

# F 5

## HALVLEDARE

### MÅLSÄTTNING.

Laborationen kommer att visa att man med olika, och ofta enkla metoder kan bestämma för halvledarfysiken så väsentliga kvantiteter som bandgap, dopningstyp och störämneskoncentration.

### FÖRBEREDELSE.

Du skall förstå bakgrunden till att de yttre elektronerna bildar energiband i fasta ämnen och till intrinsisk och extrinsisk ledning. Du skall förstå geometrin för Halleffektmätningen och härledningen av uttrycket för Hallspänning. Du skall ha inhämtat den bakomliggande teorin från din lärobok.

### UTFÖRANDE.

Första delen av laborationen består av att bestämma bandgapet  $E_g$  hos indiumantimonid, InSb. Genom att mäta resistansens temperaturberoende och plotta  $\ln R$  mot  $1/T$  kan  $E_g$  bestämmas. Dessutom mäts bandgapet för InSb, Ge, GaAs upp optiskt m.h.a. spektrofotometrar och jämförs med banddiagram och resistansmätningen.

Därefter användes Halleffekten för att bestämma dopningstyp (n eller p) och störämneskoncentration hos en dopad Ge kristall.

---

Namn.....

Kurs.....

Utförd den.....

Handledare.....

Godkänd den.....

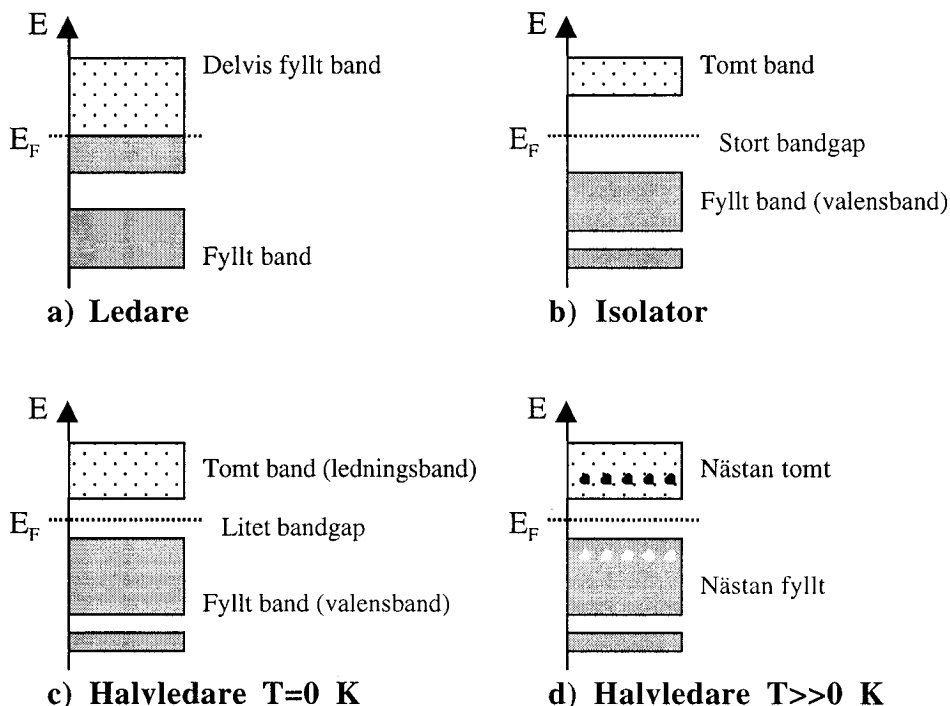
Av.....



## 1. TEORETISK BAKGRUND.

## 1.1 Energiband.

När en grupp fria atomer förs samman till en kristall, blir i synnerhet de svagast bundna elektronernas energinivåer störda. Enligt Pauli-principen måste nämligen alla elektroner i det kvantmekaniska system, som utgörs av atomerna i kristallen, befinna sig i olika tillstånd. Nivåerna bildar band, inom vilka tillstånden ligger mycket tätt. Liksom energinivåerna i den fria atomen kan varje band endast rymma ett visst antal elektroner. I en isolator, exempelvis diamant, är alla band antingen helt fyllda eller helt tomma (fig. 1b). Det översta fyllda bandet, *valensbandet*, skiljs från det understa tomma bandet, *ledningsbandet*, av ett bandgap  $E_g$ , där det inte finns några tillåtna tillstånd. Metaller karakteriseras av att minst ett band endast är delvis fyllt (fig. 1a). Halvledare är isolatorer vid 0 K (fig. 1c), men har ett så litet bandgap ( $< 3$  eV) att vid rumstemperatur har ett antal elektroner termiskt fått en så pass stor energiökning att de exciterats upp i ledningsbandet (fig. 1d).

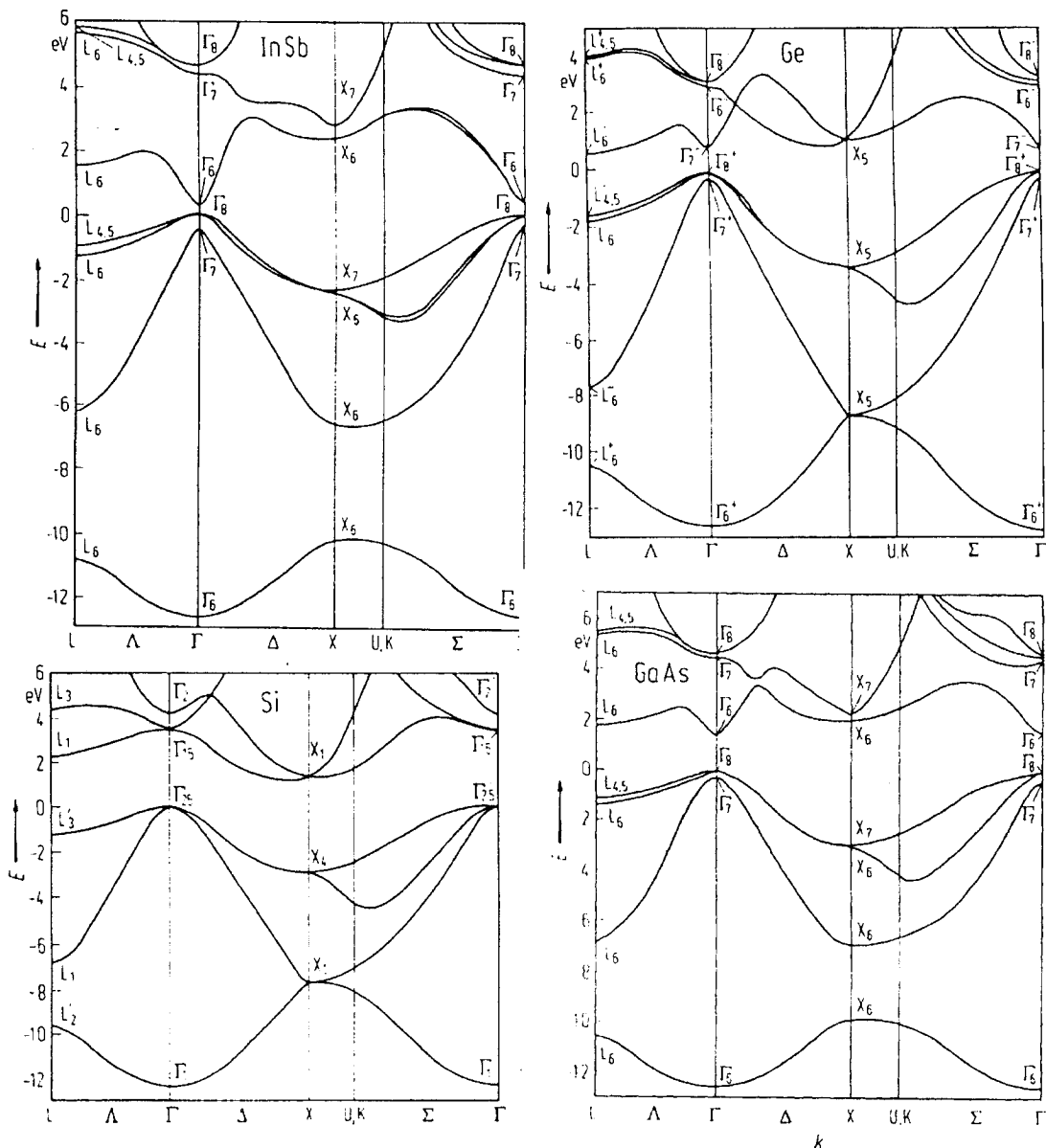


Figur 1. Schematisk bild över elektronstrukturen hos olika material.

En elektron karakteriseras inte bara av sin energi, utan också av sin rörelsemängd  $k$ . För en elektron som rör sig helt fritt så är sambandet mellan energi och rörelsemängd enkelt beskrivet och blir:

$$E = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m},$$

om man plottar  $E$  mot  $\mathbf{k}$  så bildar det en parabol. Om elektronen däremot är bunden till ett material så påverkas den av olika krafter, främst attraktiva krafter från atomkärnorna runt omkring, men även växelverkan mellan elektronerna. Detta påverkar utseendet på energidispersionen som då kan avvika väsentligt från frielektronfallet. För att karaktärisera ett ämne brukar man därför rita ett diagram  $E$  mot  $\mathbf{k}$  där alla tillåtna tillstånd finns med (se figur 2). Om man integrerar ett sådant diagram över  $k$ -rummet får man de schematiska Energidiagrammen i figur 1. De svarta linjerna i banddiagrammen visar alltså vilka samtidiga energier och rörelsemängder som elektroner kan ha i materialet. För en mer extensiv utveckling om energiband hänvisas till läroboken.



Figur 2. Bandstrukturen för de vanliga halvledarna: InSb, Ge, Si och GaAs.

## 1.2. Halvledare.

De klassiska halvledarmaterialen är grundämnena kisel och germanium, som båda tillhör grupp IV i det periodiska systemet. De har samma kristallstruktur som diamant. Varje atom är omgiven av 4 närmsta grannar i hörnen av en regelbunden tetraeder. De fyra valenselektronerna ingår i var sin kovalenta bindning, vilken innehåller 2 elektroner, en från vardera atomen.

Sedan början av femtiotalet har också sammansatta halvledarmaterial, typ InSb och InAs, fått stor betydelse. De kallas III-V föreningar, då ena ämnet kommer från grupp III och det andra från grupp V. Eftersom även dessa föreningar i medeltal har 4 valenselektroner, har de i allmänhet en liknande tetraederstruktur, som Si och Ge.

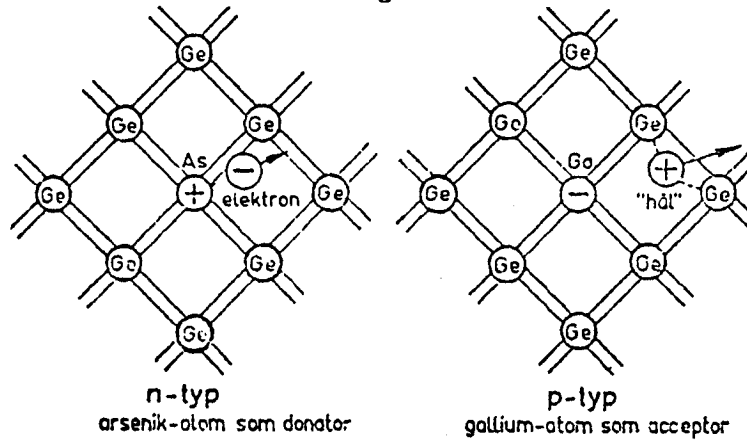
## 1.3 Intrinsisk ledning.

Ett yttre pålagt elektriskt fält kan inte medföra någon laddningstransport i ett fyllt band. Där finns ingen möjlighet till förändring av elektronernas totala rörelsemängd, eftersom alla tillåtna tillstånd är besatta. Laddningstransport kan endast ske med laddningsbärare i delvis fyllda band. Vid 0 K är en halvledare alltså en isolator, men vid högre temperaturer exciteras elektroner termiskt från valensbandet till ledningsbandet, så att två delvis fyllda band uppstår. Till denna *intrinsiska* ledningsförmåga (*egenledning*) bidrar både elektronerna i ledningsbandet och de efterlämnade *hål*en i valensbandet. De senare kan betraktas som positiva laddningsbärare, som rör sig genom gittret.

## 1.4 Extrinsisk ledning.

Man kan till en halvledarkristall, exempelvis Ge, ge en liten tillsats, *dopning*, av tre- eller femvärda ämnen, vilka intar en del av Ge atomernas platser. Dopningen är typiskt 1 på  $10^7$  Ge atomer. Är störämnet femvärt, exempelvis antimon eller arsenik, kommer fyra av de fem valenselektronerna att ingå i de kovalenta bindningarna, medan den femte redan vid låga temperaturer lätt blir tillgänglig som en fri laddningsbärare (fig. 2a). Störatomen donerar elektroner, benämnes donator och kristallen säges vara *n-dopad*, då laddningstransporten sker med negativa laddningsbärare.

Tillsätts ett trevärt störämne, exempelvis indium eller bor, fylls endast tre av de kovalenta bindningarna och vakansen i det fjärde bildar lätt ett hål (fig. 2b). Hålet verkar som en positiv laddning, störämnet kallas acceptor och kristallen kallas *p-dopad*. Vid höga temperaturer dominerar den intrinsiska ledningen, medan vid låga dominerar den extrinsiska ledningsförmågan. Den senare kan, förutom av dopning, också orsakas av oönskade föroreningsatomer och gitterdefekter.



Figur 3. Ge kristall med a) femvärd (As) och b) trevärd (Ga) störatom.

### 1.5. Termisk excitation.

Vi betraktar den *intrinsiska* ledningen. Konduktiviteten  $\sigma$  definieras genom

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

Där  $\mathbf{J}$  är den elektriska strömtätheten och  $\mathbf{E}$  den elektriska fältstyrkan. För halvledare gäller vidare:

$$\sigma = (n \mu_e + p \mu_h) e \quad (2)$$

Där  $n$ ,  $p$  är antalet elektroner respektive hål per volymenhet,  $\mu$  mobiliteten för elektroner respektive hål och  $e$  är elektronens laddning.

Elektronerna är fermioner, vilket innebär att de följer Fermi-Dirac statistik. I läroboken visas att laddningstätheten för elektroner i ledningsbandet är lika med den för hål i valensbandet och ges av

$$n_i = p_i = C T^{3/2} e^{-E_g/2k_b T} \quad (3)$$

Mobiliteten bestäms av kollisioner mellan laddningsbärarna och fononer, gitterfel och föroreningsatomer. Detta ger ett måttligt temperaturberoende, vilket medför att över rumstemperatur kommer det exponentiella beroendet i (3) att dominera och vi kan skriva

$$\sigma \sim e^{-E_g/2k_b T} \quad (4)$$

Emellertid beror också bandgapet på temperaturen, orsakat av ett temperaturberoende hos gitterkonstanten. Vi skriver då

$$E_g = E_{g0} - A T \quad (5)$$

där  $E_{g0}$  är bandgapet vid 0 K.

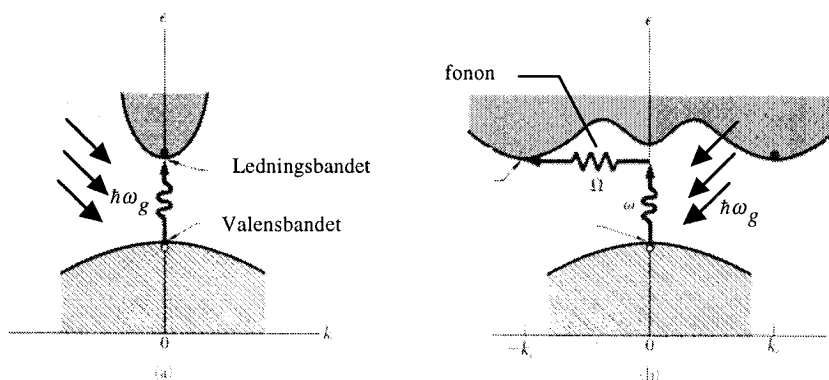
## 2. BESTÄMNING AV BANDGAPET HOS HALVLEDARE.

### 2.1 Optisk absorption.

Man kan alltså excitera elektroner över bandgapet genom att tillföra termisk energi, men det finns också möjlighet att tillföra den erforderliga energien genom att elektronerna absorberar en foton. En halvledar-kristall är ogenomskinlig i det synliga våglängdsområdet, därför att elektronerna i valensbandet absorberar fotonerna och exciteras upp i ledningsbandet. Om man emellertid successivt minskar fotonernas energi in i det infraröda området, kommer man till en våglängd där fotonenergin inte räcker till för att föra elektronen över bandgapet och halvledaren blir transparent.

När en elektron absorberar en foton (*fotoexciteras*) tillförs energi till elektronen, däremot så tillförs nästan ingen rörelsemängd, eftersom fotonen har en försumbar rörelsemängd. Detta innebär att man bara kan ändra energin, inte rörelsemängden m.h.a fotoner. Vid rumstemperatur finns dock alltid gittersvängningar, fononer exciterade i materialet som kan förändra elektronernas rörelsemängd, sannolikheten för fononassisterad fotoexcitation är dock lägre än för direkt absorption av en foton.

På grund av detta brukar man skilja på två olika sorters bandgap: *direkta* och *indirekta*. Direkta bandgap har den högsta delen av valensbandet och den lägsta delen av ledningsbandet direkt över varandra, så att en foton direkt kan excitera en elektron över bandgapet. I material med indirekt bandgap så ligger den högsta delen av valensbandet inte vid samma punkt i  $k$ -rummet som den lägsta delen av ledningsbandet. För att fotoexcitera en elektron med en fotonenergi som motsvarar precis bandgapets energi behövs då hjälp av en fonon (se figur 4).



Figur 4. a) fotoexcitation i ett material med direkt bandgap. b) fonon-assisterad fotoexcitation i ett material med indirekt bandgap.

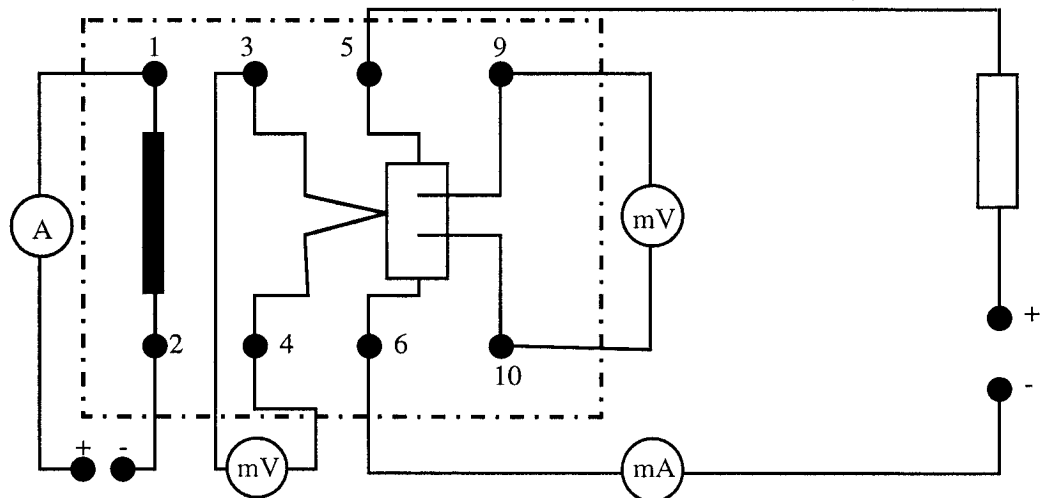
Fotoabsorbtionsspektrum upptages av InSb-, Ge- och GaAs-kristaller med hjälp av en spektrofotometer. Bandgapen,  $E_g$  bestäms från absorptionskanten som skiljer den transparenta regionen från den ogenomskinliga. Korrelera också

utseendet på spektra med halvledarens banddiagram.

## 2.2 Resistansmätning.

Genom att mäta resistansen  $R$  som funktion av temperaturen  $T$  och plotta  $\ln R$  som funktion av  $1/T$ , kan från (4) och (5)  $E_{g0}$  bestämmas. Vårt mätobjekt är en 6 mm lång, stavformad InSb kristall. För att åstadkomma en jämn temperaturfördelning runt kristallen, har den placerats i ett spår i en kopparcylinder, kring vars mantelyta en värmespiral är lindad. Den har en strömkontakt i vardera ändan och två spänningskontakter på en av långsidorna. Med separata ström- och spänningskontakter (s.k. fyrapunktsmätning) undviker vi att mäta kontaktresistansen i strömkontaktarna och genom att mäta spänningen för både positiv och negativ strömriktning och ta medelvärden därav, kompenserar vi för eventuell termo-emk.

Uppkopplingen framgår av figur 5. Resistansmätning utföres för var femtedels amperé mellan 0-1.0 A ström genom värmespiralen. Vid varje mätpunkt måste termisk jämvikt inväntas (~10 min.). Genom justering av potentiometern hålles strömmen genom provet konstant till 10 mA och spänningen avläses för båda strömriktningarna (var försiktig med strömmarna ledningarna är tunna !!). Beräkna bandgapet, jämför med de optiska mätningarna, vad skiljer? varför?



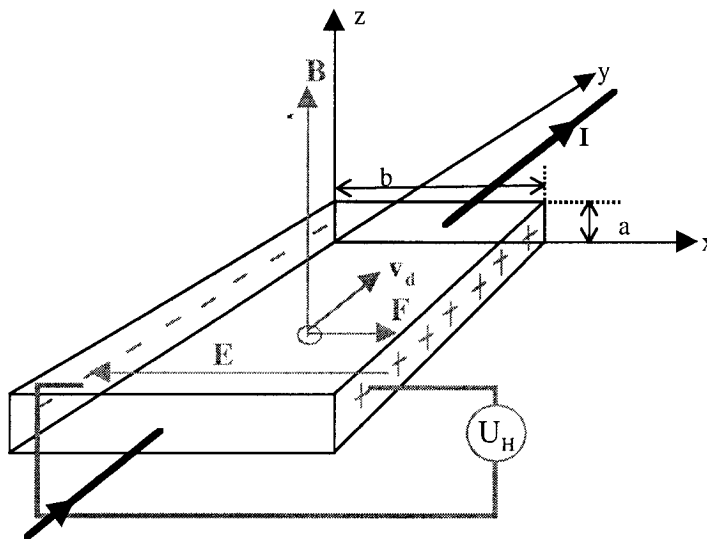
Figur 5. Uppkoppling för resistivitetsmätning. Terminalens markeringar motsvarar följande kretsar: 1-2: Värmespiral. 3-4: Termoelement (Cu-konstantan) 5-6: Strömkontakter. 9-10: Spänningskontakter.

## 3. HALLEFFEKTEN.



### 3.1. Teori.

Genom att göra Halleffektmätningar på ett ämne kan man bestämma laddningsbärarnas koncentration och tecken med mycket hög noggrannhet. T.ex. så utdelades nobelpriset i fysik 1998 för att man genom hallmätningar kunnat påvisa nya sorters laddningsbärare, så kallade kvasipartiklar (se <http://www.nobel.se/announcement-98/physics98.html>). Figur 6 visar geometrin för Halleffekten. Provet placeras i ett homogent magnetfält  $\mathbf{B} = B \mathbf{z}$ . En ström  $\mathbf{I} = I \mathbf{y}$  skickas genom provet.



Figur 6. Geometrin för Halleffekten.

Vi betraktar en laddningsbärare med *positiv* laddning. Dess driftshastighet är  $\mathbf{v}_d = v_d \mathbf{y}$ . Lorentzkraften på laddningen  $q$  blir:

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{v}_d \times \mathbf{B}). \quad (6)$$

Då  $q > 0$  blir  $\mathbf{F} = q v_d B \mathbf{x}$ . Man får en anhopning av laddningsbärare vid ena kanten av plattan, som i sin tur ger upphov till ett elektriskt fält  $\mathbf{E} = -E \mathbf{x}$ . Vid jämvikt motverkas Lorentzkraften (6) av fältkraften  $\mathbf{F} = -qE \mathbf{x}$ , vilket ger:

$$E = v_d B. \quad (7)$$

Strömmen genom en kristall med tjockleken  $a$ , bredden  $b$  och med  $n$  laddningsbärare per volymenhet är:

$$I = q n a b v_d \quad (8)$$

Ekvation (7) medför att  $E = I B / (q n a b)$ . Vi inför materialets Hallkonstant:

$$R_H = 1 / n q, \quad (9)$$

vilket ger  $E = R_H I B / a b$ . Hallspänningen blir då

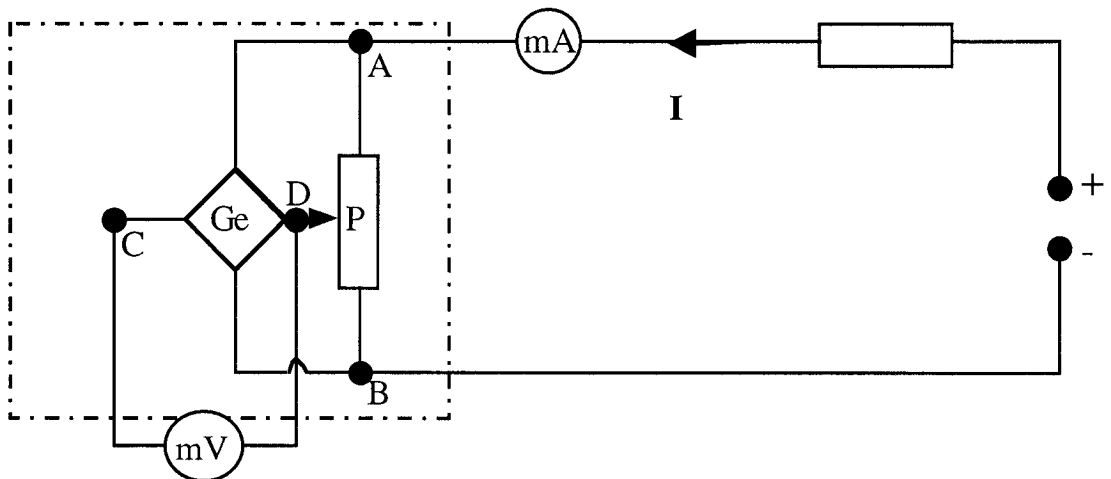
$$U_H = E b = (I B b) / (q n a b) = R_H I B / a. \quad (10)$$

För att få en stor Hallspänning bör alltså  $a$  vara litet, d.v.s. provet vara tunt. Hallkonstanten ger alltså både tecknet på laddningsbärarna och dess koncentration.

Detta är den vanliga metoden att bestämma störämnes-koncentrationer, som är för små för kemisk analys. Om  $R_H$ ,  $I$  och  $a$  är kända kan man använda halvledaren som ett Hallelement, som används i instrument för att mäta magnetfälts riktning (kompass) och styrka (Gaussmeter).

### 3.2. Bestämning av Hallkonstanten för dopat germanium.

Den dopade germaniumkristall som skall undersökas är monterad på ett kretskort. På kortet finns fyra anslutningskontakter, A, B, C, och D, enligt figur 7. Till A-B anslutes en strömkälla. Mellan C-D mätes Hallspänningen  $U_H$ . Kortet kan skjutas in mellan polerna på en permanentmagnet.



Figur 7. Kopplingschema för mätning av Hallspänning.

Innan magnetfältet pålägges justeras trimpotentiometern  $P$  så, att potentialskillnaden mellan  $C$  och  $D$  är noll. Därigenom kompenseras man för eventuell asymmetri i kristallens form och i kontaktingen. Resistansen hos potentiometern är så hög, att strömmen genom den kan försummas.

Rita in referensriktningarna i figuren. Mätserien skall omfatta uppmätning av  $U_H$  för två olika strömstyrkor, 5 mA och 10 mA, dessutom för omkastade strömriktningar och magnetfältsriktningar för varje strömstyrka. Bestäm  $R_H$  ur varje mätning och tag ett medelvärde. Beräkna för den dopade germaniumkristallen med hjälp härav och ekvation (9) antalet intrinsiska elektroner och hål, samt dopningskoncentrationen.

## 6. FYSIKALISKA VÄRDEN.

|                                    |  |
|------------------------------------|--|
| Avogadros tal                      | $6.03 \cdot 10^{26}$ atomer/kmol.        |
| Boltzmanns konstant                | $1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K                |
| Germaniums densitet                | $5460 \text{ kg/m}^3$ .                  |
| Germaniums atomvikt                | 72.6 a u                                 |
| Laddningsbärarkonc. Ge, $n_i=p_i$  | $7.4 \cdot 10^{-10}$ /atom vid 300 K.    |
| Mobilitet i Ge, elektroner $\mu_e$ | $4500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ vid 300 K. |
| Mobilitet i Ge, hål $\mu_h$        | $3500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ vid 300 K. |