

ZGOMOTE SI PERTURBATII

Cap.2 Tipuri de zgomot

Zgomotul termic

Originea

Acest tip de zgomot isi are originea in agititia termica a electronilor liberi intr-un mediu disipativ (rezistenta), care conduce la aglomerari spontane de purtatori la capete.

Teorema lui Nyquist pentru sisteme liniare

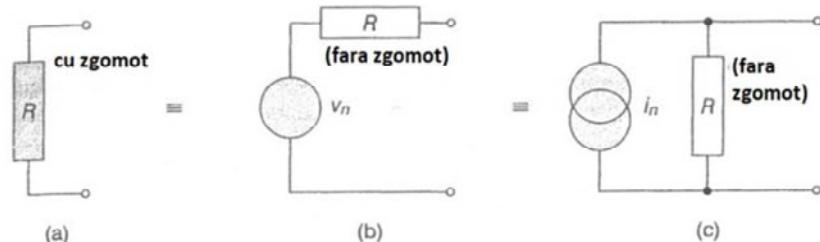


Fig.2.1

$$S(V_n) = \frac{\overline{V_n^2}}{\Delta f} = 4kTR [V^2/Hz] \quad (2.1)$$

$$S(i_n) = \frac{\overline{i_n^2}}{\Delta f} = \frac{4kT}{R} = 4kTG [A^2/Hz] \quad (2.2)$$

Aceasta teorema stabeleste ca fluctuațiile spontane ale tensiunii la bornele (sau ale curentului) unei rezistente liniare R, menținută în echilibru termic la temperatură T, sunt independente de mecanismele de conductie, de natura materialului, de geometria sau de dimensiunile rezistentei. Aceste fluctuații depend doar de valoarea rezistentei și de temperatura T exprimată în grade Kelvin.

Densitatea spectrală a tensiunii de zgomot în circuit deschis v_n (care este valoarea patratnică medie într-o bandă Δf unitară) este dată de relația (2.1).

Densitatea spectrală a curentului de zgomot în scurtcircuit în (care este valoarea patratnică medie într-o bandă Δf unitară) este dată de relația (2.2).

Generalizari ale teoremei lui Nyquist

- Cazul impedantei arbitrate

$$S(I_n) = 4kT \Re\{Z^{-1}\} = \frac{4kTR}{R^2 + X^2} \quad (2.3)$$

- Cazul mai multor impedante interconectate

$$\overline{v_n^2} = 4kT \int_0^{+\infty} \Re\{Z\} df \quad (2.4)$$

Cazul impedantei arbitrate

Fie un dipol in echilibru termic, de impedanta $Z = R+jX$. Expresia (2.2) devine (2.3).

Cazul mai multor impedante interconectate

Daca dipolul este constituit din mai multe impedante, curentul sau tensiunea de zgomot la bornele sale poate fi calculate cautind partea reala a impedantei vazuta la borne careia sa i se aplice relatia (2.4). Aceasta se numeste formula lui Nyquist.

Caracteristici

1. Distributia spectrala a puterii este uniforma, cel putin pina la frecvente foarte mari unde corelatia cuantica este necesara. In practica se considera ca aceasta limita este atinsa pentru $f_c = 0.15kT10^{34}[\text{Hz}]$.
2. Amplitudinile instantanee ale zgomotului termic au o distributie normal (gaussiana). Valoarea medie este nula si valoarea efectiva este radacina patrata din membrul drept al Eq.(2.1) sau (2.2)

1. Distributia spectrala a puterii este uniforma, cel putin pina la frecvente foarte mari unde corelatia cuantica este necesara. In practica se considera ca aceasta limita este atinsa pentru $f_c = 0.15kT10^{34}[\text{Hz}]$.
2. Amplitudinile instantanee ale zgomotului termic au o distributie normal (gaussiana). Valoarea medie este nula si valoarea efectiva este radacina patrata din membrul drept al Eq.(2.1) sau (2.2)

Zgomotul de alice

Originea

Acest zgomot isi are originea in natura granulara a curentului electric si in trecerea purtatorilor de sarcina printr-o bariera de potential.

Zgomotul de alice

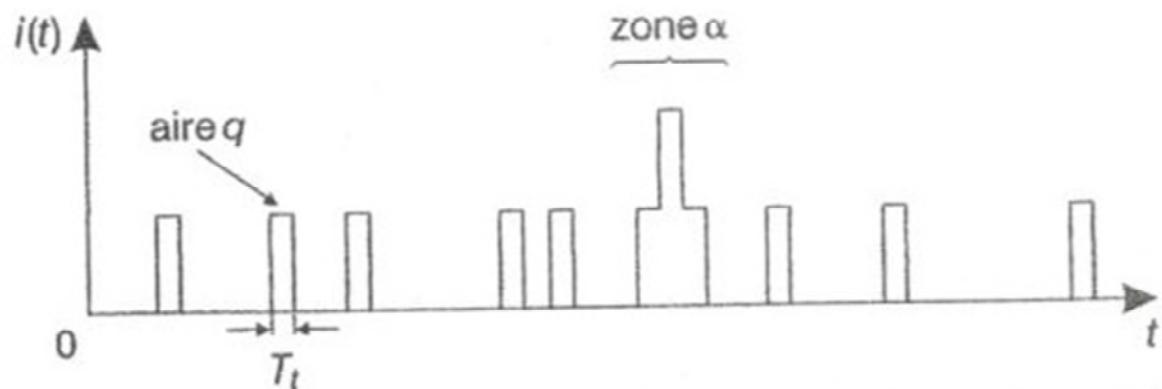


Fig.2.2

De fiecare data cind un purtator de sarcina traverseaza o bariera de potential (de exemplu zona depopulata dintr-o jonctiune PN), apare un impuls elementar de current.. Aceasta situatie este ilustrata in fig.2.2, unde se considera cazul unui current foarte slab produs prin trecerea purtatorilor individuali. In zona alpha, avem un pachet de 4 purtatori din care 2 traverseaza simultan bariera.. Am notat cu T_f timpul de transit (definit ca timpul necesar purtatorului sa traverseze regiune respectiva). Suprapunind impulsurile elementare datorate unui numar farte mare de purtatori, valoarea instantanea care va rezulta va fi fluctuanta in jurul valorii sale medii.

Zgomotul de alice

$$i(t) = q \sum_i \delta(t - t_i) \quad (2.5)$$

$$\overline{i(t)} = I_0 = \lambda q \quad (2.6)$$

$$S(I) = 2qI_0 [A^2/Hz] \quad (2.7)$$

$$\overline{i_n^2} = 2qI_0 \Delta f \quad (2.8)$$

Curentul instantaneu se poate pune sub forma (2.5), o suma de impulsuri Dirac de marime q .

Valoarea medie este Eq.(2.6), unde λ este numarul mediu de electroni care trec bariera intr-o secunda.

Densitatea spectrala (unilaterală) de current de zgomot de alice este Eq.(2.7) (luind în considerație doar frecvențele positive). Acest spectru este un spectru alb.

Valoarea patratică medie a componentei fluctuante suprapusă peste curentul mediu I_0 este data de teorema lui Schottky, Eq.(2.8)

Cazul unei jonctiuni PN

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.9)$$

$$\overline{i_{n,tot}^2} = \left(2qI_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + 2qI_s \right) \Delta f = 2q(I + 2I_s)\Delta f \quad (2.10)$$

$$g_m = \frac{dI}{dV} = \frac{qI}{kT} \quad (2.11)$$

$$\overline{i_{n,tot}^2} \simeq 2qI\Delta f = 2kTg_m\Delta f [A^2] \quad (2.12)$$

Curentul intr-o jonctiune PN constă în injectarea de purtatori minoritari prin jonctiune, urmata de difuzia și recombinarea lor.

Curentul total este exprimat sub forma Eq.(2.9), unde V este tensiunea aplicată și I_s este curentul de saturare. Acest curent total poate fi considerat ca suma a doi curenti, $I_s * \exp(qV/kT)$ și respectiv $-I_s$. Plecind de la principiul că cei doi curenti fluctuează independent, avem Eq.(2.10).

Conductanța diferențială la joasă frecvență este data de Eq.(2.11), ceea ce permite, în cazul unei jonctiuni polarizate direct, să se dea o relație aproximativă a Eq.(2.10) sub forma Eq.(2.12).

Expresia (2.12) comparată cu relația (2.2), arată că zgomotul de alice al unei jonctiuni PN, polarizată direct, este egal cu jumătate din zgomotul termic generat de o rezistență echivalentă cu rezistența diferențială.

Cazul unei jonctiuni metal-semiconductor

$$S(I_{tot}) = 2q(I + 2I_S) \quad (2.13)$$

$$S(I_{tot}) = 2kTg_m \frac{(I + 2I_S)}{I + I_S} \quad (2.14)$$

In cazul acestei jonctiuni, avem doua tipuri de purtatori:

- 1) Purtatorii care vin din metal in semiconductor si care trebuie sa treaca peste o bariera de potential de inaltime E_0 , de unde un current $-I_S$ care depinde foarte putin de tensiunea aplicata V .
- 2) Purtatorii care vin din semiconductor spre metal, care intilnesc o bariera de potential $q(\phi_c - V)$, unde ϕ_c este potentialul de contact. Se poate arata ca acest current , notat I , este proportional cu $\exp(qV/kT)$.

Currentul total fiind suma acestor doi curenti, densitatea spectrala de current de zgomot total este Eq.(2.13).

Folosind conductanta diferentiala gm , obtinem Eq.(2.14).

Zgomotul de avalansa

Originea

Acest zgomot este legat de multiplicarea prin avalansa a purtatorilor intr-o jonctiune PN polarizata invers.

Zgomotul de avalansa

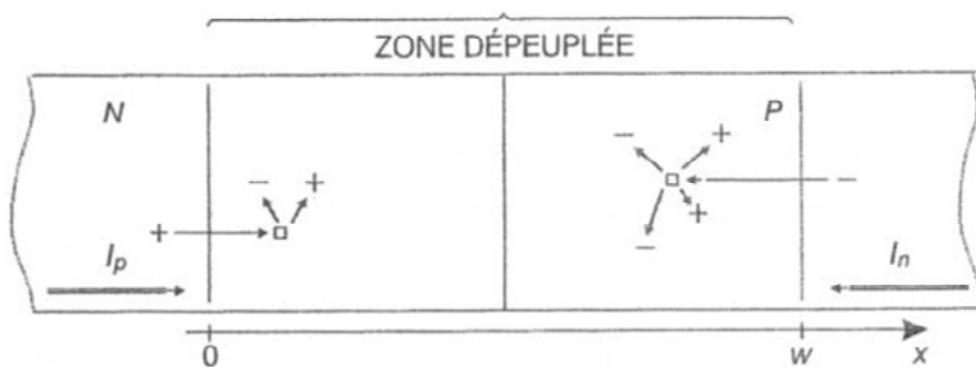


Fig.2.3

Cind o tensiune inversă aplicată crește spre valoarea de strapungere, cimpul electric devine din ce în ce mai intens. Sub influența lui, purtatorii de sarcină minoritari (electronii în materialul P și goliurile în materialul N) sunt accelerat și capăta suficientă energie pentru a genera una sau mai multe perechi electron-gol la fiecare coliziune cu nodurile retelei cristaline (fig.2.3).

Zgomotul de avalansa

$$\overline{i^2} = 2qI_0 \overline{M^2} \Delta f \quad (2.15)$$

$$S(I) = 2qI_0 \overline{M^2} [A^2/Hz] \quad (2.16)$$

$$I_0 = I_p(0) + I_n(w) + qA \int_0^w g(x) dx \quad (2.17)$$

In cazul purtatorilor generate prin avalansa, zgomotul asociat trecerii lor este mult mai complex, deoarece factorul de multiplicare M a purtatorilor este o variabila aleatoare de distanta (vezi fig.2.3) si timp. Mai mult, probabilitatea de a genera prin impact alti purtatori nu este aceeasi pentru electroni si pentru goluri.

Totusi, presupunind ca M este independent de x, expresia curentului de zgomot de avalansa este (2.15), ceea ce conduce la densitatea spectrala de current (2.16), unde I_0 este dat de (2.17). In aceasta relatie, $I_p(0)$ reprezinta curentul de goluri la $x = 0$, $I_n(w)$ reprezinta curentul de electroni la $x = w$, $g(x)$ este numarul de perechi electron-gol generate in punctul x, in volumul unitary si in timp de o secunda, iar A este aria setiunii structurii.

Acet zgomot afecteaza mai ales diodele Zener. El este un zgomot de tip "zgomot alb".