

# Capitolul 1

## Mecanisme de zgomot intrinsec

Zgomotele intrinseci se datorează însăși esenței conducerii electrice de speța întâi și de speța a doua. Aceste zgomote pot fi descrise matematic prin apelare la concepte din teoria probabilităților. Ele acoperă o gamă extrem de largă atât din punct de vedere al spectrului de frecvențe generat cât și al originii lor. Totuși, chiar și în cele mai defavorabile situații, nivelul lor este de cel mult ordinul milivolților. Se impune concluzia că studierea zgomotelor intrinseci, a mijloacelor de diminuare a efectelor lor, prezintă interes metodologic doar în domeniul măsurării precise a semnalelor de nivel mic.

### 1.1 Zgomotul termic

Zgomotul termic este prezent atât în conductorii de speța întâi (metale) cât și în semiconductori, datorându-se în principal agitației termice a purtătorilor de sarcină. Structura imperfectă a căilor de conducție influențează zgomotul termic; aceste imperfecțiuni determină o limitare fermă asupra conductibilității materialelor.

În cazul structurilor cristaline, amplasarea atomilor respectă o periodicitate strictă care, în conformitate cu mecanica cuantică, permite trecerea liberă a electronilor sau a perechilor electron-gol. Aceste “coridoare” de trecere pot fi puternic afectate de orice imperfecțiune a rețelei cristaline (frontiere de domeniu, incluziuni de impurități, materiale policristaline). Agitația termică a nucleelor din nodurile rețelei cristaline determină ciocniri (de regulă neelastice) cu purtătorii de sarcină.

Energia cinetică medie a acestor particule este proporțională cu temperatura. Zgomotul este asociat numai circuitelor rezistive. Elementele (ideale) reactive de circuit nu au contribuție în zgomot intrinsec.

Să presupunem că la momentul inițial  $t=0$ , numărul purtătorilor de sarcină care suferă “ciocniri” este  $P$ . Aceste ciocniri sunt evenimente independente. Notând cu  $T$  timpul mediu între două ciocniri (care este de ordinul  $10^{-14}$  secunde), putem exprima modificarea numărului purtătorilor de sarcină, care încă nu au suferit ciocniri, în intervalul  $(t, t+dt)$ :

$$dP(t) = \frac{P(t) \cdot dt}{T} \quad (1.1)$$

Prin rezolvarea acestei ecuații diferențiale se poate determina funcția de densitate a distribuției de timp între două ciocniri:

$$f(t) = \frac{1}{T} \cdot e^{-\frac{t}{T}} \quad (1.2)$$

Conductorul (având formă prismatică sau, la limită, cilindrică) este supus unui câmp electric (longitudinal)  $E_l$ . Unui purtător cu sarcina  $q$  și masa  $m$  i se imprimă astfel accelerația:

$$a_l = \frac{q}{m} \cdot E_l \quad (1.3)$$

Dacă notăm cu  $t_n$  intervalul de timp dintre impactul  $(n-1)$  și impactul  $n$ , spațiul parcurs în direcția longitudinală poate fi calculat cu relația:

$$X_n = \frac{a_l}{2} t_n^2 \quad (1.4)$$

Spațiul mediu, parcurs liber între două ciocniri consecutive, este de ordinul zecilor de nm.

Considerând un număr mare de ciocniri  $N$ , spațiul parcurs în acest timp este calculabil cu relația:

$$X(N) = \frac{a_l}{2} \sum_{n=1}^N t_n^2 = a_l \cdot N \cdot T^2 \quad (1.5)$$

Timul necesar pentru parcurgerea acestei distanțe este:

$$t(N) = \sum_{n=1}^N t_n = N \cdot T \quad (1.6)$$

Putem calcula viteza medie de deplasare a purtătorului de sarcină, pentru un număr de impulsuri considerabil de mare,  $N$ :

$$\bar{v}_{depl} = \frac{x(N)}{t(N)} = a_l T = \frac{q \cdot E_l}{m} \cdot T \quad (1.7)$$

Dacă într-o unitate de volum avem  $n_0$  electroni care se deplasează cu viteza  $\bar{v}_{depl}$ , densitatea de curent va fi dată de relația:

$$J_d = q \cdot n_0 \cdot \bar{v}_{depl} = \frac{q^2}{m} \cdot n_0 \cdot T \cdot E_l \quad (1.8)$$

Definind conductibilitatea unui material drept raportul dintre densitatea de curent și câmpul care o determină, avem:

$$\sigma = \frac{J_d}{E_l} = \frac{q^2}{m} n_0 T \quad (1.9)$$

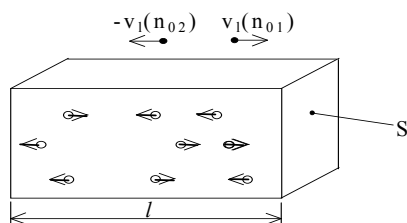
Conductibilitatea este proporțională cu intervalul de timp mediu dintre două ciocniri consecutive.

Relația (1.9) a fost obținută utilizând conceptele din mecanica clasică, singura mărime cuantică fiind " $m$ ", masa efectivă a electronului în cristal.

În absența câmpului electric exterior longitudinal  $E_l$ , prin (semi)conductor nu se stabilește un curent macroscopic. Deplasarea termică aleatorie a purtătorilor de sarcină are o viteză instantanee  $v$  mult mai mare decât anterior evaluata viteză  $\bar{v}_{depl}$ . Direcția de deplasare a purtătorilor de sarcină se modifică după fiecare ciocnire, implicând stabilirea unor curenți microscopici. Viteza medie a purtătorilor implicați în această mișcare haotică nu se modifică semnificativ în urma ciocnirilor deoarece temperaturile "părților" implicate în impact sunt practic egale.

Să presupunem că numărul purtătorilor de sarcină având aceeași polaritate din unitatea de volum este  $n$ , secțiunea transversală a conductorului implicat fiind egală cu  $S$ .

Pe considerente statistice, se poate accepta că există  $n_{01}$  purtători având viteza  $v_l$ , ceilalți ( $n_{02} = n_0 - n_{01}$ ) deplasându-se în sens contrar, cu viteza  $-v_l$ , conform figurii 1.1.



**Fig. 1.1** Componenta pe orizontală a vitezei termice a purtătorilor

S-a notat cu  $v_l$  proiecția vitezei termice a purtătorilor de sarcină pe direcția longitudinală (axa absciselor).

Curentul care se stabilește în sensul pozitiv al axei longitudinale are valoarea:

$$i_1 = S \cdot J_1 = S \cdot n_{01} \cdot q \cdot v_l = S \cdot n_{01} \cdot l \cdot \frac{qv_l}{l} = N_1 \cdot \frac{qv_l}{l} \quad (1.10)$$

S-a notat cu  $N_1 = S \cdot n_{01} \cdot l$  numărul purtătorilor de sarcină din întreg conductorul care se deplasează în direcția pozitivă a axei absciselor.

Analog, curentul care se stabilește în sens contrar are valoarea:

$$i_2 = S \cdot J_2 = S \cdot n_{01} \cdot q \cdot (-v_l) = S \cdot n_{02} \cdot l \cdot \frac{q(-v_l)}{l} = N_1 \cdot \frac{q(-v_l)}{l} \quad (1.11)$$

Dacă în volumul  $l \cdot S$  există atât goluri cât și electroni,  $N_1$  va reprezenta suma golurilor de viteză  $+v_l$  și a electronilor de viteză  $-v_l$ , în timp ce  $N_2$  se va calcula considerând golurile și electronii care se deplasează în sens contrar.

Numărul total al purtătorilor de sarcină din volumul conductorului este:

$$N = N_1 + N_2$$

Rezultanta curentului aleatoriu stabilit este:

$$i(t) = i_1 - i_2 = q \frac{v_l}{l} \cdot (N_1 - N_2) = \frac{2qv_l}{l} \left[ N_1(t) - \frac{N}{2} \right] \quad (1.12)$$

Semnul curentului depinde de tipul purtătorilor de sarcină (pozitivi sau negativi) și de valoarea instantanee a lui  $N_1(t)$ . Valoarea macroscopic sesizabilă este rădăcina medie pătratică (r.m.s, valoarea efectivă); semnul curentului nu este esențial iar calculele sunt valabile atât pentru electroni cât și pentru goluri.  $N_1$  și  $N_2$  sunt variabile aleatoare tinzând către valoarea  $N/2$ , având distribuție binomială. Fluctuațiile curentului  $i(t)$  sunt cauzate de ciocnirile aleatoare ale purtătorilor de sarcină și de imperfecțiunile rețelei cristaline. Distribuția intervalelor de timp dintre două ciocniri consecutive este exponențială. Aceasta înseamnă că se acceptă ipoteza (susținută statistic) conform căreia în intervalul de timp  $(t, t+\tau)$ , dintre toți purtătorii  $N$  care se deplasează, numai fracțiunea  $N \left( 1 - e^{-\frac{\tau}{T}} \right)$  este afectată de ciocniri reciproce.

Funcția de autocorelație a curentului  $i(t)$  are expresia:

$$A[i(t), i(t + \tau)] = \frac{q^2 \cdot \overline{v_d^2}}{l} \cdot \frac{N}{l} \cdot e^{-\frac{\tau}{T}} = \frac{q^2 \overline{v_d^2}}{l} S \cdot n_0 \cdot e^{-\frac{\tau}{T}} \quad (1.13)$$

Aplicând teorema Wiener-Khinchine, se poate calcula densitatea de putere a curentului  $i$ :

$$S_i(f) = 4 \int_0^{\infty} A[i(t), i(t + \tau)] \cos \omega \tau d\tau = \frac{4q^2 \overline{v_d^2}}{l} n_0 S \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{T}} \cos \omega \tau d\tau =$$

$$= \frac{4q^2 \overline{v_d^2}}{l} n_0 S \cdot \frac{T}{1 + \omega^2 T^2} \quad (1.14)$$

Aparent avem o distribuție lorentziană (de tip  $\frac{x}{1+ax^2}$ ) dar valoarea extrem de mică a lui  $T$  ( $10^{-14}$ ) permite o bună aproximație:

$$1 + \omega^2 T^2 \cong 1 \quad (1.14')$$

pentru practic toate frecvențele din spectrul de interes.

Temperatura absolută  $T_a$  este o măsură a energiei interne a corpului respectiv, deci se poate scrie teorema:

$$\frac{1}{2} m \overline{v_d^2} = \frac{1}{2} k T_a \quad (1.15)$$

unde  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K este constanta lui Boltzman.

Ținând cont de (1.14), (1.14') și (1.15), regăsim formula bine cunoscută Einstein-Nyquist:

$$S_i(f) = 4q^2 \overline{v_d^2} \cdot n_0 \frac{S}{l} \cdot T = 4q^2 \frac{kT_a}{m} \cdot n_0 \frac{S}{l} \cdot T = 4kT_a \cdot \frac{S}{l} \left( \frac{q^2}{m} \cdot n_0 T \right) =$$

$$= 4kT_a \sigma \cdot \frac{S}{l} = \frac{4kT_a}{R} \quad (1.16)$$

În obținerea formei finale a relației (1.16) s-a ținut cont și de expresia rezistenței unui dipol, în funcție de conductibilitatea materialului și dimensiunile geometrice:

$$R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{S} \quad (1.17)$$

*Notă:* În demonstrația formulei (1.16) s-a acceptat ipoteza simplificatoare conform căreia  $v_d$  este constantă și orientată numai în direcția longitudinală (în ambele sensuri). În realitate  $v_d$  are distribuție Fermi-Dirac în metale, în timp ce în semiconductori respectă statistica Maxwell-Boltzman. Totuși, rezultatul este același. Relația (1.16) reprezintă expresia densității de putere a curentului de zgomot termic.

Prin multiplicare cu  $R^2$ , se obține expresia densității de putere a tensiunii de zgomot termic, existentă între terminalele dipolului:

$$S_n(f) = 4kT_a R \quad (1.18)$$

Într-o bandă de frecvențe  $B$ , expresia tensiunii de zgomot termic devine:

$$V_z^2 = 4kT_a R B \quad (1.19)$$

Se poate accepta că  $S_i(f)$  și implicit  $S_n(f)$  sunt constante până la cele mai înalte frecvențe. În apropierea frecvențelor optice, cuantele au o "scurgere"

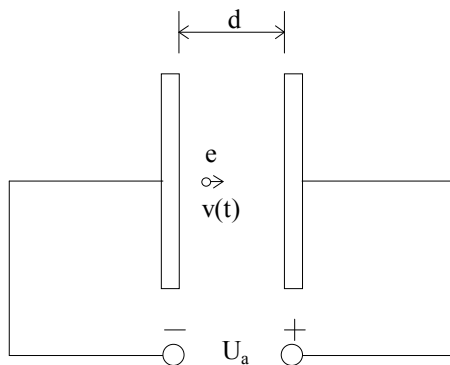
asemănătoare cu cea a purtătorilor de sarcină, suferă ciocniri cu particulele mediului de propagare, producând un zgomot numit "cuantic", care se suprapune peste zgomotul termic anterior discutat.

## 1.2 Zgomotul Shottky

În literatura scrisă în limba română, zgomotul Shottky mai este cunoscut și sub denumirea de "zgomot de alicie" (o posibilă traducere a termenului englezesc "shot"). Intuitiv, se poate accepta o legătură între traiectoriile unor alicie de vânătoare și maniera în care purtătorii de sarcină străbat o "groapă" de potențial. În dispozitivele electronice, aceste gropi de potențial, care produc modificări în fluxul ordonat al purtătorilor de sarcină, sunt asociate cu zonele eterogene. Astfel, la tuburi întâlnim acest gen de "discontinuități" la suprafața de separație dintre catodul metalic și vidul interior iar la dispozitivele cu semiconductori, la suprafața de contact dintre doi semiconductori dopați în sens diferit sau în zona de contact dintre un metal (pin) și un semiconductor. Această "groapă" de potențial ocupă un spațiu finit (care nu poate fi redus foarte mult, atât din considerente teoretice cât și tehnologice). În concluzie, timpul afectat parcurgerii acestei "discontinuități" de către purtătorii de sarcină este diferit de zero, ceea ce arată că modelul bazat pe impulsuri Dirac trebuie completat.

Să considerăm mișcarea unui electron între electrozii unei diode cu vid, conform figurii 1.2, situați la distanța  $d$  unul de celălalt.

Electronul, desprins din catodul incandescent, are viteza inițială nulă, fiind accelerat de tensiunea relativă  $U_a$  aplicată la anod.



*Fig. 1.2 Electron liber între electrozi planari*

Accelerația constantă imprimată electronului are expresia:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e \cdot E}{m} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_a}{d} \quad (1.20)$$

Viteza cu care electronul ajunge la anod este calculabilă cu formula lui Galilei:

$$v_{anod} = \sqrt{2ad} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a d} \quad (1.21)$$

Timpu de "curgere"  $t_c$  în care electronul parcurge (uniform accelerat) spațiul  $d$  se calculează cu formula cunoscută din mecanica clasică:

$$t_c = \frac{v_{anod}}{a} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a \frac{m^2 d^2}{e^2 U_a^2}} = d \sqrt{2 \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{U_a}} \quad (1.22)$$

Lucrul mecanic efectuat asupra electronului la deplasarea pe o porțiune  $dx$  este furnizat de tensiunea de alimentare  $U_a$ :

$$dL = Fdx = \frac{eU_a}{d} dx = U_a i(t) dt \quad (1.23)$$

S-a notat cu  $i(t)$  valoarea instantanee a curentului stabilit în circuitul exterior și furnizat de sursa  $U_a$ .

În relația (1.23) s-a folosit exprimarea în două moduri (meccanic, respectiv electric) a energiei suplimentare furnizată electronului de sursa de alimentare.

Din ultimii doi termeni ai relației (1.23) rezultă:

$$i(t) = \frac{e}{d} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{e}{d} \cdot v(t) = \frac{e}{d} \cdot a \cdot t \quad (1.24)$$

Se elimină  $a$  cu ajutorul relației (1.20) și  $d^2$  din (1.22), obținând:

$$i(t) = \frac{e}{d} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{U_a}{d} t = \frac{e^2}{m} \cdot U_a 2 \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{U_a} \cdot \frac{1}{t_c^2} \cdot t = \frac{2e}{t_c} \left( \frac{t}{t_c} \right) \quad (1.25)$$

Dacă numărul de electroni emiși simultan este  $n$  (considerat ca variabilă aleatoare cu distribuție Poisson, având valoarea probabilă  $M(n)$ ), valoarea medie a curentului va fi:

$$I = M[n \cdot i(t)] = M(n) \frac{2e}{t_c^2} \cdot \int_0^{t_c} \left( \frac{t}{t_c} \right) dt = M(n) \cdot \frac{e}{t_c} \quad (1.26)$$

Calculând funcția de autocorelație a acestui curent fluctuant, acceptând distribuția Poisson și condiția  $2\pi f t_c \ll I$ , în urma unei aproximări a dezvoltării în serie, se obține spectrul de putere al curentului de alic:

$$s(2\pi f) = \frac{1}{2\pi} \cdot e \cdot I \left[ 1 - \frac{(2\pi f t_c)^2}{18} \right] \quad (1.27)$$

Valoarea medie (pătratică) a curentului de alice "injectat" în circuitul exterior se calculează cu formula:

$$\overline{i^2} = S(f)\Delta f = 4\pi s(2\pi f)\Delta f = 2eI \cdot \left[ 1 - \frac{(2\pi f t_c)^2}{18} \right] \cdot \Delta f \quad (1.28)$$

Expresia din paranteza dreaptă a relației (1.28) este subunitară, depinzând de unghiul de tranzit ( $2\pi f t_c$ ).

Forma acestei dependențe este determinată de configurația electrozilor (plan-paraleli sau, cazul cel mai întâlnit, cilindrici concentrici).

În concluzie, putem afirma că pentru geometria studiată, pătratul curentului de alice este proporțional cu banda de frecvențe  $\Delta f$  și cu valoarea medie a curentului ce parcurge groapa de potențial.

În cazul dispozitivelor cu semiconductori, joncțiunea p-n se caracterizează printr-un strat intermediar, sărac în purtători de sarcină. Viteza purtătorilor de sarcină prin această zonă este aproximativ constantă. Dacă rezistența echivalentă a circuitului exterior este foarte mică, atunci pulsul de curent datorat trecerii unui singur purtător va fi dreptunghic iar spectrul de putere:

$$S(f) = 2qI \cdot \left[ 1 - \frac{(2\pi f t_c)^2}{12} \right] \quad (1.29)$$

unde  $S(f)$ ,  $I$  și  $t_c$  au semnificația stabilită în cazul precedent al diodei cu vid. Deoarece la semiconductori purtătorul de sarcină poate fi electron sau gol, s-a utilizat notația mai generală  $q$ .

Din cauza valorilor foarte mici ale timpului  $t_c$  se poate accepta că  $S(f)$  este constantă și independentă de forma impulsurilor. Deci, zgomotul de alice este de tip "alb" într-o bandă de frecvențe foarte largă.

S-a constatat totuși o anumită dependență de frecvență a densității de putere a zgomotului de alice care nu este influențată de valoarea finită a timpului de tranziție (de curgere)  $t_c$ . O explicație se poate baza pe existența elementelor parazite, cum ar fi capacitatea electrozilor, rezistența și inductanța firelor și terminalelor, care formează o cale de cuplaj între sursa de zgomot (joncțiunea p-n) și circuitul exterior, modificând atât spectrul de putere cât și funcția de autocorelație.

Astfel, dacă curentul de zgomot nu se injectează direct în circuitul exterior ci prin intermediul unui circuit  $R$ - $C$  (rezistența serie  $R$  și capacitatea electrozilor  $C$ ), densitatea spectrală de putere se poate calcula cu formula:

$$S'(f) = 2qI \cdot \frac{k(2\pi f t_c)}{1 + (2\pi f RC)^2} \quad (1.30)$$

S-a notat cu  $k(2\pi f t_c)$  un parametru care se modifică în funcție de unghiul de trecere,  $\omega t_c$ .



În expresia (1.30) se poate izola fracția  $\frac{1}{1+(2\pi fRC)^2}$ , care reprezintă funcția de transfer (în putere) a circuitului analizat.

### 1.3 Zgomotul de partiție

Purtătorii de sarcină existenți într-un dispozitiv electronic parcurg, în mod natural, căi aleatoare.

Să presupunem un caz simplificat. Avem un electrod care emite, în mod constant, în intervalul de timp  $\Delta t$ ,  $N$  purtători având sarcina individuală  $q$ . Dintre aceștia, nici unul nu se mai întoarce la electrodul emitent;  $n_1$  purtători ajung la electrodul  $a_1$  iar  $n_2=N-n_1$  ajung la electrodul  $a_2$ . Notăm cu  $p_1$  și  $p_2$  probabilitatea ca acești purtători să ajungă la electrodul  $a_1$ , respectiv la  $a_2$ .

Între  $p_1$  și  $p_2$  avem relația imediată:

$$p_1 + p_2 = 1 \quad (1.31)$$

Valoarea medie a curentului total ce străbate acest dispozitiv (un electrod emițător și doi electrozi receptori) este:

$$I = \frac{Nq}{\Delta t} \quad (1.32)$$

Acest curent mediu (constant) este format din doi curenți aleatori, având valorile instantanee:

$$i_1 = \frac{n_1 q}{\Delta t} \text{ și } i_2 = \frac{n_2 q}{\Delta t} \quad (1.32')$$

Variabilele  $n_1$  și  $n_2$  au distribuția binomială; fluctuațiile lui  $n_1$  determină pentru  $n_2$  fluctuații egale dar de sens contrar. În aceste condiții, relația (1.32') se poate retranscrie pentru valorile medii ale curenților:

$$I_1 = \frac{Nq}{\Delta t} \cdot p_1 \text{ și } I_2 = \frac{Nq}{\Delta t} \cdot p_2 \quad (1.32'')$$

Spectrul de putere al curentului injectat în exterior de fenomenul de repartiție qvasi-aleatorie a purtătorilor de sarcină este dat de relația:

$$S(f) = 2q \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} \quad (1.33)$$

Această configurație de tip paralel, (exprimată de relația 1.33) conferă rolul dominant ramurii de valoare mult mai mică. Astfel, în ipoteza  $I_1 \ll I_2$ , avem  $I_1 + I_2 \cong I_2$  și:

$$S(f) \cong 2q \cdot I_1 \quad (1.33')$$

Relația (1.33') sugerează analogia dintre zgomotul de partiție și zgomotul de alicie. Pentru situația în care  $I_1$  și  $I_2$  sunt se același ordin de mărime, distribuția este binomială iar în cazul formulei (1.33'), distribuția este

de tip Poisson. În mod practic,  $N$  are valori foarte mari, situație în care este acceptabilă asumarea distribuției normale.

*Observație:* Cu referire la același electrod emisiv, efectele zgomotului de alicie și de partiție pot fi cumulate într-o singură expresie a spectrului de putere:

$$S(f) = \left(\frac{I_1}{I}\right)^2 \cdot 2qI + 2q \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} \quad (1.34)$$

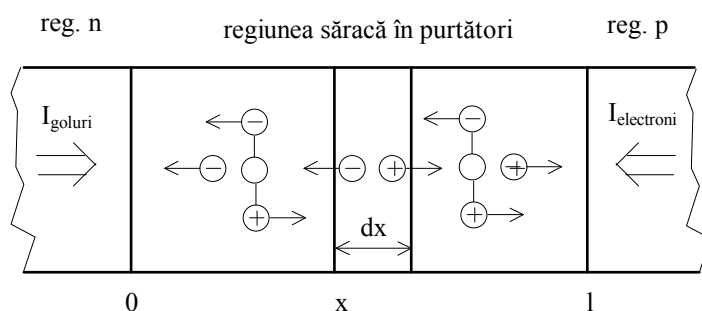
## 1.4 Zgomotul de avalanșă

Deși zgomotul de avalanșă poate fi generat și între conductori având contacte reciproce microscopice, el este tipic pentru joncțiunile p-n polarizate invers, care suferă un proces de străpungere la tensiune înaltă, constând din multiplicarea în avalanșă a purtătorilor de sarcină. Fenomenul de străpungere a joncțiunii p-n întâlnit la tensiuni joase, de ordinul a 5-7 volți, cauzat de efectul Zener (efect tunel) nu generează zgomot de avalanșă.

Efectul de avalanșă se produce datorită câmpului de intensitate mare, existent în joncțiunea p-n polarizată invers, aproape de nivelul de străpungere. Purtătorii minoritari (care generează câmpul invers), sunt puternic accelerați de câmpul anterior menționat și ciocnesc atomii neutri; rezultă una sau mai multe perechi de noi purtători (de ambele polarități). Fenomenul continuă, generându-se așa-numita zonă de plasmă, caracteristică străpungerii.

Purtătorii de sarcină primari generează în urma acestor ciocniri purtători secundari.

O imagine a fenomenelor ce au loc în regiunea săracă de purtători (regiune de câmp intens în joncțiunea p-n), având lungimea  $l$  și secțiunea transversală  $S$ , este prezentată în figura 1.3.



**Fig.1.3** Proces de avalanșare în regiunea săracă

În punctul de abscisă 0 intră golurile iar în punctul de abscisă  $l$  intră electronii. Notăm cu  $p(x)$  numărul perechilor de purtători generate (produse) în

unitatea de volum și în unitatea de timp, ca urmare a ciocnirilor, supraîncărcărilor sau radiațiilor electromagnetice.

Curentul total (conținând și contribuția purtătorilor secundari) se calculează cu relația:

$$I = I_{gol}(0) \cdot M(0) + I_{el}(l) \cdot M(l) + qS \int_0^l p(x)M(x)dx \quad (1.35)$$

S-au notat în (1.35) cu  $I_{gol}$  și  $I_{electron}$  curenții de goluri, respectiv de electroni care intră în regiunea "sărăcită" de purtători.

Prin  $M(0)$ ,  $M(l)$  și  $M(X)$  sunt desemnați factorii de multiplicare ce caracterizează purtătorii de sarcină intrând în punctele de abscisă  $0$ , respectiv  $l$  sau generați în punctul de abscisă  $X$ .

Dacă notăm cu  $dI(X)$  variația curentului produsă în volumul  $Sdx$ , putem scrie expresia fluctuației pătratice a curentului total:

$$d[\overline{i^2}(x)] = 2qM^2(x)dI(x)\Delta f \quad (1.36)$$

Datorită proceselor de "avalanșă", factorul de multiplicare  $M$  prezent în expresia (1.36) este ridicat la pătrat.

Valoarea medie pătratică a fluctuației totale trebuie calculată ținând cont de caracterul aleatoriu al ambelor variabile:  $dI(x)$  și  $M(x)$ . În ipoteza simplificatoare a factorului de multiplicare  $M$  constant (independent de distanță) și a distribuției Poisson, pentru curentul primar avem expresia:

$$\overline{i^2} = 2qI_0 \cdot M^2 \Delta f \quad (1.37)$$

unde

$$I = I_{gol}(0) + I_{el}(l) + qS \int_0^l p(x)dx \quad (1.38)$$

Din relația (1.37) se poate obține expresia densității de putere a acestui tip de zgomot:

$$S_i(f) = 2q \cdot I_0 \cdot M^2 \quad (1.39)$$

Dacă ținem cont că probabilitatea ciocnirilor generatoare de noi perechi de purtători este funcție de intensitatea câmpului (care depinde de distanță și nu este aceeași pentru goluri și electroni), expresia (1.39) ia forma:

$$S_i(f) = 2qI_{gol}(0) \cdot M^2 \cdot \left[ 1 + \frac{1-m}{m} \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (1.40)$$

în ipoteza curentului primar format în special din goluri, respectiv:

$$S_i(f) = 2qI_{el}(l) \cdot M^2 \cdot \left[ 1 - (1-m) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (1.41)$$

în varianta curentului secundar format majoritar din electroni.

Parametrul  $m$  reprezintă raportul dintre numărul de purtători de sarcină generați ca urmare a ciocnirilor întâmplare pe durata parcurgerii unei distanțe unitare, de către un gol (la numărător) și respectiv un electron (la numitor).

În cazul celui mai uzual semiconductor, siliciul, raportul " $m$ " este mult subunitar; prin compararea relațiilor (1.40) și (1.41) se impune concluzia conform căreia din punctul de vedere al nivelului minim de zgomot de avalanșă generat, este preferabil curentul de electroni.

Dacă luăm în considerare și timpul necesar purtătorilor pentru parcurgerea stratului "sărac", atunci factorul de multiplicare  $m$  depinde de timp:

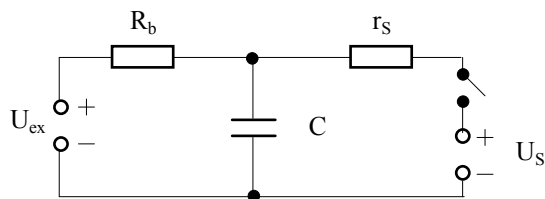
$$M(X, \omega) = \frac{M(X)}{1 + j\omega M\tau} \quad (1.42)$$

S-a notat cu  $\tau$  timpul de răspuns intrinsec, având valori de ordinul  $10^{-10}$  secunde.

Frecvența limită superioară a mecanismului de zgomot în discuție este influențată și de produsul  $M\tau$  dar mai ales de capacitatea și rezistența serie a joncțiunii p-n.

O joncțiune p-n, polarizată invers cu tensiunea  $U_{ex}$  (până în apropierea străpunerii, care se inițializează la tensiunea  $U_s$ ), având rezistența de limitare exterioară  $R_b$ , rezistența internă serie  $r_s$  și capacitatea totală  $C$ , prezintă circuitul echivalent din figura 1.4.

După conectarea sursei de tensiune, capacitatea  $C$  este încărcată (cu constanta  $R_b \times C$ ), până la valoarea  $U_{ex}$ . Cu toate că  $U_{ex} > U_s$ , străpungerea va

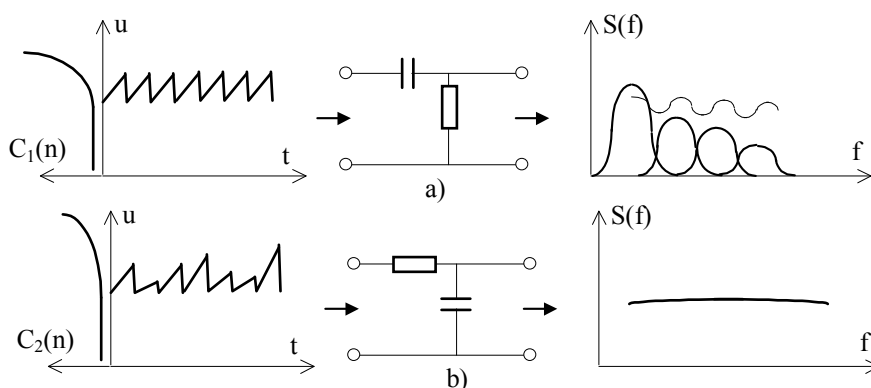


**Fig. 1.4** Circuitul echivalent al joncțiunii invers polarizate

avea loc numai dacă accelerarea purtătorilor primari este localizată într-un volum foarte restrâns, în care se va forma plasma.

Efectul străpungerilor prin avalanșă constă în înserierea rezistenței  $r_s$ , care produce o descărcare (parțială) a acestei capacități, având constanta de timp  $\frac{R_b \cdot r_s}{R_b + r_s} \cdot C$ , până la tensiunea corespunzătoare punctului static de funcționare. Durata celor doi timpi,  $t_1$  și  $t_2$ , de încărcare, respectiv descărcare a condensatorului  $C$  ilustrează caracterul aleator al fenomenului.

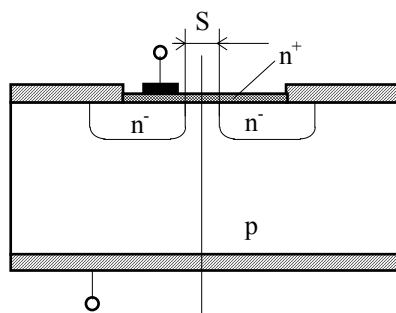
Circuitul discutat, datorită procesului stocastic introdus, poate fi folosit drept sursă de zgomot calibrat, conform figurii 1.5:



**Fig. 1.5** Spectrul de putere al semnalului “dinte de fierăstrău”(a) comparat cu cel al unui semnal aleator (b)

În locul sursei de tensiune, (cu rezistență înseriată) s-a utilizat injecția furnizată de un generator de curent. Avalanșa este inițiată de către emisia de câmp. În cazul din figura 1.5.a, probabilitatea emisiei de câmp este abruptă,  $C_1(n)$ , astfel încât avalanșările se produc sub forma unor "dinți de ferăstrău", aproape periodici, care prezintă după diferențiere un spectru de putere "vălurit". Pentru cazul ilustrat în figura 1.5.b, având probabilitatea emisiei de câmp  $C_2(n)$ , distribuția undei triunghiulare acoperă un interval mult mai larg, după integrare fiind obținut un spectru de putere aproape plat.

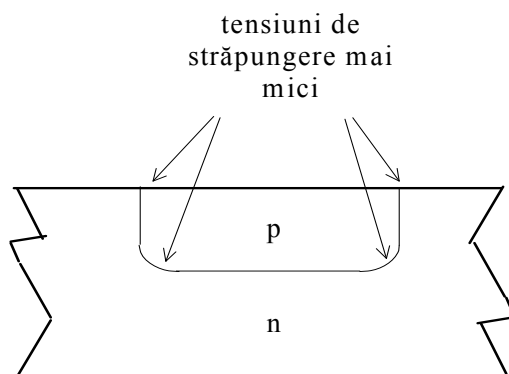
Străpungerea joncțiunii are loc pe toată suprafața secțiunii transversale numai în cazul joncțiunilor uniforme, care implică structura de diodă cu inel de gardă, conform figurii 1.6.



**Fig. 1.6** Joncțiune p-n uniformă cu inel de gardă

În această diodă, având joncțiunea formată din inelul de gardă slab dopat și substratul de tip p, străpungerea are loc perpendicular, într-o secțiune transversală bine definită,  $S$ , între straturile p și  $n^+$ .

În cazul diodelor planare (figura 1.7), există cele două regiuni de curbură care au o tensiune de străpungere mai mică decât regiunea plană; de asemeni, perimetrul în care joncțiunea atinge suprafața cip-ului are tensiune de străpungere mai mică.



**Fig. 1.7** Joncțiune p-n tip diodă planară

În aceste regiuni "sensibile", anumite imperfecțiuni ale cristalului de bază (dislocări, precipitații, fluctuații locale ale concentrației de dopaj), pot contribui la declanșarea unor "avalanșe locale" prin formarea microplasmei.

Zonele în care este generată microplasma se caracterizează prin diametre mici (de ordinul 1-2  $\mu\text{m}$ ), intensități de curent de ordinul  $\mu\text{A}$ , rezistențe serie mari (ordinul  $\text{k}\Omega$ ), fiind zgomotoase datorită comutărilor stochastice (ce pot eventual duce și la emisii luminoase slabe).

Înainte de străpungerii complete, în joncțiunea p-n apar, de regulă, mai multe zone de microplasmă. Procesul aleatoriu de formare a unei regiuni de microplasmă are probabilitatea de apariție:

$$p = (\alpha i_i(t) + \beta) \cdot (u_i(t) - U_s) \quad (1.43)$$

În relația (1.43),  $i_i(t)$  și  $u_i(t)$  sunt valorile instantanee ale curentului, respectiv tensiunii inverse,  $U_s$  este tensiunea de străpungere iar  $\alpha$  și  $\beta$  caracterizează frecvența de aprindere - stingere, cu cele două determinări ale ei: dependentă, respectiv independentă de curent.

## 1.5 Zgomotul de generare - recombinare

Rezistența  $R$  a unui bloc semiconductor omogen de lungime  $L$  și secțiune transversală  $S$  este dată de formula:

$$\begin{aligned} R &= \frac{L}{Sq(m_n \cdot n_0 + m_p \cdot p_0)} = \frac{L^2}{q(m_n \cdot V \cdot n_0 + m_p \cdot V \cdot p_0)} = \\ &= \frac{L^2}{q(m_n \cdot N_0 + m_p \cdot P_0)} \end{aligned} \quad (1.44)$$

În relația (1.44),  $m_n$  și  $m_p$  reprezintă mobilitatea electronilor (purători de sarcină negativi), respectiv a golurilor (purători de sarcină pozitivi). Produsele  $V \cdot n_0$  și  $V \cdot p_0$  dintre volumul eșantionului și densitatea de volum a purătorilor de sarcină la momentul inițial reprezintă numărul total al electronilor, respectiv golurilor din semiconductorul studiat la același moment de timp. Din cauza proceselor de generare și de recombinare, valorile  $N$  și  $P$  nu sunt constante, având variație aleatorie, cu implicație imediată asupra rezistenței globale.

Să presupunem că, la un moment  $t$  ales arbitrar, numărul purătorilor de sarcină din semiconductorul studiat este:

$$\begin{aligned} N &= N_0 + \Delta N(t) \\ P &= P_0 + \Delta P(t) \end{aligned} \quad (1.45)$$

La același moment de timp, rezistența va fi:

$$R = R_0 + \Delta R(t) = \frac{L^2}{q[m_n \cdot (N_0 + \Delta N) + m_p \cdot (P_0 + \Delta P)]} \quad (1.46)$$

Prelucrând relația (1.46) obținem:

$$\begin{aligned} \Delta R(t) = R(t) - R_0 &= \frac{L^2}{q[m_n \cdot (N_0 + \Delta N) + m_p \cdot (P_0 + \Delta P)]} - \frac{L^2}{q(m_n \cdot N_0 + m_p \cdot P_0)} = \\ &= \frac{L^2}{q(m_n N_0 + m_p P_0)} \left[ \frac{m_n N_0 + m_p P_0}{m_n (N_0 + \Delta N) + m_p (P_0 + \Delta P)} - 1 \right] \end{aligned} \quad (1.47)$$

Considerând  $\Delta N$  și  $\Delta P$  neglijabile față de  $N_0$ , respectiv  $P_0$ , putem scrie:

$$\Delta R(t) = \frac{-L^2}{q(m_n N_0 + m_p P_0)} \left[ \frac{m_n \Delta N + m_p \Delta P}{m_n N_0 + m_p P_0} \right] = -R \cdot \frac{k \Delta N + \Delta P}{k N_0 + P_0} \quad (1.48)$$

În relația (1.48),  $k$  desemnează raportul dintre mobilitatea electronilor și cea a golurilor.

Un curent continuu  $I$  care parcurge acest bloc, va determina o cădere de tensiune continuă, peste care se va suprapune tensiunea de zgomot:

$$\Delta U(t) = I \cdot \Delta R(t) = -IR \cdot \frac{k \Delta N(t) + \Delta P(t)}{k N_0 + P_0} \quad (1.49)$$

În cazul mai simplu, al semiconductorului nedopat (intrinsec),  $\Delta N(t) = \Delta P(t)$ , deoarece apariția unor electroni prin generare, implică apariția aceluiași număr de goluri, iar dispariția unui număr de electroni prin recombinare este însoțită, în mod firesc, de dispariția aceluiași număr de goluri.

Astfel, relația (1.49) devine:

$$\Delta I = \frac{\Delta U(t)}{R} = -I \cdot \frac{(k+1) \Delta N}{k N_0 + P_0} \quad (1.50)$$

Valoarea medie pătratică a fluctuației de curent este proporțională cu valoarea medie pătratică a variației numărului de purtători:

$$\sigma (\Delta I^2) = \left[ I \cdot \frac{(k+1)}{k N_0 + P_0} \right]^2 \cdot \sigma (\Delta N^2) \quad (1.51)$$

Pentru semiconductorul intrinsec, avem:

$$\sigma (\Delta N^2) = \frac{N_0 P_0}{N_0 + P_0} \quad (1.52)$$

Spectrul de putere este lorentzian:

$$S_{\Delta N}(f) = 4 \sigma (\Delta N^2) \cdot \frac{\tau}{1 + 4 \pi^2 f^2 \tau^2} \quad (1.53)$$

unde  $\tau$  este o constantă de timp caracteristică procesului de generare - recombinare.

În cazul semiconductorilor extrinseci, egalitatea dintre  $\Delta N(t)$  și  $\Delta P(t)$  nu se mai respectă. În generalizarea relației (1.53) trebuie să se țină cont de relația de legătură existentă între variabilele  $\Delta N(t)$  și  $\Delta P(t)$ . Pentru semiconductorii realizați la nivelul tehnologiilor actuale, pe substraturi de mare puritate, (funcționând în domeniul temperaturilor uzuale), zgomotul de generare - recombinare poate fi neglijat deoarece numărul purtătorilor majoritari (care este practic constant și egal cu numărul impurităților donoare sau acceptoare) este cu mult mai mare decât cel al purtătorilor minoritari.

Totuși, măsurători de mare precizie asupra acestui zgomot pot furniza informații referitoare la unele imperfecțiuni structurale ale cristalului testat.



Procesul de generare - recombinare este influențat de așa-numitele capcane (formate în jurul unor impurități din masa semiconductorului), cu rol în captarea stochastică a electronilor din banda de conducție, ce pot fi ulterior "eliberați", revenind în banda lor de proveniență. Deși în majoritatea cazurilor zgomotul de generare - recombinare este "îngropat" în zgomote electrice de altă natură, el poate fi important în studierea comportării sub  $0^{\circ}\text{C}$ , situație în care ponderea zgomotului termic este substanțial redusă. În acest mod pot fi studiate modificările produse în rețeaua cristalină de bombardamentul cu neutroni sau electroni.

## 1.6 Zgomotul de scintilație (de scânteiere)

În cazul straturilor subțiri (metalice sau semiconductoare), al rezistoarelor de carbon și chiar al tuburilor cu vid, străbătute de un curent continuu  $I$ , a fost pus în evidență un zgomot de joasă frecvență, având spectrul de putere de forma (aproximativă):

$$S(f) = k \frac{I^2}{f} \quad (1.54)$$

În literatură, acest zgomot mai este întâlnit sub denumirile de "zgomot în  $1/f$ ", "zgomot de joasă frecvență" sau, prin analogie cu spectrul vizibil, "zgomot roz".

Prezența lui  $I^2$  în relația anterioară este justificată de micile modificări stochastice ce intervin în rezistența (conductanța) dispozitivului.

Acestui tip de zgomot, care apare în cele mai variate situații, nu i se poate atribui un model fizic universal. De asemenea, în cazul frecvențelor foarte joase, formula (1.54) conduce la puteri infinite de zgomot (ceea ce nu are suport fizic).

Pentru a studia zgomotul de scintilație, datorat în principal fluctuațiilor conductanței, vom considera o structură cilindrică omogenă (fără joncțiuni p-n înseriate), caracterizată prin lungimea  $d$ , secțiunea transversală  $S$ , electronii corespunzători având mobilitatea  $m_n$  și densitatea de volum  $n_0$ .

Cu aceste notații, conductivitatea și rezistența eșantionului analizat pot fi exprimate prin formulele (1.55):

$$\begin{aligned} \gamma &= q \cdot m_n \cdot m_p \\ R &= \frac{d}{\gamma S} = \frac{d}{Sqm_n n_0} = \frac{d^2}{(dSn_0)qm_n} = \frac{d^2}{qm_n N} \end{aligned} \quad (1.55)$$

S-a notat cu  $N$  numărul purtătorilor de sarcină din întreaga "bară" analizată. Pentru o modificare a lui  $N$  cu  $dN$ , avem variația corespunzătoare a rezistenței:

$$\frac{dR}{\sigma(R)} = -\frac{dN}{\sigma(N)} \quad (1.56)$$

$$(dR)^2 = \sigma^2(R) \cdot \left[ \frac{dN}{\sigma(N)} \right] \quad (1.57)$$

Cu  $\sigma$  s-a desemnat valoarea medie (pătratică).

$$\sigma(dN)^2 = \sigma(N - \sigma(N))^2 = K \cdot \sigma(N) \quad (1.58)$$

În relația precedentă este acceptată proporționalitatea dintre numărul total de purtători de sarcină și media pătratică a fluctuațiilor. Din prelucrarea relațiilor (1.56)÷(1.58), obținem:

$$\sigma(dR)^2 = \sigma^2(R) \cdot \frac{K}{\sigma(N)} = \sigma^2(R) \frac{K}{n_0 V} \quad (1.59)$$

Din observarea relației (1.59), trebuie reținută dependența invers proporțională între  $\sigma(dR)^2$  și  $V$ .

În consecință, zgomotul de scintilație se va manifesta cu preponderență în volumele mici, cum ar fi cele existente în straturile subțiri sau în materialul granular. De asemenea, în semiconductoarele slab dopate,  $n_0$  are valori mici, determinând valori corespunzătoare mari pentru fluctuațiile rezistenței.

Valoarea medie a fluctuațiilor tensiunii, atunci când rezistența amentionată este parcursă de un curent (staționar)  $I$ , este:

$$\sigma(u^2) = I^2 \cdot \sigma(dR)^2 \quad (1.60)$$

O primă concluzie ar fi că zgomotul în ( $I/f$ ), datorat fluctuațiilor rezistenței (o mărime pasivă), apare numai la stabilirea unui curent, care are doar rolul de a face perceptibile aceste fluctuații. Ar putea fi totuși posibil ca acest zgomot adițional (în exces) să fie parțial generat și de curentul continuu stabilit, ca urmare a unor procese de neechilibru, situație în care exponentul curentului din relația (1.54) este diferit de 2.

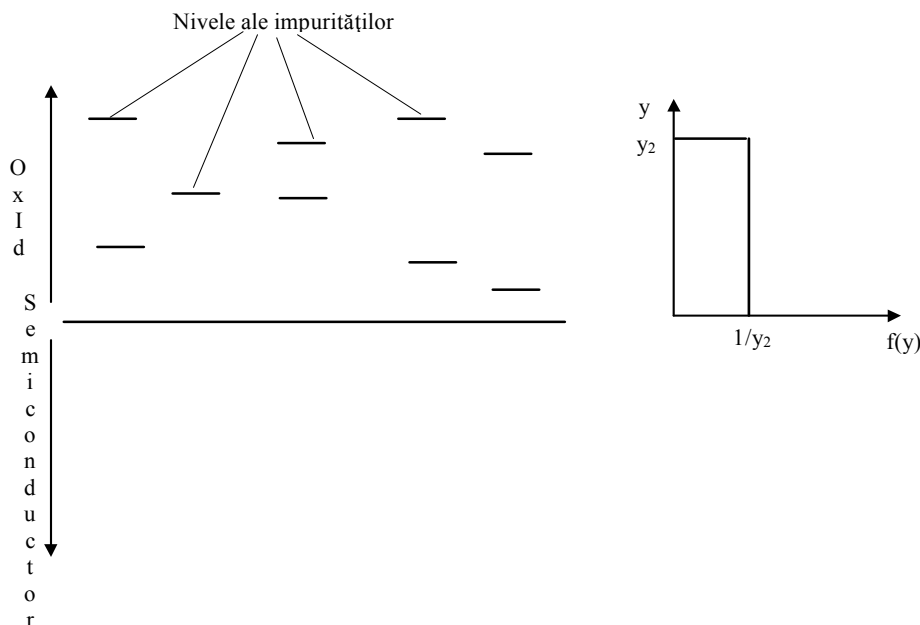
Relația (1.60) poate fi scrisă sub forma (1.61), atunci când eșantionul testat este supus la o diferență de potențial constantă  $U$ , curentul stabilit având fluctuații de tip  $I/f$  (cu  $dG$  s-au notat fluctuațiile conductanței).

$$\sigma(i^2) = U^2 \cdot \sigma(dG)^2 \quad (1.61)$$

În explicarea acestui tip de zgomot în  $I/f$  s-au obținut rezultate interesante, prin acceptarea efectelor de tip "tunel", ce apar la trecerea electronilor prin straturilor izolatoare ce separă granulele conductoare sau chiar straturile metalice subțiri.

Să presupunem că sursele directe de zgomot de scintilație sunt, de asemeni, niște centre de generare - recombinare, parțial condiționate de procese lente, cum ar fi oxidarea suprafeței semiconductorului.

Schimbul de purtători de sarcină între suprafața semiconductorului și stratul de oxid poate avea loc prin efect tunel, conform figurii 1.8.



**Fig. 1.8** Distribuție a "capcanelor" existente în stratul de oxid de la suprafața semiconductorului

Timpul de tranziție  $\tau$  depinde exponențial de distanța  $y$  dintre oxid și suprafața semiconductorului:

$$\tau = \tau_1 \cdot e^{\alpha y} \tag{1.62}$$

S-a notat cu  $\tau_1$  durata efectivă a trecerii prin "tunel" (considerată determinată) și cu  $\alpha$  o constantă având valoarea aproximativă de  $10^{-10} \text{ m}^{-1}$ .

Să considerăm suprafața de contact ca fiind formată din regiuni elementare  $\Delta S$ . Fiecărui element de suprafață îi corespunde o "capcană" dominantă, situată în stratul de oxid, la o distanță relativă  $y$ . Eventualele "capcane" suplimentare, existente dincolo de cea dominantă, pot fi neglijate, deoarece în conformitate cu (1.62), constanta de timp corespunzătoare prezintă creșteri abrupte.

Considerând distribuția capcanelor uniformă (ca funcție de  $y$ ), densitatea va avea forma:

$$f(y) = \frac{1}{y^2} \tag{1.63}$$

pentru  $0 < y < y_2$  (figura 1.8).

Funcția de densitate a timpului de tranziție  $\tau$ , este:

$$g(\tau) = \frac{dy}{d\tau} \cdot f(y) \quad (1.64)$$

Pe baza relației (1.62), avem corespondența:

$$\tau_2 = \tau_1 \cdot e^{\alpha y_2}$$

de unde se scoate valoarea lui  $y_2$ :

$$\alpha y_2 = \ln \frac{\tau_2}{\tau_1} \quad (1.65)$$

Pentru valori ale lui  $\tau$  cuprinse în intervalul  $(\tau_1, \tau_2)$ , funcția  $g(\tau)$  devine:

$$g(\tau) = \frac{1}{\alpha y_2} \cdot \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \cdot \frac{1}{\tau} \quad (1.66)$$

Densitatea spectrală de putere a zgomotului global produs datorită centrelor de generare - recombinație se obține prin integrare față de variabila  $\tau$ .

$$\begin{aligned} S(f) &= K \cdot \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{\tau}{1 + (2\pi f)^2 \tau^2} \cdot \frac{1}{\tau \ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} d\tau = \frac{K}{(2\pi f) \ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \int_{2\pi f \tau_1}^{2\pi f \tau_2} \frac{d(2\pi f \tau)}{1 + (2\pi f)^2 \tau^2} = \\ &= \frac{K}{2\pi f \ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} (\arctg 2\pi f \tau_2 - \arctg 2\pi f \tau_1) \end{aligned} \quad (1.67)$$

Ținând cont că  $\frac{1}{\tau_2} \ll 2\pi f \ll \frac{1}{\tau_1}$ , relația (1.67) se poate scrie cu o bună aproximație:

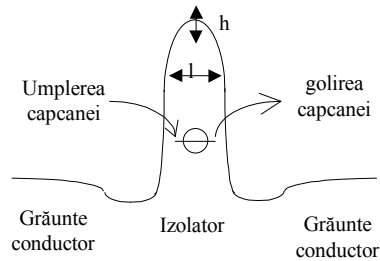
$$S(f) \cong \frac{K}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \cdot \frac{1}{f} \quad (1.68)$$

reprezentând un spectru tipic în  $1/f$ .

Efectul tip "tunel" se poate întâlni în special la suprafața de separație a granulelor ce formează rezistoarele RCG cât și, în general, la suprafețele de separație a două medii cu proprietăți conductoare diferite. Straturile izolatoare subțiri nu sunt "perfecte", ele conținând "capcane" în care pot fi "prinși" electroni, conform figurii 1.9.

Se formează astfel o barieră de potențial, a cărei "înălțime" și "lățime" (cu influențe directe asupra sarcinii electrice tranzitate prin efect tunel) este modulată de "gradul de ocupare" al capcanei de electroni. În același timp, ocuparea sau golirea capcanei are loc tot prin efectul tunel.

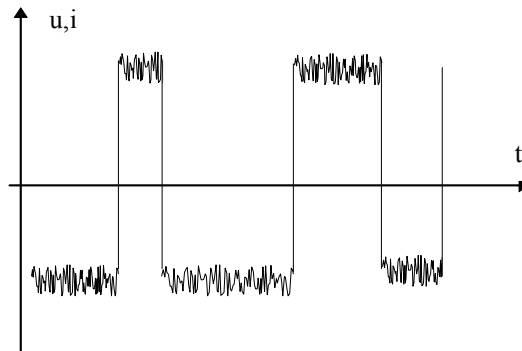
Distribuția intervalelor de timp dintre tranziții respectă relația (1.66), modularea barierei de potențial fiind determinată și de zgomotul termic al rezistenței de pierderi a izolatorului.



**Fig. 1.9** Ocuparea “capcanelor” într-un strat izolator subțire

## 1.7 Zgomotul în salve

Este un zgomot pulsatoriu, având forma de undă din figura 1.10.



**Fig. 1.10** Formă de undă pentru zgomot “în salve”

Forma de undă a acestui zgomot arată variații aleatorii (de forma unor nivele logice de 0 și 1) peste care se suprapun celelalte zgomote studiate. Atât periodicitatea cât și nivelul acestui tip de zgomot au un caracter stohastic.

Alte denumiri, aproximativ echivalente, întâlnite în literatură sunt "zgomot în impulsuri" (după forma de undă) sau "zgomot popcorn" (după zgomotul, eventual receptat în căștile unui lanț audio, asemănător cu cel produs la prepararea floricelelor de porumb).

Funcția de distribuție a intervalului de timp între două comutări succesive este exponențială negativă, caracterizând un proces tip Poisson:

$$P_1(t) = e^{-\mu_s t}, \text{ pentru comutări jos-sus și}$$

$$P_2(t) = e^{-\mu_j t}, \text{ pentru comutări sus-jos.}$$

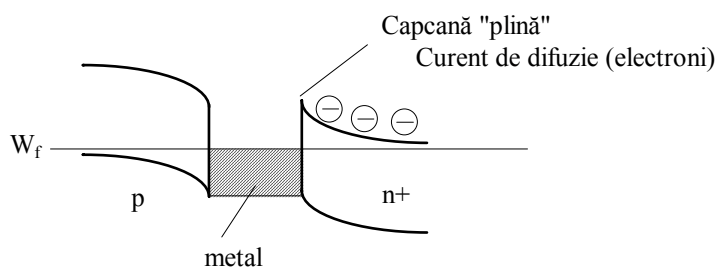
Spectrul de putere al acestui proces aleatoriu a fost determinat pe baza ecuației Chapman-Kolmogorov:

$$\Delta(2\pi f) = K \frac{\mu_s \mu_j}{\pi(\mu_s + \mu_j)} \cdot \frac{1}{(\mu_s + \mu_j)^2 + (2\pi f)^2} + \frac{K}{2} \cdot \left( \frac{\mu_s - \mu_j}{\mu_s + \mu_j} \right)^2 \delta(f) \quad (1.69)$$

Primul termen al membrului drept din expresia (1.69) descrie un semnal aleatoriu simetric (tip telegraf), în timp ce al doilea, conținând și impulsul Dirac, reprezintă componenta de c.c. datorată asimetriilor.

Cauza acestui tip de zgomot o constituie perturbațiile aduse periodicității rețelei cristalului semiconductor, produse de stress-uri mecanice, șocuri termice, radiații ultraviolete, dopări intense și, în special, de existența unor precipitații metalice (datorate imperfecțiunilor tehnologice).

Diagrama benzilor energetice ale unei joncțiuni p-n, în varianta existenței unei impurități (precipitat) metalice este prezentată în figura 1.11.



**Fig. 1.11** Nivele energetice într-o joncțiune p-n în cazul capcanei datorate impurității metalice

Precipitatul metalic formează o capcană, a cărei stare (plină sau goală), influențează numărul electronilor ce pot traversa joncțiunea. Un singur electron "prins" în capcană poate controla mișcarea multor alți electroni deoarece curentul prin joncțiune depinde exponențial de vârful de potențial produs de precipitatul metalic.

Nivelul tehnologic actual permite controlul strict asupra imperfecțiunilor rețelei cristaline, reducându-se astfel ponderea zgomotului în salve până la valori care îl fac practic neglijabil.