

ELEKTRIČNA VODLJIVOST POLUVODIČA

UVOD

Znamo da se kristali različito ponašaju u vanjskom električnom polju. Dok su metali dobri vodiči električne struje, u izolatorima se svojstvo električne vodljivosti gotovo uopće ne primjećuje. Osim toga, promjene temperature različito utječu na električna svojstva metala, poluvodiča i izolatora. Dok se s porastom temperature u metalima električna vodljivost u većini slučajeva smanjuje u poluvodičima i izolatorima ona se povećava. Možemo reći da su poluvodiči materijali koji po svojim električnim svojstvima leže između vodiča i izolatora, ali to osnovno svojstvo, po kojem su dobili ime, ne određuje u cijelosti tu grupu materijala. Tako npr. unutar granica vodljivost poluvodiča postoje i ionski vodiči, razni elektroliti itd. S druge strane neki intermetalni spojevi koji bi po podrijetku i po iznosu električne vodljivosti na sobnoj temperaturi pripadali u vodiče, po karakteristikama pripadaju u poluvodiče; također i neki elementi (Silicij, Telur) koji po dijelu svojih svojstava pripadaju grupi metala, a to su vodiči, po karakteru vodljivosti pripadaju poluvodičima.

Klasična teorija nije uspjela objasniti razliku između metala, poluvodiča i izolatora brojem elektrona s energijom većom od potencijalne barijere koja razdvaja područja susjednih atoma jer elektroni mogu tunelirati između susjednih atoma pa su u kvantnoj teoriji električna svojstva kristala objašnjena postojanjem energetskih vrpca. Razlike su između električnog vodiča, poluvodiča i nevodiča (izolatora) u tome što je u poluvodiču ograničen broj mogućih stanja gibanja elektrona, kao što je to slučaj za elektrone u atomu. Elektroni atoma mogu imati slijed potpuno određenih vrijednosti energija prema kvantnim zakonima, i ne mogu poprimiti druge vrijednosti energija. Ujedinimo li atome u kristal, po Paulijevom principu dva elektrona u jednom kristalu ne mogu imati isto stanje. Tako osnovno stanje energije E_0 izoliranog atoma degenerira u dvoatomskoj molekuli u dva podnivoa energije, a u kristalu u pojas energije s brojem podnivoa koji je jednak broju atoma u kristalu. Isto važi za pobuđene nivoe energija E_1 i E_2 u izoliranom atomu koji u kristalu prelazi u pobuđeni ili vodljivi pojas energije.

Na temperaturi apsolutne nule elektroni u kristalu zauzimaju redom najniža energetska kvantna stanja poštujući Paulijev princip. Određen broj najnižih energetskih vrpca potpuno je popunjen, dok najviša zauzeta vrpca može biti djelomično popunjena. U kristalima s djelomično popunjenom valetnom vrpcom male količine energije koju dobije elektron djelovanjem električnog polja uzrokuju protjecanje električne struje pa kažemo da su kristali s djelomično popunjenom valetnom vrpcom dobri vodiči struje.

Potpuno drugačije ponašanje imamo kod kristala s potpuno popunjenom valetnom vrpcom, u tom slučaju vanjsko električno polje ne izaziva promjene u gibanju elektrona jer vrpca nema slobodnih stanja. Pri tome važnu ulogu ima širina energetskog procjepa između valetne i vodljive vrpce. Za izolatore ona je veličine reda od 5 eV do 10 eV.

Zagrijavanjem kristala termička energija koju primaju elektroni na vrhu valetne vrpce može postati dovoljna da njih prebaci u vodljivu vrpcu. Prelazi elektrona događati će se ako

širina energijskog procijepa nije prevelika. Koncentracija efektivnih elektrona koji pod djelovanjem električnog polja sudjeluju u prijenosu električnog naboja znatno je manja nego u metalima, pa se ti kristali nazivaju poluvodičima. Tipični poluvodiči su germanij i silicij, sa širinom energetske procijepa 0,8 eV odnosno 1,2 eV. Čisti uzorci germanija i silicija na apsolutnoj nuli ponašaju se kao izolatori dok na višim temperaturama pokazuju sposobnost električne vodljivosti.

Dodavanjem čistom poluvodiču primjesa stvaraju se nepravilnosti u periodičnosti potencijalne energije pa i na niskim temperaturama poluvodiči mogu prenositi električni naboj. Na taj način stvaraju se lokalizirani energetske nivoi u području zabranjenog energijskog procijepa između valentne i vodljive vrpce. Dok elektroni valentne vrpce ne mogu dosegnuti vodljivu vrpcu jer im je energija na sobnoj temperaturi preniska, to mogu postići elektroni lokaliziranog nivoa koji se nalazi pri vrhu zabranjenog energetske procijepa. Ovi lokalizirani nivoi nazivaju se donorski nivoi, jer daju suvišni elektron u vodljivu vrpcu koja je normalno prazna. Takvi poluvodiči mogu voditi struju pod utjecajem električnog polja zahvaljujući vodljivost donorskih elektrona pa kaženo da imamo vodljivost n-tipa. Ako se pak lokalizirani nivoi nalaze pri dnu zabranjenog procijepa, nazivaju se akceptorski nivoi, jer primaju jedan elektron iz valentne vrpce, u kojoj ostaje šupljina odnosno manjak elektrona. Budući da tako valentna vrpca postaje nepopunjena, takav poluvodič može voditi struju u vanjskom električnom polju. Može se reći da struja potječe od tih šupljina sa po jednim pozitivnim nabojem i da poluvodič ima vodljivost pomoću šupljina ili vodljivost p-tipa. Dakle kod poluvodiča postoje dvije vrste nosilaca naboja: negativni elektroni i pozitivne šupljine koje se u električnom polju gibaju u protivnim smjerovima. Kod n-tipa poluvodiča veća je vodljivost elektrona, a kod p-tipa veća je vodljivost šupljina.

Kristale dijelimo dakle na metale, poluvodiče i izolatore ovisno o električnim osobinama. Na sobnim temperaturama tipične vrijednosti koeficijenta električne vodljivosti u metalima su $10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$, u poluvodičima $10^{-5} (\Omega\text{m})^{-1}$ do $10^2 (\Omega\text{m})^{-1}$, a u izolatorima su manje od $10^{-5} (\Omega\text{m})^{-1}$.

Električna vodljivost poluvodiča povećava se s povišenjem temperature i približno je eksponencijalna funkcija temperature:

$$\sigma \approx e^{-\frac{E_A}{k_B T}}$$

Veličina E_A određuje energiju koju treba dovesti nosiocu naboja da bismo ga doveli u pobuđeno stanje i naziva se energija aktivacije, k_B je Boltzmannova konstanta, a T označava temperaturu. Nasuprot metalima u kojima se povišenjem temperature vodljivost smanjuje u poluvodičima se električna vodljivost povećava.

Možemo reći da je osnovna karakteristika poluvodiča visok stupanj osjetljivosti na vanjske uvjete. Promjene temperature, tlaka, stavljanje uzorka poluvodiča u vanjsko električno polje, dodavanje primjesa itd. može bitno promijeniti vodljivost poluvodiča.

Posebne skupine poluvodiča čine materijali kojima otpor ima izrazitu temperaturnu zavisnost. Prvu skupinu čine različiti oksidi i sulfidi: uran-oksidi, bakar-oksidi, srebro sulfid i dr., a drugu skupinu čine karbidi s dodatcima gline i grafita (silicijev karbid). Izrađuju se u obliku

štapova, pločica, cijevi različiti velečina i vodljivosti, te su naročito važni u pojedinim područjima elektrotehnike.

Bakar(I)-oksid, selen, kadmij-sulfid, bizmut-sulfid i još neki materijali imaju osobito izraženu zavisnost vodljivosti od djelovanja svjetlosne energije, pa se primjenjuju za izvedbu fotočlanaka i fotootpornika. Ove naprave imaju široku primjenu u regulacijskoj tehnici i brojnim signalno-sigurnosnim uređajima.

Razvoj ispitivanja i primjene poluvodiča obično se dijeli na četiri razdoblja. U prvom do 1931, upotrebljavani su samo neki poluvodiči kao suhi ispravljači. Drugo razdoblje (1931.-1939.) karakterizirano je razvojem teorije čvrstog stanja i primjene kvantne mehanike za objašnjenje svojstava poluvodiča što je omogućilo utvrđivanje preciznih granica između vodiča, poluvodiča i izolatora. treće razdoblje vezano je uz napore u II. svjetskom ratu da se konstruira radar. Vakumske diode nisu prikladne za konstrukciju detektora centimetarskih radiovalova, pa se intenzivno istraživalo na novim suhim ispravljačima, tj. poluvodičkim diodama. Četvrto razdoblje koje počinje od 1948. pa do danas, kada je ispitivanje kristala germanija s pomoću dva metalna šiljka dovelo do otkrića tranzistora. To otkriće konačno je nedvojbeno pokazalo velike mogućnosti primjene poluvodiča u znanosti i tehnici i uvjetovalo brzi razvoj njihova ispitivanja i primjene. Moderna velika elektronička računala ne bi na klasičan način bila ostvariva, ne samo zbog glomaznosti nego i zbog sporosti. Konstruiran je niz elemenata kao zamjena za cijevi (razni tranzistori) ili čitavi sklopovi (integrirani krugovi) kao i niz elemenata koji u klasičnoj elektroničkoj industriji nisu ni postojali (npr. fotodiode).

Kod nekih vrlo osjetljivih i preciznih mjernih instrumenata primjenjuju se poluvodički elementi sa izrazitim Hallovim efektom (E. H. Hall), posebno se to odnosi na razne tipove magnetometra.

Teorijski dio

Električna vodljivost jedna je od najznačajnijih osobina metala i poluvodiča i posve je razumljivo da su prva teorijska istraživanja nastojala objasniti tu pojavu. Drude je 1900. godine primjenom modela idelnog elektronskog plina izveo Ohmov zakon koji povezuje gustoću struje, \mathbf{j} , s električnim poljem \mathbf{E}

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (1)$$

gdje je faktor proporcionalnosti σ , električna vodljivost, određen izrazom

$$\sigma = \frac{Zn\tau e^2}{m} = ne\mu \quad (2)$$

gdje je μ pokretljivost elektrona, Zn koncentracija elektrona, τ relaksacijsko vrijeme, e naboj, m masa elektrona. U poluvodičima fizikalni uvjeti određuju ne samo pokretljivost nego i koncentraciju elektrona, pri čemu se koncentracija nosilaca naboja najčešće mijenja mnogo brže nego i koncentracija. treba istaknuti da razlikujemo ionske i elektronske poluvodiče. U ionskim poluvodičima nosioci naboja su ioni, a u elektronskim poluvodičima naboj prenose elektroni i šupljine. U ovome radu ograničiti ćemo se na elektronske poluvodiče.

Električnu vodljivost elektronskog poluvodiča u općenitom slučaju izražavamo relacijom:

$$\sigma = ne\mu_e + pe\mu_h \quad (3)$$

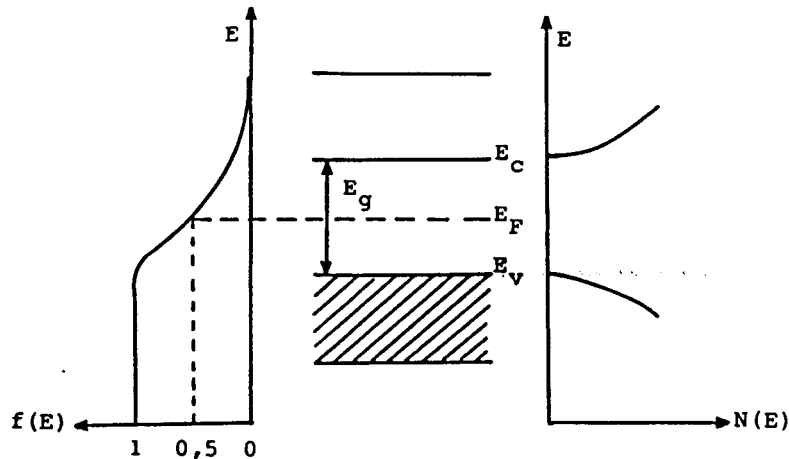
gdje su n i p koncentracije elektrona i šupljina, μ_e i μ_h njihove pokretljivosti, a e naboj elektrona. U pojedinim slučajevima relacija (3) dobiva jednostavniji oblik. Tako za intrinzični poluvodič, koji se definira jednakošću koncentracija $n = p = n_i$, ona prelazi u:

$$\sigma = n_i(e\mu_e + e\mu_h) \quad (4),$$

a za poluvodič n-tipa ($n \gg p$) ili za poluvodič p-tipa ($n \ll p$) u:

$$\sigma = ne\mu_e ; \quad \sigma = pe\mu_h \quad (5).$$

Možemo pogledati o čemu sve ovise gore spomenute veličine. Kao ishodište uzet ćemo zonski model poluvodiča prikazan na slici 1. Na apsolutnoj nuli vodljiva vrpca je odvojena od valetne vrpce procjepom širine E_g . Unutar toga procjepa nalazi se Fermijev nivo E_F za koji Fermijeva funkcija, (6), poprima vrijednost $\frac{1}{2}$.



Slika 1. Zonski model poluvodiča

$$f_e(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1} \quad (6)$$

Od dna E_c vodljive vrpce elektronima stoji na raspolaganju niz kvantnih stanja čija gustoća raste kao korjenska funkcija energije:

$$N(E) = 2\pi(2m_e^*/h)^2 (E-E_c)^{1/2} \quad (7)$$

gdje je m_e^* efektivna masa elektrona. Slično je u valentnoj vrpce, počevši od vrha E_v te vrpce gustoća stanja raste također kao korjenska funkcija:

$$N(E) = 2\pi(2m_h^*/h)^2 (E_v-E)^{1/2} \quad (8)$$

gdje je m_h^* efektivna masa šupljina. Relacije (7) i (8) dovoljne su za izračunavanje koncentracija. Koncentraciju elektrona u vodljivoj vrpce dat će integral produkta $N(E)f_e(E)dE$ od dna do vrha vrpce. Kako je vjerojatnost zaposjednuća viših nivoa vrpce mala, gornja granica integracije se može protegnuti do beskonačnosti. To daje:

$$n = 2 \int_{E_c}^{\infty} N(E)f_e(E)dE \quad (9)$$

Faktor 2 dolazi zbog spina. Račun provodimo za dva slučaja. U prvom slučaju $(E_F-E_c)/k_B T < -1$, što znači da se Fermijev nivo nalazi barem za $k_B T$ ispod dna vodljive vrpce. Tada relacija (9) daje:

$$n = N_c e^{-\frac{E_c-E_F}{k_B T}} \quad (10)$$

Poluvodič se u tom slučaju pokorava Boltzmannovoj statistici pa ga nazivamo nedegeneriranim poluvodičem.

U drugom slučaju vrijedi $(E_F - E_c)/k_B T > 5$. Da bi vrijedila aproksimacija, Fermijev nivo mora biti iznad dna vodljive vrpce za barem $5 k_B T$. Opća relacija tada daje:

$$n = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_F - E_c)^{3/2} \quad (11)$$

Može se primjetiti da koncentracija elektrona u tom slučaju ne ovisi o temperaturi. Poluvodič nazivamo degeneriranim.

Potpuno analogni postupak primjenjuje se i kod izračunavanja koncentracija šupljina. Slično relaciji (9) integrira se produkt gustoće stanja (8) i fermijeve funkcije:

$$f_h = 1 - f_e \quad (12)$$

od dna do vrha valentne vrpce. I ovdje donju granicu možemo protegnuti u beskonačnost. U prvom slučaju $(E_v - E_F)/k_B T < -1$, što znači da se Fermijev nivo nalazi barem za $k_B T$ iznad vrha valentne vrpce. Tada je koncentracija šupljina dana:

$$p = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}} \quad (13)$$

Poluvodič se u tom slučaju pokorava Boltzmannovoj statistici pa ga nazivamo nedegeneriranim poluvodičem.

U drugom slučaju vrijedi $(E_v - E_F)/k_B T > 5$. Da bi vrijedila aproksimacija, Fermijev nivo je duboko u valentnoj vrpci. Opća relacija tada daje:

$$p = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_h^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_v - E_F)^{3/2} \quad (14)$$

Može se primjetiti da koncentracija šupljina u tom slučaju ne ovisi o temperaturi. Poluvodič nazivamo degeneriranim.

Produkt koncentracije elektrona i koncentracije šupljina u nedegeneriranom poluvodiču ne ovisi od položaja Fermijevog nivoa:

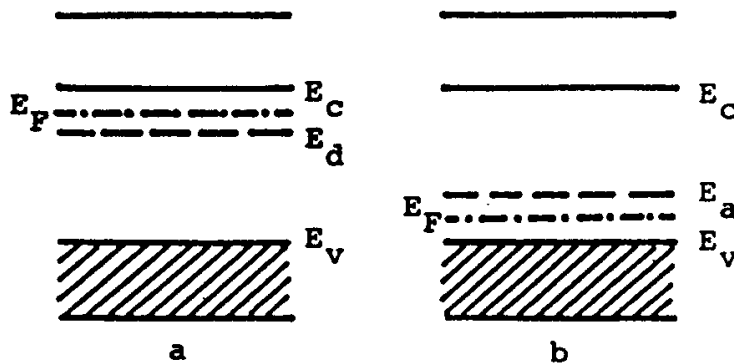
$$n \cdot p = N_c N_v e^{-\frac{E_c - E_v}{k_B T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \quad (15)$$

U slučaju intrinzičnog poluvodiča imamo da je koncentracija elektrona jednaka koncentraciji šupljina $n = p$, dakle svakom elektronu u vodljivoj vrpci odgovara jedna šupljina u valentnoj vrpci. Intrinzični poluvodič karakterizira još i tzv. intrinzična koncentracija nosilaca naboja $n_i = n = p$, najlakše je dobiti pomoću relacije (15):

$$n_i = (n \cdot p)^{1/2} = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_v}{2k_B T}} = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (16).$$

Vidi se da koncentracija nosilaca naboja raste približno eksponencijalno s temperaturom.

Pogledajmo slučaj dopiranog poluvodiča. U najjednostavnijem slučaju poluvodič n-tipa sadrži donore s relativno malom koncentracijom N_d , što znači da se u energetskom procjepu javlja diskretni donoski nivo udaljen za E_d od dna vodljive vrpce slika 2. U području niskih temperatura utjecaj pobuđenja elektrona iz valentne



Slika 2. Vrpčasti model dopiranog vodiča: n-tip (a), p-tip (b)

vrpce može se zanemariti. U vodljivu zonu preskaču samo elektroni s donorskog nivoa. U tom slučaju Fermijev nivo se nalazi približno na polovici razmaka između E_c i E_d . Obično je taj razmak veći od nekoliko $k_B T$, pa se može koristiti Boltzmannova statistika: koncentracija elektrona u vodljivoj vrpce dana je relacijom:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \quad (17)$$

Očito je da tu koncentraciju možemo izjednačiti u našem slučaju s koncentracijom N_d^+ ionizirajućih donorskih atoma:

$$N_d^+ = N_d (1 - f(E_d)) \approx N_d e^{-\frac{E_F - E_d}{k_B T}} \quad (18)$$

Posljednje dvije relacije jednoznačno određuju položaj Fermijevog nivoa:

$$E_F = \frac{E_d + E_c}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{N_d h^3}{2(2\pi m_e^* k_B T)^{3/2}} \right) \quad (19)$$

Fermijev nivo se na apsolutnoj nuli nalazi točno na polovici udaljenosti između donorskog nivoa i dna vodljive vrpce. S povišenjem temperature on se udaljuje od vodljive vrpce prelazi E_d i teži prema sredini energetske procjepa. Osim toga, vidi se da položaj Fermijevog nivoa ovisi o koncentraciji donorskih atoma.

Slične relacije možemo izvesti i za poluvodič p-tipa. U tom slučaju pretpostavljamo da je poluvodič dopiran akceptorskim atomima s koncentracijom N_a , što će izazvati pojavu akceptorskog nivoa E_a unutar energijskog procjepa slika 2.

Pokretljivost elektrona i njena ovisnost o temperaturi direktno je određena relaksacijskim vremenom τ , a preko njega mehanizmom raspršenja elektrona. Razlikujemo: raspršenje na rešetkinim vibracijama, (fononsko raspršenje), te raspršenje na defektima rešetke, neutralnim i ioniziranim nečistoćama. Za fononsko raspršenje karakteristično je da je ono izotropno, da srednji slobodni put elektrona ne ovisi o njegovoj brzini pokretljivost elektrona dana je relacijom:

$$\mu_e = A T^{-3/2} \quad (20)$$

gdje je A konstanta ovisna o materijalu. Slično pokretljivost šupljina dana je relacijom:

$$\mu_h = B T^{-3/2} \quad (21)$$

gdje je B konstanta ovisna o materijalu. Obje relacije pokazuju da je pokretljivost nosilaca naboja u slučaju fononskog raspršenja slabo promjenljiva s temperaturom i padajuća. Ostale vrste raspršenja ispoljavaju se u normalnim okolnostima tek na vrlo niskim temperaturama kad prestaje dominacija fononskog raspršenja. Kao najznačajniji centri raspršenja javljaju se u tom slučaju ionizirani primjesni atomi, osobito ako je njihova koncentracija u uzorku poluvodiča visoka. Razmatranje relaksacijskog vremena τ dovelo je Conwella i Weisskopfa do ovih rezultata:

$$\mu_e = C T^{-3/2} \quad ; \quad \mu_h = D T^{-3/2} \quad (22)$$

gdje su C i D konstante ovisne o materijalu. Relacije pokazuju da je pokretljivost nosilaca naboja u slučaju ovoga raspršenja također slabo promjenljiva s temperaturom, ali rastuća.

Za otpor R nekog materijala otpornosti ρ , konstantnog presjeka A i duljine l vrijedi jednadžba:

$$R = \rho \frac{l}{A} \quad (23)$$

Otpornost materijala dana je sa:

$$\rho = \frac{1}{\sum_i n_i q_i \mu_i} \quad (24)$$

Gdje je n_i gustoća nosilaca naboja, q_i količina naboja jednog nosioca i μ_i pokretljivost naboja i -te vrste. Termistor je poluvodič, stoga se u njemu naboj prenosi samo elektronima, koncentracije n , i šupljinama, koncentracije p . Uz to, termistor je intrinzični poluvodič, pa vrijedi $n = p$.

Stoga jednadžba (24) prelazi u:

$$\rho = \frac{1}{ne(\mu_e + \mu_h)} \quad (25)$$

Iz teorije vrpce i Fermi-Diracove statistike za koncentraciju elektrona u vodljivoj vrpce vrijedi jednažba:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi k}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_G}{2kT}} \quad (26)$$

gdje je $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$ Boltzmanova konstanta, T temperatura sistema, $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ Planckova konstanta, m_e^* efektivna masa elektrona, m_h^* efektivna masa šupljina, a E_G je energetska razlika između dna vodljive i vrha valentne vrpce. Iz teoretskih razmatranja Maxwell-Boltzmanove raspodjele brzina elektrona u vodljivoj vrpce za pokretljivost elektrona dolazi se do jednažbe:

$$\mu_e = \frac{2h^4 c}{3E_{Del}^2 (2\pi)^{\frac{7}{2}} m_e^{*\frac{5}{2}} T^{\frac{3}{2}}} \quad (27)$$

gdje je $c = 9 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$, a E_{Del} je pomak dna vodljive vrpce pri jediničnoj dilataciji. Ista jednažba vrijedi za pokretljivost šupljina uz zamjenu $m_e^* \rightarrow m_h^*$.

Čestim mjerenjima došlo se do zaključka da teorija jako dobro opisuje ponašanje gustoće nosilaca naboja n i p , dok ovisnost pokretljivosti elektrona μ_e i šupljina μ_h o temperaturi prati jednažbe:

$$\mu_e = CT^{-a} \quad \mu_h = BT^{-a} \quad (28)$$

gdje su C i B koeficijenti neovisni o temperaturi, a a je konstanta za koju vrijedi $a \approx \frac{3}{2}$.

Uvrštavanjem jednažbi (28), (26) i (25) u jednažbu (23) dobiva se:

$$R = \frac{l}{2eA} \left(\frac{2\pi k}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} (C + B) T^{a-\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_G}{2kT}} \quad (29)$$

Zbog $a \approx \frac{3}{2}$ član $T^{a-\frac{3}{2}}$ se može zanemariti. Stoga, promatrajući samo temperaturnu ovisnost otpora, dobiva se jednažba:

$$R = R_0 e^{\frac{E_G}{2kT}} \quad (30)$$

gdje je R_0 koeficijent neovisan o temperaturi.