання, які породжують шум у діапазоні нижче кількох мегагерц.



Для іонно-релаксацийних коливань час нейтралізації заряду t іонізованого газу відбивається таким виразом [2]:

$$t = 1/n_e$$

де n_e — імовірність іонізації.

Відповідно, частота іонно-релаксацийних коливань

$$f_r = 1/t = n_e \quad (1)$$

Імовірність іонізації n_e двоатомної молекули газу одним електроном зображується таким чином:

$$n_e = 2 n s v_e \quad (2)$$

де n — концентрація молекул газу; s — перетин іонізації газу електронами; v_e — швидкість електронів.

Співвідношення між тиском газу в магнетроні p та концентрацією n визначається формулою

$$n = p/kT, \quad (3)$$

де T — температура газу.

Перетин іонізації s газу електронами подається таким виразом [3]:

$$s = 16,85 \cdot 10^{-18} (b/x^2) (x/w) \ln(w/x), \quad (4)$$

де b — стала, яка визначається сортом газу; x — енергія іонізації газу, еВ; w — енергія електронів, що падають.

Як вже згадувалося, вважаємо, що режим роботи магнетрона статичний. У цьому режимі електрони обертаються навкруг катода з постійною швидкістю

$$v = w_H s r_c (1 - 1/s^2)/2, \quad (5)$$

де $s = r/r_c$; r_c — радіус катода магнетрона.

Таким чином, з урахуванням виразів (1) — (5) частота іонно-релаксаційних коливань

$$f_r = 16,85 \cdot 10^{-18} \left(\frac{b}{x^2} \right) \frac{x \omega_H p}{w k T} s r_c \left(1 - \frac{1}{s^2} \right) \ln \frac{w}{x}. \quad (6)$$

З (6) випливає, що для визначення частоти іонно-релаксаційних коливань у магнетроні необхідно визначити положення мінімуму потенціалу s . Як згадано вище, крім частоти необхідно знати амплітуду коливань, котру в першому наближенні будемо вважати рівною за значенням мінімуму потенціалу.

Аби визначити амплітуди цього процесу, необхідно дослідити залежність амплітуди іонно-релаксаційних коливань, тобто прикатодний мінімум потенціалу, від тиску залишкових газів. Для цього скористаємося методом, який запропоновано в [4] для площинного діода.

Розглянемо електронний потік у циліндричному магнетронному діоді як ідеальний газ. Тоді рівняння руху в статичному режимі можна записати у вигляді

$$n \frac{d^2 r}{dt^2} - n r \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 = n \eta \frac{U_a}{\ln s_a} \frac{1}{r} + n \eta \frac{dU}{dr} - m B r \frac{d\phi}{dt} - \frac{1}{m} \frac{dp}{dr}, \quad (7)$$

$$m \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\phi}{dt} \right) = e B r \frac{dr}{dt}, \quad (8)$$

де n — збурена концентрація заряджених частинок; $\hbar = e/m$ — питомий заряд частинки; U_a — потенціал анода; B — індукція сталого магнітного поля.

З (10) дістанемо

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\omega_H}{2} \left(1 - \frac{1}{s^2} \right).$$

Позначивши

$$\Phi(s) = -\frac{eU_a}{r_c \ln s_a} \frac{1}{s} + m r_c s \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 - e r_c B s \frac{d\phi}{dt}$$

й врахувавши рівняння безперервності $2\pi e l r v n = I$, з (7) матимемо

$$\frac{eU}{kT} = \frac{m}{kT} \delta^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) + \ln \frac{n}{n_0} + \frac{1}{kT} \int \Phi(s) ds, \quad (9)$$

де $d = I_a / 2\pi e l r_a$; n_0 — не збурена концентрація заряджених частинок.

За статичної рівноваги електронного газу в магнетроні функція розподілу електронів [5]

$$f = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\frac{1}{2}mv^2 + eU}{kT} \right),$$

а концентрація заряджених частинок визначається функцією

$$n = n_0 \int_0^\infty f d\mathbf{v} = n_0 \exp \left(-\frac{eU}{kT} \right).$$

Підставивши здобутий вираз у (9), отримаємо:

$$\frac{2eU}{kT} = \frac{m}{kT} \frac{\delta^2}{n_0^2} \left(e^{\frac{2eU}{kT}} - 1 \right) + \frac{1}{kT} \int \Phi(s) ds, \quad (10)$$

Відомо, що в точці мінімуму похідна функції дорівнює нулю.

Продиференціювавши (10), запишемо

$$\frac{2e}{kT} \frac{dU}{ds} = \frac{2em}{(kT)^2} \frac{\delta^2}{n_0^2} e^{\frac{2eU}{kT}} \frac{dU}{ds} + \frac{1}{kT} \Phi(s).$$

Отже, в точці мінімуму функція $\Phi(s)$ повинна дорівнювати нулю, тобто

$$\frac{eU_a}{r_c^2 \ln s_a} \frac{1}{s^2} + \frac{m\omega_H^2}{4} \left(1 - \frac{1}{s^2} \right)^2 - \frac{eB\omega_H}{2} \left(1 - \frac{1}{s^2} \right) = 0.$$

Здобувши корінь цього рівняння, можна визначити положення мінімуму потенціалу, а його значення буде коренем рівняння

$$\frac{2eU_{\min}}{kT} = \frac{m}{kT} \frac{\delta^2}{n_0^2} \left(e^{\frac{2eU_{\min}}{kT}} - 1 \right).$$

Концентрація n_0 пов'язана з тиском виразом (3), тому рівняння, з якого знаходиться мінімум потенціалу, перетворюється в таке:

$$U_{\min} = \frac{m}{2e} \left(\frac{dkT}{p} \right)^2 \left[\exp \left(\frac{2eU_{\min}}{kT} \right) - 1 \right].$$

На базі теоретичних міркувань, які наведено вище, розраховано залежності амплітуд та частот іонно-релаксаційних коливань від геометричних розмірів магнетронів, тиску, сорту та температури залишкових газів, а також від електричного та магнітного полів.

Іонно-плазмові коливання

Наявність у магнетроні некомпенсованого просторового заряду призводить до виникнення електростатичних коливань, які називаються плазмовими. При плазмових коливаннях спостерігається обмін енергією між електричним полем та кінетичною енергією частинок. Однак плазмові коливання мають локальний характер, вони не розповсюджуються й не утворюють хвиль. Це твердження стосується необмеженої плазми. Проте в плазмі електронних приладів розповсюдження хвиль, що утворюються, можливе завдяки існуванню крайових полів. Отже, плазмові коливання, що утворюються в магнетроні, мають впливати на вихідний сигнал.

Обмін енергією між електричним полем і кінетичною енергією частинок спричиняє періодичний рух останніх, подібний до коливань під дією пружної сили. При цьому роль своєрідної пружної сили грає напруженість поля об'ємного заряду E , яка виникає завдяки різниці концентрацій додатних та від'ємних зарядів.

Частоту й амплітуду іонно-плазмових коливань можна визначити з такої системи рівнянь:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{en}{e_0}; \quad (11)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m_i} \vec{E}; \quad (12)$$

$$\frac{dn}{dt} + n_0 \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (13)$$

де e — заряд частинки; e_0 — діелектрична стала; m_i — маса іона.

З системи рівнянь (11) — (13) легко можна отримати рівняння коливань густини об'ємного заряду

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{n_0 e^2}{m_i \epsilon_0} n = 0,$$

розв'язання якого дає зміну густини об'ємного заряду в часі:

$$n = n_0 \cos \omega_p t, \quad (14)$$

де $\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_i \epsilon_0}}$ — колова частота плазмових коливань.

Амплітуду іонно-плазмових коливань визначимо з рівняння (13), підставивши в нього вираз (14):

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \cos \omega_p t. \quad (15)$$

Оскільки нас цікавить амплітуда напруги електричного поля, котре створюється іонами, перепишемо рівняння (15) у вигляді

$$\Delta U = \frac{en_0}{e_0} \cos \omega_p t. \quad (16)$$

Для статичного режиму роботи магнетрона рівняння (18) з урахуванням циліндричності системи, що розглядається, переписється у вигляді

$$\frac{d^2 U}{ds^2} + \frac{1}{s} \frac{dU}{ds} = \frac{en_0}{\epsilon_0} r_c^2 \cos \omega_p t \quad (17)$$

з межовими умовами

$$U(s_a) = U(1) = 0,$$

де s_a — безрозмірний радіус анода.

Розв'язанням рівняння (17) з урахуванням межових умов буде

$$U = \frac{en_0}{4\epsilon_0} r_c^2 \cos \omega_p t \left(\frac{s_a^2 - 1}{\ln s_a} \ln s_a - s^2 + 1 \right),$$

або, якщо врахувати (5),

$$U = \frac{ep}{4\epsilon_0 k T} r_c^2 \left(\frac{s_a^2 - 1}{\ln s_a} \ln s - s^2 + 1 \right) \cos \sqrt{\frac{pe^2}{\epsilon_0 k T m_i}} t. \quad (18)$$

З аналізу виразу (18) випливає, що амплітуда іонно-плазмових коливань залежить від геометричних розмірів системи і від радіуса, щодо якого розглядаються ці коливання. Крім того, амплітуда іонно-плазмових коливань прямо пропорційна тиску залишкових газів у приладі й обернено пропорційна їх температурі.

Частота іонно-плазмових коливань залежить від тиску і від сорту газу. Причому, якщо газ багатокомпонентний, кожний сорт газу має свої амплітуди та частоти іонно-плазмових коливань, що залежать від парціального тиску.

Попередня оцінка амплітуд та частот іонно-плазмових коливань

для однокомпонентної плазми показала, що при зміні тиску залишкових газів у магнетронах від 1,3 мкПа до 130 мПа амплітуда цих коливань зростає від тисячних часток вольт до кільканадцяти вольт, а частота — від сотень кілогерц до сотень мегагерц.

Таким чином, аналіз, який проведено, свідчить, що у будь-якому ЕВП НВЧ М-типу існують іонно-плазмові коливання іонів залишкових газів. Вираз (18) дає можливість оцінити амплітуду та частоту цих коливань, а при визначених умовах за експериментальними даними оцінити тиск залишкових газів усередині приладу, що досліджується.

Іонно-гібридні коливання

Наявність у магнетроні магнітного поля, що є перпендикулярним до електричного, призводить до виникнення попереможної лоренцевої сили, напрямком якої нормальний до напрямку векторів індукції магнітного поля $\vec{B}$ та швидкості $\vec{v}$. Під дією цієї сили заряджена частинка набуває обертального руху з кутовою швидкістю, котра дорівнює частоті іонно-циклотронних коливань $\omega_H = \frac{e_i}{m_i} B$.

Частоту та амплітуду іонно-гібридних коливань можна визначити за допомогою системи рівнянь, яка відрізняється від системи рівнянь (11) — (13) рівнянням руху

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (19)$$

Із системи рівнянь (11), (13), (19) з урахуванням виразу (5) легко можна отримати рівняння коливань густини об'ємного заряду, розв'язання якого показує, як і у випадку іонно-плазмових коливань, змінення густини об'ємного заряду в часі: $n = n_0 \cos \omega_{UH} t$, де $\omega_{UH}^2 = \omega_p^2 + \omega_H^2$ — гібридна частота.

Звідси видно, що наявність магнітного поля, яке є перпендикулярним до електричного, призводить до виникнення коливань з частотою, що відрізняється як від плазмової, так і від циклотронної й називається іонно-гібридною. Амплітуда іонно-гібридних коливань описується виразом (18).

Таким чином, відомі частота й амплітуда надають можливість розрахувати взаємодію цих коливань з іншими.

Взаємодія коливань

Простір взаємодії магнетрона є дуже нелінійним середовищем, тому всі коливання, що існують в ньому, взаємодіють між собою. Взаємодія має модуляційний характер [6].

Амплітудна модуляція. Така модуляція є найпростішим і дуже розповсюдженим способом закладення інформації у високочастотне коливання. Обвідна амплітуда несучого коливання змінюється за законом, що збігається зі зміною високочастотного сигналу, який передають, а частота високочастотного коливання підтримується незмінною. Отже, амплітудно-модульований сигнал описується виразом [7]

$$U(t) = U_0 \sin \omega t + 0,5 U_0 M \sin(\omega + W)t + 0,5 U_0 M \sin(\omega - W)t,$$

де U_0 — амплітуда високочастотного коливання з частотою ω ; W — частота низькочастотного коливання; $M = \frac{U_{LF}}{U_0}$ — коефіцієнт амплітудної модуляції, $M \leq 1$.

Частотна модуляція. Якщо коливання взаємодіють таким чином, що частота високочастотного коливання не залишається незмінною, а змінюється за законом низькочастотного коливання, то має місце частотна модуляція. Частотно-модульований сигнал при тональній модуляції описується виразом [7]

$$U(t) = U_0 J_0(m) \sin \omega t + U_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) \sin(\omega + n\Omega)t + \\ + U_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(m) \sin(\omega - n\Omega)t,$$

де m — індекс частотної модуляції.

Максимальний індекс паразитної частотної модуляції можна визначити як $m = \arcsin \frac{U_{LF}}{U_0}$.

Взаємодія коливань з близькими частотами. Взаємодія коливань, що мають близькі частоти, призводить до виникнення у вихідному спектрі магнетрона коливань на комбінаційних частотах. Розглянемо дію на нелінійний пристрій, яким є магнетрон, бігармонічного коливання

$$U(t) = U_1 \cos \omega_1 t + U_2 \cos \omega_2 t. \quad (20)$$

У техніці широко розповсюджена апроксимація характеристик приладів відносно простими функціями, що лише наближено відбивають дійсні характеристики.

Вибір оптимальної апроксимації залежить від вигляду нелінійної характеристики, а також режиму роботи нелінійного приладу. Одним з найрозповсюдженіших способів є апроксимація поліномом. Запишемо апроксимуючий поліном у вигляді

$$i(U) = a_0(U) + a_1 U + a_2 U^2 + a_3 U^3 + \dots \quad (21)$$

Підстановка (20) у вираз (21) приводить до таких результатів:

$$\begin{aligned} i(U) = & a_0(U) + \frac{a_2}{2} (U_1^2 + U_2^2) + \frac{3a_4}{8} (U_1^4 + 4U_1^2 U_2^2 + U_2^4) + \dots \\ & \dots + (a_1 U_1 + \frac{3a_3 U_1^3}{4} + \frac{3a_3 U_1 U_2^2}{2} + \dots) \cos w_1 t + \\ & + (a_1 U_2 + \frac{3a_3 U_2^3}{4} + \frac{3a_3 U_1^2 U_2}{2} + \dots) \cos w_2 t + \\ & + (a_2 U_1 U_2 + \frac{3a_4 U_1^3 U_2}{2} + \frac{3a_4 U_1 U_2^3}{2} + \dots) \cos(w_1 + w_2) t + \\ & + (a_2 U_1 U_2 + \frac{3a_4 U_1^3 U_2}{2} + \frac{3a_4 U_1 U_2^3}{2} + \dots) \cos(w_1 - w_2) t + \dots \end{aligned}$$

Продовжуючи подібний аналіз для більш високих ступенів полінома (22), можна довести, що під час дії на нелінійний пристрій бігармонічного коливання у спектрі коливань на виході нелінійного приладу можуть бути коливання на таких частотах: $w = 0$ — стала складова; $w = n w_1$ при $n = 1, 2, \dots, k$ — гармоніки частоти w_1 ; $w = n w_2$ при $n = 1, 2, \dots, k$ — гармоніки частоти w_2 ; $w = |n w_1 \pm m w_2|$ при $n = 1, 2, \dots, k, m = 1, 2, \dots, k, k \geq n + m$ — комбінаційні частоти.

Таким чином, маючи вирази для амплітуд та частот іонних коливань, можна розрахувати амплітудно-частотний спектр іонного коливання, що зумовлене наведеними вище механізмами, а також результуючий спектр взаємодії цих коливань з іншими типами коливань, котрі існують у приладах зі схрещеними полями.

Список літератури: 1. Saito H., Kume M., Kawaguchi T. Improvement of performance of magnetron for microwave oven // Toshiba Rev. 1982. Vol. 37, N 9. P. 768 — 771. Jap. 2. Experimental study of noise generated by magnetrons for microwave ovens / K. Yamamoto, T. Kuronuma, T. Koinuma, N. Tashiro // J. of Microwave Power. 1981. Vol. 16, N 3 — 4. P. 271 — 276. 3. Plasma Engineering / M. Okada. Tokyo: Nikkan kagyo Shinbun Co. Ltd, 1965. 186 p. 4. Бахрах Л.Э. К теории плоского диода // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 7. С. 1569 — 1571. 5. Sachs H.M. Electromagnetic compatibility measurements // Electronic Industries. 1965. N 7. P. 106 — 110. 6. Ashley J.R., Searles C.B., Palka F.M. The measurement of oscillator noise at microwave frequencies // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1967. Vol. MTT-16, N 9. P. 735 — 760. 7. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: 2-е изд., перераб. и доп. М.: Сов. радио, 1971. 672 с.