

Poskus Haynesa in Shockleya

1. Namen

- Izmeri mobilnost manjšinskih nosilcev naboja v dopiranem kristalu polprevodnika pri sobni temperaturi.
- Izmeri difuzijsko konstanto za difuzijo manjšinskih nosilcev naboja pri sobni temperaturi.
- Z izmerjenima mobilnostjo μ in difuzijsko konstanto D preveri Einsteinovo zvezo:

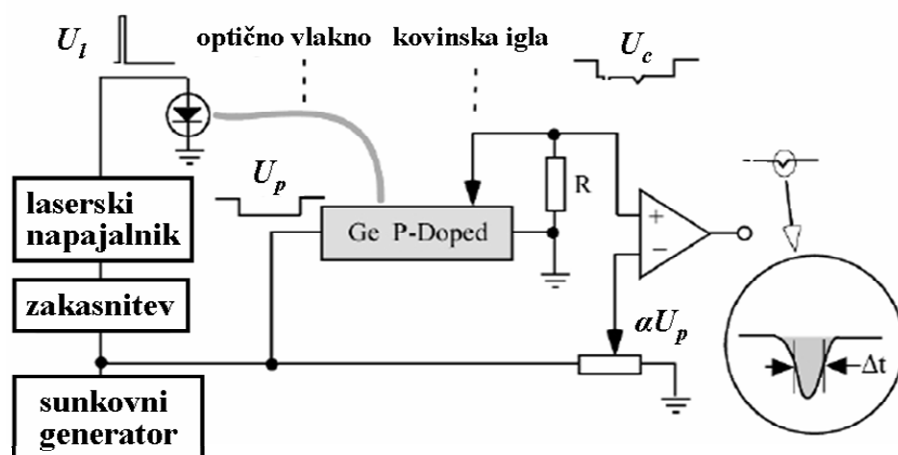
$$D = \frac{\mu k_B T}{e_0}, \quad (1)$$

kjer je T temperatura, k_B , Boltzmannova konstanta in e_0 osnovni naboj.

2. Kratek opis

Mobilnost manjšinskih nosilcev naboja v polprevodniku lahko določimo z merjenjem povprečne hitrosti nosilcev v električnem polju, ko na vzorec polprevodnika pritismo napetost. Poskus te vrste sta prva izvedla Haynes in Shockley leta 1949 in s tem vpeljala standardno metodo za raziskovanje polprevodnikov.

Pri tej vaji raziskujemo dopiran kristal germanija tipa p, v katerem so večinski nosilci naboja vrzeli. Osnovna shema poskusa je prikazana na sliki 1. Kristal germanija ima obliko podolgovatega kvadra, na katerega krajišči sta prispajkani žici, s katerima na kristal pritismo konstantno napetost U_p . Podolgovate stranske ploskve kristala se dotikata optično vlakno in konica kovinske igle, med katerima je razdalja d . Skozi optično vlakno pošljemo kratek sunek infrardeče svetlobe, ki v polprevodniku vzbudi pare elektron-vrzel. V zunanjem električnem polju, $E_p = U_p/L$, kjer je L dolžina kristala, se začnejo manjšinski nosilci gibati (elektroni) vzdolž kristala proti delu, kjer se kristala dotika igla, ki jo imenujemo kolektor. Manjšinski nosilci odtečejo na kolektor, sunek toka pa na uporniku zaznamo kot negativni sunek napetosti na zaslonu osciloskopa.



Slika 1. Shema poskusa.

Časovni zamik sunka napetosti glede na sunek infrardeče svetlobe, t , nam da povprečno hitrost manjšinskih nosilcev, $v = d/t$, in mobilnost elektronov $\mu = v/E_p =$

$dL/(U_p t)$. S spreminjanjem napetosti U_p in hkratnim merjenjem časovnega zamika t lahko na enostaven način določimo mobilnost μ .

Ko gruča vbrizganih manjšinskih nosilcev potuje od optičnega vlakna proti kolektorju, se le ti postopoma rekombinirajo z večinskimi nosilci. Obenem pa se gruča elektronov zaradi difuzije razleze. Do podatkov o rekombinaciji in difuziji pridemo z merjenjem odvisnosti širine in ploščine sunka toka na kolektorju v odvisnosti od napetosti U_p . Podrobnosti so opisane v poglavju, ki sledi.

3. Podrobnosti

3.1. Mikroskopska slika polprevodnika in stika polprevodnika s kovino

Polprevodnik tipa p dobimo, če ga dopiramo z akceptorskimi atomi, to je atomi, katerih valenca je za ena manjša od valence atomov polprevodnika. V energijski reži malo nad robom valenčnega pasu nastanejo lokalizirana akceptorska stanja, v katera pri dovolj visoki temperaturi preidejo elektroni iz valenčnega pasu. Izpraznjena mesta elektronov v valenčnem pasu imenujemo vrzeli. Vrzeli so tako večinski nosilci naboja v polprevodniku tipa p. Pri tej vaji je za polprevodnik izbran germanij, pri katerem znaša energijska reža med vrhom valenčnega in dnem prevodnega pasu 0,67 eV, akceptorska stanja pa so okoli $E_a = 10$ meV nad vrhom valenčnega pasu, odvisno od tipa akceptorja. Tej energijski razliki ustreza temperatura $E_a/k_B \approx 100$ K, kar pomeni, da so pri sobni temperaturi zasedena praktično vsa akceptorska stanja oziroma je gostota vrzeli v valenčnem pasu že enaka gostoti akceptorskih atomov.

Zunanje površine polprevodnikov so prekrivane s tanko plastjo (10-20 Å) oksida. Drugačna kristalna zgradba v oksidni plasti in na meji oksid-polprevodnik povzroči strukturne nepravilnosti, zaradi katerih nastanejo na površini polprevodnika dovoljena energijska stanja znotraj energijske reže polprevodnika. Do podobne situacije pride zaradi okoliških ionov, ki se ujamejo (»chemisorbed«) v oksidni plasti. Tako nastale energijske nivoje imenujemo *površinska stanja*.

V površinskih stanjih se lahko znajdejo tako pozitivni kot negativni delci. Pri stiku kovina-oksidi p-dopiranega Ge zasedajo površinska stanja nekatere proste vrzeli iz notranjosti kristala. V tem primeru nastane dvojna plast naboja: pozitivnega na površini in negativnega (nepremični naboji akceptorskih ionov) v notranjosti. Zaradi tega se vzpostavi potencialna pregrada, ki je podobna tisti pri stiku PN le, da so tu pozitivni naboji le na površini, medtem ko so negativni naboji razpršeni v notranjost polprevodnika. Potencial je manjši v notranjosti polprevodnika.

Če na kristal pritisnemo kovino, ki je na pozitivnem potencialu glede na polprevodnik, se potencialna pregrada poveča in toka (večinskih nosilcev, to je vrzeli) ni. V obratnem primeru, ko na kovino pritisnemo negativen potencial, na polprevodnik pa pozitivnega, se pregrada zmanjša in tok lahko teče. Situacija ustreza diodi z anodo na strani kovine in katodo na strani polprevodnika. V primeru stika kovina-oksidi pri n-dopiranem Ge je polarnost dvojne plasti in diode zamenjana, saj površinska stanja v tem primeru zasedajo elektroni.

3.2. Sestavni deli postavitve poskusa

Blokovna shema poskusa je prikazana na sliki 1. Osnovno zaporedje dogodkov poskusa, ki smo jih opisali v poglavju 2, ponavljamo v enakomernih časovnih presledkih. Napetosti U_p nimamo vključene vseskozi, temveč jo med dvema ponovitvama zaporedja dogodkov izključujemo, da preprečimo pretirano segrevanje vzorca zaradi ohmskih izgub. Časovni interval, ko je napetost izključena, je precej daljši od intervala, ko je napetost vključena.

Proženje svetlobnega sunka je vezano na vklop napetosti U_p , kar nakazuje slika 1. Časovno zakasnitev med vklopom in proženjem svetlobnega sunka lahko spreminjamo. Naravnano jo tako, da se svetlobni in kolektorski sunek ne prekrivata s prehodnimi pojavi ob vklopu U_p . Spreminjamo lahko tudi intenziteto svetlobnega sunka. Svetlobni sunek mora biti čim krajši in je dolg okoli 1 μ s.

Kolektorski sunek, ki ga zaznamo na zaslonu osciloskopa, je naložen na delež napetosti U_p , ki ustreza padcu napetosti med kolektorjem in ozemljenim koncem polprevodnika. Z diferencialnim ojačevalnikom lahko ta del odštejemo in preostanek, ki ustreza kolektorskemu sunku, ojačimo.

Površina kristala polprevodnika mora biti kar se da čista. Nečistoče na površini namreč povzročijo takojšnjo rekombinacijo dela fotovzbujenih nosilcev, zaradi česar lahko signal tako upade, da ga ni več mogoče zaznati.

3.3. Določitev mobilnosti, difuzijske konstante in življenjskega časa elektronov

Če je svetlobni sunek dovolj kratek, ima dolžinska gostota manjšinskih nosilcev takoj po vbrižu približno obliko funkcije $\delta(x)$, $n(x,0) = N_0\delta(x)$, kjer je N_0 število vbizganih elektronov. Zaradi difuzije se porazdelitev elektronov postopoma razširja, obenem pa se zaradi rekombinacije elektronov z vrzeli tudi zmanjšuje. Dolžinska gostota ima zato potujočo Gaussovo obliko:

$$n(x,t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{\exp\left(-\frac{(x - \mu E_p t)^2}{4Dt}\right)}{\sqrt{4\pi Dt}}, \quad (2)$$

kjer je τ življenjski čas manjšinskih nosilcev, D pa njihova difuzijska konstanta. Širino porazdelitve na polovični višini, Δx , dobimo iz pogoja,

$$\exp\left(-\frac{(\Delta x/2)^2}{4Dt}\right) = \frac{1}{2} \Rightarrow \Delta x = 4\sqrt{\ln(2)Dt} \approx 3.33\sqrt{Dt}. \quad (3)$$

Ob predpostavki, da se porazdelitev ob potovanju mimo kolektorja ne spreminja (kar velja le za dovolj velike hitrosti potovanja), ima kolektorski sunek na zaslonu osciloskopa časovno širino $\Delta t = \Delta x/v$ oziroma,

$$\Delta t = 3.33 \frac{t^{3/2}}{d} \sqrt{D}, \quad (4)$$

kjer je d razdalja med optičnim vlaknom in kolektorjem, t pa čas potovanja gruč elektronov od mesta fotovzbuditve. Odvisnost Δt od $t^{3/2}/d$ ima torej obliko premice, katere naklon je $3.33\sqrt{D}$.

Iz enačbe (4) in izraza za mobilnost $\mu = v/E_p = dL/(U_p t)$, kjer je L dolžina polprevodnika, lahko razmerje D/μ izrazimo s samimi merljivimi količinami,

$$\frac{D}{\mu} = \left(\frac{\Delta t}{3.33t}\right)^2 \frac{d}{L} U_p. \quad (5)$$

Razmerje je zanimivo, saj je le funkcija temperature, do česar pridemo s preprosto izpeljavo v okviru kinetične teorije plinov. Difuzijsko konstanto lahko namreč zapišemo kot $D = \langle l \rangle \langle v \rangle / 3$, kjer je $\langle v \rangle$ povprečna velikost hitrosti nosilcev naboja, $\langle l \rangle$ pa njihova povprečna prosta pot. Če je \bar{t} povprečen čas med zaporednima trkoma nosilca naboja, velja $\langle l \rangle = \langle v \rangle \bar{t}$. Obenem velja

$\langle v \rangle = \sqrt{8k_B T / \pi m}$ tako, da je $D \approx k_B T \bar{t} / m$. Po drugi strani je mobilnost $\mu = v / E_p = a \bar{t} / 2E_p$, kjer je pospešek, $a = e_0 E_p / m$. Sledi $\mu \approx e_0 \bar{t} / m$ in iz tega enačba (1).

Življenjski čas manjšinskih nosilcev določimo z merjenjem odvisnosti ploščine pod kolektorskim sunkom od časovne zakasnitve t kolektorskega sunka za svetlobnim sunkom. Ploščina $A(t) = \int U_c(x, t) dx$ je sorazmerna z nabojem gruče elektronov, ta pa pojema eksponentno s časom τ .

Izkaže se, da je mobilnost elektronov, določena na podlagi enačbe $\mu = v / E_p = dL / (U_p t)$ odvisna od napetosti U_p , pri velikih napetostih je odvisnost vse manjša. Pri potovanju gruče elektronov mimo kolektorja se namreč dolžinska gostota elektronov, podana z enačbo (2), spreminja in ni kar statična, kakor smo predpostavili pri izpeljavi enačbe (4). Ko začetek gruče elektronov pride mimo kolektorja, je dolžinska gostota (2) večja kot pa, ko gre mimo kolektorja konec gruče elektronov, saj se je vmes nekaj nosilcev že rekombiniralo. Oblika kolektorskega sunka na zaslonu je zato popačena, popačitev pa je tem večja, čim manjša je hitrost potovanja gruče elektronov. Popačitev vpliva na iz meritev določene vrednosti mobilnosti μ . Prave vrednosti mobilnosti μ' dobimo iz izmerjenih vrednosti μ z:

$$\mu' = \mu \left(\sqrt{1 + \kappa^2} - \kappa \right), \quad \kappa = \frac{2Lk_B T}{e_0 U_p d} \left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{2} \right). \quad (6)$$

3.4. Korekcije izmerjenih vrednosti

Oblika kolektorskega sunka in s tem vrednosti izmerjenih t in Δt so odvisni od amplitude vzbujevalnega sunka. Vzbujevalni sunki z večjo amplitudo povzročijo, da se kolektorski sunek razširi, hkrati pa se njegov vrh pomakne v času naprej. Do tega pride zaradi nelinearnih pojavov pri večjih gostotah fotovzbujenih manjšinskih nosilcev.

Nepopačeno obliko kolektorskega sunka dobimo le v limiti zelo majhne gostote manjšinskih nosilcev. Iz zagate si pomagamo tako, da izvedemo serijo meritev oblike kolektorskega sunka (torej vrednosti količin t in Δt) pri različnih vrednostih intenzitete vzbujevalnih optičnih sunkov. Nepopačeni vrednosti t in Δt nato dobimo z ekstrapolacijo, ko gre intenziteta vzbujevalne svetlobe proti 0.

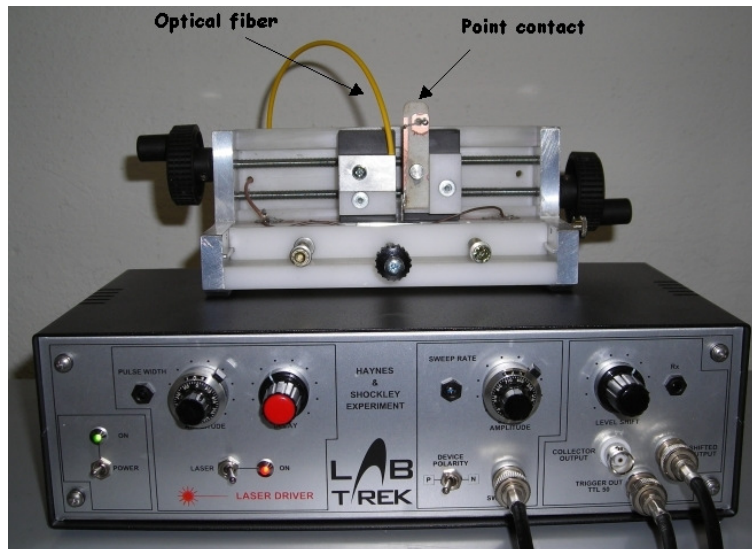
4. Izvedba meritve

Eksperimentalna naprava je prikazana na sliki 2. Sestoji se iz kontrolne elektronike in mehanizma, ki omogoča spreminjanje leg optičnega vlakna in kovinske igle vzdolž vzorca. Pri premikanju kovinske igle je treba le to odmakniti od vzorca, saj drugače lahko poškodujemo vzorec in iglo.

Najprej preverimo, če sta optično vlakno in igla pravilno nameščena na vzorcu. Nato priključimo izhod "SWEEP" (U_p) na prvi kanal osciloskopa, izhod "SHIFTED OUTPUT", ki ustreza razliki $U_c - \alpha U_p$, na drugi kanal, in izhod "TRIGGER OUT" na prožilni kanal osciloskopa. Intenziteto svetlobnega sunka nastavimo na minimum z gumbom "AMPLITUDE" in poskrbimo, da je laser izklopljen.

Na osciloskopu opazujemo napetostni sunek U_p na prvem kanalu in nastavimo njegovo amplitudo z gumbom "SWEEP AMPLITUDE" na -10V. Z gumbom "LEVEL SHIFT" nastavimo parameter α tako, da dobimo na drugem kanalu osciloskopa (izhod "SHIFTED OUTPUT") čimbolj ravno črto.

Vklopimo laser. Na drugem kanalu osciloskopa se pojavi majhen negativen sunek, ki ustreza prehodu gruče manjšinskih nosilcev mimo igle. Z gumbom "DELAY" poskrbimo, da se svetlobni sunek sproži po koncu prehodnih pojavov povezanih z vklopom U_p .



Slika 2. Fotografija eksperimentalne naprave.

Ko je vse pripravljeno, se lahko lotimo meritve. Različne čase zakasnitve t med svetlobnim sunkom in kolektorskim sunkom dosežemo s spreminjanjem napetosti U_p s potenciometrom "AMPLITUDE" na kontrolni plošči. Meritev izvedemo pri petih ali šestih vrednostih napetosti. Pri vsaki različni napetosti U_p napetosti odčitamo širino kolektorskega sunka, Δt , na polovični višini, amplitudo kolektorskega sunka, U_0 , in zakasnitev vrha kolektorskega sunka, t , za prožilnim izhodom, ki je sinhron s svetlobnim sunkom. Za natančno določitev vrednosti t in Δt uporabimo ekstrapolacijo pri zmanjševanju intenzitete svetlobnega sunka.

Na podlagi izmerjenih vrednosti t in Δt iz linearne odvisnosti Δt od $t^{3/2}/d$ določimo difuzijsko konstanto, kakor veli enačba (4). S pomočjo enačbe (5) pri vsaki različni napetosti U_p določimo razmerje D/μ in iz njega ob poznavanju D še mobilnost. Da bi lahko izločili vpliv rekombinacije manjšinskih nosilcev ob potovanju gruče elektronov mimo kolektorja in s tem določili pravilne vrednosti mobilnosti z enačbo (6), najprej potrebujemo življenjski čas elektronov τ . Le tega določimo z grafa odvisnosti ploščine $A(t)$ pod kolektorsko napetostjo od zakasnitve t kolektorskega sunka. Ploščino lahko ocenimo kar kot $A'(t) = U_0 \Delta t \approx U_0 \Delta x / v \propto \int U_c(x, t) dx$. Čeprav lahko s tem naredimo precejšnjo napako pri določitvi absolutne vrednosti ploščine, pa ima količina $A'(t)$ enako časovno odvisnost tako, da dobimo dovolj točno vrednost τ . Z enačbo (6) nato popravimo prej določene vrednosti mobilnosti. Na koncu preverimo še Einsteinovo zvezo (1).

5. Literatura

1. J. R. Haynes in W. Shockley, Phys. Rev. **75**, 691 (1949) in Phys. Rev. **81**, 835 (1951).
2. H. B. Prince, Phys. Rev. **92**, 681 (1953) in v Phys. Rev. **93**, 1204 (1954).
3. Sconza in G. Torzo Eur. J. Phys. **8**, 34-40 (1987).

4. Sconza, G. Galet in G. Torzo *Am. J. Phys.* **68**, 80-87 (2000).
5. S. Wang, Fundamentals of semiconductor theory and device physics, (Prentice Hall 1989).