

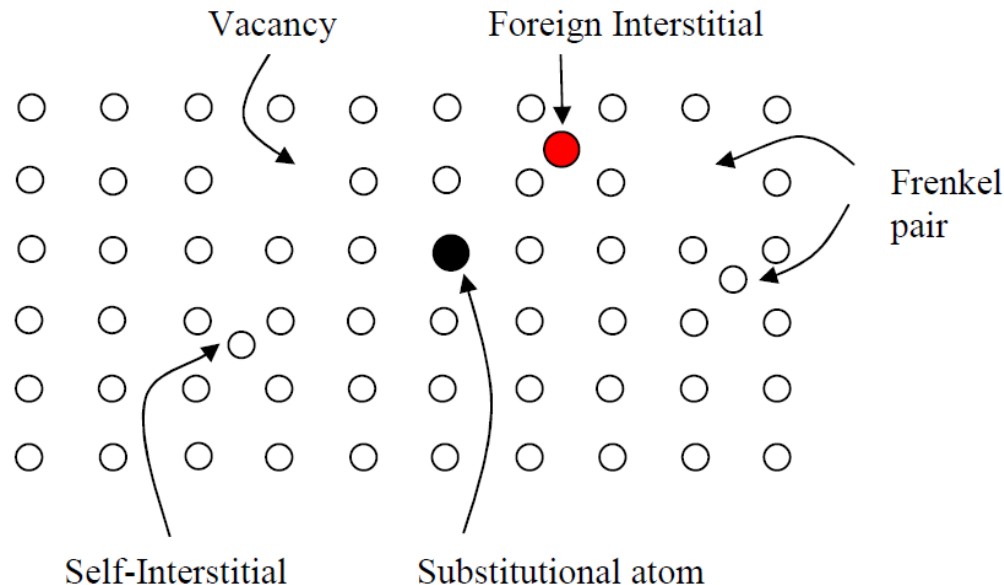
Wykład VI

Deep Level Transient Spectroscopy

Defekty

Podział: punktowe i rozciągłe

Punktowe: zlokalizowane przestrzennie, oddziałują z najbliższymi sąsiadami. Dzieli się na samoistne (np. wakanse, atomy w międzywęźlach) i niesamoistne (np. atomy domieszek w miejscu rodzimych atomów lub w międzywęźlach). Kompleksy jak np. dwuwakanse, kompleksy wakans-domieszka, wakans-donor są zwykle defektami punktowymi. Defekty rozciągłe są to np. granice ziaren, dyslokacje, stany powierzchniowe na interfejsach.



Płytkie poziomy domieszkowe

Płytkie akceptory i donory – głównie wynik domieszek podstawieniowych z sąsiedniej grupy układu okresowego, opisywane w przybliżeniu masy efektywnej (zwane również przybliżeniem atomu wodoru). W przypadku domieszek donorowych

$$E_d = \frac{m^*/m_0 e^4}{\epsilon_s^2} 13.6 \text{ eV} \qquad a_B^* = \frac{m_0 \epsilon_s}{m^*} 0.53 \text{ \AA}$$

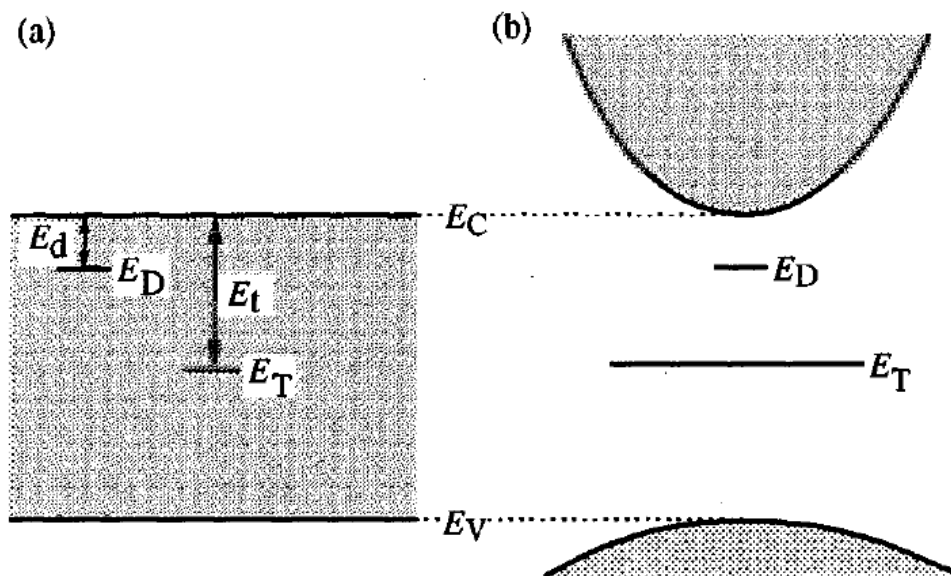
Np. dla GaAs $a_B^* \cong 103 \text{ \AA}$ a stała sieciowa jest rzędu $5.654 \text{ \AA}$, zatem układ związany ładunek–domieszka obejmuje bardzo dużo komórek sieciowych. Dlatego przybliżenie masy efektywnej jest uzasadnione.

Dla domieszek akceptorowych sytuacja jest bardziej skomplikowana. Np. w związkach III-V, ze względu na degenerację pasma walencyjnego wyrażenie na efektywny promień Bohra zawiera parametr Luttingera γ_1 , który opisuje zależność $E(k)$ dla dziur

$$a_B^* = \frac{4\pi\epsilon_s \hbar^2 \gamma_1}{e^2 m_h^*}$$

Głębokie poziomy domieszkowe

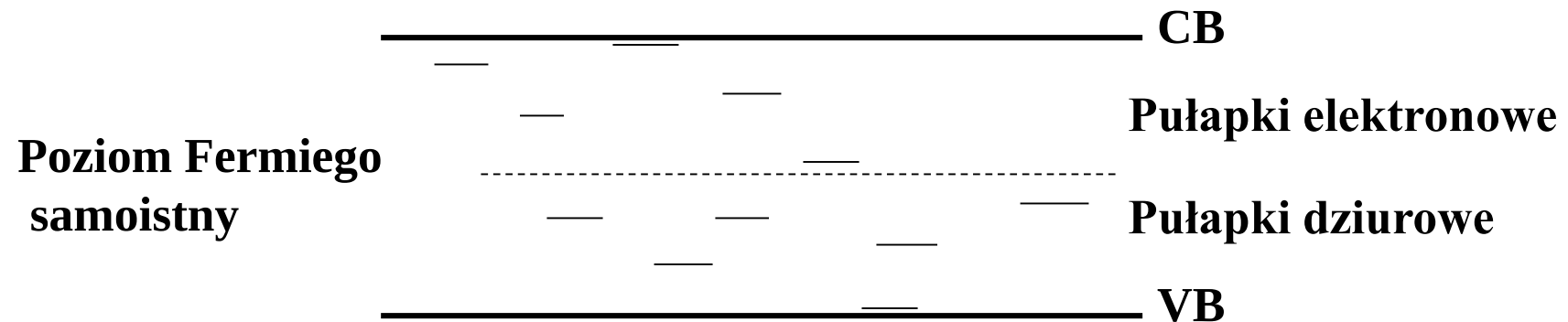
Wszystkie poziomy domieszkowe, których nie da się opisać w przybliżeniu masy efektywnej to głębokie poziomy domieszkowe. Potencjał tych domieszek jest krótko-zasięgowy w odróżnieniu od długo-zasięgowego potencjału Coulomba płytkich domieszek. Obejmuje najwyżej jedną do kilku komórek elementarnych. W tej sytuacji periodyczna struktura kryształu nie ma wpływu na głębokie poziomy domieszkowe. Dlatego w rozważaniach teoretycznych obok potencjału domieszki należy uwzględnić potencjał krystaliczny ale często można go potraktować jako zaburzenie. Natomiast natura chemiczna jest istotna. Ze względu na trudności w identyfikacji źródła pochodzenia głębokich poziomów, często rozpoznaje się je podając energię aktywacji.



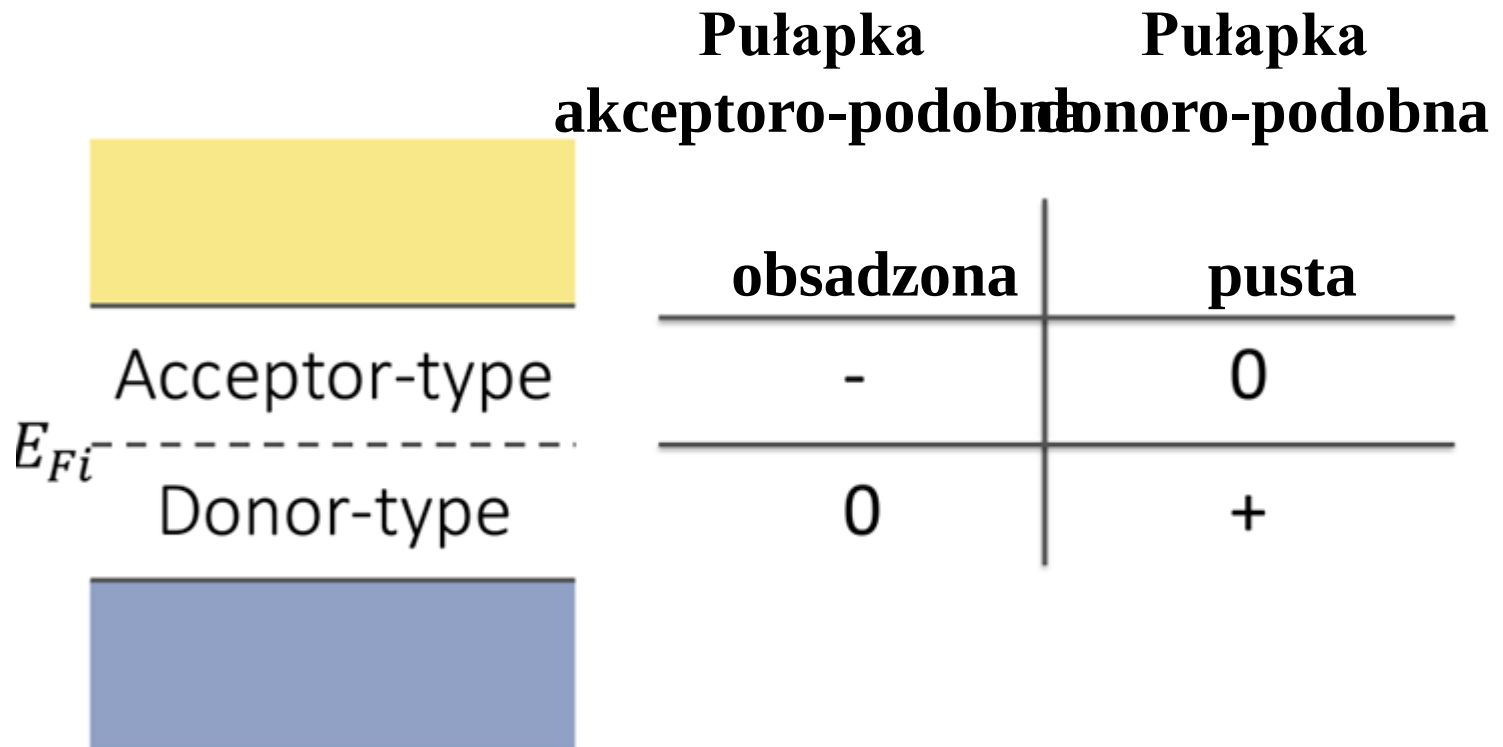
Płytkie i głębokie poziomy domieszkowe na diagramie pasmowym w przestrzeni rzeczywistej i w przestrzeni pędu

Głębokie poziomy domieszkowe

- „Głębokie poziomy domieszkowe” = stany z reguły w przerwie wzbronionej półprzewodnika, energia wiązania > 100 meV (jeśli nie, to są to płytkie poziomy)
- Generują je zarówno defekty punktowe jak i rozciągłe
- Terminologia: akceptoro-podobne (stan ładunkowy $- / 0$), donoro-podobne ($0 / +$), podwójne akceptory ($-- / - / 0$), podwójne donory ($0 / + / ++$), amfoteryczne ($- / 0 / +$) etc. Stan ładunkowy decyduje o przekroju czynnym na wychwyt elektronów i dziur, ale nie decyduje o położeniu poziomu w przerwie wzbronionej!
- Górna połowa przerwy wzbronionej: pułapki elektronowe, dolna - dziurowe



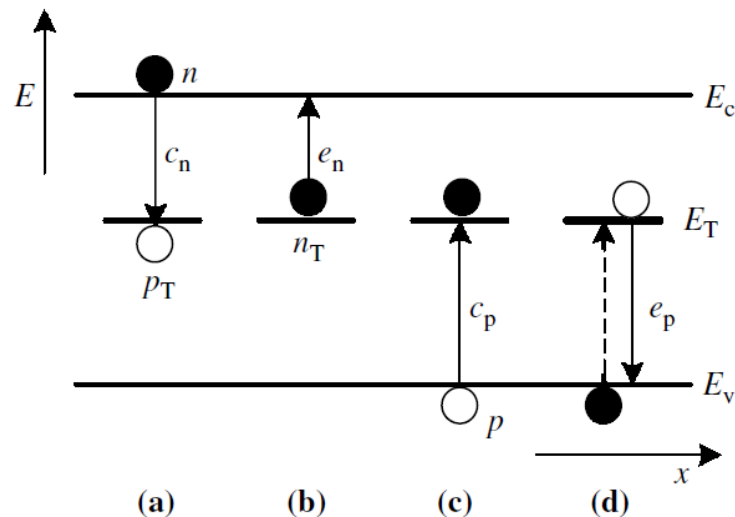
Podział poziomów pułapkowych



Głębokie poziomy pułapkowe

**Centra generacji – gdy nośników
jest mniej od koncentracji
równowagowej**

**Centra rekombinacji - gdy nośników
jest więcej od koncentracji
równowagowej**



$c_n = \sigma_n v_{th}$ gdzie $\sigma_n [cm^2]$ - przekrój czynny na wychwyt elektronów, v_{th} -
prędkość termiczna elektronów.

- a) Wychwyt elektronu; c_n - szybkość wychwytu elektronów [cm^3/s]
- b) Emisja elektronu; e_n - szybkość emisji elektronów [1/s]
- c) Wychwyt dziury; c_p - szybkość wychwytu dziur [cm^3/s]
- d) Emisja dziury; e_p - szybkość emisji dziur

Proces a) i c) – centrum rekombinacji;

Proces b) i d) – centrum generacji;

Proces a) po którym następuje proces b) lub proces c) po którym
następuje proces d) - **centrum pułapkowe.**

1. Równanie kinetyczne

- Zmiana czasowa stanu obsadzenia pasma przewodnictwa elektronami:

$$\frac{dn}{dt}|_{G-R} = (b) - (a) = e_n n_T - c_n n p_T$$

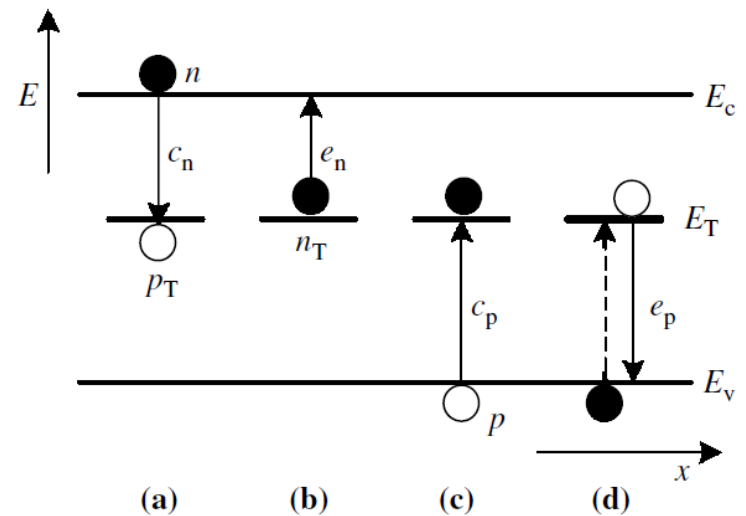
N_T - koncentracja pułapek na poziomie E_T ,

n_T / p_T - koncentracja pułapek obsadzonych elektronami /dziurami

i $N_T = n_T + p_T$.

$$c_n = \sigma_n v_{th}$$

gdzie $\sigma_n [cm^2]$ - przekrój czynny na wychwyt elektronów, v_{th} - prędkość termiczna elektronów.



- Zmiana czasowa stanu obsadzenia pasma walencyjnego dziurami:

$$\frac{dp}{dt}|_{G-R} = (d) - (c) = e_p p_T - c_p p n_T$$

1. Równanie kinetyczne

Zmiana czasowa stanu obsadzenia elektronami poziomu pułapkowego:

$$\frac{dn_T}{dt}|_{G-R} = \frac{dp}{dt} - \frac{dn}{dt} = (c_n n + e_p)(N_T - n_T) - (c_p p + e_n)n_T \quad *$$

Zakładamy, że w obszarze zubożonym można pominąć n i p (złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym) oraz, że w obszarze kwazi-neutralnym n i p są stałe. Rozwiązanie równania * przy tym ostatnim założ.:

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{(e_p + c_n n)N_T}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$$

$$\tau = 1/(e_n + c_n n + e_p + c_p p)$$

$n_T(0)$ jest koncentracją obsadzonych pułapek w $t = 0$.

$$\text{Dla } t \rightarrow \infty \quad n_T = \frac{e_p + c_n n}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} N_T$$

1. Równanie kinetyczne

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{(e_p + c_n n) N_T}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$$

Dla półprzewodnika typu n można zaniedbać p :

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{(e_p + c_n n) N_T}{e_n + c_n n + e_p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)\right)$$

$$\tau_1 = 1/(e_n + c_n n + e_p).$$

Dalej, zakładając, że mamy pułapkę elektronową $e_n \gg e_p$ oraz zakładając, że dominuje proces emisji ($c_n = 0$), otrzymujemy:

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \approx N_T \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)$$

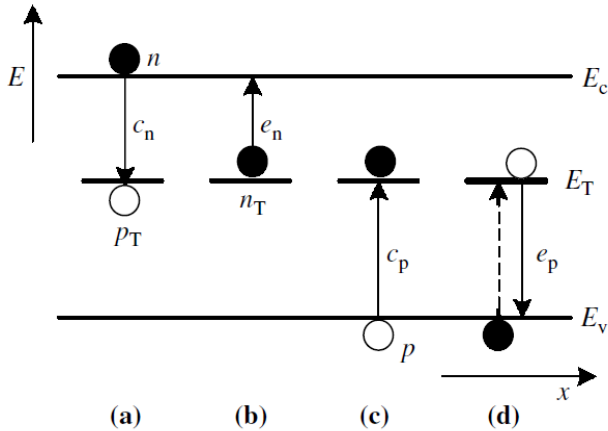
$$\tau_e = 1/e_n$$

2. Zasada równowagi szczegółowej

Zasada ta mówi, że w warunkach równowagi, każdy proces musi być równoważony przez proces odwrotny. Np. proces a) na rys. obok, musi być równoważony przez proces b). Tzn. że

$$\frac{dn}{dt} = 0$$

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{G-R} = (b) - (a) = e_n n_T - c_n n p_T$$



$$e_{no} n_{To} = c_{no} n_o p_{To} = c_{no} n_o (N_T - n_{To}) \quad *$$

$$n_o = n_i \exp((E_F - E_i)/kT); \quad n_{To} = \frac{N_T}{1 + \exp((E_T - E_F)/kT)}$$

Podstawiając ostatnie równania do równania *, otrzymujemy

$$e_{no} = c_{no} n_i \exp((E_T - E_i)/kT) = c_{no} n_1$$

Analogicznie dla dziur: $e_{p0} = c_{p0} p_1$

2. Zasada równowagi szczegółowej

Z kolei zakładamy, że współczynniki emisji i pułapkowania są takie same przy braku równowagi jak i w stanie równowagi:

$$e_n = c_n n_1; \quad e_p = c_p p_1$$
$$e_n = 1/\tau_e \quad c_n = \sigma_n v_{th}$$
$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_n}}$$

$$n_1 = n_i \exp((E_T - E_i)/kT); \quad p_1 = n_i \exp(-(E_T - E_i)/kT)$$



$$\tau_e = \frac{\exp((E_i - E_T)/kT)}{\sigma_n v_{th} n_i}; \quad n_i = N_c e^{-(E_c - E_i)/kT}; \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$$



$$\tau_e = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\sigma_n v_{th} N_c}$$

$$\tau_e T^2 = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\gamma_n \sigma_n}$$

gdzie $\gamma_n = (v_{th}/T^{1/2})(N_c/T^{3/2}) = 3.25 \times 10^{21} (m_n/m_o) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$

3. Równanie Poissona

$\varepsilon(x)$ - natężenie pola elektrycznego

$\Phi(x)$ - potencjał pola elektrycznego

$$\operatorname{div} \vec{\varepsilon} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

$$\vec{\varepsilon} = -\operatorname{grad} \Phi$$

$$-\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi = -\Delta \Phi$$

$$\Delta \Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

W 1D

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

$$-\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{d\varepsilon(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s}$$

3a. Złącze Schottky'ego metal-półprzewodnik

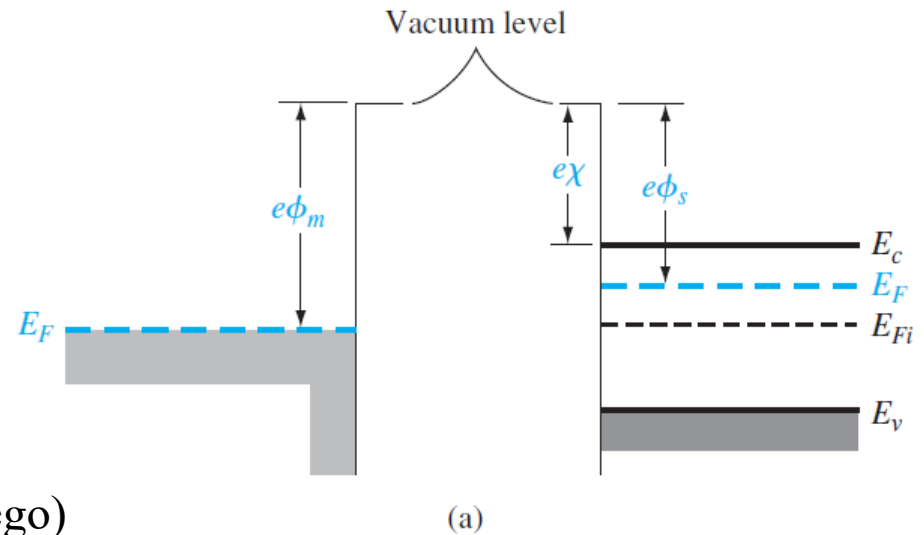
tytuł

$$e\Phi_m > e\Phi_s$$

$$\frac{d\epsilon}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

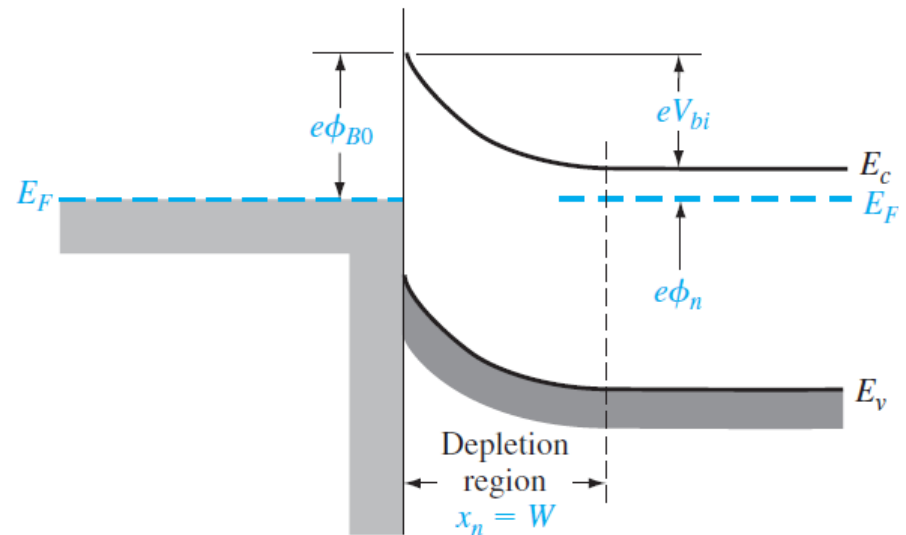
$$\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_s$$

(gdzie ϵ oznacza natężenie pola elektrycznego)

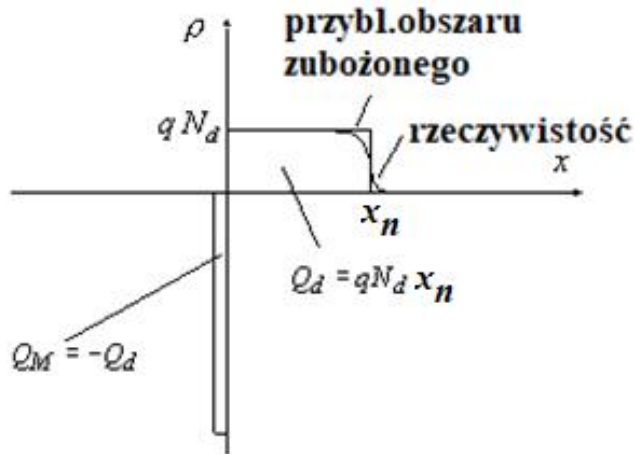


$$W = x_n = \left[\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_R)}{eN_d} \right]^{1/2}$$

$$C' = eN_d \frac{dx_n}{dV_R} = \left[\frac{e\epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$



3b. Pole elektryczne w idealnym złączu m-s

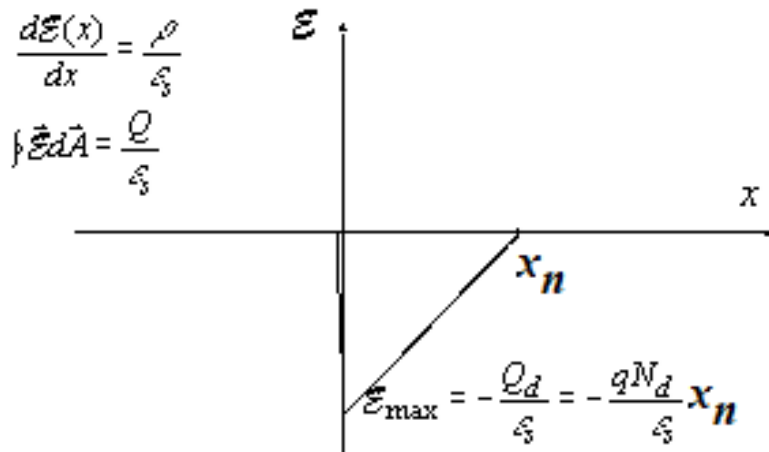


Równanie Poissona

$$\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_s$$

$$-\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{d\mathcal{E}(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

$$\mathcal{E}(x) = \int \frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_s} dx = \frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_s} x + C_1$$



$$\mathcal{E}(x_n) = 0 \quad \rightarrow \quad C_1 = -\frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_s} x_n$$

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_s} (x_n - x)$$

$$\mathcal{E}_{\max} = -\frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_s} x_n$$

3c. Rozwiązanie równania Poissona

$$0 < x < x_n$$

$$\frac{d\Phi(x)}{dx} = -\varepsilon(x) = + \frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} (x_n - x)$$

$$\varepsilon_{max} = - \frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} x_n$$

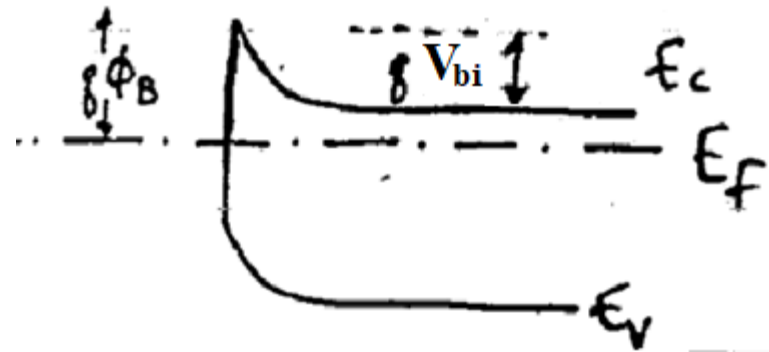
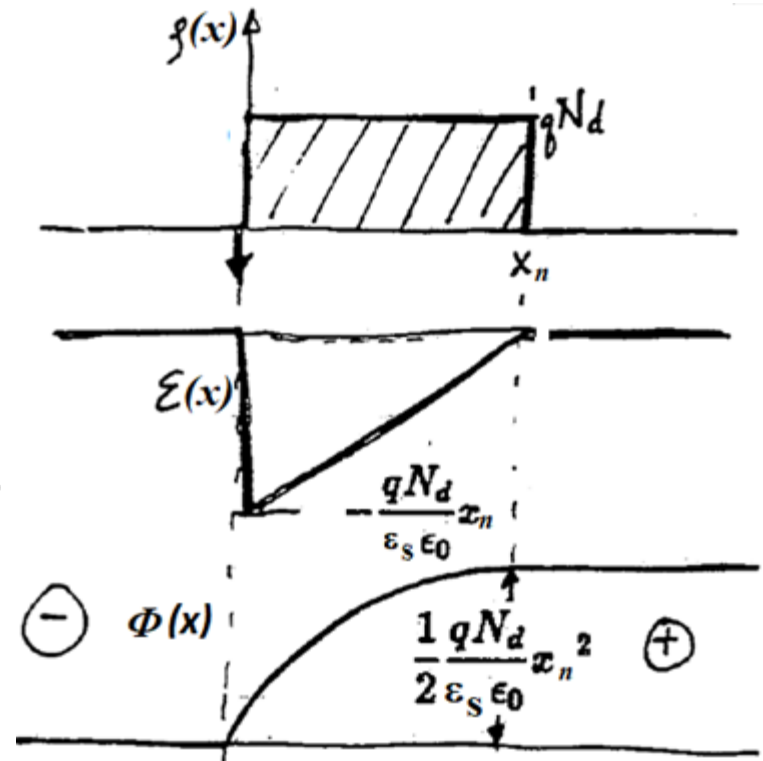
$$\int d\Phi(x) = - \int \varepsilon(x) dx = + \frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \int (x_n - x)$$

$$\Phi(x) = \frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) + c$$

$$\Phi(0) = 0 \quad c = 0$$

$$\phi(x) = \frac{1}{2} \frac{qN_d}{\varepsilon_s \varepsilon_0} [x_n^2 - (x - x_n)^2]$$

$$\phi(x_n) = \frac{1}{2} \frac{qN_d}{\varepsilon_s \varepsilon_0} x_n^2 = V_{bi}$$



3d. C-V

$$\frac{1}{2} \frac{q N_d}{\epsilon_s \epsilon_0} x_n^2 = V_{bi} \quad \longrightarrow \quad W = x_n = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s V_{bi}}{q N_d} \right]^{1/2}$$

Dla polaryzacji zaporowej

$$W' = x_n' = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s}{q N_d} (V_{bi} + V_R) \right]^{1/2}$$

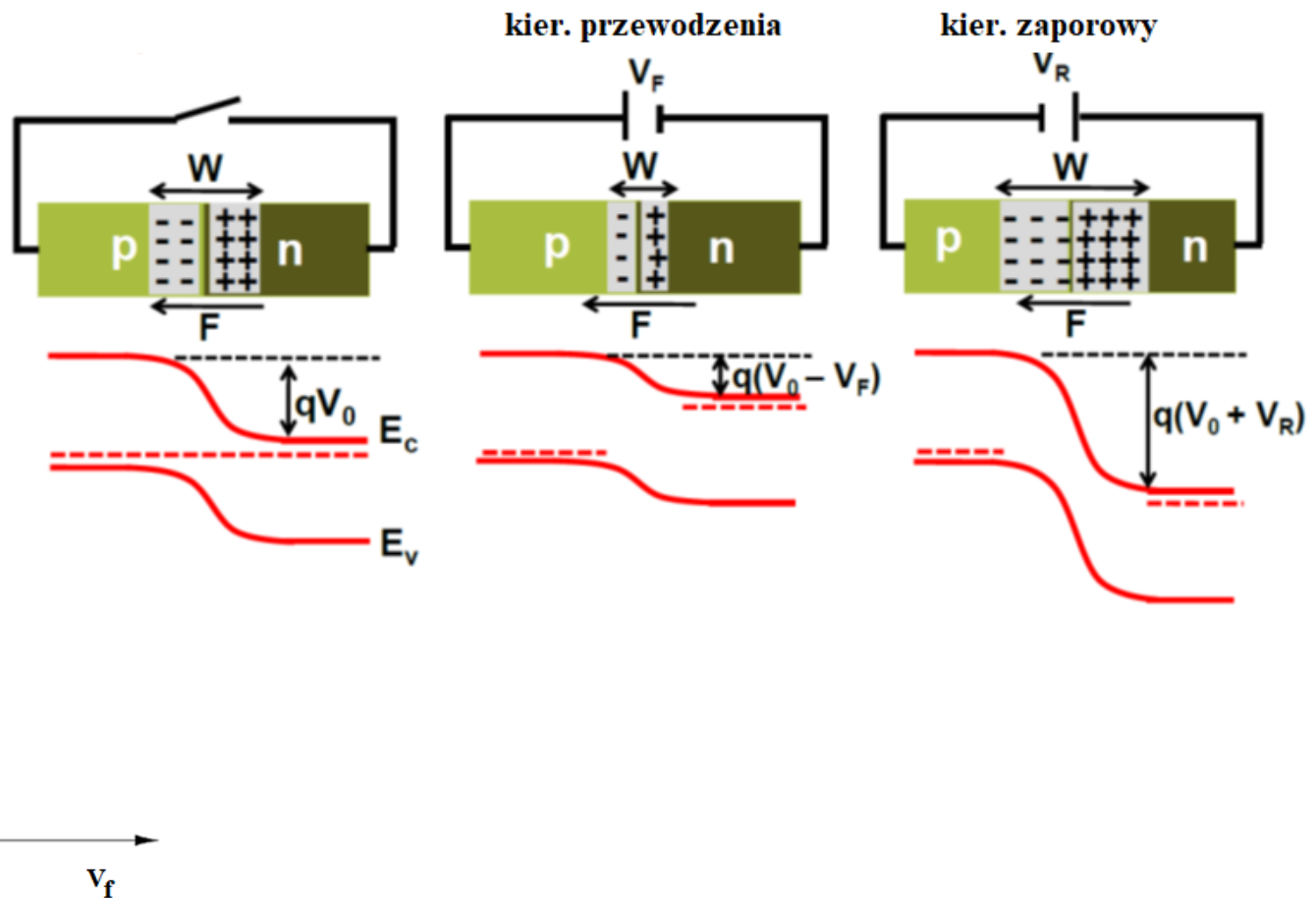
Pojemność $C = \frac{dQ}{dV_R}$:

$$C = q N_d \frac{dx_n'}{dV_R} = \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_s q N_d}{2 (V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

**W powyższym wzorze przyjęto ładunek na jednostkę powierzchni.
Po uwzględnieniu powierzchni A złącza:**

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2 q \epsilon_0 \epsilon_s N_d}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

3e. Pojemność złącza



Dla złącza p^+n ($N_a \gg N_d$) lub metal-półprz. typu n:

dla polaryzacji w kier. przewodzenia:

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_d}{(V_0 - V)} \right]^{1/2}$$

dla polaryzacji zaporowej:

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_d}{(V_0 + V)} \right]^{1/2}$$

Pojemność złącza Schottky'ego metal-półprzewodnik typu n z pułapkami

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_{scr}}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2} \quad N_{scr} - \text{ładunek przestrzenny w obszarze zubożonym złącza}$$

$N_{scr} = N_D^+ - n_T^-$ gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone elektronami. Gdy są obsadzone dziurami – wtedy $N_{scr} = N_D^+$, bo akceptory są wówczas neutralne. Gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy donorowe zajęte elektronami, to również $N_{scr} = N_D^+$, a gdy zajęte przez dziury to $N_{scr} = N_D^+ + p_T^+$.

Jeśli obsadzenie głębokich poziomów $n_T(t)$ lub $p_T(t)$ się zmienia, to pojemność również zmienia się w czasie. Dla głębokiego poziomu akceptorowego:

$$C(t) = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_D}{(V_{bi} + V)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{n_T(t)}{N_D} \right]^{1/2} = C_0 \left[1 - \frac{n_T(t)}{N_D} \right]^{1/2} \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

gdzie C_0 - pojemność złącza przy polaryzacji zaporowej (por. rys. na kolejnym slajdzie) i przy założeniu, że $N_T \ll N_D$, po rozłożeniu $C(t)$ w szereg Taylora.

Zależność $C(t)$ zawiera informację o obsadzeniu głębokich poziomów.

Podsumowanie

Zależność $C(t)$ zawiera informację o obsadzeniu głębokich poziomów pułapkowych:

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

$$n_T(t) = n_T(0) \exp \left(-\frac{t}{\tau_e} \right) \approx N_T \exp \left(-\frac{t}{\tau_e} \right)$$

$$\tau_e T^2 = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\gamma_n \sigma_n} \quad \text{lub} \quad e_n/T^2 = \gamma_n \sigma_n \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{kT} \right)$$

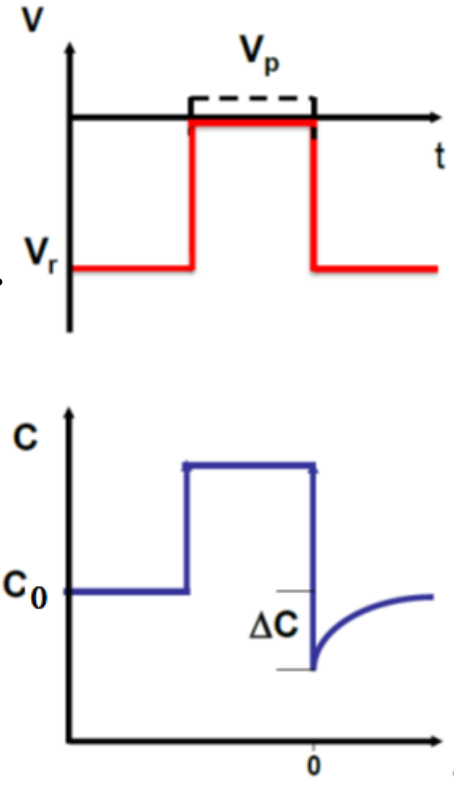
Zatem szybkość emisji e_n oraz koncentracja głębokich poziomów mogą być wyznaczone na podstawie pomiarów kinetyki pojemności złącza.

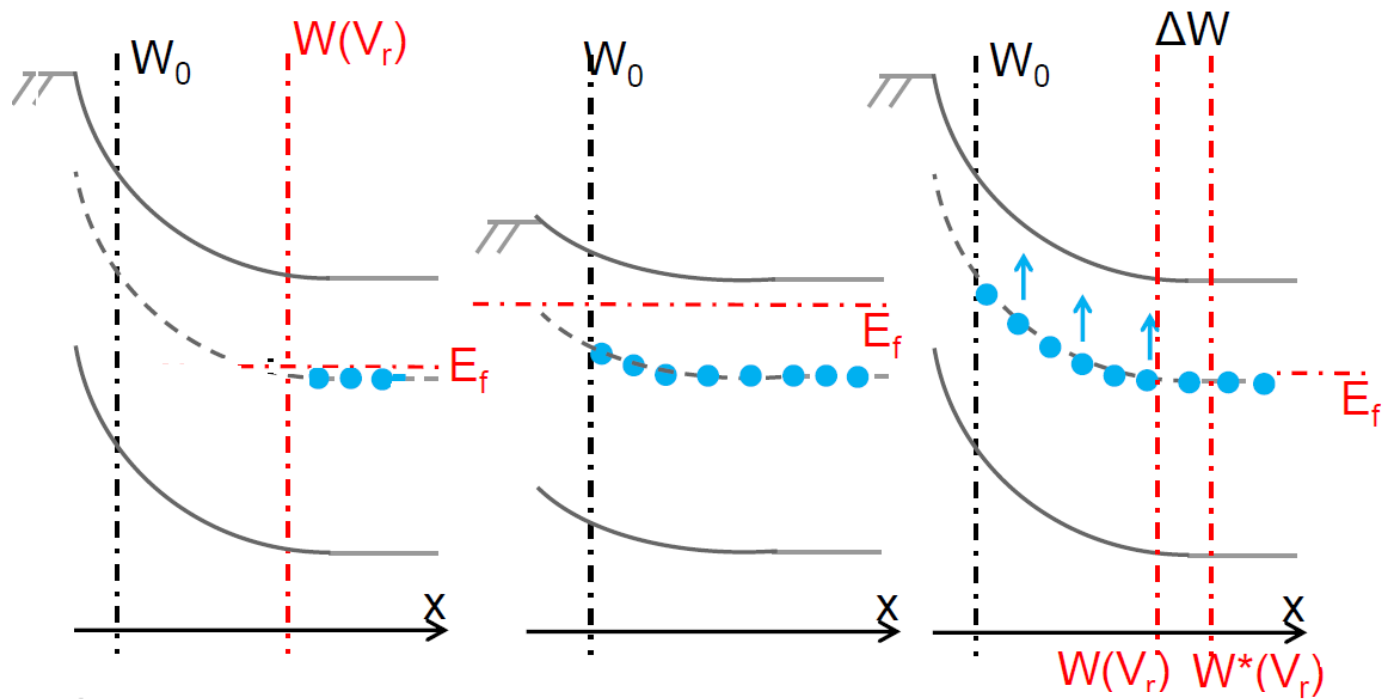
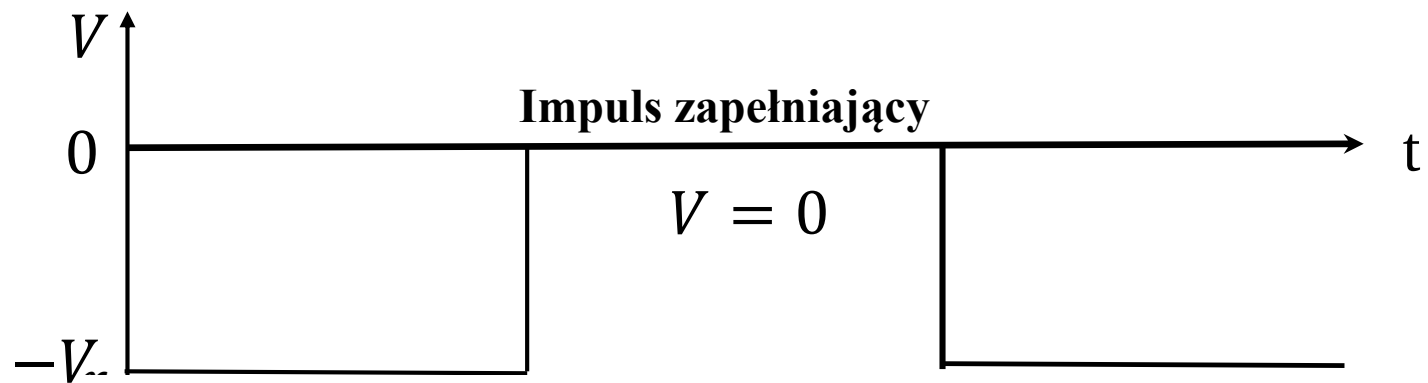
Zmiana obsadzenia głębokiego poziomu w złączu Schottky'ego metal – półprzewodnik typu n

- Dioda spolaryzowana w kierunku zaporowym
 - Przykładany jest impuls depolaryzujący – pułapki zapelniają się nośnikami. Szerokość obszaru zubożonego zmniejsza się, pojemność rośnie.
 - Powrót do polaryzacji zaporowej.
- Ładunek „+” zjonizowanych donorów jest kompensowany elektronami na poziomach pułapkowych, szerokość obszaru zubożonego większa niż wyjściowo i pojemność też mniejsza od wyjściowej.
- Emisja nośników z poziomów pułapkowych.

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

$$\Delta C_e(t) = C_0 - C(t) = \frac{C_0}{2N_D} n_T(0) \exp(-e_n t)$$





Zmiana pojemności - nośniki większościowe (złącze p-n, Schottky'ego, MOS)

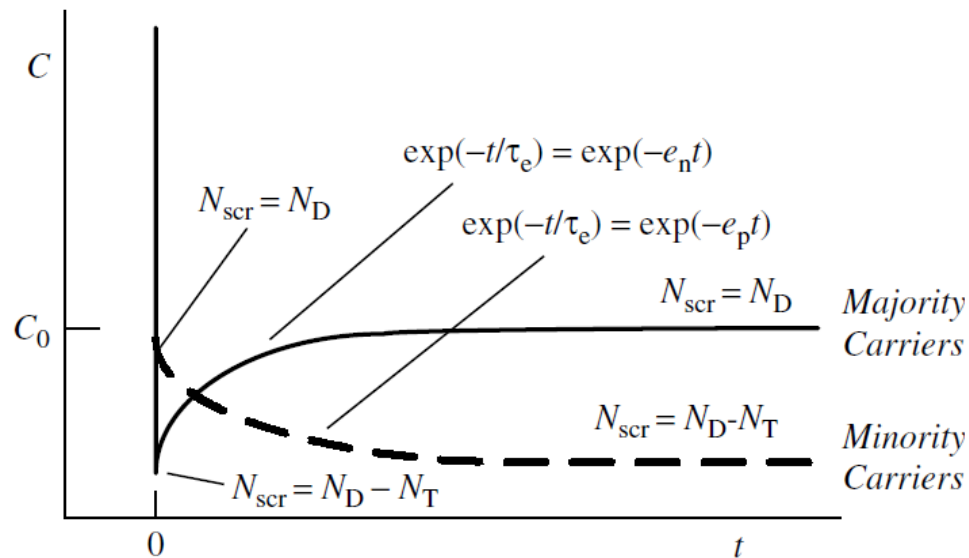
1. $N_{scr} = N_D^+$ - w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, nie obsadzone elektronami.

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D}\right)$$

2. Impuls zapędniający – obszar zubożony węższy, C rośnie. Elektrony zapędniają głębokie poziomy akceptorowe.

3. Powrót do V_r . C maleje ale do mniejszej wartości niż wyjściowa. Gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone elektronami wtedy $N_{scr} = N_D^+ - n_T^-$.

4. Emisja elektronów – $C(t)$ rośnie do wyjściowej wartości.



Zmiana pojemności - nośniki mniejszościowe (złącze p-n)

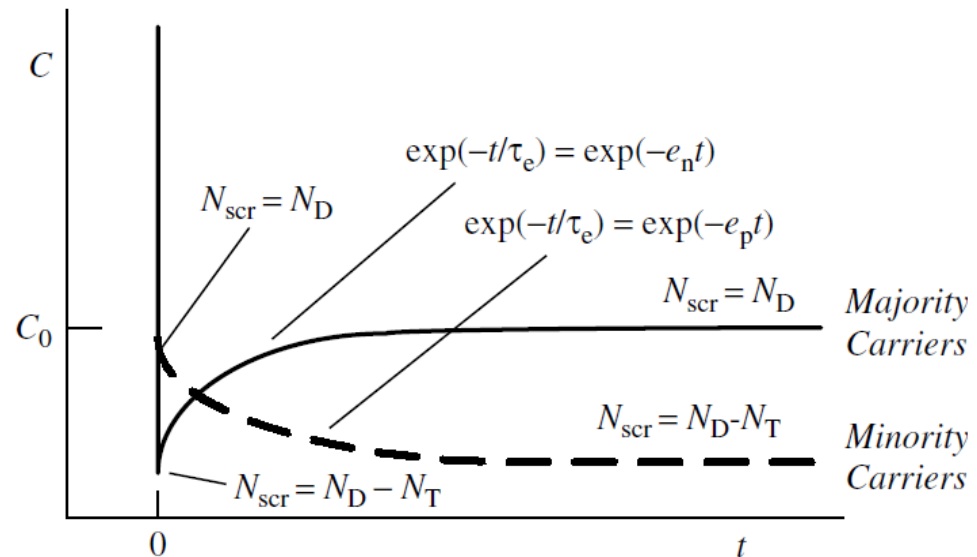
1. $N_{scr} = N_D^+ - n_T^-$ gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone elektronami.

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_{scr}}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

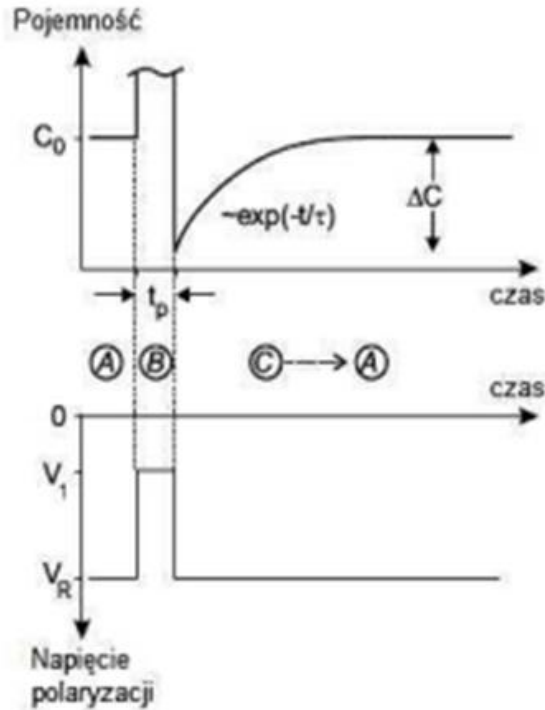
2. Impuls zapełniający – obszar zubożony węższy, C rośnie. Dziury zapełniają głębokie poziomy akceptorowe.

3. Powrót do V_r . C maleje ale do większej wartości niż wyjściowa. Gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone dziurami wtedy $N_{scr} = N_D^+$, bo akceptory są wówczas neutralne.

4. Emisja dziur – C(t) spada do wyjściowej wartości.



C(t) – idea pomiaru DLTS



$$C_A = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_D^+}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

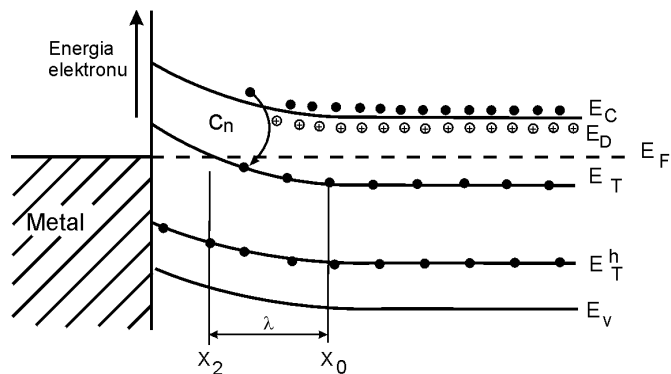


$$C_B = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_D^+}{(V_{bi} + V_1)} \right]^{1/2}$$



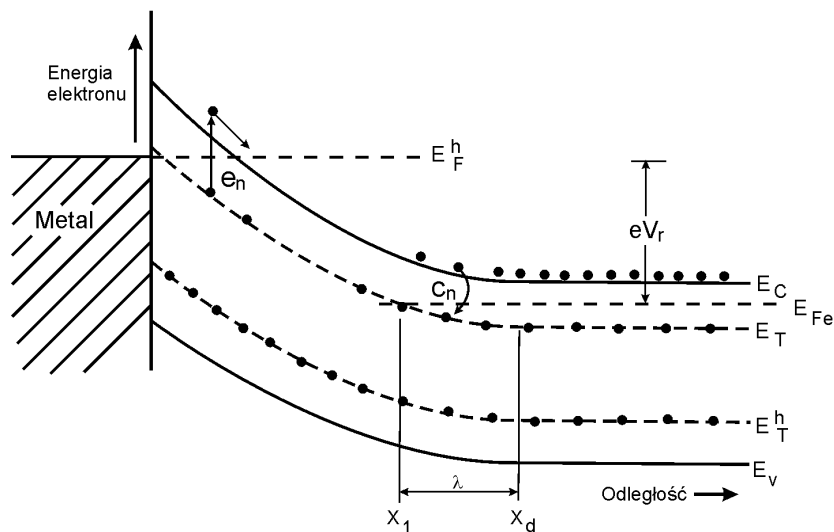
$$C_C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon_s (N_D^+ - n_T^-)}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

Zmiana obsadzenia głębokiego poziomu w złączu Schottky'ego



W obszarze o szerokości λ (długość Debay'a), następuje pułapkowanie elektronów:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{qN_D} (E_F - E_T)}$$



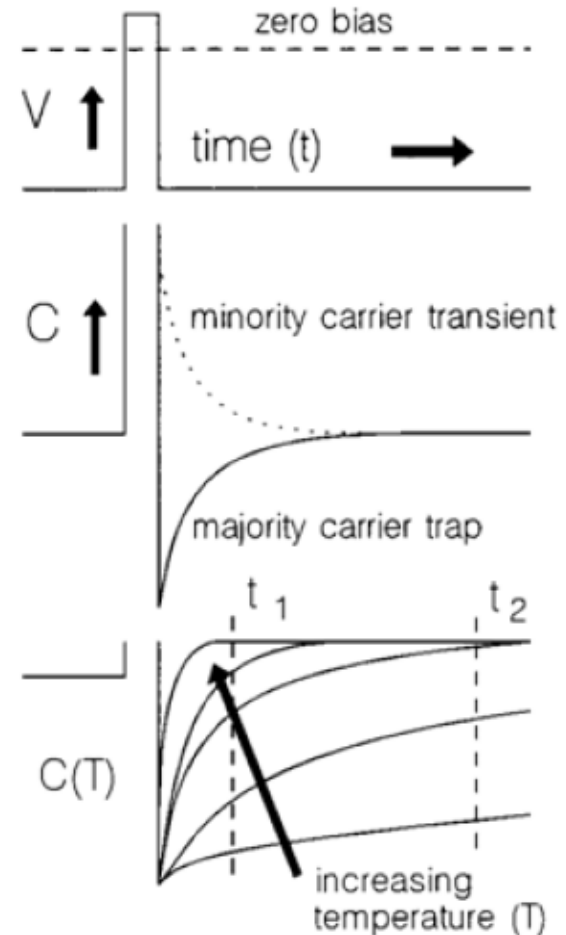
Wówczas zależność $C(t)$ nie jest już wykładnicza. Dlatego pomiary $C(T)$ należy wykonywać przy takiej polaryzacji, aby

$$W \gg \lambda$$

Technika DLTS

- Do złącza przykładany jest impuls napięciowy, który zmienia obsadzenie głębokiego poziomu. Dla pułapek większościowych depolaryzujący złącze wyjściowo spolaryzowane zaporowo, dla mniejszościowych – polaryzujący w kierunku przewodzenia (tylko dla złącza p-n).
- Pojemność zmienia się na skutek emisji nośników z głębokich poziomów.
- Szybkość emisji zależy od temperatury i energii aktywacji termicznej pułapki:

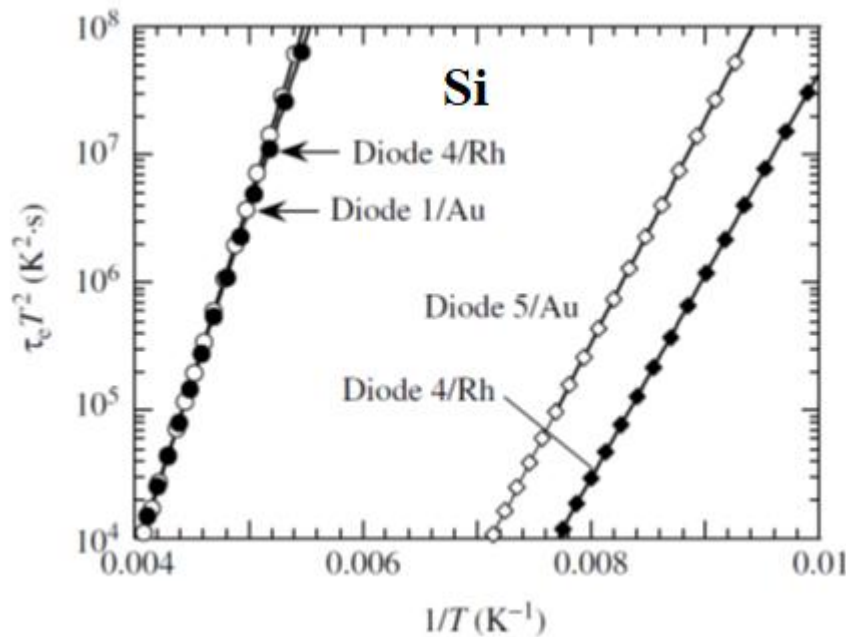
$$e_n/T^2 = \gamma_n \sigma_n \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right)$$



Wykres Arrheniusa

$$\tau_e T^2 = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\gamma_n \sigma_n}$$

$$\ln \tau_e T^2 = -\ln(\gamma_n \sigma_n) + \frac{E_c - E_T}{k} \frac{1}{T}$$



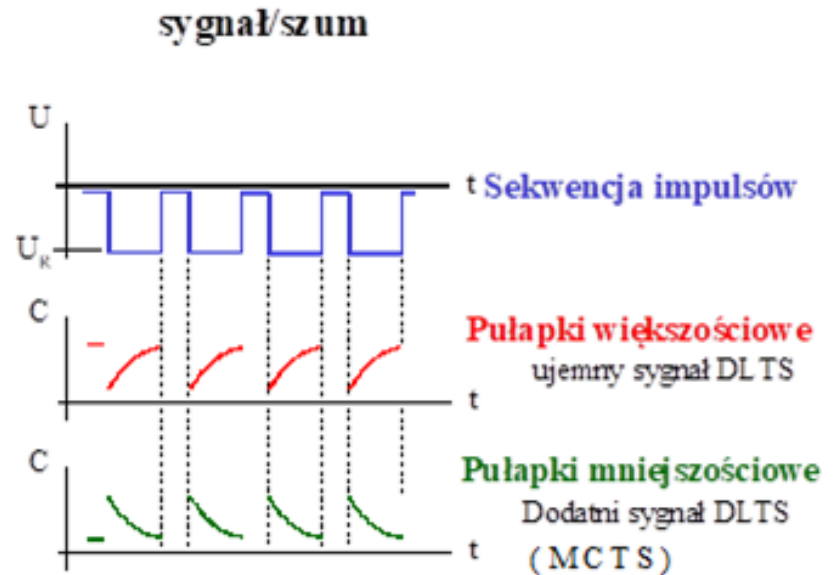
Diode	$E_c - E_T$ (eV)	$E_c - E_T$ (eV)	$\sigma_{n,p}$ (intercept) (cm ²)	$\sigma_{n,p}$ (filling pulse) (cm ²)
1 - p^+n	0.56		2.8×10^{-14}	1.3×10^{-16}
4 - p^+n	0.315		1.6×10^{-13}	3.6×10^{-15}
4 - p^+n	0.534		7.5×10^{-15}	4×10^{-15}
5 - n^+p		0.346	1.5×10^{-13}	1.6×10^{-15}

DLTS

W DLTS do próbki przykładany jest nie jeden ale ciąg periodycznych impulsów.

To umożliwia stosowanie technik fazoczułych (woltomierz lock-in) do analizy kinetyk relaksacji pojemności złącza.

Jak ze zmiany pojemności uzyskuje się informację o szybkości emisji?



Spektroskopia niestacjonarnej pojemności DLTS

metoda box-car

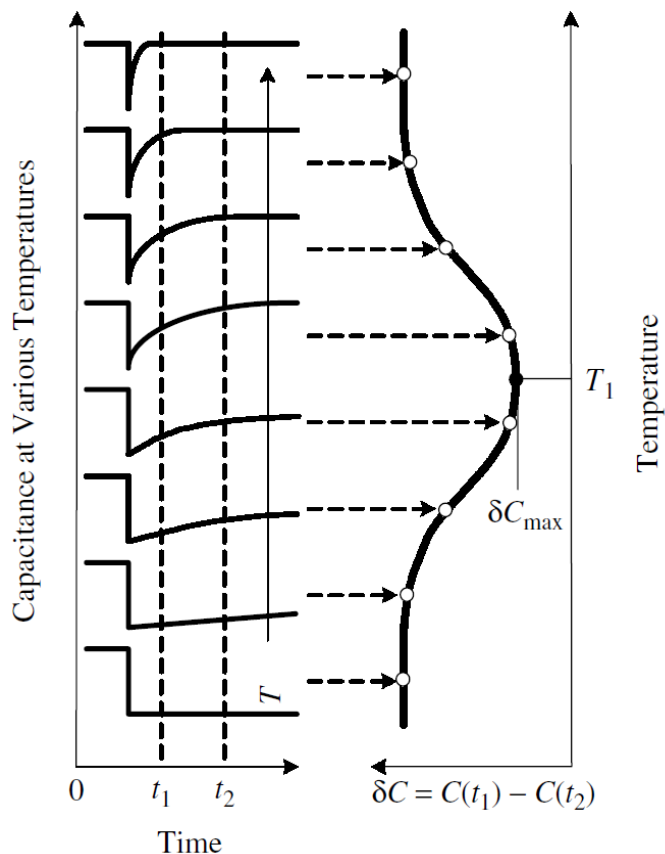
Pomiar pojemności w dwóch punktach $C(t)$ w funkcji temperatury:

$$C(t_1) - C(t_2) = f(T)$$

$$\delta C = C(t_1) - C(t_2) = \frac{n_T(0)}{2N_D} C_0 \left(\exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) \right)$$

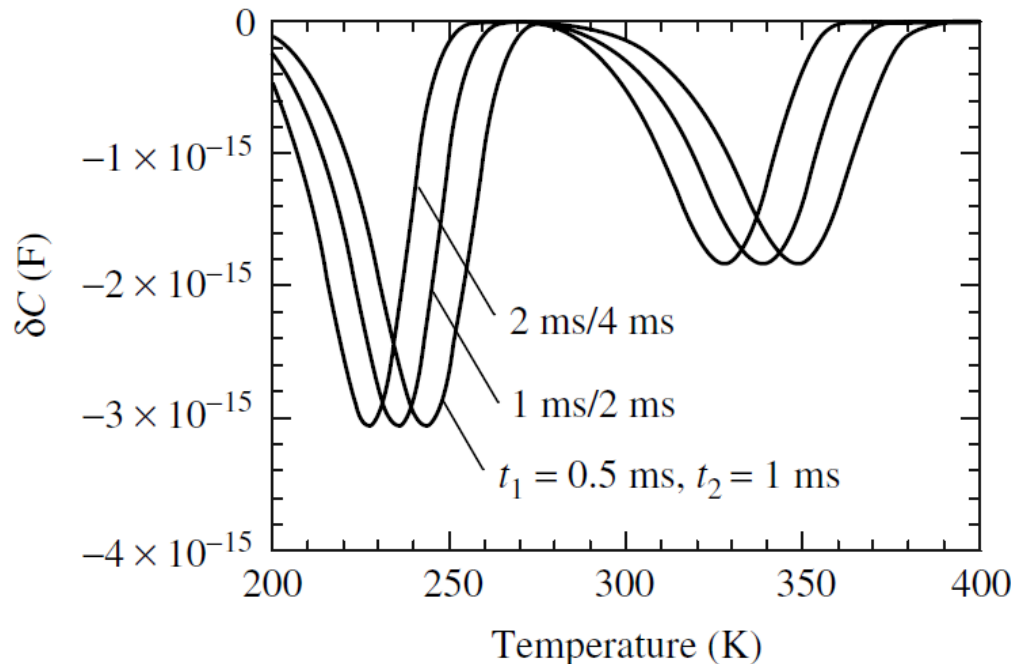
Dla ustalonego okna pomiarowego $t_2 - t_1$, sygnał DLTS równy $\delta C = C(t_1) - C(t_2)$ osiąga wartość maksymalną przy pewnej temperaturze. Temu maksimum odpowiada szybkość emisji:

$$\tau_{e,\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}$$



Sygnal DLTS

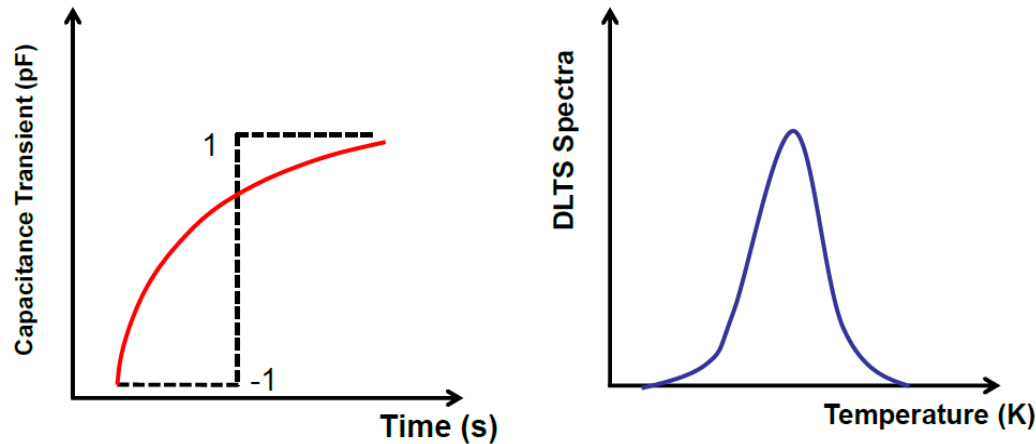
Zmiana szerokości okna pomiarowego $\Delta t = t_2 - t_1$, powoduje, że maksimum sygnału DLTS występuje przy innej temperaturze. Ponieważ każdej szerokości okna odpowiada inna szybkość emisji, to powtarzając pomiar $C(T)$ dla różnych szerokości okna pomiarowego, uzyskujemy zależność szybkości emisji od temperatury $e_n(T)$. Jeśli w próbce jest więcej pułapek, to każdej z nich będzie odpowiadać maksimum sygnału DLTS w pewnej temperaturze.



Metoda lock-in

Sygnal DLTS powstaje po pomnożeniu zmiany pojemności przez funkcję wagową $W(t)$: -1,+1

$$S = \int \Delta C(t) W(t) dt = \frac{C_0 N_T}{2N_d} \int \exp(-e_n t) W(t) dt$$



Dla układu DLS82E gdy sygnał DLTS osiąga maksimum, spełniony jest warunek:

$$e_n(T_{max}) = \frac{2.17}{f_0}$$

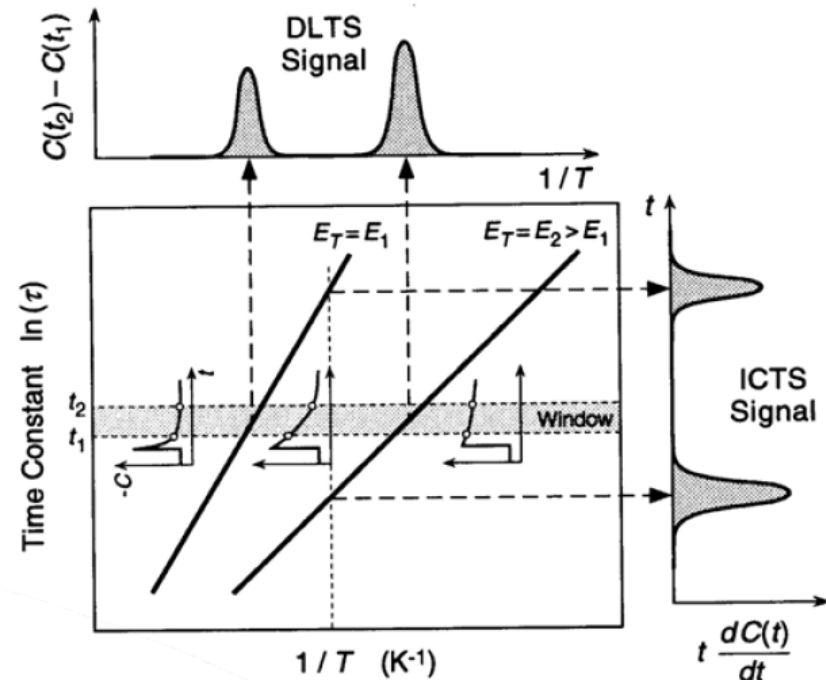
DLTS w stałej temperaturze (ICTS)

W tej metodzie temperatura jest stała natomiast zmienia się czas repetycji impulsów depolaryzujących.

Zróżniczkujemy równanie na $C(t)$ i pomnożymy przez t :

$$C(t) = C_0 \left[1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \right] \quad t \frac{dC(t)}{dt} = -\frac{t}{\tau_e} C_0 \frac{n_T(0)}{2N_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)$$

To równanie ma ekstremum dla $t = \tau_e$, które wynosi $C_0 \frac{n_T(0)}{2N_D} \frac{1}{e}$. Na podstawie pomiarów dla kilku różnych temperatur, można wyznaczyć wykres Arrheniusa $\ln \tau_e T^2 = f\left(\frac{1}{T}\right)$.



Laplace DLTS

Wysoko rozdzielcza spektroskopia Laplace DLTS (w skrócie LDLTS)¹ jest metodą cyfrową, która za pomocą odwrotnej transformaty Laplace pozwala oddzielić emisję pochodzącą z blisko siebie usytuowanych głębokich poziomów defektowych, tym samym pozwala na identyfikację defektów wieloładunkowych, kompleksów itp. LDLTS jest techniką izotermiczną, gdzie zmiana pojemności jest mierzona oraz uśredniona w określonej temperaturze. Funkcja opisująca transformatę

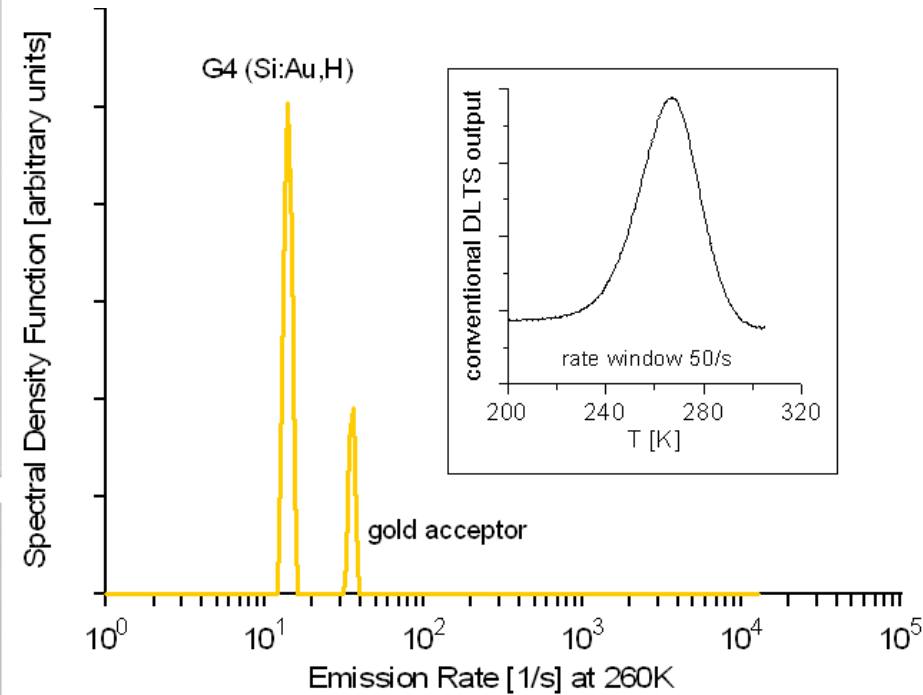
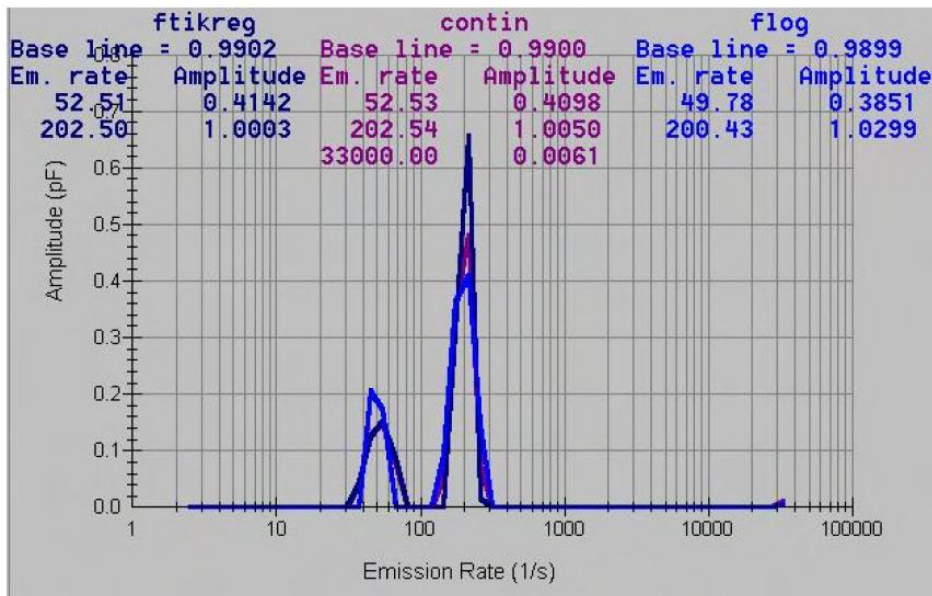
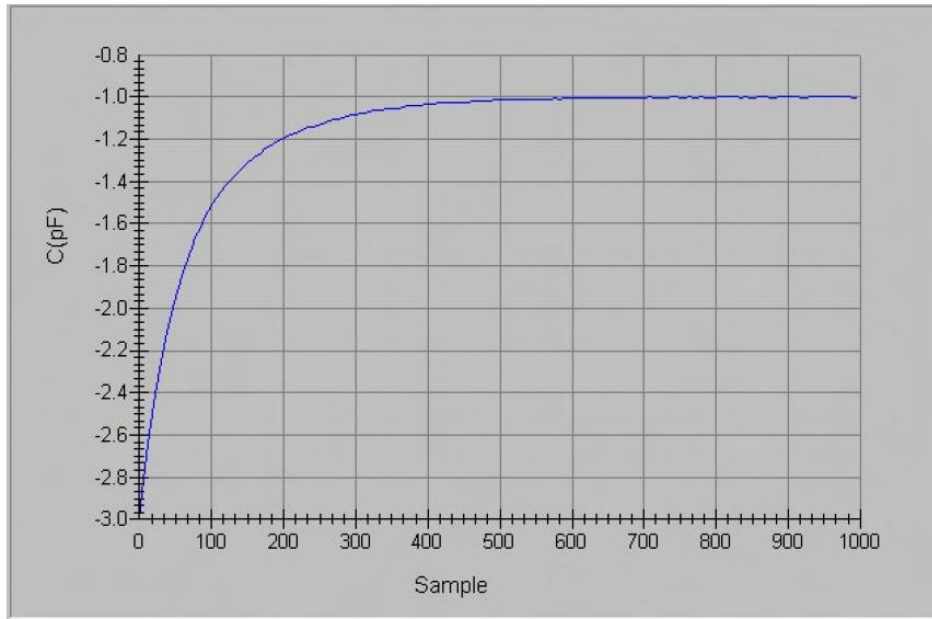
$$f(t) = \int_0^{\infty} F(s) \exp(-st) ds$$

gdzie $f(t)$ to zarejestrowana kinetyka pojemności, a $F(s)$ to funkcja gęstości spektralnej czyli widmo sygnału LDLTS, przy czym zakłada się, że $f(t)$ jest to funkcja niewykładnicza, która składa się z wielu funkcji wykładniczych. Idea metody LDLTS polega na określeniu funkcji gęstości spektralnej $F(s)$ z zarejestrowanej kinetyki pojemności $f(t)$. W tym celu wykorzystywane są trzy specjalne algorytmy matematyczne bazujące na metodzie regularyzacji Tikhonova². W wyniku zastosowania tych algorytmów obliczeniowych otrzymuje się sygnał LDLTS, który ma postać funkcji δ Diraca dla kinetyk wykładniczych.

¹ L. Dobaczewski i in. J. Appl. Phys. 76, 194 (1994).

² S. W. Provencher, *Comp. Phys. Communications* 27, 213 (1982).

DLTS i LDLTS - porównanie



DLTS

Technika DLTS pozwala na wyznaczenie następujących parametrów charakteryzujących głęboki poziom:

- energia termicznej aktywacji E_a ,**
- koncentracja pułapek N_T ,**
- przekrój czynny na pułapkowanie $\sigma_{n(p)}$,**
- stan ładunkowy głębokiego poziomu**

Pozwala również rozróżnić defekty punktowe od rozciągłych.

Energia aktywacji termicznej

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c \exp(-(E_c - E_T)/kT))$$

Potencjały termodynamiczne:

$$G = H - TS; H = E + pV$$

Energia potrzebna do wzbudzenia elektronu z poziomu pałapkowego do pasma przewodnictwa, jest równa ΔG , więc szybkość emisji:

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c \exp(-\Delta G_n/kT) \quad *$$

gdzie dla $T=\text{const}$:
$$\Delta G_n = \Delta H_n - T \Delta S_n$$

Po podstawieniu do *:

$$e_n = \sigma_n X_n v_{th} N_c \exp(-\Delta H_n/kT)$$

gdzie $X_n = \exp(\Delta S_n/k)$ i może osiągać wartości 10-100. Zatem z wykresu Arrheniusa otrzymuje się entalpię a nie energię aktywacji i efektywny przekrój czynny $\sigma_{n,eff} = \sigma_n X_n$.

Koncentracja pułapek

Zmiana pojemności złącza $p^+ - n$ po wyłączeniu impulsu zapelniającego:

$$C(t) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

$$C(0) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} \right)$$

$$C(\infty) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} e^{-\frac{\infty}{\tau}} \right) = C_0$$

$$\Delta C = C(\infty) - C(0) = C_0 - C_0 \left(1 - \frac{N_T}{2N_D} \right)$$

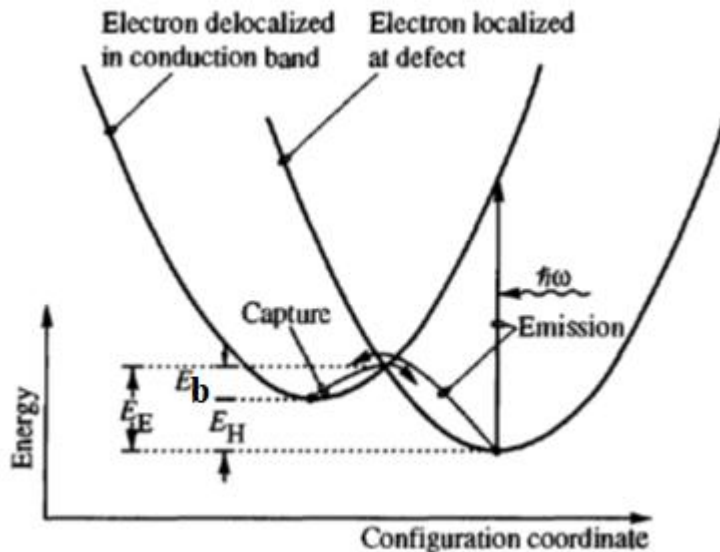
$$\frac{\Delta C_c}{C_0} = \frac{N_T}{2N_D}$$

Pomiar amplitudy sygnału DLTS w stanie nasycenia, gdy wszystkie poziomy są obsadzone (po wyłączeniu impulsu zapelniającego) pozwala na wyznaczenie koncentracji N_T .

Przekrój czynny na pułapkowanie

Przekrój czynny nie zawsze jest stały. Defekty, które silnie oddziałują z siecią charakteryzuje przekrój czynny zależny wykładniczo od temperatury:

$$\sigma_n = \sigma_{\infty} \exp(-E_b/kT)$$



gdzie σ_{∞} - przekrój czynny przy $T \rightarrow \infty$,
 E_b - energia aktywacji przekroju
czynnego.

$$e_n = \sigma_{\infty} X_n v_{th} N_c \exp \left(-\frac{\Delta H_n + E_b}{kT} \right)$$

Silne oddziaływanie oznacza, że zmianie stanu ładunkowego defektu towarzyszy zmiana konfiguracji sieci (tzw. relaksacja sieci) .

Pomiar przekroju czynnego

1. Z wykresu Arrheniusa dla defektów punktowych bez relaksacji sieciowej

2. Z zależności amplitudy sygnału DLTS od czasu zapelniania t_f :

- dla defektów punktowych z relaksacją sieciową¹, korzystając ze wzoru

$$A(t_f) = A_{\infty}(1 - \exp(-t_f c_n))$$

lub korzystając ze wzoru Ponsa² gdy trzeba uwzględnić długość Debay'a:

$$A(t_f) = C_1(1 - \exp(-t_f c_n)) + C_2 \ln t_f$$

- dla defektów rozciąglonych przekrój czynny jest zależny od stanu obsadzenia pułapek, przy najkrótszych czasach trwania impulsu zapelniającego zapelniane są pułapki o najniższej energii

$$A(t_f) \sim \ln t_f$$

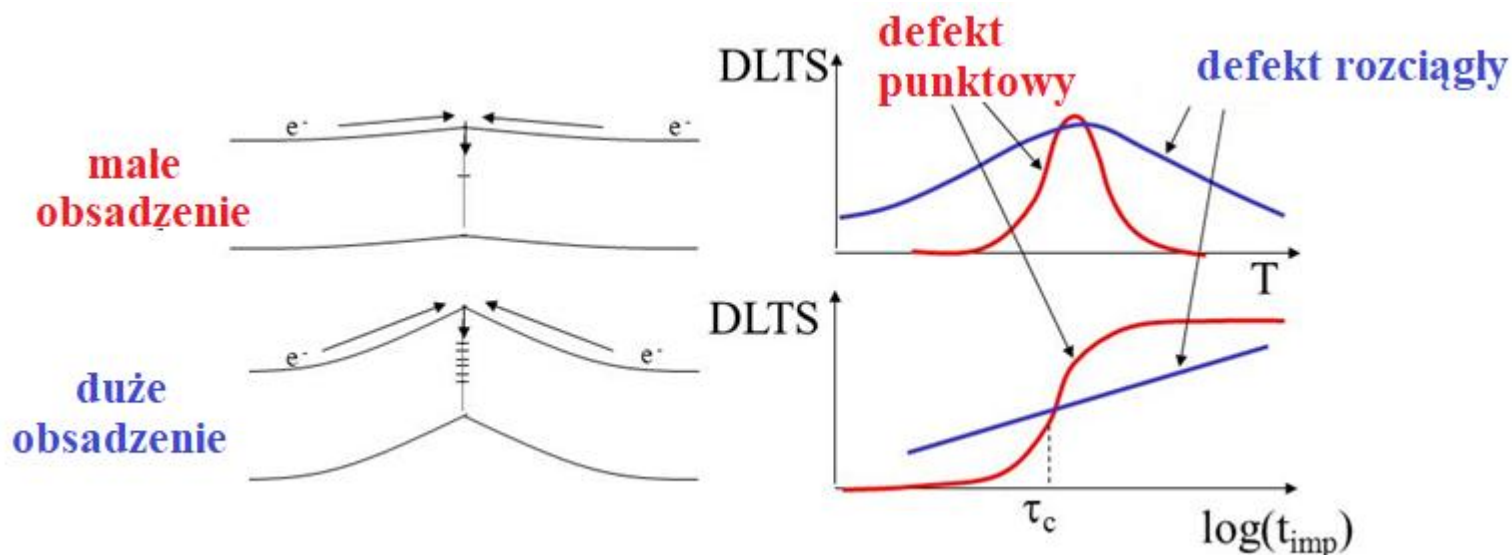
¹ Henry, Lang Phys. Rev.B 15, 989 (1977), ²Pons, J.Appl. Phys. 55, 3644 (1984)

Defekty punktowe i rozciągłe

Kontinuum stanów, pasmopodobne – zagięcie pasm

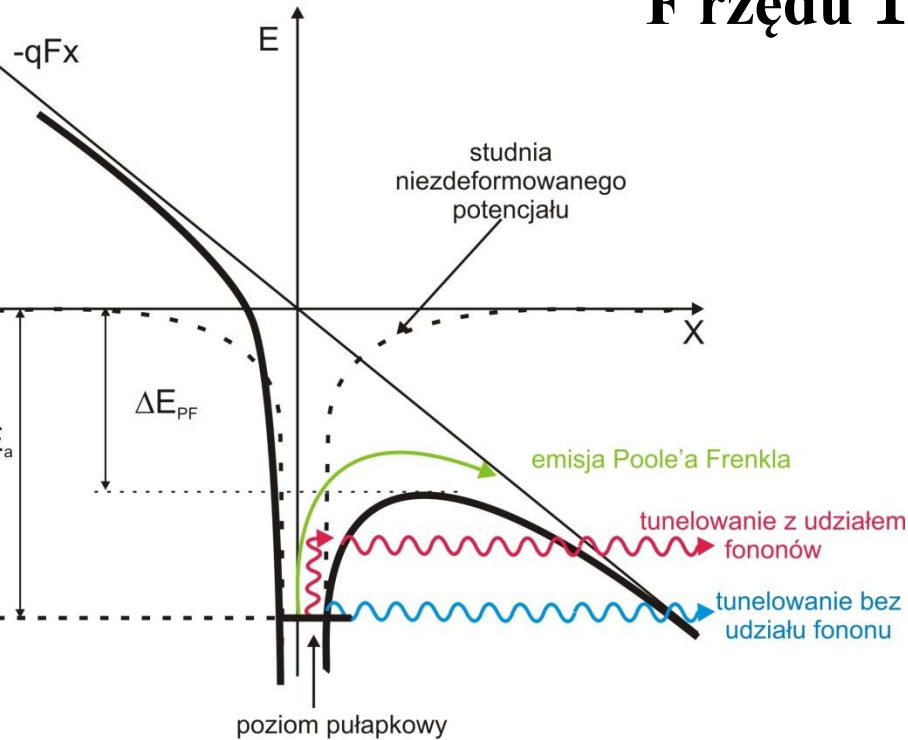
Prawdopodobieństwo emisji zależy od średniego obsadzenia stanów.

Prawdopodobieństwo pułapkowania zależy od bariery na pułapkowanie i od obsadzenia stanów.



Wpływ pola elektrycznego (F) - efekt Poole'a - Frenkla

F rzędu 10^5 V/cm



$$V_{PF}(x) = \underbrace{\frac{Zq}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r x}}_{\text{Potencjał zjonizowanej pułapki}} + Fx$$

$$\frac{dV}{dx} = 0 \Rightarrow x_{\max} = \sqrt{\frac{Zq}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{1}{F}}$$

$$\Delta E_{PF} = qV(x_{\max}) = q \sqrt{\frac{ZqF}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}$$

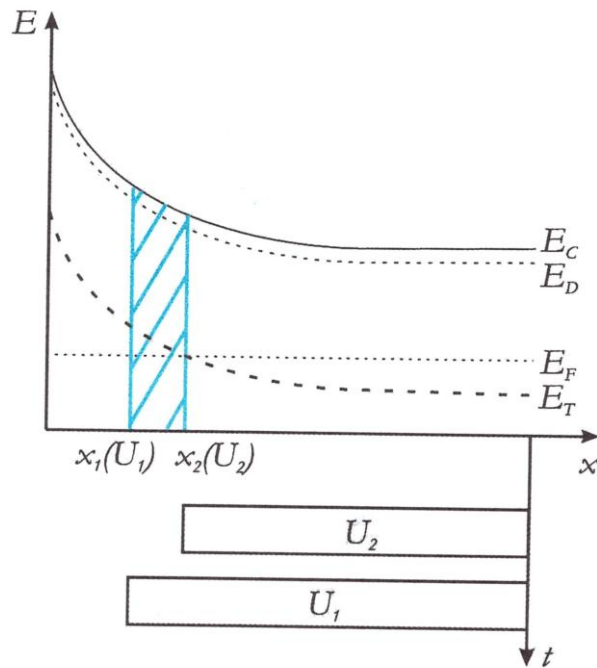
$$\Delta E_{PF} = \alpha_{PF} \sqrt{F} \quad \alpha_{PF} = q \sqrt{\frac{Zq}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}$$

$$e_n^{PF} = e_{n_0} \exp\left(\frac{\Delta E_{PF}}{k_B T}\right)$$

$$e_n^{PF} = \sigma_n V_{th} N_c \exp\left(\frac{-(E_a - \Delta E_{PF})}{k_B T}\right)$$

$$E_T(F) = E_a - \Delta E_{PF} = E_a - \alpha_{PF} \sqrt{F}$$

Zależność emisji termicznej od pola elektrycznego



Przy stałej częstotliwości repetycji $f_0 = \frac{1}{t_0}$ wykonuje się pomiar skanu temperaturowego sygnału DLTS, (tzw. DDLTS) przykładając dwa impulsy o różnym napięciu depolaryzującym złącze (por. rys. obok). Natężenie pola elektrycznego wyraża się wówczas wzorem:

$$F = 1.9 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_0 \epsilon_s}} \left[\sqrt{U_{bi} + |U_r|} - \sqrt{U_{bi} + \frac{|U_1| + |U_2|}{2}} + \sqrt{\frac{E_F - E_T}{q}} \right]$$

Zmieniając amplitudę jednego z impulsów od 0 do U_r wyznacza się szybkość emisji w zależności od natężenia pola elektrycznego. Jeśli efekt opisuje model Poole'a-Frenkla, to $\ln e_n^{PF} \sim \alpha \sqrt{F}$, gdzie α nie zależy od temperatury.

$$\alpha_{PF} = q \sqrt{\frac{Zq}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}$$

Profil koncentracji pułapek

Jeśli szybkość emisji nie zależy od pola elektrycznego (tzn. położenie maksimum sygnału DLTS nie zależy od pola), to korzystając z techniki DDLTS można wyznaczyć profil koncentracji pułapek. W stałej temperaturze mierzona jest zależność amplitudy sygnału DLTS od wysokości jednego z impulsów depolaryzujących przy stałej różnicy napięć depolaryzujących ΔU , od której zależy rozdzielczość techniki. Amplitudę impulsu zmienia się od 0 do wartości bliskiej U_r . W ten sposób skanuje się obszar zubożony w głąb złącza.

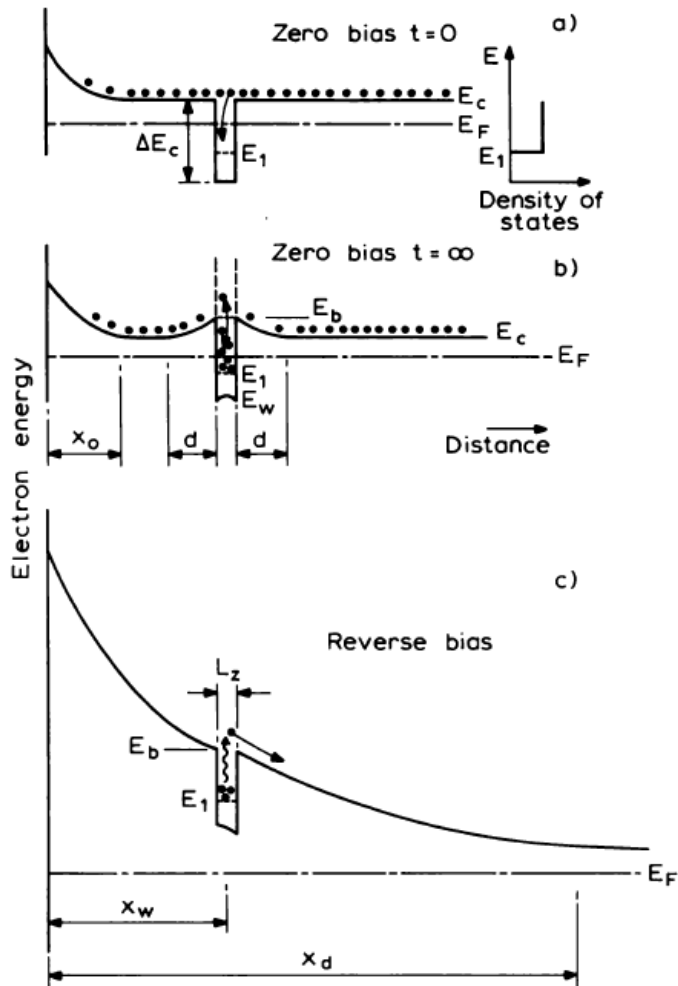
Odległość wgłębi od powierzchni złącza opisuje zależność:

$$x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_D}} \left[\sqrt{\frac{|U_1| - |U_2|}{2} - U_{bi} + |U_1|} - \sqrt{\frac{E_F - E_T}{q}} \right]$$

zaś koncentrację pułapek w określonym punkcie warstwy:

$$N_T = 2N_D \frac{\Delta C}{C} \frac{U_{bi} + |U_r|}{\Delta U} \qquad \Delta U = U_1 - U_2$$

Studnia kwantowa i DLTS

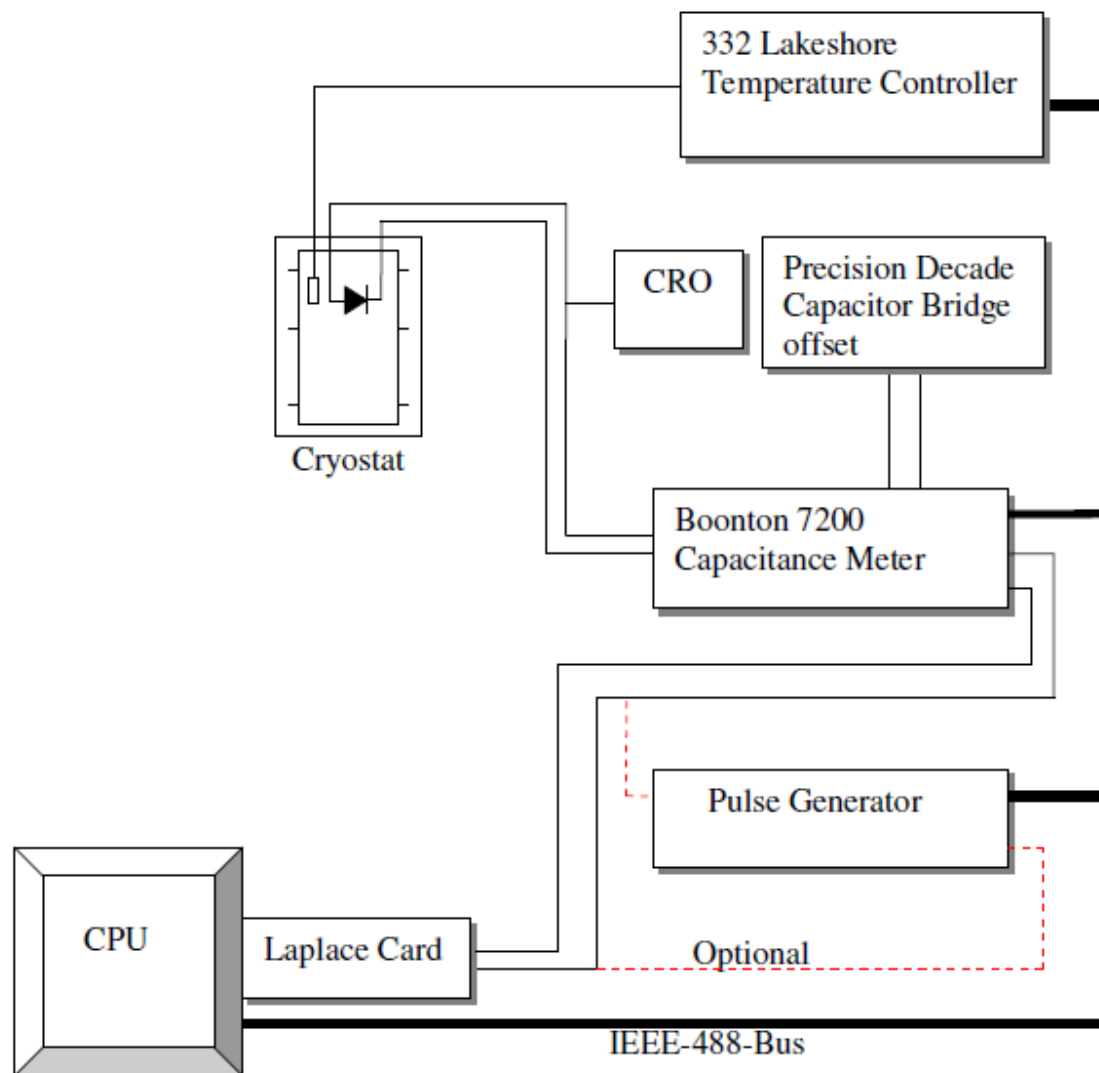


a) Pułapkowanie elektronów

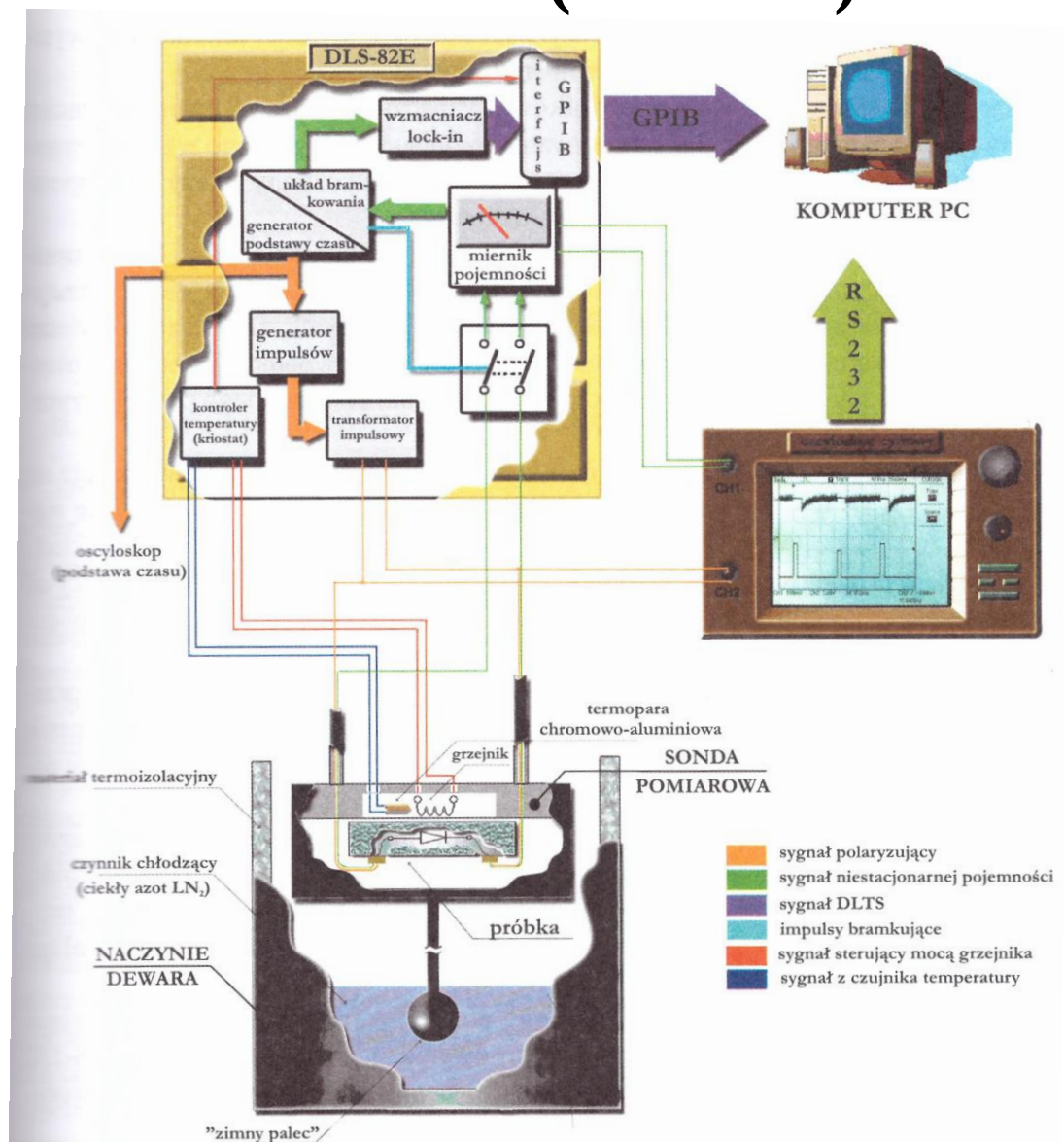
b) Zagięcie pasm w wyniku pułapkowania elektronów

c) Emisja nośników po spolaryzowaniu złącza napięciem w kierunku zaporowym

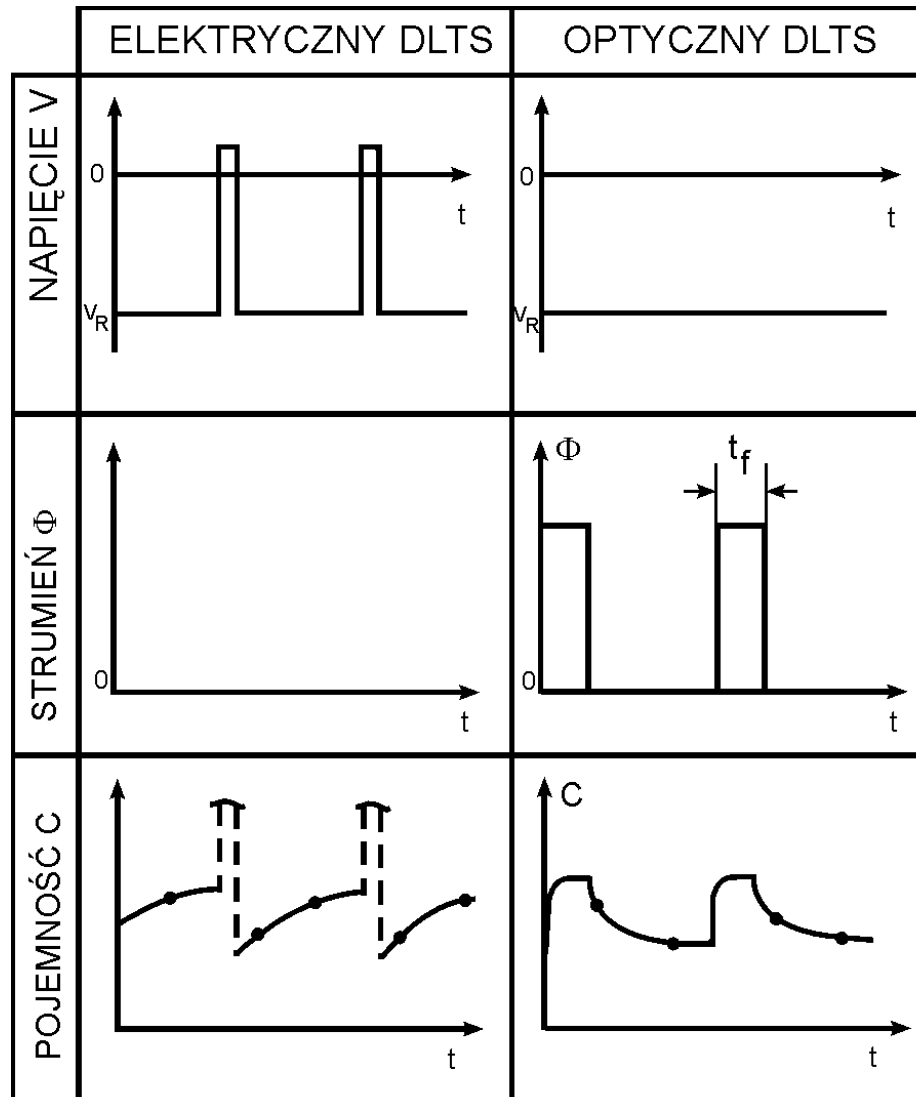
Układ cyfrowy do pomiaru DLTS i LDLTS (20K-500K)



DLS82E (80-350K)



DLOS i ODLTS



DLOS

	ELEKTRYCZNY DLOS	TEMPERATUROWY DLOS	OPTYCZNY DLOS
NAPIĘCIE V			
STRUMIEŃ Φ			
POJEMNOŚĆ C			
T	T = const (niska temperatura)	T = const (wysoka temperatura)	T = const (wysoka temperatura)

$$\left. \frac{dC}{dt} \right|_{t=0} \sim \sigma_{n0} \quad \left. \frac{dC}{dt} \right|_{t=0} \sim \sigma_{p0}$$

Spektroskopia admitancyjna

Obwód szeregowy RC

Cecha	Impedancja (Z)	Admitancja (Y)
Definicja	Zespolony opór w obwodzie prądu zmiennego	Odwrotność impedancji; zespolona przewodność elektryczna
Jednostka	Ohm (Ω)	Siemens (S)
Formuła	$Z = R + jX$	$Y = G + jS$
Wartość zespolona	$Z = \frac{V}{I}$ (napięcie przez prąd)	$Y = \frac{I}{V}$ (prąd przez napięcie)
Elementy składowe	Część rzeczywista (R) - rezystancja; część urojona (X) - reaktancja	Część rzeczywista (G) - przewodność; część urojona (B) - susceptancja

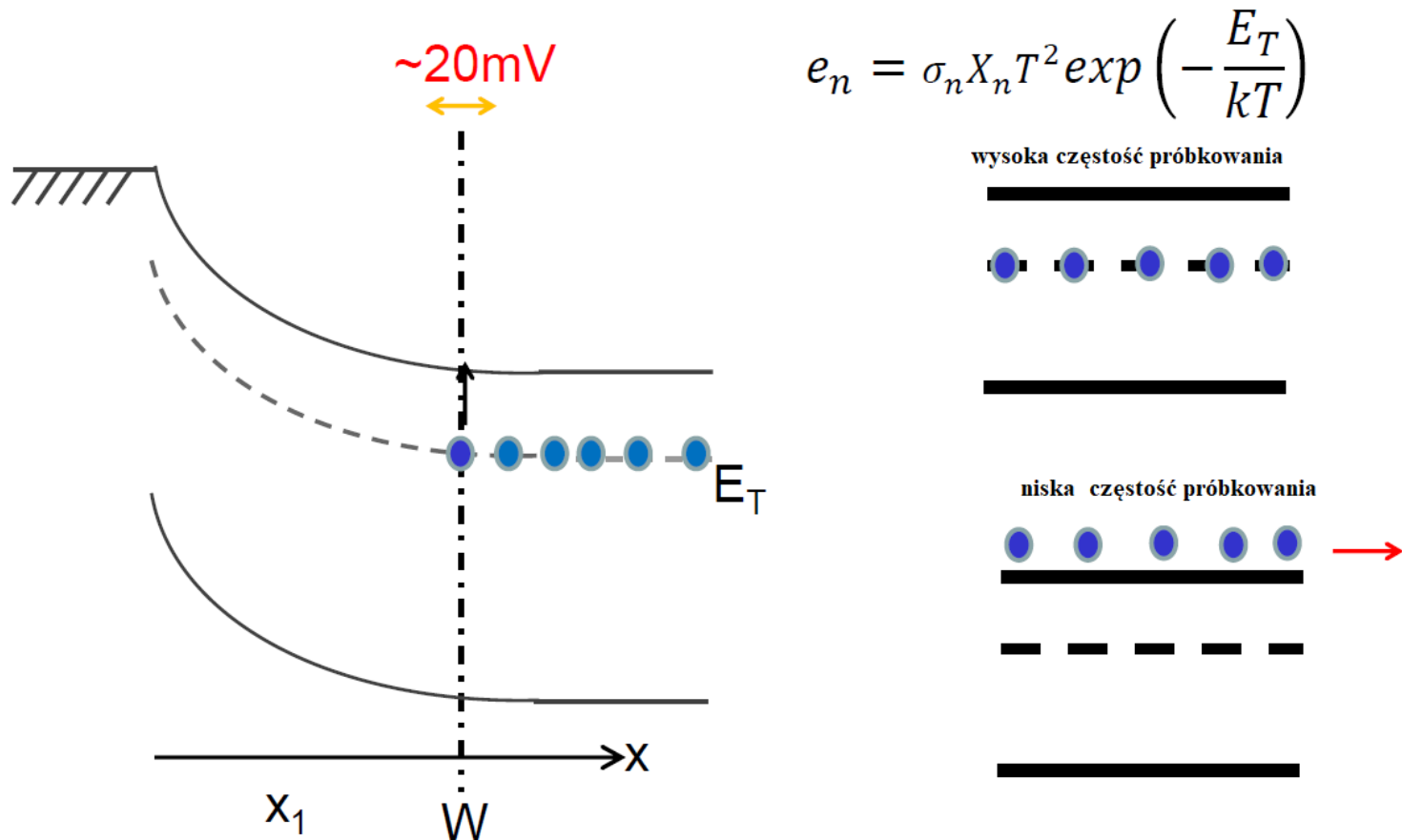
Admitancja $Y(f)$

$G(f)$ - konduktancja

$$Y(f) = G(f) + iS(f) \quad S(f) = 2\pi f C(f) \quad \text{susceptancja}$$

Spektroskopia admitancyjna

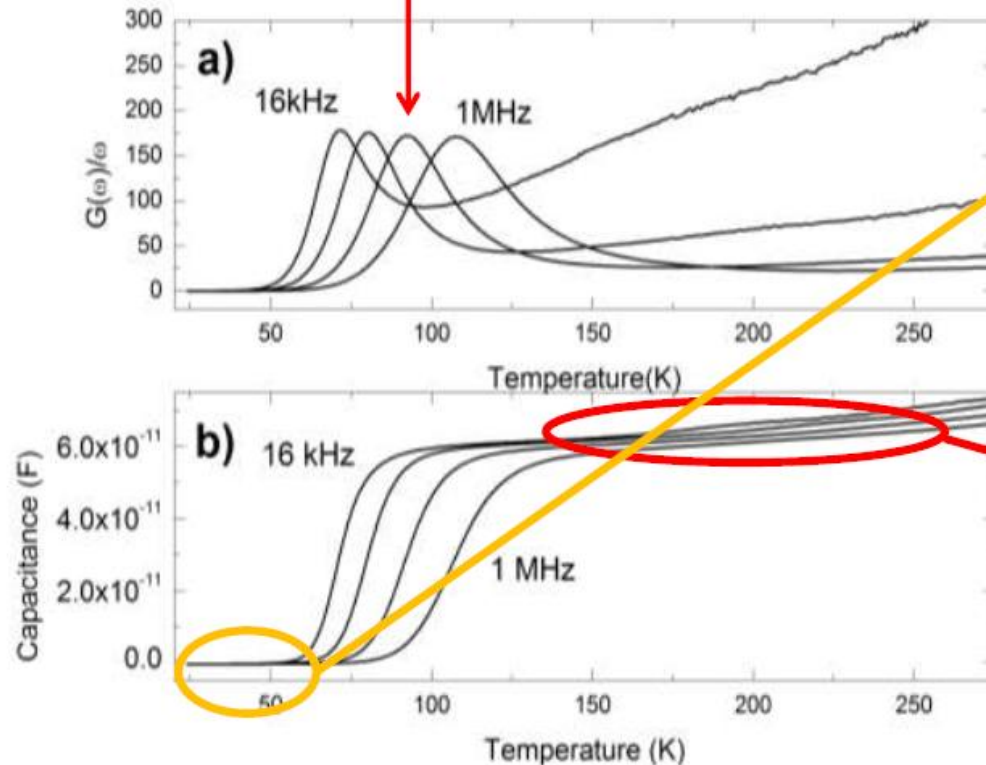
Do badanego złącza prostującego przykładą się napięcie przemienne o pewnej częstotliwości (próbkowania) i niewielkiej amplitudzie, rzędu np. 20mV.



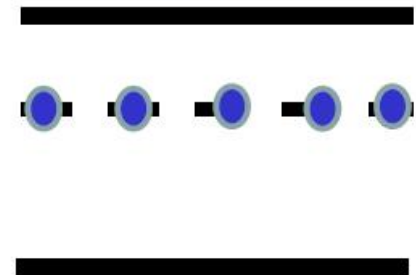
Spektroskopia admitancyjna

$$e_n = \sigma_n X_n T^2 \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right)$$

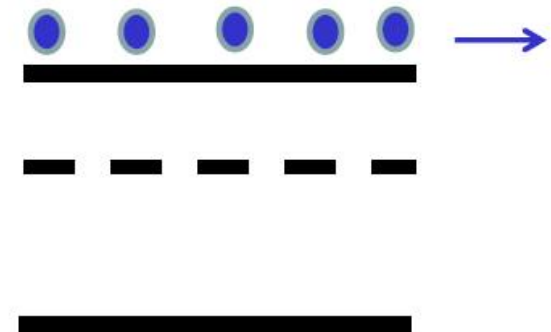
$$f(t) \sim e_n$$



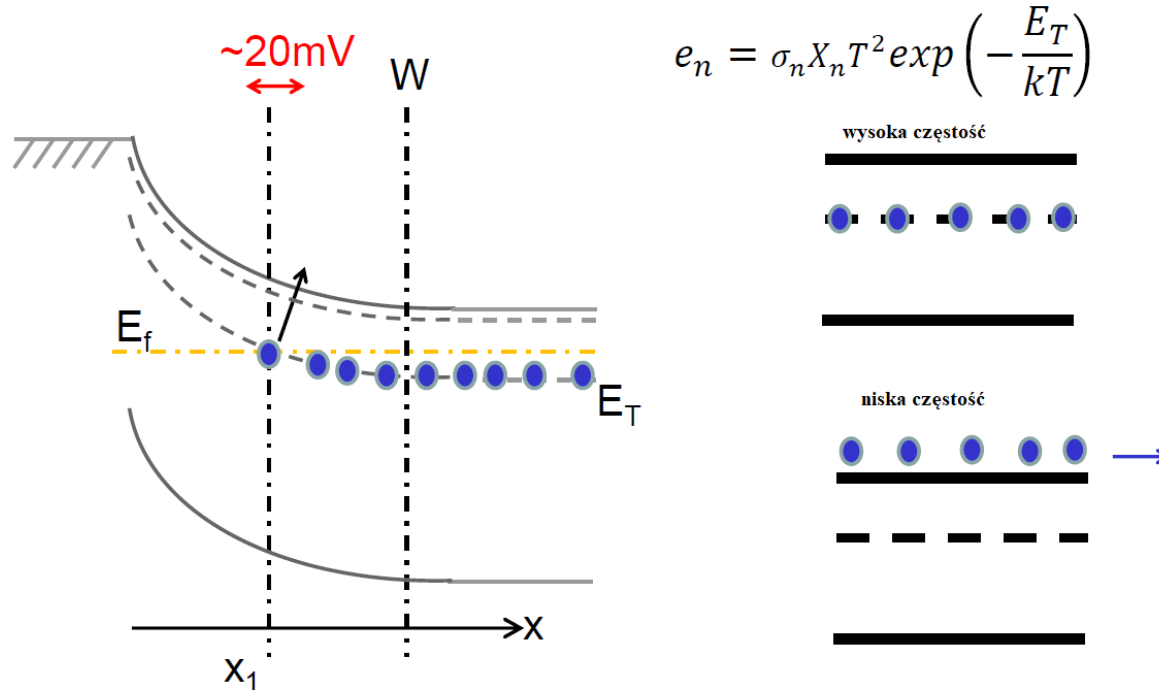
wysoka częstość



niska częstość



Spektroskopia admitancyjna

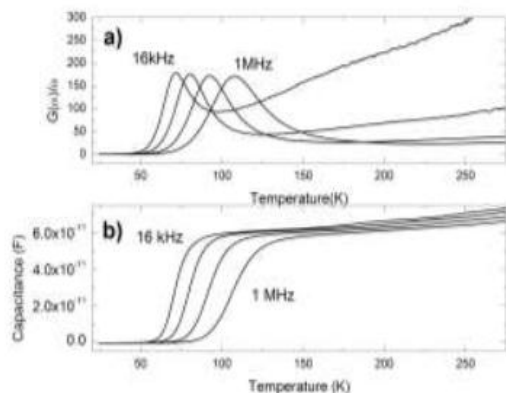


Położenie poziomu Fermiego zmienia się z temperaturą. W niskich temperaturach poziom Fermiego jest blisko pasma walencyjnego (w półprzewodnikach typu p) lub blisko pasma przewodnictwa (w półprzewodnikach typu n).

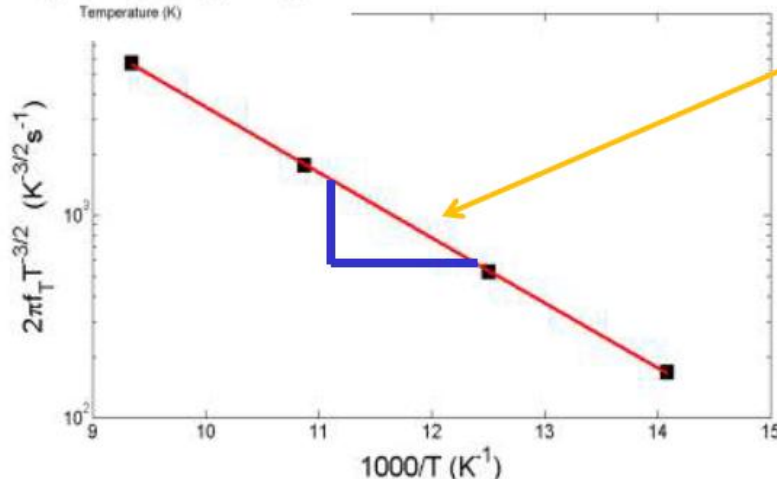
Wraz ze wzrostem temperatury coraz więcej elektronów przechodzi do pasma przewodnictwa, a dziur do pasma walencyjnego, co sprawia, że poziom Fermiego przesuwają się w kierunku środka przerwy energetycznej. To powoduje, że poziomy wypełnione elektronami ze wzrostem temperatury zaczynają znajdować się powyżej tego poziomu (typ n) i następuje emisja do odpowiedniego pasma (przewodnictwa). Ilość pałapek jest skończona, przy pewnej temperaturze wszystkie pałapki zostają opróżnione.

Wyznaczenie energii aktywacji

- Pomiar konduktancji i określenie temperatury, przy której obserwuje się maksima dla różnych częstości próbkowania.
- Pomiar pojemności i określenie temperatury, przy której obserwuje się skok pojemności $\frac{\Delta C}{2}$ dla różnych częstości próbkowania.



$$\frac{f(T)}{T_{max}^2} \propto e^{-\frac{E_T}{kT_{max}}}$$



energie aktywacji wyznacza się ze współczynnika kierunkowego prostej

Obszar wymrażania:

$$\frac{f(T)}{T_{max}^{3/2}} \propto e^{-\frac{E_d}{kT_{max}}}$$

Spektroskopia admitancyjna

- Zmiana pojemności jest proporcjonalna do koncentracji pułapek

$$C = \frac{\epsilon A}{W} \quad W = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_0 - V_r)}{qN_d}}$$

- Badany obszar złącza determinuje napięcie polaryzujące złącze.

