

ОПТИМІЗАЦІЯ ФЛУКТУАЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ДІОДНИХ ГЕНЕРАТОРІВ
ВБУДОВАНИХ СИСТЕМ АВІОНІКИ

Вступ

Нагальна необхідність мініатюризації апаратури надвисоких частот, підвищення її економічності і надійності обумовила використання в якості активних елементів напівпровідникових приладів. Значні успіхи в напівпровідниковій технології та відкриття нових фізичних явищ зробили можливим широке застосування напівпровідників в надвисокочастотному діапазоні. Одним з перших явищ такого роду було надвисокочастотне випромінювання при ударній іонізації в р-п переходах, що послужило основою для створення в 1959 р. нового класу напівпровідникових приладів – лавино-пролітних діодів. На базі лавино-пролітних та подібних до них діодів створюються і швидко вдосконалюються різноманітні прилади та пристрої, в першу чергу генератори сантиметрового і міліметрового діапазонів.

Сучасні напівпровідникові діодні генератори НВЧ забезпечують досить велику вихідну потужність в безперервному режимі і можуть складати значну конкуренцію електровакуумним мікрохвильовим генераторам, особливо там, де потрібна конструктивна простота та надійність, що характерно для систем авіоніки. Одним з основних факторів, що обмежує максимальну потужність генератора на лавино-пролітних діодах (ГЛПД), є перегрів активної області діода, і як наслідок – незворотній тепловий пробій р-п переходу. Так, наприклад, кожні 100° С перевищення температури над 200° С зменшують середній час безвідмовної роботи діода на порядок, а при температурі вище 300° С відмови набувають випадкового характеру, оскільки одночасно включається кілька механізмів деградації.

Генератори на напівпровідникових діодах застосовуються в радіорелейних лініях, в системах сліпої посадки літаків, електронних вимірювачах висоти, стаціонарних та переносних радіолокаційних станціях. Такі генератори використовуються в якості задаючих в передавачах, гетеродинів в приймачах, як генератори шуму та інше.

Крім високої ефективності діодні генератори мають багато інших переваг, наприклад, невеликі габаритні розміри, високу надійність, не вимагають високовольтного джерела живлення та інше. Однак їх значним недоліком є досить високий рівень шуму. Особливо це відноситься до генераторів на лавино-пролітних діодах.

Існує багато методів досліджень флуктуаційних параметрів діодних генераторів. Так, наприклад, досліджуючи магнетронний генератор безперервних коливань, ще Д. Міддлтон [1] показав, що найкращий спосіб охарактеризувати шумові властивості певних генераторів генератора – це розділити їх шуми на амплітудно модульовані та частотно модульовані компоненти. В цій роботі розглядаються та аналізуються деякі методи оптимізації флуктуаційних властивостей таких генераторів.

1. Механізм формування флуктуаційних шумових компонентів діодних генераторів НВЧ

Шум діодного генератора НВЧ, в основному, складається з двох компонент: флуктуації основної частоти (високочастотний шум) і компоненти, яка обумовлена шумовою модуляцією (низькочастотний шум). Розглянемо модель діодного генератора, яка безпосередньо дозволяє врахувати флуктуаційний шум $e(t)$ та модуляційний шум $U(t)$. Одна з таких можливих моделей наведена на рис. 1.

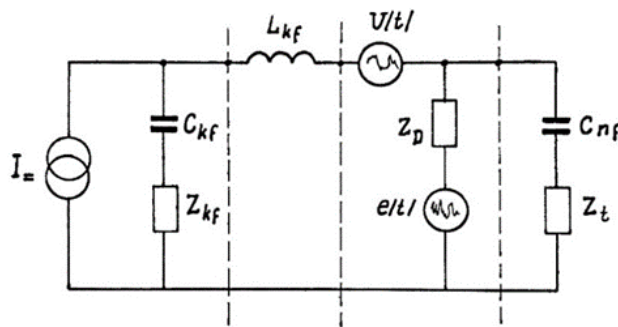


Рис. 1. Схема моделі генератора з урахуванням флукуаційних та модуляційних шумів

На рисунку генератор напруги $e(t)$ моделює флукуаційний шум. Модуляційний шум, що виникає в результаті флукуацій постійного струму δI , може бути представлений генератором напруги $U(t)$, підключеним до ланцюга живлення. Таке представлення генератора дозволяє роздільно враховувати шуми, що породжені флукуаціями джерела постійного струму та високочастотними флукуаціями. Таке розділення можливе завдяки фільтру у вигляді ємності C_{kf} та індуктивності L_{kf} . Комплексний опір Z_{kf} моделює низькочастотний вхідний опір ланцюга живлення.

У випадку вузько смугового шуму ця шумова напруга може мати наступний вигляд:

$$e(t) = \text{Re} [n(t) \exp j\omega t] = e_c(t) \cos\omega t - e_s(t) \sin\omega t, \quad (1)$$

де $e_s(t)$ та $e_c(t)$ – синусоїдальні та косинусоїдальні компоненти випадкової функції $n(t)$.

Напруга шуму $e(t)$, як випадковий процес, може бути представлена завдяки Фур'є-трансформації відповідною залежністю спектра густини потужності $S_{ee}(\omega)$.

Тобто

$$S_{cc}(\theta) = S_{ss}(\theta) = S_{ee}(\omega + \theta) + S_{ee}(\omega - \theta). \quad (2)$$

Зазначимо, що компоненти $e_c(t)$ та $e_s(t)$ є функціями, що повільно змінюються та характеризуються відповідними спектрами $S_{ee}(\theta)$ та $S_{ss}(\theta)$.

Модуляційний шум описується флукуацією постійного струму $\delta i(t)$ і відповідає певному спектру потужності $S_{II}(\omega)$.

Механізм формування шуму лавинного осцилятора можна проілюструвати, виходячи з рис. 2.

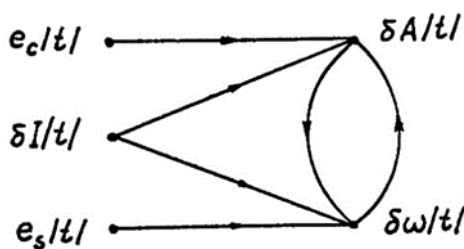


Рис. 2. Механізм формування шуму

Згідно з цим механізмом косинусоїдальна компонента флукуаційного шуму викликає флукуацію амплітуди, що призводить до послідовного відхилення частоти; в той час як синусоїдальна компонента флукуаційного шуму викликає коливання частоти, що, в свою чергу, призводить до коливання амплітуди через частотно залежні елементи генератора.

Таким чином, модуляційний шум може безпосередньо спричинити шум, як амплітудно нмодульований (АМ), так і частотно модульований (ЧМ).

2. Аналіз шумових компонентів діодних генераторів

Використовуючи умови виникнення коливань, у випадку малих відхилень амплітуди $\delta A(t)$ та струму живлення $\delta I(t)$ можна записати рівняння для активної та реактивної складової комплексного опору генератора, що працює у безперервному режимі:

$$R_D = R_D(A_0 I_0) - \frac{\partial R_D(A_0 I_0)}{\partial A} \delta A(t) - \frac{\partial R_D(A_0 I_0)}{\partial I} \delta I(t), \quad (3)$$

$$X_D(\omega) = X_D(A_0 I_0) + \frac{\partial X_D(A_0 I_0)}{\partial A} \delta A(t) + \frac{\partial X_D(A_0 I_0)}{\partial I} \delta I(t). \quad (4)$$

З урахуванням умов генерації на основній частоті рівняння (3) та (4), що визначають амплітуду і фазу коливань генератора, набувають вигляду

$$\begin{aligned} & \frac{\partial R_D}{\partial A} X'_t \delta A(t) - \frac{\partial X_D}{\partial A} R'_t \delta A(t) + |Z'_t|^2 \frac{1}{A_0} \frac{d\delta A(t)}{dt} = \\ & = \frac{1}{A_0} (X'_t e_c(t) + R'_t e_s(t)) - \frac{\partial R_D}{\partial I} X'_t \delta I(t) + \frac{\partial X_D}{\partial I} R'_t \delta I(t). \end{aligned} \quad (5)$$

Наведені вище рівняння є стохастичними функціями часу. Випадкові процеси $\delta A(t)$, $\delta \omega(t)$, $\delta I(t)$ та $e(t)$ – частково характеризуються своїми автокореляційними функціями. Зафіксувавши значення функції в певний момент часу t , а потім здвинувши її на $t+\tau$, перемноживши та проінтегрувавши по t , отримаємо наступні співвідношення:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial R_D}{\partial A} X'_t - \frac{dX_D}{dA} R'_t \right]^2 R_A(t) - \frac{1}{A_0^2} (Z'_t)^4 \frac{d^2}{d\tau^2} R_A(\tau) = \\ & = \frac{1}{A_0^2} (Z'_t)^2 R_e(\tau) + \left[\frac{\partial R_D}{\partial I} X'_t - \frac{\partial X_D}{\partial I} R'_t \right]^2 R_I(\tau), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial R_D}{\partial A} R'_t + \frac{\partial X_D}{\partial A} X'_t \right]^2 R_A(\tau) + (Z'_t)^4 R_\omega(\tau) = \\ & = \frac{1}{A_0^2} (Z'_t)^2 R_e(\tau) + \left[\frac{\partial R_D}{\partial I} R'_t + \frac{\partial X_D}{\partial I} X'_t \right]^2 R_I(\tau), \end{aligned} \quad (7)$$

де введено скорочення:

$$R_A(\tau) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \delta A(t) \delta A(t + \tau) dt, \quad (8)$$

$$R_\omega(\tau) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \delta \omega(t) \delta \omega(t + \tau) dt. \quad (9)$$

Слід зазначити, що ці рівняння справедливі при умові, що джерела флуктуаційного та модуляційного шуму будуть незалежними, некорельованими, тобто їх коефіцієнт кореляції дорівнює нулю.

Як відомо, автокореляційна функція і спектр щільності потужності утворюють Фур'є-пару. Таким чином, після певних математичних перетворень можемо отримати вираз для спектру флуктуацій частоти у наступній, досить складній формі:

$$\begin{aligned} S_{\omega\omega}(\Omega) = & \frac{\left[(Z'_t)^2 \Omega^2 + A_0^2 \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right)^2 \right] S_{ee}(\Omega)}{A_0^2 \left[\Omega^2 (Z'_t)^4 + A_0^2 \left(\frac{\partial R_D}{\partial A} X'_t - \frac{\partial X_D}{\partial A} R'_t \right)^2 \right]} + \frac{A_0^2 \left[\frac{\partial R_D}{\partial A} R'_t + \frac{\partial X_D}{\partial A} X'_t \right]^2 \left[\frac{\partial R_D}{\partial I} X'_t + \frac{\partial X_D}{\partial I} R'_t \right]^2}{(Z'_t)^4 \left[\Omega^2 (Z'_t)^4 + A_0^2 \left(\frac{\partial R_D}{\partial A} X'_t - \frac{\partial X_D}{\partial A} R'_t \right)^2 \right]} + \\ & + \frac{\left[\frac{\partial R_D}{\partial I} R'_t + \frac{\partial X_D}{\partial I} X'_t \right]^2}{(Z'_t)^4} S_{II}(\Omega). \end{aligned} \quad (10)$$

Для спрощення рівняння скористуємось графічним представленням робочої точки генератора (рис. 3). На комплексній площині зображено криву $Z_D(A)$ комплексного опору діода та

$Z_t(\omega)$ – комплексного опору коливальної системи генератора. Умови генерації показують, що точки перетину цих кривих представляють собою можливі робочі точки. Складний петлеподібний характер кривої навантаження обумовлений можливістю застосування багаторезонансної коливальної системи.

Припустимо, що генератор працює в стабільній робочій точці (наприклад, точка В на рис. 3).

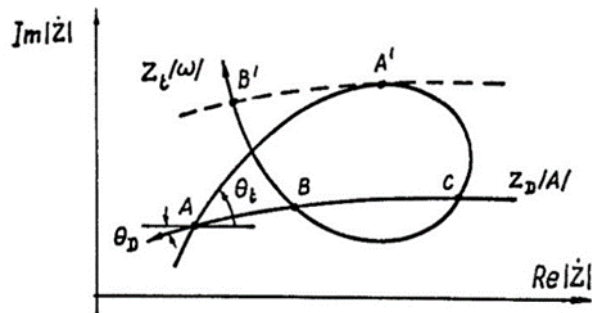


Рис. 3. Графічне представлення робочої точки генератора

Коливання амплітуди та струму живлення приводять до того, що робоча точка буде переміщуватися на комплексній площині. Припускаючи, що кути, які визначають положення кривих залежності комплексного навантаження від частоти $Z_t(\omega)$, комплексного опору діода від амплітуди коливань $Z_D(A)$ та струму живлення $Z_D(I)$ будуть незмінними та дорівнюватимуть θ, ψ, Θ , отримуємо наступні спрощені рівняння:

$$\frac{dZ_t}{d\omega} = \frac{dR_t}{d\omega} + j \frac{dX_t}{d\omega} = \left[\frac{dZ_t}{d\omega} \right] \exp(j\theta), \quad (11)$$

$$\frac{\partial Z_D}{\partial A} = \frac{\partial R_D}{\partial A} + j \frac{\partial X_{Dt}}{\partial A} = \left[\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right] \exp(j\eta), \quad (12)$$

$$\frac{\partial Z_D}{\partial I} = \frac{\partial R_D}{\partial I} + j \frac{\partial X_{Dt}}{\partial I} = \left[\frac{\partial Z_D}{\partial I} \right] \exp(j\psi). \quad (13)$$

Беручи до уваги ці рівняння, амплітудно модульований та частотно модульований спектри можна представити у вигляді

$$S_{AA}(\Omega) = \frac{S_{ee}(\Omega)}{\Omega^2 \left[\frac{dZ_t}{d\omega} \right]^2 + \left[\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right]^2 A_0^2 \sin^2(\Theta - \eta)} + \frac{S_0^2 \left[\frac{\partial Z_D}{\partial I} \right]^2 \sin^2(\psi - \Theta)}{\Omega^2 \left[\frac{dZ_t}{d\omega} \right]^2 + \left[\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right]^2 A_0^2 \sin^2(\Theta - \eta)} S_{II}(\Omega), \quad (14)$$

$$S_{\omega\omega}(\Omega) = \frac{\left[\Omega^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right)^2 A_0^2 \right] S_{ee}(\Omega)}{\left[\frac{dZ_t}{d\omega} \right]^2 A_0^2 \left[\Omega^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right)^2 A_0^2 \sin^2(\Theta - \eta) \right]} + \frac{\left[A_0^2 \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right)^2 \cos^2(\eta - \Theta) \left[\frac{\partial Z_D}{\partial I} \right]^2 \sin^2(\psi - \Theta) \right]}{\left[\frac{dZ_t}{d\omega} \right]^2 \left[\Omega^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right)^2 A_0^2 \sin^2(\Theta - \eta) \right]} + \frac{\left(\frac{\partial Z_D}{\partial I} \right)^2 \cos^2(\psi - \eta)}{\left(\frac{dZ_t}{d\omega} \right)^2} S_{II}(\Omega) \quad (15)$$

або в спрощеній формі:

$$S_{AA}(\Omega) = S_{ee}(\Omega) K_{AM}^{o2} + S_{II}(\Omega) K_{AM}^2, \quad (16)$$

$$S_{\omega\omega}(\Omega) = S_{ee}(\Omega) K_{AM}^{o2} + S_{II}(\Omega) K_{AM}^2, \quad (17)$$

де

$$K_{AM}^{o2} = \frac{1}{\Omega_m^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A} \right)^2 A_0^2 \sin^2(\Theta - \eta)}, \quad (18)$$

$$K_{AM}^2 = \frac{A_0^2 \left(\frac{\partial Z_D}{\partial I}\right)^2 \sin^2(\psi - \theta)}{\Omega_m^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{dZ_D}{dA}\right)^2 A_0^2 \sin^2(\theta - \eta)}, \quad (19)$$

$$K_{FM}^{02} = \frac{\Omega_0^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A}\right)^2}{A_0^2 \left[\Omega_m^2 \left(\frac{dZ_t}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_D}{\partial A}\right)^2 A_0^2 \sin^2(\theta - \eta) \right]}. \quad (20)$$

Аналізуючи схему заміщення лавинно-пролітного генератора, можна помітити, що низькочастотні коливання постійного струму значною мірою залежать від вхідного опору ланцюга джерела живлення. Модуляційний шум буде максимальним, коли вхідний опір ланцюга джерела живлення дорівнює нулю і зменшується по мірі його росту.

Щоб з'ясувати додаткові способи зменшення рівня шуму діодного генератора, проаналізуємо вирази (15) та (16). Якщо знехтувати модуляційним шумом, то можна спостерігати ще один параметр, який сильно впливає на шумові компоненти генератора, а саме – кут $(\theta - \eta)$, під яким перетинаються криві комплексного опору діода та комплексного опору коливальної системи.

Амплітудно та частотно модульовані компоненти шумових флуктуацій будуть оптимальними, якщо $(\theta - \eta)$ прямує до $\pi/2$, і досягнуть свого максимуму при $(\theta - \eta) = 0$. Зазначимо, що це справедливо тільки в стійких робочих точках.

Взаємозалежність флуктуацій амплітуди та частоти тим сильніша, чим під меншим кутом пересікаються криві $Z_t(\omega)$ і $Z_D(A)$. Цю залежність можна охарактеризувати за допомогою коефіцієнта кореляції $\gamma_{A\omega}$, який може бути записаний у вигляді

$$\gamma_{A\omega} = -\cos(\theta - \eta). \quad (21)$$

Теоретичний вид залежності коефіцієнта кореляції амплітуди та частоти $\gamma_{A\omega}$ разом із нормованим АМ спектром показаний на рис. 4.

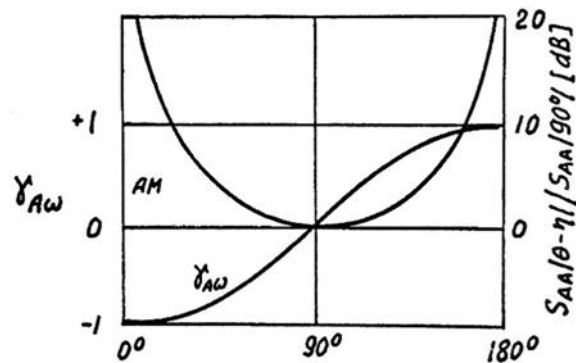


Рис. 4. Залежності $\gamma_{A\omega}$ та нормованого АМ спектру

Таким чином, чим більш складним є навантаження (наприклад, декілька резонаторів), тим більше можливостей впливу на кут θ , наслідком чого може бути оптимізація шумових параметрів генератора.

Висновки

Шумові флуктуації діодного генератора доцільно аналізувати як такі, що складаються з двох компонент – модуляційної та флуктуаційної.

При умові невеликих відхилень, що справедливо для більшості випадків, шум модуляції, при відповідному вхідному опорі схеми живлення, можна зробити мінімальним.

Високочастотний шум визначається трьома основними параметрами: безпосередньо шумом активного елементу генератора, нелінійністю активної та пасивної частин діода, частотною залежністю коливальної системи генератора.

Враховуючи це, маємо можливість оптимізувати рівень шумових флуктуацій або регулювати його.

Теоретичний аналіз шумових компонентів діодних генераторів свідчить, що в загальному випадку рівень частотно модульованого шуму діодних генераторів більш значний ніж амплітудно модульований шум, що підтверджують і практичні дослідження.

Список літератури:

1. Misawa T. Multiple uniform lagger approximation in analysis of negativ resistance in p-n junction in breakdown // IEEE Tran. Electron Devices vol. ED-14 1967. P. 795–808.
2. Misawa T. Negative Resistance in p-n Junctions Under Avalanche Breakdown Conditions, pts. I and II // IEEE Trans. Electron Devices. 1966. Vol. ED-13. P. 137–151. Jan. 1966.
3. Бондаренко М. Мікроелектроніка НВЧ. Ч. 2 : навч. посіб. Харків, 2019.
4. Олейник В.Ф., інші. Електронні прилади міліметрового та субміліметрового діапазонів на основі нанотехнологій. Київ : ООО ДВ, 2004.
5. Мельников А. И., Кобельков Г.И. Генерация та посилення радіохвиль сантиметрового та міліметрового діапазонів за допомогою напівпровідникового діода в області позитивного нахилу його статичної вольтамперної характеристики. Диплом на открытие N24, приоритет 27.X.
6. Карушкин Н. Ф. Синхронізація генераторів на ЛПД імпульсної і безперервної дії в міліметровому діапазоні довжин хвиль. 2021. № 110–20 <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2021.1-2.10>
7. Micorsemi (Hrsg.): GaAs IMPATT DIODES MI5001 – MI5022. 19. Januar 2009 (archive.org [PDF; abgerufen am 5. September 2021] Datenblatt).
8. IMPATT – Diode – Radar Basics // radartutorial.eu. Christian Wolff, abgerufen am 5. September 2021.

Надійшла до редколегії 04.10.2022

Відомості про авторів:

Меняйло Олександр Дмитрович – канд. техн. наук, доц., Харківський національний університет радіоелектроніки, доцент кафедри проектування та експлуатації електронних апаратів, Україна; e-mail: oleksandr.meniailo@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8969-2143>

Григор'єва Ольга Володимирівна – Харківський національний університет радіоелектроніки, старший викладач кафедри проектування та експлуатації електронних апаратів, Україна; e-mail: olha.hryhorieva@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5759-8897>

Махонін Віктор Геннадійович – Харківський національний університет радіоелектроніки, асистент кафедри проектування та експлуатації електронних апаратів, Україна; e-mail: viktor.makhonin@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0009-0003-5608-0513>