

Hallmätningar vid kryogeniska temperaturer

Viktor Wallén
vi4320wa-s@student.lu.se

Institutionen för Elektro- och informationsteknik
Lunds universitet

Handledare: Erik Lind och Lasse Södergren

Examinator: Mats Gustafsson

2 juli 2021

© 2021
Tryckt i Sverige
Tryckeriet i E-huset, Lund

Abstract

Cryoelectronics are of increasing interest to many applications, including the emerging field of quantum computing. Therefore, this thesis seeks to examine the effects of cryogenic temperatures (below 10 K) on semiconductor devices and their electrical properties. Especially of interest is the effect on subthreshold swing SS . Normally, the theoretical minimum of SS is set by the Boltzmann limit, which is linear in temperature. At cryogenic temperatures however, Enz et al. [1] show that SS is further limited by the presence of band tails.

To test these properties, we use Hall measurements to determine the carrier concentration of our devices, as well as four-point measurements and van der Pauw measurements to determine their resistivity. From these we also calculate the carriers' mobility and mean free path, as well as the devices' SS . In addition, we test and compare several methods of Hall measurement which, if reliable, would be considerably simpler and faster than the standard methods.

Our measurements show that cryogenic temperatures, as expected, make the resistivity and carrier concentration much more sensitive to changes in the gate voltage. Furthermore, the mobility and mean free path suggest that the carriers enter a second subband once the gate voltage is raised far enough into the on-state. For some devices, this effect is noticeable at room temperature, but it is considerably more pronounced when the sample is chilled. The subthreshold slope is, as expected, greatly lowered at cryogenic temperatures. However, it is still too high for its minimum to be set only by the Boltzmann limit, and remains above the limit suggested by Enz et al. Finally, our alternate Hall measurement methods are shown to be reliable and consistent while the device is in the on-state, provided the gate current is kept well below the applied drive current.

Sammanfattning

Kryoelektronik är av allt större intresse inom många tillämpningar, exempelvis för utveckling av kvantdatorer. Detta arbete vill därför undersöka de effekter kryogeniska temperaturer (under 10 K) har på halvledarkomponenter och deras elektriska egenskaper. Särskilt intressant är effekten på subthreshold swing (SS). Normalt sätts SS teoretiska minimum av Boltzmanngränsen, som är linjär i temperatur. Vid kryogeniska temperaturer visar dock Enz m.fl. [1] att SS vidare begränsas av bandsvansar.

För att undersöka dessa egenskaper används hallmätningar för att erhålla våra komponenters laddningsbärarkoncentration, samt fyrpunkts- och van der Pauw-mätningar för att erhålla deras resistivitet. Utifrån dessa beräknas även laddningsbärarnas mobilitet och fria medelväg samt komponenternas SS . Dessutom undersöks och jämförs flera hallmätningmetoder som, om de är pålitliga, kan spara mycket tid jämfört med standardmetoderna.

Våra mätningar visar som väntat att både laddningsbärarkoncentrationen och resistiviteten är mycket känsligare för ändringar i gatespänning när komponenten kylts till kryogeniska temperaturer. Dessutom antyder mobiliteten och den fria medelvägen att laddningsbärarna når ett andra subband när gatespänningen höjs tillräckligt långt in i on-state. För vissa prov märks denna effekt vid rumstemperatur, men den är betydligt mer märkbar för ett kylt prov. Provens subthreshold slope är som väntat betydligt lägre vid kryogeniska temperaturer. Dock är den fortfarande för hög för att begränsas endast av Boltzmanngränsen, och ligger även över gränsen som Enz m.fl. föreslår. Avslutligen visas våra alternativa hallmätningmetoder vara konsekventa och pålitliga medan komponenten är i on-state, åtminstone så länge gateströmmen hålls väl under driftströmmen.

Förord

Trots att jag skrev detta arbete själv, hade jag inte kunnat genomföra arbetet själv, och vill därför tacka följande. Tack till mina handledare, Erik Lind och Lasse Södergren, som bidragit med inspiration till arbetet, idéer kring resultattolkning och praktisk hjälp under arbetets gång. Tack till min examinator Mats Gustafsson och min opponent Elias Åkeborg, vars granskning gjorde rapporten bättre. Tack till Patrik Olausson som tillsammans med Lasse bidragit med flera av proven jag fått mäta på, till Olof Hultin som konstruerat labbuppställningen jag använt, och till alla andra på Lund Nano Lab som stått ut med att jag ockuperat bonderrummet.

Detta examensarbete genomfördes våren 2021 vid Lund Nano Lab samt institutionen för elektro- och informationsteknik vid LTH.

Viktor Wallén
Lund, 5 juni 2021

Populärvetenskaplig sammanfattning

Vi vill alla ha allt snabbare och avancerade datorer. Att vi kan få det kommer till stor del från utvecklingen av allt mindre och snabbare transistorer. Du kanske har hört talas om Moores lag? Det var en observation som länge förutspådde att antalet transistorer på ett chip skulle fördubblas vartannat år, allt eftersom transistorerna blev mindre och mindre. På senare tid har den här utvecklingen tyvärr stannat av – vi verkar ha nått gränsen för hur små konventionella transistorer kan bli!

Lösningen har för många varit att experimentera med nya typer av och former på transistorer. Men för vissa tillämpningar kan ett alternativ vara att kyla ner elektroniken! Detta kallas kryoelektronik, och grundar sig i att de flesta material nämligen leder ström betydligt bättre när de är extremt kalla. Detta kan ge oss snabbare elektronik utan att behöva göra komponenterna mindre! Kryoelektronikens möjligheter är också intressanta för utvecklingen av kvantdatorer, som redan behöver extremt låga temperaturer för att inte störa sina känsliga qubits.

Det här arbetet har undersökt hur kryogeniska temperaturer – temperaturer under 10 K/ -263°C – påverkar hur transistorer och likande komponenter leder ström. Speciellt har vi varit intresserade av hur lätt det är att stänga av och sätta på komponenterna. Detta kallas subthreshold slope (SS): strömmens ”lutning” när vi är under den ”tröskel” där komponenten sätts på. Vanligtvis har SS en undre teoretisk gräns som minskar med sjunkande temperaturer. Därför borde det i teorin bli jättelätt att sätta på transistorn när vi är vid några få Kelvin! Och ja, det blir lättare, men det visar sig att det finns andra gränser som spelar roll vid dessa låga temperaturer.

Just det kom vi också fram till: SS blir mycket lägre vid extrem kyla, men bara till en viss gräns. Som tur är ligger denna nya gräns mycket lägre än den vanliga rumstemperaturgränsen. Därmed kan kryoelektronik fortfarande vara av stort intresse när snabba transistorer behövs – speciellt i sammanhang som kvantdatorer, där extrem kyla redan är användbart.

Innehåll

Abstract	i
Sammanfattning	iii
Förord	v
Populärvetenskaplig sammanfattning	vii
1 Inledning	1
2 Teori	3
2.1 Halvledare	3
2.2 Halvledarkomponenter	4
2.3 Halleffekten	5
3 Metodik	7
3.1 Hallmätningar	7
3.2 Resistivitetmätningar	8
4 Resultat	11
4.1 Laddningsbärarkoncentration	11
4.2 Resistivitet	13
4.3 Mobilitet	14
4.4 Subthreshold slope	16
4.5 Mean free path	17
4.6 Hallmätningmetoder	18
5 Diskussion	23
5.1 Mätvärigheter	23
5.2 Subband	23
5.3 Mobilitet kontra laddningsbärarkoncentration	24
5.4 Subthreshold slope	24
5.5 Hallmätningmetoder	24

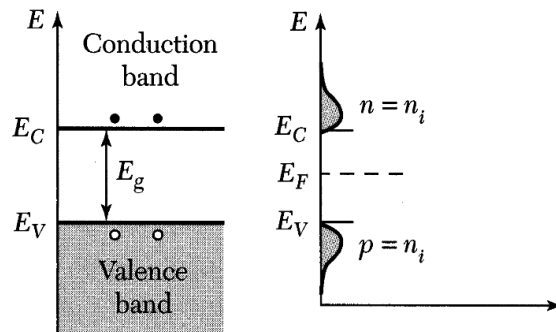
Syftet med detta arbete var att undersöka hur halvledarkomponenters elektriska egenskaper påverkas av kryogeniska (<10 K) temperaturer. Mer specifikt ville vi undersöka kryogeniska temperaturers påverkan på en komponents subthreshold slope – ett mått på hur lätt det är att stänga av och sätta på komponenten. Till detta ändamål användes hallmätningar för att erhålla komponentens laddningsbärarkoncentration samt fyrpunkts- och van der Pauw-mätningar för att erhålla dess resistivitet.

Utöver att de uppvisar intressant fysik är dessa kryogeniska effekter intressanta i sina tillämpningar. Kryogenisk elektronik är ett lovande fält just tack vare dess effekt på t.ex. elektronikens hastighet. Speciellt användbart är det i sammanhang där tillämpningen redan kräver kraftig kylning, exempelvis för kvantdatorer.

Denna rapport inleds med ett teoriavsnitt, där relevanta begrepp och fenomen inom halvledarfysik och elektronik beskrivs grundläggande. Därefter beskrivs mätmetoderna som användes för att samla in data, som sedan presenteras i följande resultatavsnitt. Avslutligen diskuteras resultaten, deras följder, metoderna som användes för att erhålla dem och de svårigheter vi stötte på under tiden.

2.1 Halvledare

Halvledarmaterial kännetecknas av sin bandstruktur, med en Fermivå mellan de s.k. valens- och ledningsbanden. Atomernas elektroner befinner sig generellt i valensbandet, bundna till atomerna, men kan exciteras över bandgapet till ledningsbandet, och lämnar då hål i valensbandet, se figur 2.1. Hur många hål och elektroner som kan röra sig fritt i materialet beskrivs av den s.k. laddningsbärarkoncentrationen n , som mäts i antal laddningsbärare per volym, oftast cm^{-3} [2]. För ett tunt material (med tjocklek t) används ofta den tvådimensionella laddningsbärarkoncentrationen $n_{2D} = nt$.



Figur 2.1: En enkel illustration av bandstruktur i halvledare. Till vänster visas valens- (Valence) och lednings- (Conduction)bandet, med ett bandgap E_g mellan dem. Två elektroner har exciterats över bandgapet upp till ledningsbandet, och lämnat hål i valensbandet. Till höger visas Fermivån E_F mitt i bandgapet, samt laddningsbärarnas fördelning i energi. Observera att denna figur är vid termisk jämvikt, utan pålagda spänningar [2].

Hur väl ett halvledarmaterial leder ström beror inte bara på mängden laddningsbärare, utan även hur väl dessa kan röra sig. Detta begränsas av materialets elektriska resistivitet ρ , som samspelar med laddningsbärarkoncentrationen i mate-

rialets mobilitet $\mu = 1/qn\rho$. Mobiliteten beskriver hur laddningars rörelse påverkas av en pålagd spänning eller elektriskt fält, och mäts i cm^2/Vs [2]. Ett annat mått på laddningsbärarnas rörlighet är den fria medelvägen (mean free path, mfp). Som namnet antyder är detta den genomsnittliga sträcka en laddningsbärare färdas genom halvledaren utan avbrott eller kollision. mfp kan beräknas från mobiliteten och laddningsbärarkoncentrationen enligt $mfp = h\pi/2q\mu\sqrt{n_{2D}/2}$, där q är elementarladdningen och h är Plancks konstant [2].

En halvledares band beskrivs typiskt som släta, men i verkligheten är dess kanter ofta ojämna. Dessa ojämnheter kan uppstå av flera skäl, exempelvis gitterperiodicitet, orenheter och interaktion mellan elektroner, och ger upphov till s.k. bandsvarsar – elektrontillstånd som sträcker sig in i bandgapet [1].

En halvledares bandstruktur kan också påverkas av att laddningsbärarnas rörelse är begränsad till en eller två dimensioner, oftast genom att halvledaren är tillräckligt tunn. I denna lågdimensionella halvledare uppstår s.k. subband inom ledningsbandet med skilda grundenergi och antal elektrontillstånd. Under dessa förhållanden utgår elektronernas potentiella och kinetiska energi från botten på det subband de befinner sig i [3].

2.2 Halvledarkomponenter

Många halvledarkomponenter, exempelvis transistorer, använder en metallgate längs med strömkanalen. Genom att lägga en spänning V_G på denna attraheras eller repelleras laddningsbärare i kanalen, vilket förskjuter Fermi-nivån relativt bandkanterna och ändrar materialets laddningsbärarkoncentration, resistivitet och mobilitet. För en komponent med elektroner som primära laddningsbärare kommer en tillräckligt negativ gatespänning att ”stänga av” komponenten — spänningen då detta sker kallas tröskelspänningen (threshold voltage) V_T [2]. Var exakt tröskelspänningen placeras är något godtyckligt, men en rimlig definition är den spänning där Fermienergin ligger ungefär i höjd med ledningsbandets första elektrontillstånd. Vid denna spänning brukar strömmen ha sänkts med en faktor tio jämfört med när komponenten är på. Under tröskelspänningen avtar strömmen exponentiellt.

En av de viktigaste egenskaperna för en halvledarkomponent är hur lätt den är att stänga av och sätta på, d.v.s. hur stor ändring i gatespänning som krävs för att öka strömmen en viss mängd. Under tröskelspänningen anges denna egenskap i vad som kallas subthreshold slope,

$$SS = \left(\frac{\partial(\log_{10} I_D)}{\partial V_G} \right)^{-1}, \quad (2.1)$$

d.v.s. hur stor ändring i gatespänning som krävs för att öka strömmen med en faktor 10, en dekad [2]. Ju lägre SS , desto lättare är det alltså att stänga av komponenten. Per definitionen är det en tiodubbling av strömmen som avgör SS , men relaterade storheter så som konduktivitet och laddningsbärarkoncentration kan också användas.

Den teoretiska gränsen för hur lågt SS kan gå ges av den s.k. Boltzmann-gränsen [1]: $SS = k_B T/q \ln 10$, vilket i rumstemperatur (ca 300 K) motsvarar ca

60 mV/dekad. Om temperaturen sänks till 10 K, en minskning med en faktor 30, blir denna gräns sålunda $60/30 = 2$ mV/dekad. Dock påvisar Enz m.fl. [1] att Boltzmanngränsen slutar gälla vid tillräckligt låga temperaturer, och att SS istället saturerar kring 10 mV/dekad. De visar även på att övergången till denna nya gräns liknar en avtagande bandsvans.

När komponenter produceras uppstår oundvikligen laddade orenheter i provet, och i synnerhet i oxiden. Das Sarma och Hwang visar [4] hur sådana orenheter kan störa förhållandet mellan n_{2D} och μ . I deras teori förhåller dessa sig enligt $\mu \propto n_{2D}^\alpha$, där koefficienten α beror på orenheternas avstånd och hur väl skärmade de är, presenterat i deras tabell 1.

2.3 Halleffekten

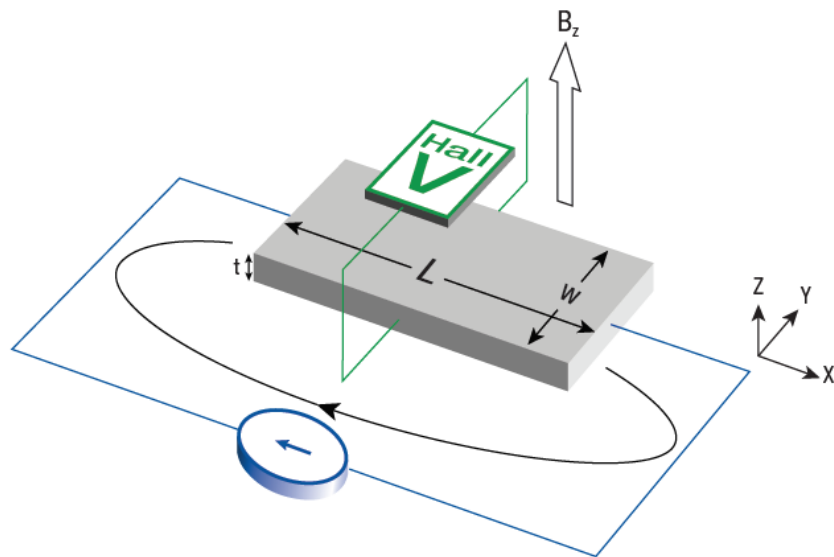
En laddad partikel som rör sig genom ett magnetfält påverkas av den s.k. Lorentzkraften, som ges av $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$. Om ett magnetfält läggs på en halvledare, vinkelrätt mot strömriktningen, kommer Lorentzkraften att verka vinkelrätt mot både strömriktningen och magnetfältet och böja av laddningsbärarna från strömriktningen. Detta skapar en laddningsgradient som ger upphov till ett elektriskt fält, som påverkar laddningsbärarna med en kraft $\vec{F} = q\vec{E}$ motriktad Lorentzkraften. Dessa krafter kommer att motverka varandra tills en jämvikt uppstår. Då kommer den kvarvarande laddningsgradienten ge upphov till en spänning tvärs över provet, visat i figur 2.2. Detta är halleffekten — ett magnetfält över en ström som ger upphov till en tvärsänkning — och den inducerade spänningen kallas hallspänningen och betecknas V_H .

Med ström, hallspänning och magnetfält vinkelräta mot varandra förenklas uttrycken för Lorentzkraft och elektriskt fält. I jämviktsläget tar dessa krafter ut varandra och vi kan likställa uttrycken. Med provtjocklek t , bredd w , laddningsbärarkoncentration n och elektriskt fält $E = V_H/w$ ger detta

$$qV_H/w = qv_x B_z, \text{ där } v_x = \frac{I}{nqt}. \quad (2.2)$$

Därmed kan vi uttrycka hallspänningen som funktion av ström, magnetfält och laddningsbärarkoncentration [5]:

$$V_H = \frac{IB_z}{nqt}. \quad (2.3)$$



Figur 2.2: Schematisk bild över halleffekten [5]. Strömmen i x -riktning böjs av på grund av ett magnetfält i z -riktning, vilket ger upphov till en spänning i y -riktning.

Huvuddelen av datainsamlingen bestod av hallmätningar och resistivitmätningar vid rumstemperatur (294 K) resp. vid 9 K. Mätningarna gjordes på hallbars och van der Pauw-kors (se nedan) på ett antal prov med $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ -kanaler tillhandahållna av nanoelektronikgruppen vid EIT. De mest användbara var följande fyra prov:

- Prov A – 10 nm gateoxid, RTP-annealing, 350°C, 5 min
- Prov B – som Prov A, men från en annan batch
- Prov C – 20 nm gateoxid, RTP-annealing, 350°C, 5 min
- Prov D – 10 nm gateoxid, Atomic Hydrogen-annealing, 250°C, 30 min

Annealing är en process som reparerar skador eller orenheter som kan uppstå under konstruktionen av proverna. Hos nanoelektronikgruppen görs detta normalt genom Rapid Thermal Processing-/RTP-annealing, där provet hettas upp snabbt och till hög temperatur. Prov A, B och C annealades på detta sätt. För prov D testades ett annat sätt, att anneala svalare och längre, men i rent väte, s.k. Atomic Hydrogen-annealing. På prov C tillsattes dubbel mängd gateoxid för att studera effekten på exempelvis gateström. Mätningar på prov A, B och C gjordes både vid 294 K och vid 9 K, medan prov D endast mättes i rumstemperatur.

3.1 Hallmätningar

Grundprincipen bakom hallmätningar är följande: Driv en känd ström genom en komponent under ett pålagt magnetfält, och mät den resulterande hallspänningen. Därefter kan ekvation (2.3) användas för att erhålla provets laddningsbärarkoncentration. I praktiken kan det dock uppstå offsetsänningar, exempelvis p.g.a. temperaturskillnader inom provet eller om sträckan mellan kontakterna inte är helt vinkelrät mot strömriktningen [5]. Därför är det ofta att föredra att derivera ekvation (2.3):

$$\frac{\partial V_H}{\partial B} = \frac{I}{nqt} \quad (3.1)$$

Genom att mäta ett stort antal punkter vid flera magnetfält och anpassa en linje till dessa kan ekvation (3.1) användas för att förbigå ev. offsetsänningar och erhålla

n. I teorin räcker det att mäta vid två magnetfält, men den som vill försäkra sig om att hallspänningen är linjär mot magnetfältet kan med fördel mäta vid fler fält. Denna försäkran blir ännu viktigare när komponenten är biaserad i off-state, då det kan ta några minuter för komponenten att ställa in sig på nya magnetfält. Därmed är det även rekommenderat att vänta en viss tid mellan att ett nytt fält ställts in och mätningen påbörjas.

3.1.1 Current reversal-metoden

Ett sätt att kringgå att behöva vänta mellan fälten, är att använda samma fält för alla mätningar. Anta att vi vill mäta hallspänningen vid två magnetfält: B_1 och $B_2 = -B_1$. Om offsetspänningarna kan antas vara konstanta kan vi erhålla samma hallspänning genom att göra båda mätningarna vid B_1 men istället använda I för den första mätningen och $-I$ för den andra. De inducerade hallspänningarna blir enligt ekvation (2.3) i båda fallen V_H resp. $-V_H$ för den första resp. den andra mätningen.

3.1.2 Metodjämförelser

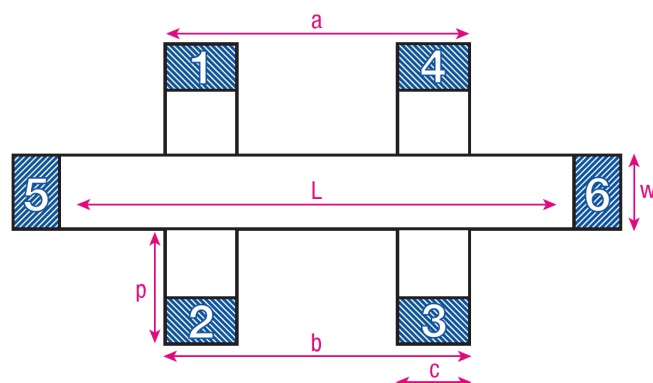
Det är som nämnt säkrast att mäta hallspänningen vid flera magnetfält, men det är betydligt snabbare att mäta vid två, eller att använda current reversal. Därför gjordes också ett antal jämförelser av uppmätt laddningsbärarkoncentration i on-state för mätningar med fem punkter (härefter kallad fempunktsmetoden, 5p), två punkter (tvåpunktsmetoden, 2p) eller current reversal (cr). Dessa jämförelser gjordes på ett van der Pauw-kors (se avsnitt 3.2.2) på prov C. Utöver att jämföra metoderna, jämfördes effekten av strömmens riktning inom respektive metod. Riktningen på strömmen kunde bytas antingen genom att byta tecken på den pålagda strömmen eller att byta plats på kontakterna strömmen drevs mellan.

3.2 Resistivitetsmätningar

3.2.1 Fyrpunktsmätning

En standardmätning av resistivitet utgår ifrån att lägga en känd spänning över ett prov och mäta den resulterande strömmen. Med dessa kan provets resistans och därefter resistivitet beräknas. Tyvärr kommer en sådan mätning att inkludera kontakternas resistans, vilket för en lågresistiv halvledare betydligt stör resultatet.

Detta kan kringgås med en fyrpunktsmätning. Figur 3.1 visar en s.k. hallbar, med numrerade kontakter och utsatta sträckor. Vid en fyrpunktsmätning läggs en spänning mellan kontakt 5 och 6, och strömmen mellan dem mäts. Samtidigt mäts även spänningen som uppstår mellan kontakt 2 och 3, men eftersom ingen ström går genom dessa kontakter kommer inte deras resistans att påverka mätningen. Därefter kan provets resistans (för den sträcka b där det både gått ström och mätts spänning) och resistivitet erhållas.

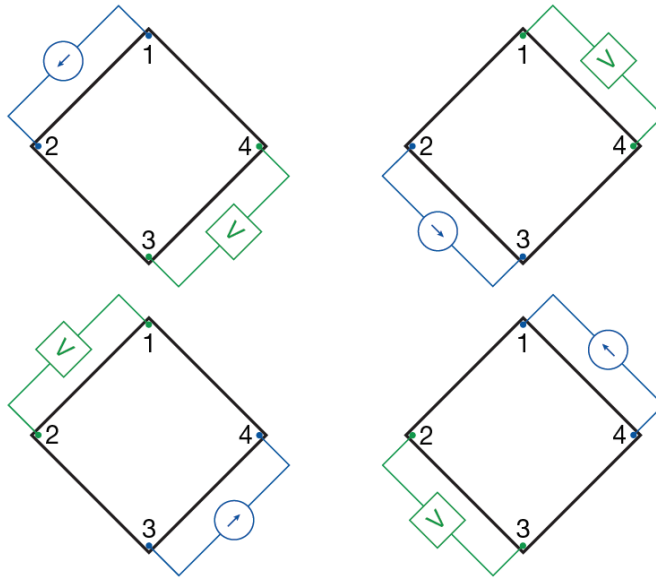


Figur 3.1: Ritning över en hallbar [5], som kan användas för hall- och fyrpunktsmätningar.

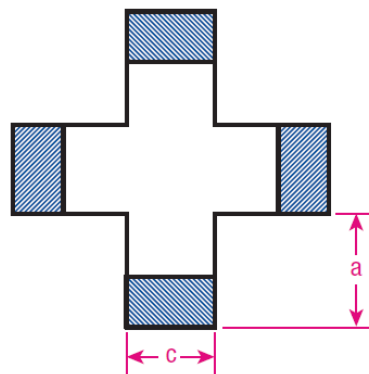
3.2.2 van der Pauw-mätning

En alternativ resistivetsmätning är den s.k. van der Pauw-metoden. I denna läggs en spänning mellan två kontakter på ena sidan av ett kvadratisk prov och strömmen mellan dem mäts. Samtidigt mäts även den spänning som uppstår mellan kontakterna på provets andra sida. Denna mätning görs för alla fyra sidor av provet, visat i figur 3.2. Från dessa mätningar kan fyra resistanser erhållas. Dessa sätts sedan parvis (från mätningar med ström mellan figur 3.2 kontakt 1 och 2 samt kontakt 3 och 4, och mellan kontakt 1 och 4 samt kontakt 2 och 3) in i den s.k. van der Pauw-ekvationen [5], som måste lösas numeriskt. Denna ekvation ger provets sheetresistans och därmed resistivitet.

Den vanligaste van der Pauw-strukturen är den kvadratiske som visas i figur 3.2, men andra symmetriska geometrier är också möjliga. På de prov som användes i detta arbete fanns ett s.k. grekiskt kors, sett i figur 3.3.



Figur 3.2: Ritning över mätningar på ett van der Pauw-prov [5].

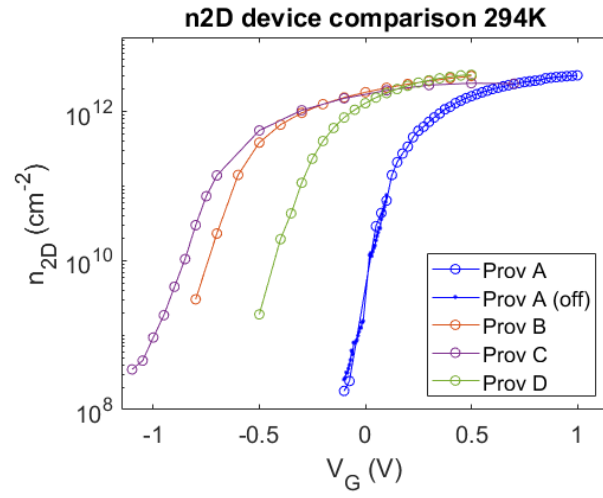
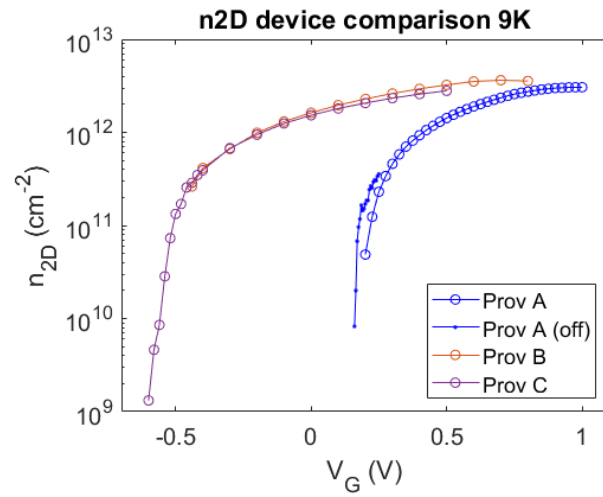


Figur 3.3: Ritning över en van der Pauw-struktur i form av ett grekiskt kors [5]. Denna kan användas såväl för hall- som van der Pauw-mätningar.

4.1 Laddningsbärarkoncentration

Uppmätt laddningsbärarkoncentration för de olika proven, vid olika temperaturer, visas i figur 4.1. Dessa ser ungefär ut som förväntat – i on-state verkar n_{2D} växa linjärt, medan den under V_T avtar exponentiellt. Lutningen på detta avtagande är betydligt brantare vid 9 K. Anmärkningsvärt är att prov C:s laddningsbärarkoncentration vid 294K ser ut att börja plana ut för de lägsta gatespänningarna.

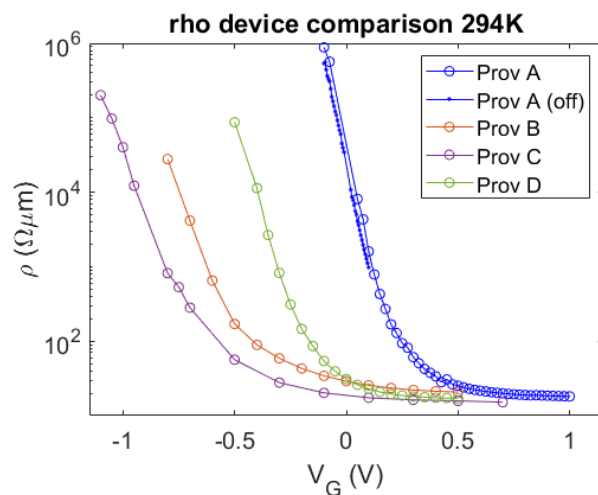
Vi hade vissa mätsvårigheter för några prov. Exempelvis erhöll mätningarna på prov A inga användbara mätvärden (negativa hallspänningar/ laddningsbärarkoncentrationer) kring 0 V gatespänning. En separat mätserie i off-state med tätare punkter minskade gapet lite, men svårigheterna kring 0 V kvarstod. En punkt saknas också i off-state för prov D, och det var överlag svårt att mäta i off-state på prov A och Prov B när temperaturen sänktes till 9 K.

(a) n_{2D} vid 294 K(b) n_{2D} vid 9 K

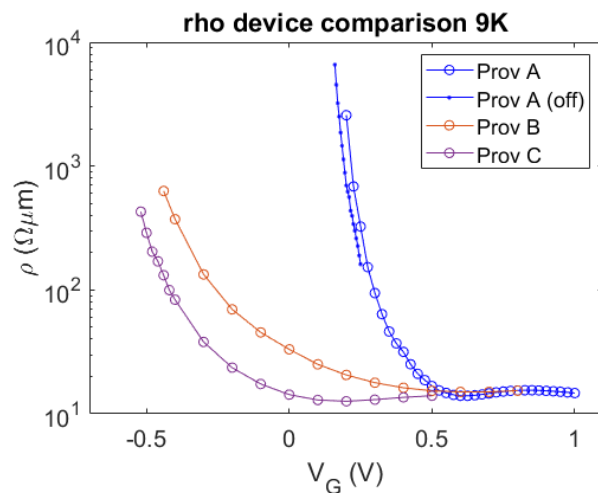
Figur 4.1: Uppmätt tvådimensionell laddningsbärarkoncentration för de olika proven. Lägga märke till den brantare lutningen i off-state vid 9 K jämfört med rumstemperatur.

4.2 Resistivitet

Uppmätt resistivitet för de olika proven, vid olika temperaturer, visas i figur 4.2. Som väntat skjuter resistiviteten i höjden när komponenten stängs av och kanalen töms på laddningsbärare. Dock återfinns de nämnda mätsvårigheterna, med tillägget att två punkter nu även uteblivit för prov C vid 294 K.



(a) ρ vid 294 K

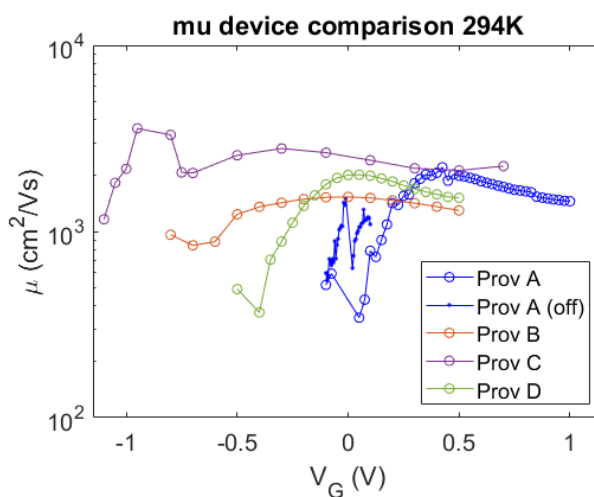


(b) ρ vid 9 K

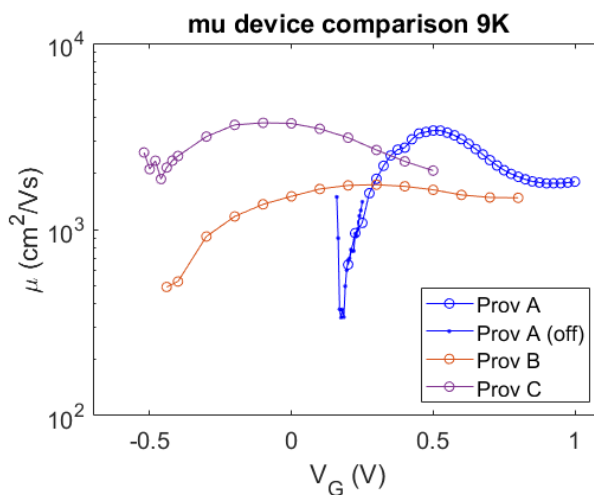
Figur 4.2: Uppmätt resistivitet för de olika proven. Lägg märke till att resistiviteten överlag är lägre i off-state när temperaturen sänkts.

4.3 Mobilitet

Uppmätt mobilitet för de olika proven, vid olika temperaturer, visas i figur 4.3. I figur 4.4 visas samma mobilitetsdata som funktion av laddningsbärarkoncentrationerna från figur 4.1, tillsammans med olika potenser av n_{2D} . Genom att jämföra våra $\mu(n_{2D})$ -kurvor med dessa potenser kan vi liksom Das Sarma och Hwang [4] härleda vilken typ av orenheter som befinner sig i provens gateoxid.



(a) μ vid 294 K

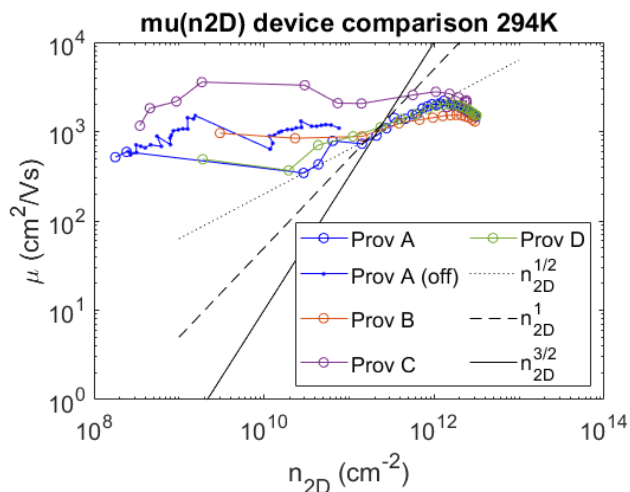
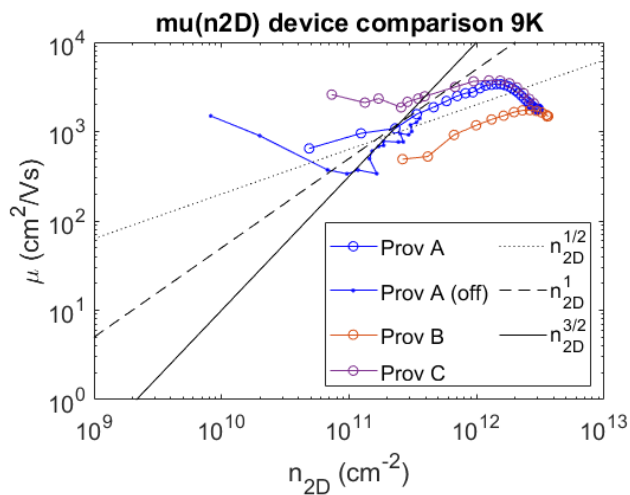


(b) $\mu(n_{2D})$ vid 9 K

Figur 4.3: Uppmätt mobilitet för de olika proven. Lägg märke till den topp som sker en bit in i on-state, och att mobiliteten sedan sjunker igen.

I båda presentationerna verkar mätningarna väldigt opålitliga och "hoppiga"

i off-state, trots att både laddningsbärarkoncentrations- och resistivitetskurvorna varit någorlunda släta. I on-state verkar mobiliteten först stiga, nå en topp en bit ovanför tröskelspänningen för att sedan (för några mätningar) börja stiga igen. Sammanlagt gör detta det svårt att likna dessa vid någon av $\mu = n_{2D}^\alpha$ -potenserna i figur 4.4, men i början av on-state verkar α åtminstone inte överstiga 1/2 för någon av mätningarna.

(a) μ vid 294 K(b) $\mu(n_{2D})$ vid 9 K

Figur 4.4: Uppmätt mobilitet för de olika proven, som funktion av n_{2D} . De svarta linjerna visar olika potenser av n_{2D} . I början av on-state är μ :s lutning mest lik $n_{2D}^{1/2}$

4.4 Subthreshold slope

Minsta beräknade subthreshold slopes från varje mätning presenteras i tabell 4.1. För varje prov och temperatur beräknades SS utifrån tre dataset: laddningsbärrkoncentrationerna från figur 4.1, konduktiviteten (inversen av resistiviteten från figur 4.2) samt strömmen från de transferkurvor som mättes innan hall- och resistivitetsmätningar.

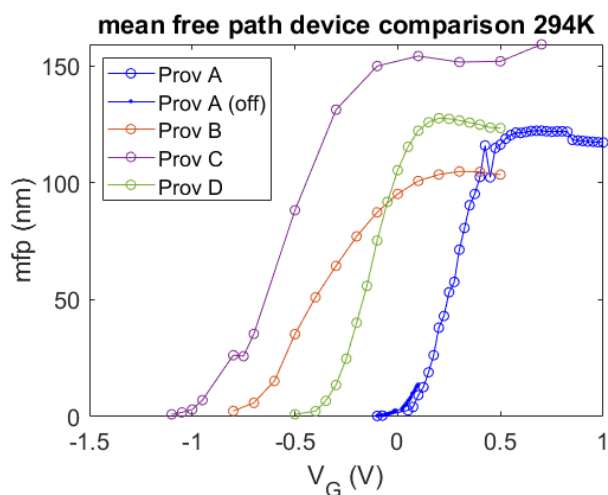
SS erhållna från olika data verkar för de flesta prov stämma hyfsat väl överens, men några avvikelser kan anmärkas. SS vid 9 K är för prov B mycket högre erhållen från n_{2D} och $1/\rho$ än från transfermätningen, och för prov C mycket högre erhållen från $1/\rho$ än från de andra två. Detta kan förklaras av mätsvårigheter – mätserierna för denna data gick i dessa fall inte lika långt ner som transfermätningarna eller prov C:s n_{2D} -mätning. Vid 294 K ger $1/\rho$ tvärtom ett mycket lägre värde än de andra mätserierna, för alla prov utom prov B. För prov A:s off-state-mätning erhålls t.o.m. ett värde under Boltzmanngränsen (60 mV/dekad)!

Tabell 4.1: Uppmätt subthreshold slope för olika komponenter, vid olika temperaturer, från olika data. Alla subthreshold slopes är angivna i mV/dekad.

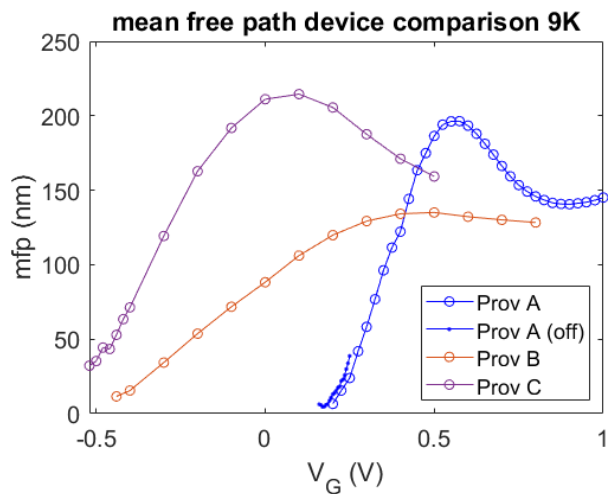
Komponent	Använd data	SS 294 K	SS 9 K
Prov A	n_{2D}	108.7	27.4
	$1/\rho$	79.5	29.6
	Transfer	117.6	23.1
Prov A (off)	n_{2D}	72.2	17.2
	$1/\rho$	51.4	25.9
	Transfer	70.7	21.8
Prov D	n_{2D}	117.7	-
	$1/\rho$	60.4	-
	Transfer	87.0	-
Prov B	n_{2D}	86.1	165.0
	$1/\rho$	86.7	160.0
	Transfer	96.7	22.5
Prov C	n_{2D}	108.7	27.4
	$1/\rho$	79.5	115.5
	Transfer	117.6	23.1

4.5 Mean free path

Uppmätt mean free path för de olika proven, vid olika temperaturer, visas i figur 4.5. Det är för alla prov låga i off-state och stiger sedan i on-state. Likt mobiliteten når den sedan en topp och börjar sjunka, men stiger sedan igen för vissa mätningar. mfp är dessutom märktbart högre vid kalla temperaturer, men sjunker också mer efter sin första topp.



(a) mfp vid 294K

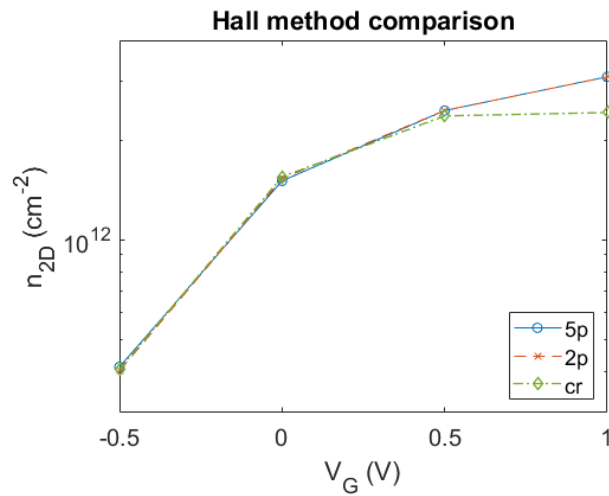


(b) mfp vid 9K

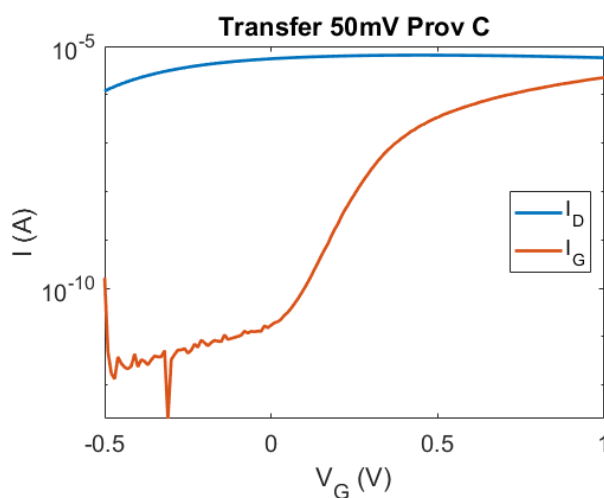
Figur 4.5: Uppmätt mean free path för de olika proven. Lägga märke till hur mfp för flera prov, precis som μ i figur 4.3, när en topp för att sedan sjunka.

4.6 Hallmätningmetoder

Figur 4.6 visar en jämförelse av fempunkts-, tvåpunkts- och current reversal-metoderna, vid mätning av laddningsbärarkoncentrationen på prov C:s van der Pauw-kors, vid flera punkter i on-state. Figur 4.7 visar en transfermätning på prov C med både drift- och gateström. Anmärkningsvärt är att mätningarna i figur 4.6 verkar börja sprida sig kring $V_G = 0.5$ V, samma gatespänning då gateströmmen i figur 4.7 börjar öka markant.

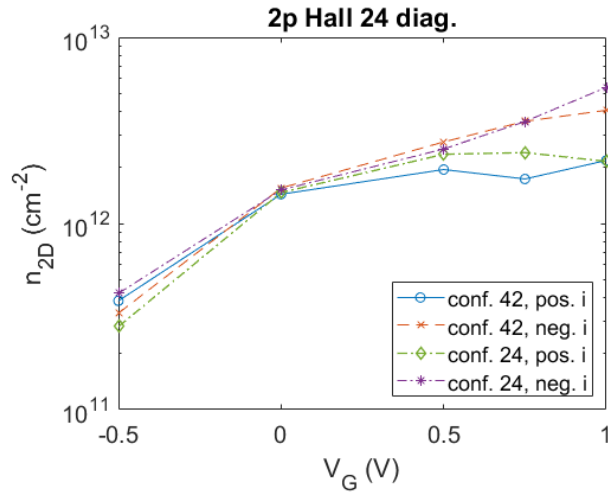


Figur 4.6: En första jämförelse av fempunkts-, tvåpunkts- och current reversal-metoden, gjord på prov C. Lägga märke till hur mätningarna i sprider sig vid höga gatespänningar, vilket verkar börja kring $V_G = 0.5$ V.

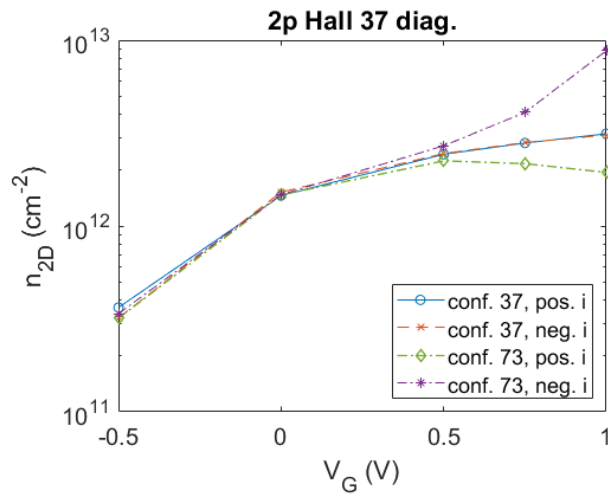


Figur 4.7: Transfermätning vid 50mV för prov C, $V_T \approx -0.7$ V. I_D och I_G är driftströmmen (den ”vanliga” strömmen) resp. gateströmmen. Lägg märke till att I_G ökar kraftigt mellan 0 och 0.5 V i gatespänning.

I figur 4.8 och 4.9 jämförs olika konfigurationer för tvåpunkts- respektive current reversal-mätningar. För tvåpunktsmetoden jämförs både vilken av kontakterna som sattes till source respektive drain (konfiguration/conf.) och riktningen på strömmen (pos./neg. i). För current reversal jämförs att byta konfiguration med konstant ström-riktning med att byta riktning med samma konfiguration, för båda strömriktningar resp. konfigurationer. I figurerna nedan (och i mätmjukvaran) numrerades kontakterna i figur 3.3 2, 3, 4 och 7, efter hur de satt i hållaren. Kontakt 2 och 4 är den övre resp. nedre kontakten, medan kontakt 3 och 7 är den vänstra resp. högra kontakten. I a-figurerna jämförs jämförelsemätningarna på korssets lodräta (gentemot hållaren, och figur 3.3) diagonal, mellan kontakt 2 och 4, medan b-figurerna visar mätningarna mellan kontakt 3 och 7, korssets vågräta diagonal.



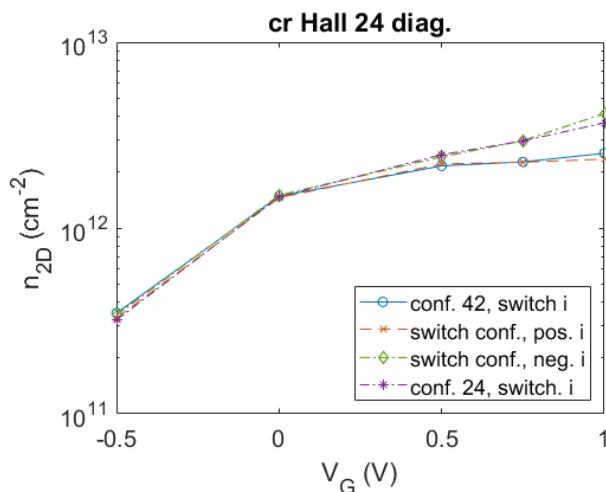
(a) Tvåpunktsmetoden över den lodräta diagonalen



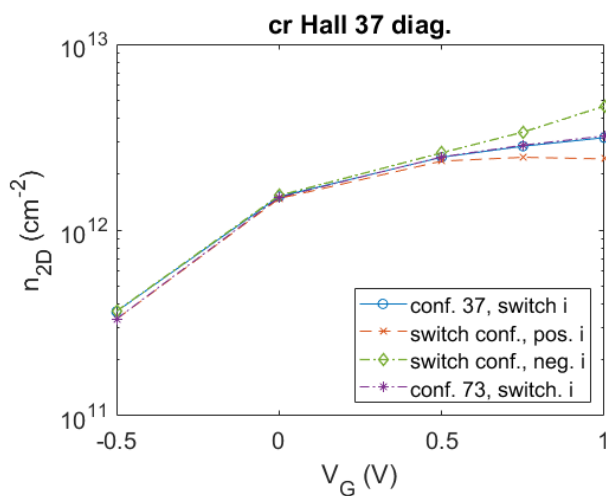
(b) Tvåpunktsmetoden över den vågräta diagonalen.

Figur 4.8: Jämförelser av tvåpunktsmetoden, mätt med strömmen driven över van der Pauw-korsets lodräta (24) resp. vågräta (37) diagonal. Liksom i figur 4.6 syns stor spridning på mätningarna vid höga V_G .

I figur 4.10 sammanställs figur 4.8a, 4.8b, 4.9a och 4.9b. Från var av dessa figurer tas genomsnittet av dess fyra mätningar, och dessa jämförs i figur 4.10.

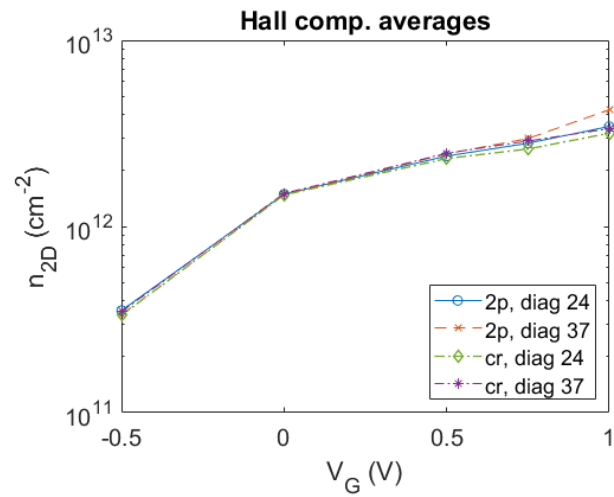


(a) Current reversal-metoden över den lodräta diagonalen



(b) Current reversal-metoden över den vågräta diagonalen.

Figur 4.9: Jämförelser av current reversal-metoden, mätt med strömmen driven över van der Pauw-korsets lodräta (24) resp. vågräta (37) diagonal. Även här finns spridning vid höga gatespänningar, om än lite mindre än i figur 4.8.



Figur 4.10: Jämförelse av hallmätningar, genomsnitt av konfigurationer för tvåpunkts- och current reversal-metoden över resp. diagonal (figur 4.8a, 4.8b, 4.9a resp. 4.9b). Att använda genomsnittet minskar spridningen för höga V_G , men den är fortfarande märkbar.

5.1 Mätsvårigheter

Som tidigare nämnt stötte vi på vissa svårigheter i våra hall- och resistivitetsmätningar. Detta resulterade dels i att vissa mätserier saknar flera punkter i mitten, dels i att vissa serier inte kunde gå lika långt ner i gatespänning som vi hoppats. En ”dålig” mätpunkt kan här t.ex. innebära att resistivitetsmätningen är för spridd för att erhålla en lutning, att hallspänningens offset är för stor relativ skillnaden i inducerad hallspänning för att väl kunna mäta det senare, eller att ett positivt magnetfält ger upphov till en negativ uppmätt hallspänning, när denna borde varit positiv.

En möjlig källa till dessa problem, åtminstone vid de lägsta gatespänningarna, är kontakterna. Vid låga gatespänningar blir provet som visat utarmat på laddningsbärare. Då kan övergången till en högdopad kontakt istället likna en schottkybarriär och inte leda ström. Detta förklarar dock inte problemen prov A hade kring 0 V på gaten, då det därefter gick bra att mäta vid lägre spänningar. Anmärkningsvärt är att prov A till skillnad från de andra proven var i off-state kring 0 V, vilket kan ha gett upphov till dessa svårigheter.

Ytterligare en felkälla är ett s.k. V_T -skift. Att gång på gång lägga spänningar på gaten kan ladda upp orenheter i gateoxiden, vilket kan resultera i att V_T ändras något. Detta lär inte ha resulterat i några uteblivna punkter, men kan förklara varför punkterna i off-state-mätningen för prov A (se figur 4.1a) inte verkar helt kontinuerliga över gapet kring 0 V. I on-state kan ev. gateströmmar också påverka mätningarna, men dessa störningar borde i.s.f. vara hyfsat slumpmässiga. Vår mätdata verkar dock mestadels mjuk och kontinuerlig i on-state, så det verkar inte ha varit något större problem.

5.2 Subband

För flera mätningar sjönk både mobiliteten och mean free path vid höga gatespänningar, för att i vissa fall sedan börja stiga igen. Detta till synes oberoende av laddningsbärarkoncentrationen och resistiviteten, som inte slutar att öka resp. sjunka (eller åtminstone påverkas så pass lite att det inte märks). Detta tyder på att gatespänningen kan ha höjt Fermivån in i ett nytt subband. Ta som exempel prov A vid 9 K, vars μ och mfp har en topp kring $V_G = 0.5$ V. Ungefär här lär

Ferminivån ha nått det nya subbandet, och μ och mfp börjar sjunka allteftersom fler elektroner rör sig i detta subband. Omkring $V_G = 0.8$ V har Ferminivån nått en bra bit över subbandskanten, och mobiliteten börjar öka igen.

5.3 Mobilitet kontra laddningsbärarkoncentration

Givet att mobiliteten minskar när vi går in i andra subband är det rimligt att framför allt jämföra mobiliteten med n_{2D} -potenserna medan vi fortfarande är i det första subbandet. Här är det endast $\alpha = 1/2$ som kommer i närheten av μ :s lutning; det stämmer hyfsat väl överens med de kryogeniska mätningarna samt med prov A i rumstemperatur, medan de andra rumsvarma proven verkar ligga mellan 0 och $1/2$.

Enligt tabell 1 i Das Sarma och Hwang [4] antyder $\alpha = 1/2$ i ett 2D-system att störningen sker tre dimensioner, och att orenheterna i oxiden också är 3D-fördelade. Mer sannolikt är dock en tvådimensionell störning med närliggande orenheter. Beroende på hur skärmad strömmen är från de laddade orenheterna leder detta till ett α mellan 0 (stark skärmning) och 1 (svag/ingen skärmning). Förmodligen har våra prov orenheter nära strömmen (vid kanten av oxiden) som ändå är ganska starkt skärmade, vilket ger ett α som är lite större än 0.

5.4 Subthreshold slope

Med undantag för några avvikelser ligger de flesta erhållna värden för subthreshold slope mellan 80 och 120 mV/dekad vid rumstemperatur och mellan 15 och 30 mV/dekad vid 9 K. Detta stämmer överens med Enz m.fl. [1] angående att Boltzmanngränsen slutar gälla – om SS varit linjär mot temperaturen borde skillnaden mellan SS vid 294 K och 9 K vara drygt en faktor 30, men med våra intervall har vi som högst en faktor 8. Givet vår data verkar Enz m.fl. nya undre gränser (60 mV/dekad vid 294 K, 10 mV/dekad vid 9 K) också rimliga. Dock har våra mätningar ingen konsekvent relation till dessa gränser, de varken ligger ett konstant antal mV över gränsen eller på en konsekvent procentuell nivå över gränsen.

Några av våra mätningar ligger också en bra bit utanför de nämnda intervallen. De orimligt höga värdena vid 9 K för prov B och C kan förklaras med att mätningarna de hämtades från inte kunde gå så långt ner i off-state som vi hoppats. Mer förbryllande är att SS från $1/\rho$ vid 294 K så konsekvent (förutom för prov B) ligger långt under de andra två källorna. Möjligen kan det förklaras med de saknade punkterna i mitten av prov A och B:s ρ -serier, men i så fall borde de lägre gatespänningarna ändå gett lägre SS .

5.5 Hallmätningmetoder

De spridda mätningarna vid höga spänningar i figur 4.6, 4.8 och 4.9 är något oroväckande. Eftersom tvåpunkts- och current reversal-metoderna sparar så pass mycket tid jämfört med fempunktsmetoden hoppades vi att de skulle vara pålitliga över hela gatespänningsintervallet. Dock verkar denna spridning börja mellan $V_G =$

0 och 0.5 V, vilket figur 4.7 visar är där gateströmmen går från nästan obefintlig till endast någon tiopotens mindre än driftströmmen. En ökad gateström skulle väl kunna störa våra hallmätningar, då vi inte har någon kontroll över vart den strömmen går.

Detta skulle kunna tyda på att tvåpunkts- och current reversal-metoderna är pålitliga så länge gateströmmen hålls tillräckligt liten relativt driftströmmen. Det är dock värt att anmärka att vi endast gjort dessa jämförelser i on-state. Det vore intressant att fortsätta ner i off-state, och se om liknande spridning sker när driftströmmen sjunker ner mot gateströmmen – är den absoluta storleken på i_G som spelar roll, eller dess storlek relativt i_D ?

Litteraturförteckning

- [1] Christian Enz, Farzan Jazaeri och Arnout Beckers. Theoretical limit of low temperature subthreshold swing in field-effect transistors. *IEEE Electron Device Letters*, 41(2):276, 2020.
- [2] S. M. Sze och M. K. Lee. *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. Wiley, 2012.
- [3] Mark S. Lundstrom och Jing Guo. *Nanoscale Transistors: Device Physics, Modeling and Simulation*, chapter 1.3. Springer, 2006.
- [4] S. Das Sarma och E. H. Hwang. Universal density scaling of disorder-limited low-temperature conductivity in high-mobility two-dimensional systems. *Phys. Rev. B*, 88:035439, 7 2013.
- [5] Dr. Jeffrey Lindemuth. *Hall Effect Measurement Handbook*. Lake Shore Cryotronics, Inc., 2020.