

HVDC-kabelisolasjon for neste generasjons transmisjonsnett

Marius Engebretsen

Master i energi og miljø
Oppgaven levert: Juni 2010
Hovedveileder: Frank Mauseth, ELKRAFT

Oppgavetekst

The EU have committed to challenging targets in the EU renewable directive. EU has identified one of the key contributors to reaching these targets as being energy infrastructure. HVDC transfer regimes are going to play an important role in the future international power grid. HVDC is typically used for bulk power exchange, e.g. NorNed, decoupling of networks or for transfer of power to/from distant locations, e.g. to oil platforms or from windmill parks.

The HVDC cable can either have an insulation of mass-impregnated paper or extruded insulation. Mass-impregnated cables have been used with great success for over 50 years. Cables with extruded insulation were introduced 10 years ago and the track record is still limited.

A HVDC link represents large investment costs and the customer has expectations of at least 40 years lifetime. The introduction of new technology therefore requires substantial testing and qualification before it can be used commercially.

Nexans Norway A/S is now in an early phase industrializing a new type of polymeric HVDC cable material. It is therefore vital to characterize the insulation system.

During the master thesis the student should characterize the HVDC material with regard to:

- AC withstand voltage
- Voltage distribution within the material (space charge measurements) for flat samples and medium voltage cables
- Electric conductivity as function of temperature and electric stress

The characterization The HVDC material (LE4253) and semi-conductor(LE0550) should be compared with a reference material (LS4021S) with semiconductor (LE0592).

Oppgaven gitt: 08. februar 2010

Hovedveileder: Frank Mauseth, ELKRAFT

Forord

Denne oppgaven er avsluttende masteroppgave i sivilingeniørstudiet Energi & Miljø med fordypningsområde Elektrisk Energiteknikk. Formålet med oppgaven har vært å karakterisere et nytt isolasjonsmateriale for ekstrudert HVDC-isolasjon med hensyn på

- Elektrisk konduktivitet som funksjon av temperatur og elektrisk stress
- Spenningsfordeling i materialet (romladningsmålinger)
- Holdfasthet (AC)

Arbeidet ble utført ved Norges tekniske-naturvitenskapelige universitet (NTNU), ved Institutt for Elkraftteknikk våren 2010.

Jeg vil gjerne benytte anledningen til å takke min veileder, førsteamanuensis Frank Mauseth for tett og god oppfølging og veiledning under arbeidet med masteroppgaven.

Jeg vil også benytte anledningen til å takke Stian Ingebrigtsen for nyttig hjelp til romladningsmålingene.

Marius Engebretsen

Trondheim, juni 2010

Sammendrag

HVDC-kabler har lenge vært viktige innen energiinfrastrukturen ettersom de kan transportere store mengder energi over store avstander med langt mindre tap enn AC-kabler.

HVDC-kabler har tradisjonelt hatt et masseimpregnert isolasjonssystem, men ekstruderte polymerer er i ferd med å bli et alternativ. Borealis har utviklet en polymer ved navn LE4253 som Nexans har planer om å ta i bruk som HVDC-kabelisolasjon. Hovedformålet med denne oppgaven er å karakterisere spenningsfordeling og spenningsholdfasthet for LE4253 ved hjelp av henholdsvis romladningsmålinger og holdfasthetstest for så å sammenlikne med et kjent referansemateriale, LS4201S.

AC-holdfasthetstestene viste en gjennomsnittlig spenningsholdfasthet for HVDC-solasjonen på 88,7kV/mm og en $P_{63,2\%}$ på 92,83kV/mm. Referansematerialet lå noe lavere med en gjennomsnittlig spenningsholdfasthet på 73,7kV/mm og en $P_{63,2\%}$ på 81,16kV/mm. Holdfasthetstesten viser også at det er mulig ved optimale produksjonsforhold å få en korttidsholdfasthet på rundt 110 kV/mm.

Konduktiviteten i både LE4253 og LS4201 viste seg å være avhengig av påtrykt feltstyrke og temperatur. Sammenhengen ble funnet å være

- $\sigma_{LE4253} = 6 \cdot 10^{-18} \cdot e^{(0,1158T+0,1236E)}$
- $\sigma_{LS4201S} = 4 \cdot 10^{-18} \cdot e^{(0,2133T+0,1200E)}$

Akkumulasjon av romladning er kritisk i HVDC-kabler med isolasjonssystem av ekstruderte polymerer. Dette skyldes at hurtig endring av det elektriske feltet, som for eksempel ved polaritetsskift eller hurtig jording, vil føre til lokale feltforsterkninger i områdene med romladning. Dette vil igjen kunne initiere trevekst og ved gjentakelse føre til havari.

Etter å ha stått spenningsatt i åtte døgn var det omtrent like mye romladning i LE4253 som i LS4201S. Hovedforskjellen lå i at romladningene var mer distribuert i LE4253 i forhold til LE4201S hvor det meste av romladning akkumulertes i elektrodegrenseflaten.

Ladningsansamlingen i LE4253 og LS4201S ved den positive elektroden etter åtte døgners spenningspåtrykk på 20 kV/mm lå stabilt de tre siste døgnene på henholdsvis $-0,48 \text{ kV/m}^3$ og $-1,04 \text{ kV/m}^3$. Ladningsansamlingen i LE4253 og LS4201S ved den negative elektroden etter åtte døgners spenningspåtrykk på 20 kV/mm var henholdsvis $-0,16 \text{ kV/m}^3$ og $-0,74 \text{ kV/m}^3$.

Contents

Forord.....	I
Sammendrag	II
1 - Innledning.....	1
2 - Teori	3
2.1 Polyetylenets struktur	3
2.2 Romladning og romladningsfelt	7
2.3 Polarisasjonsmekanismer	9
2.4 Tidsvarierende polarisasjonsmekanismer	12
2.5 Forurensning i isolasjonen.....	16
2.6 Partielle utladninger (PD) og varighetskurver	17
2.7 Weibull-distribusjon	18
3 – Eksperimentelt	20
3.1 Fremstilling av prøveobjekter.....	20
3.1.1 Prosedyre for ekstrudering av isolasjonstape.....	20
3.1.2 Produksjon av flate testobjekter til PEA – romladningsmåling.....	21
3.1.3 Produksjon av testobjekter (Rogowski kopper)	22
3.2 PD-testing	25
3.3 Holdfasthetstest	26
3.3.1 Lineær spenningsøkning.....	26

3.3.2	Levetidskurver	27
3.4	Konduktivetstest	27
3.5	Måling av romladninger: Pulse Electroacoustic Analysis (PEA).....	30
3.4.1	Forhold mellom inngangssignal og utgangssignal, systemets transferfunksjon	31
3.4.2	Kalibrering for romladninger i prøveobjektet	33
4	Resultater	37
4.1	Holdfasthetstest	37
4.2	Levetidskurver	40
4.3	Konduktivetsmålinger	41
4.4	Romladningsmålinger	48
5	Diskusjon	54
5.1	Holdfasthetstester	54
5.1.1	Lineær spenningsøkning.....	54
5.1.2	Levetidskurver	54
5.2	Konduktivetsmåling.....	55
5.3	Romladningsmåling	57
5.4	HVDC-materialet brukt i praksis	58
6	Konklusjon	59
7	Litteraturliste.....	60

1 - Innledning

Elektrisitetsnettet er en av de aller viktigste infrastrukturene. Den enorme utviklingen samfunnet har hatt både med tanke på industri og velferd ville ikke vært mulig hvis det ikke hadde vært mulig å transportere elektrisk energi. Etterspørselen etter elektrisk energi øker, og det settes stadig høyere krav til kvaliteten på energien. For eksempel har den Europeiske Union forpliktet seg til utfordrende målsetninger i det nye "EU fornybar" direktivet. Energiinfrastrukturen har av EU blitt identifisert som en av de viktigste faktorene for å nå dette målet.

Fornybar energi produseres ofte i områder langt unna forbrukerne. Dette krever at kraftnettet må kunne overføre store energimengder over store avstander. HVDC kabler er viktige i denne sammenhengen ettersom de kan transportere store mengder energi med langt mindre tap enn AC-kabler. HVDC-kabler brukes typisk til dekobling av kraftnett grunnet forskjellig frekvens og/eller sikkerhet mot at lokale feil overføres til andre deler av nettet. HVDC-kabler er også et primærvalg for integrasjon av avsidesliggende lokasjoner som oljeplattformer og vindparker.

For AC-kabler har ekstruderte polymerer vært det dominante isolasjonsmaterialet de siste tiårene, mens det for HVDC-kabler hovedsakelig blir brukt papir og olje. Kabelprodusenter introduserte ekstruderte polymerer som HVDC-kabel isolasjon for om lag ti år siden, men det har så lang vært begrensede oppnådde resultater. Det forskes for tiden mye for å utvikle tilfredsstillende isolasjon av ekstruderte polymerer for HVDC-kabler ettersom kabler med dette isolasjonsmaterialet er mer fleksible, lettere å håndtere og billigere å produsere enn de tradisjonelle masse-impregnerte kablene.

En HVDC-link representerer store investeringskostnader, men også store kostnader ved feil ettersom HVDC-kablene ofte ligger utilgjengelig til, typisk på havbunnen eller nedgravd. For at nye teknologier skal være bærekraftig må det derfor kunne forventes at disse kan måle seg med masse-impregnerte kabler når det kommer til driftsikkerhet og levetid. Introduksjonen av en ny teknologi krever derfor omfattende testing og karakterisering før den kan tas i bruk kommersielt. Etter ønske fra Nexans Norway A/S vil det i denne oppgaven bli sett på forskjellige karakteristikk av en nyutviklet polymer som HVDC isolasjonsmateriale. Karakteristikkene det ble sett på var:

- Elektrisk konduktivitet som funksjon av temperatur og elektrisk stress.
- Romladninger i materialet.
- Elektrisk holdfasthet.

For å karakterisere isolasjonsmaterialet ble tre analysemetoder benyttet. For å karakterisere elektrisk konduktivitet som funksjon av temperatur og elektrisk stress ble en DC-krets opprettet. Denne ble laget slik at testobjektet ble plassert inni et varmeskap med justerbar temperatur, mens et elektrometer kunne måle strømmen gjennom isolasjonen. Forsøket ble gjentatt ved forskjellige temperaturer og spenninger.

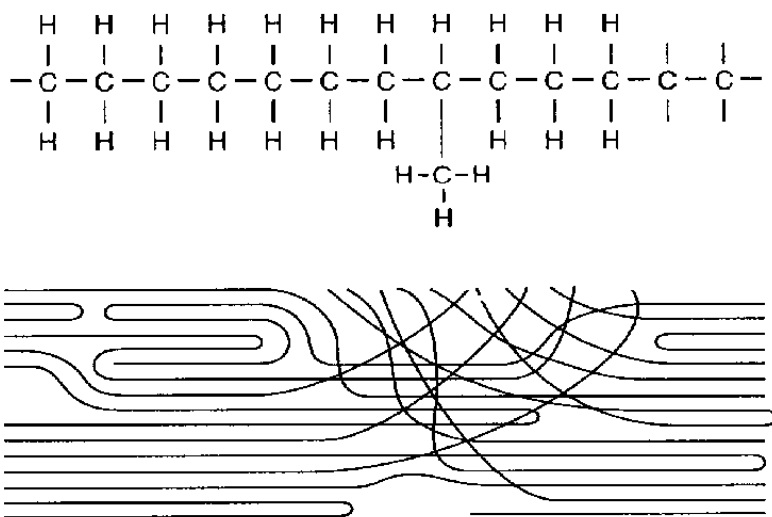
Spenningsfordelingen i isolasjonsmaterialet bestemmes av graden av krystallisering i ulike områder av isolasjonsmaterialet. Dette henger igjen sammen med fordelingen av romladninger. For å analysere romladningstettheten i dielektrikumet ble "PEA flat system" benyttet. Dette systemet beskrives mer detaljert senere i oppgaven, men går kort fortalt ut på å påtrykke et prøveobjekt spenningsimpulser. Disse impulsene vil virke som en kraft med kort varighet på frie ladninger. Ladningene opplever et "napp" som får de frie ladningene til å bevege seg. Denne raske bevegelsen vil sende ut en trykkbølge som oppfattes av en sensor. Romladningene kan da lokaliseres ut ifra analysering av signalet fra sensoren.

Elektrisk holdfasthet testes ved å sette gradvis økende AC-spenning over et prøveobjekt, til det bryter sammen eller som levetidskurver hvor tiden til gjennomslag er funnet som funksjon av påtrykt elektrisk felt. Det er viktig å måle tykkelsen på isolasjonsmaterialet etter at testen er gjennomført ettersom det ikke er spenningen objektet tåler som er interessant i seg selv, men det elektriske feltet over isolasjonsmaterialet.

2 - Teori

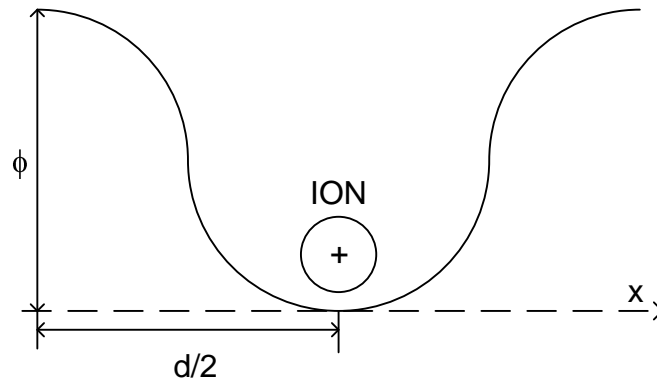
2.1 Polyetylenets struktur

Polyetylen består av lange molekylkjeder av CH₂ grupper, som vist i Figur 2.1. Sidekjeder forekommer enkelte steder og forstyrrer den vanlige formen til makromolekylene. Hovedkjedet har vanligvis en lengde på tusener til titusener av CH₂ grupper [1]. Disse kjedene ligger delvis parallelt til seg selv eller andre kjeder, se Figur 2.1. Disse parallelle regionene utgjør den krystallinske delen av polymeren. En annen del av kjeden kan følge en vilkårlig vei og dermed utgjøre en amorf region av polymeren. I disse amorfe områdene vil tilsetningsstoffer, som urenheter og antioksidanter, samles opp.



Figur 2.1 – Molekylkjeder i polyetylen. [1]

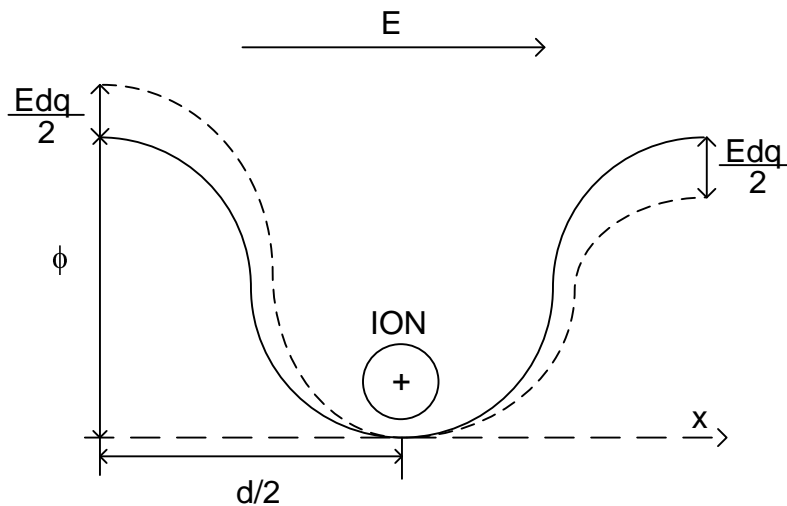
I de amorfe områdene oppstår defekter i den krystallstrukturen hvor et positivt eller negativt ion mangler. Disse defektene former ”feller” for ladningsbærere. Ladningsbærerne forblir ”fanget” en viss tid før de igjen tar del i ledningen, se Figur 2.2. Tiden ladningsbærerne tilbringer i disse fellene øker med ”dybden” på fellene. Dybden på fellene er definert som den energien som trengs for å frigjøre den fangede ladningsbæreren.



Figur 2.2 – Ion i en ”felle” av potensialbarrierer.

Hvis området har mange grunne ”feller” kan det forventes en høy konduktivitet, dypere feller tilsier en lavere konduktivitet [1].

Påtrykkes materialet et elektrisk felt vil potensialbarrieren øke med $\frac{Edq}{2}$ i den ene retningen og minke med samme verdi i motsatt retning [2], se Figur 2.3. På grunn av denne endringen i barrierer er sannsynligheten for at et positivt ion skal hoppe i retning med det elektriske feltet større enn at det skal hoppe motsatt retning. Et negativt ladet ion vil føle det samme men motsatt retning.



Figur 2.3 – Ion i en ”felle” av potensialbarrierer påtrykt et elektrisk felt, E .

Ved høyere elektriske felt injiseres ladninger inn i isolasjonsmaterialet fra elektroden. I polymerisolasjoner har disse ladningene lav mobilitet og vil oppsamle seg i områder nær elektroden. Det elektriske feltet, grunnet disse ladningene, påvirker ledningsevnen. Ohms lov om et lineært forhold mellom strøm og elektrisk felt er derfor ikke gyldig i dette tilfellet [2].

En annen type felle er "egenfellen" (self-trap). Feltet rundt et fritt elektron påvirker en molekylkjede og forårsaker et lokalt spenningsfall. Elektronet påvirkes av spenningsfallet og "fanger seg selv". Egenfellen er ofte dyp og holder på ladningen lenge. Forekomsten av denne type feller skyldes tilsetningsstoffer i polymeren som for eksempel antioksidanter mot termisk aldring eller små urenheter som ikke kan forhindre at forekommer i materialet. Små forandringer i tilsetningsstoffer kan forårsake store utslag i nummer av feller, så evnen til å lagre romladninger er i veldig stor grad påvirket av type og konsentrasjon av tilsetningsstoffer.

For å forklare hvordan de amorfe delene av molekylkjedene leder ladningene kan det sies at ladningene "hopper" fra hull til hull når ladningen har mottatt tilstrekkelig energi for å overkomme potensialbarrieren. Hvis potensialbarrieren mellom to hull er så stor at et elektron ikke kan "hoppe over" men avstanden mellom hullene er mindre enn 1nm kan elektronet "grave" seg under potensialbarrieren. Denne prosessen forårsaker en konduktivitet på

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot e^{\alpha T} \quad (2.1)$$

hvor σ_0 er materialets konduktivitet ved lavt elektrisk stress og ved referansetemperatur (0°C), T er temperaturen i grader Celsius og α er temperaturkoeffisienten. [1]

Av dette trekkes to konklusjoner:

- Konduktiviteten øker når temperaturen øker.
- Konduktiviteten avhenger av krystalliniteten: σ gjelder kun for de amorfe delene, σ er mindre ved høyere krystallinitet.

Konduktiviteten varierer mye for forskjellige materialer. Superledere kan ha en konduktivitet helt opp i over 10^{25} S/m mens den for dielektrikum som PEX, som det ses på i denne oppgaven, ligger i området 10^{-20} S/m [3]. Kun konduksjonsmekanismene for dielektrikum vil bli beskrevet her.

Konduktiviteten i et dielektrikum er som vist sterkt avhengig av temperaturen. Et av forsøkene i denne oppgaven er testing av konduktivitet som funksjon av temperatur og spenningspåtrykk. I dette forsøket påtrykkes DC-spenning på et testobjekt av typen Rogowski-kopp (se kapittel 3.1.3). I dette tilfellet vil kretsekvivalenten til isolasjonssystemet være rent ohmsk ettersom permittiviteten, ϵ , er en funksjon av frekvensen.

Strømmen gjennom dielektrikumet bestemmes av antallet ladningsbærere som beveger seg i det påtrykte feltets retning. Ladningsbærerne er typisk elektroner, hull, protoner og ioner. Konduktiviteten er gitt av bærernes bevegelse, dette kan uttrykkes som [4].

$$\sigma = \sum_i^N |n_i \cdot e_i \cdot \mu_i| \quad (2.2)$$

hvor i er den spesifikke ladningsbæreren, n_i er konsentrasjonen av ladningsbærere, e_i er ladningen til ladningsbærerne, μ_i er mobiliteten til de spesifikke ladningsbærerne og N er antallet ladningsbærere. Mobiliteten, μ_i , kan beskrives som:

$$\mu = \frac{v_d}{E} \quad (2.3)$$

hvor v_d er driftshastigheten og E det påtrykte elektriske feltet.

Variasjonen i konduktivitet grunnet (2.2) bestemmes av variasjonen i de tre parameterne. Ladningen er konstant for elektroner men også tilnærmet konstant for hull, protoner og ioner. Ladningen til ladningsbærerne, e_i , vil derfor ha liten innvirkning på konduktiviteten. Mobiliteten til ladningsbærerne, μ_i , derimot, varierer mye fra materiale til materiale. Mobiliteten vil også variere mye for et gitt materiale når driftstemperaturen endres. Eksempelvis vil en temperaturøkning i PEX gjøre at ladningsbærerne vil kunne bevege seg friere.

Tettheten av atomer i et dielektrikum vil temmelig konstant ligge på omlag 10^{29} atomer/ m^3 , mens tettheten av ladningsbærere kan variere fra noen få per m^3 til nesten en per atom. Variasjonene i bevegelighet og antall ladningsbærere er i fellesskap bakgrunn for de store variasjonene i konduktivitet for et spesifikt dielektrikum.

Et påtrykt felt over et materiale vil generere en elektrisk strøm gjennom materialet. Strømtettheten, J , bestemmes av materialets konduktivitet, σ , og det påtrykte elektriske feltet, E . Sammenhengen er gitt av Ohms lov:

$$J = \sigma \cdot E \quad (2.4)$$

Teoretisk sett vil et ideelt dielektrikum ikke inneholde noen frie ladninger. Ideelt sett vil derfor, i følge (2.2), $\sigma = 0$. Dette vil i følge (2.4) medføre at det ikke går noen lekkstrøm gjennom materialet, $J = 0$. Dette er ikke tilfelle i praksis for isolasjonsmaterialer. Hvis det påtrykkes en DC spenning over et dielektrikum over så lang tid at polarisasjonsmekanismene

har innstilt seg (polarisasjonsmekanismene i et dielektrikum vil bli nærmere forklart senere i kapittelet) vil feltdistribusjonen bestemmes av materialets konduktivitet.

Konduktiviteten i et materiale varierer som vist med temperaturen, men den varierer også med påtrykt feltstyrke. Hvis temperaturen settes konstant varierer konduktiviteten kun som funksjon av feltstyrken, E [5]:

$$\sigma(E) \approx \sigma_0 \cdot e^{(\beta E)} \quad (2.5)$$

Legges likning (2.5) sammen med likning (2.1) kan konduktiviteten uttrykkes som funksjon av både temperatur og påtrykt feltstyrke [6]:

$$\sigma(T, E) \approx \sigma_0 \cdot e^{(\alpha T + \beta E)} \quad (2.6)$$

hvor σ_0 er materialets konduktivitet ved lavt elektrisk stress og ved referansetemperatur (0°C), T er temperaturen i grader Celsius, α er temperaturkoeffisienten, E er påtrykt elektrisk felt og γ er den elektriske feltkoeffisienten.

Fra Figur 2.2 kan dette illustreres ved at både høyere temperatur og spenningspåtrykk vil gi lavere potensialbarrierer, ϕ , som betyr at det trengs mindre energi for å flytte ladningen, som igjen betyr høyere konduktivitet.

Kabelisolasjon vil ha høyere temperatur innerst ved lederen fordi tap i lederen medfører varmereproduksjon. Dette fører til en temperaturgradient gjennom dielektrikumet. Konduktiviteten vil derfor være høyere, og potensialbarrierene lavere, nærmere lederen. Siden det i denne rapporten ble gjort forsøk på isolasjonsmateriale med konstant temperatur vil det ikke bli gått nærmere inn på dette.

2.2 Romladning og romladningsfelt

Isolasjonsmaterialer slipper gjennom en svak elektrisk strøm når de spenningssettes. Denne svake ladningsstrømmen i dielektrikumet er ikke uniform grunnet lokale inhomogeniteter i materialet.

Ifølge kontinuitetslikningen for strømtetthet vil, når en ulikhet forekommer mellom ladningsflyten inn og ut av et område, ladning akkumuleres i dette området [7]:

$$\nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.7)$$

Hvor j er strømtettheten, ρ er ladning per volumenhet (romladningstetthet) og t er tiden.

I følge Gauss' lov er et romladningsfelt E_ρ assosiert med en ladningsdistribusjon:

$$\rho = \nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}_\rho) \quad (2.8)$$

Hvor ϵ_0 er vakuum permittiviteten og ϵ_r er den relative permittiviteten til dielektrikumet.

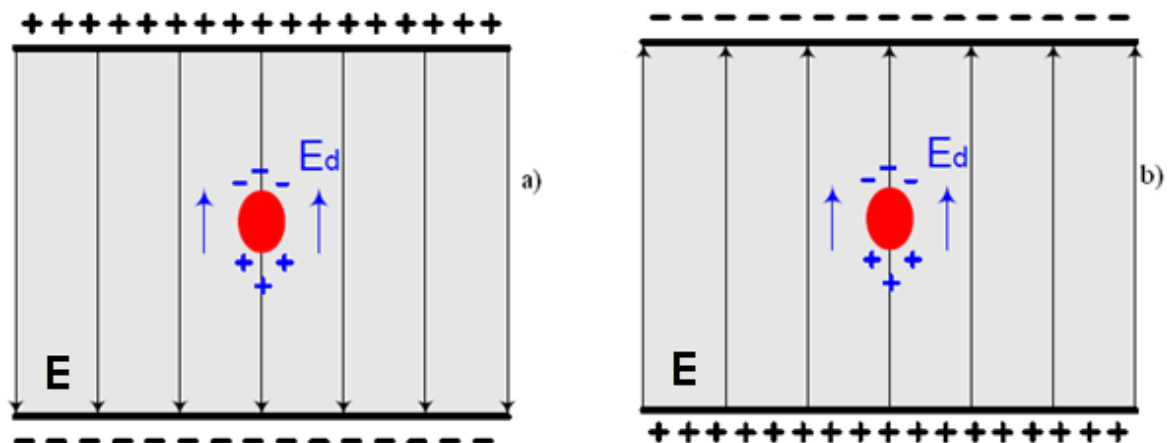
Derfor vil det elektriske feltet, E , i isolasjonsmaterialet ved tilstedeværelse av romladninger være gitt ved summen av de to bidragsyterne: romladningsfeltet og det eksterne påtrykte feltet E_0 [7]:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_\rho \quad (2.9)$$

Ved et påtrykt DC-felt vil ikke ladningsflyten skifte retning. Dette vil kunne føre til akkumulasjon av ladninger som igjen vil påvirke den elektriske feltdistribusjonen i dielektrikumet.

Ladningsansamlinger kan løsrives fra dielektrikumet når det eksterne feltet fjernes og isolasjonsmaterialet kortsluttes. Denne prosessen kan ta lang tid avhengig av materiale og temperatur. Utladningstiden av romladning i polymerer er generelt sett lang. En konsekvens av dette fenomenet er at de ladningsansamlingene vil være fanget i dielektrikumet også etter at DC-spenningspåtrykket fjernes eller endres. Polaritetsendring i HVDC-kabler er et praktisk eksempel på en slik situasjon. I et slikt tilfelle vil isolasjonsmaterialet oppleve summen av romladningsfeltet og feltet introdusert av DC-spenningen, hvis polaritet er snudd. Dette fører til feltforsterkning i områder med akkumulering av romladninger med motsatt polaritet av nærliggende elektrode kalles (heteroladninger), mens det vil føre til svekking av feltet i områder med akkumulering av romladninger med motsatt polaritet av nærliggende elektrode (heteroladninger) [8].

Flere undersøkelser viser at polaritetsreversering er særlig kritisk for ekstruderte isolasjonsmaterialer som inneholder romladninger [9]. Defekter eller urenheter som skaper uhomogene felt er spesielt ødeleggende når polariteten snus, ettersom dette vil kunne skape ytterligere feltforsterkninger. Homoladninger vil, hvis polariteten snus momentant, konverteres til heteroladninger og en vil få feltforsterkning i dette området. Det resulterende feltet kan fort overskride holdfastheten til dielektrikumet og partielle utladninger vil kunne oppstå [10]. Se Figur 2.4.



Figur 2.4 – Effekten av polaritetsreversering på en urenhet i isolasjonsmaterialet. 2.5a) viser ladningsfordeling og felt ved påtrykt felt, E. 2.5b) viser hvordan E-feltet peker i samme retning som polariseringsfeltet E_d like etter ompolarisering. Dette kan gi høy lokal feltforsterkning. Figuren er hentet fra [8] og redigert for formålet

Ledningen og emisjon av ladninger i polyetylen er i hovedsak utført av elektroner. Injeksjon av elektroner via katoden og ekstraksjon av elektroner fra anoden er hovedmekanismen for ladningsflyt i polyetylen [8].

2.3 Polarisasjonsmekanismer

Et dielektrikum karakteriseres av materialets dielektriske konstant, ϵ . Denne materialkonstanten angir sammenhengen mellom elektrisk flukstetthet, D, og elektrisk feltstyrke, E, når en DC-spenning, U, påtrykkes materialet.

For en platekondensator med et isolasjonslag hvor det ikke tas hensyn til ende-effektene vil det elektriske feltet ved påtrykt DC-spenning kunne uttrykkes ved [11]:

$$E = \frac{U}{d} \quad (2.10)$$

Hvor den elektriske flukstettheten kan uttrykkes [11]:

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E \quad (2.11)$$

hvor ϵ_0 er permittiviteten til vakuum ($8,854 \cdot 10^{-12}$) og ϵ_r er den relative dielektriske konstanten.

Fra dette kan det konkluderes med at et materiale med lavere relativ permittivitet må påtrykkes et høyere elektrisk felt for å oppnå den samme flukstettheten i materialet. Materialer med høy relativ permittivitet, som PEX, inneholder dipoler. Disse dipolene retter seg etter det elektriske feltet, denne prosessen bruker litt tid på å stabilisere seg. Derfor vil permittiviteten være tidsavhengig, noe som vil tas grundigere opp senere i avsnittet. Denne prosessen kalles polarisering, P , og kan integreres i likning (2.11):

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (2.12)$$

hvor polarisasjonen, P , har enheten $[C/m^2]$.

Hvis likning (2.12) settes inn i likning (2.11) kan polariseringen uttrykkes som en funksjon av det elektriske feltet, E , og den relative permittiviteten, ε_r :

$$P = \varepsilon_0 E (\varepsilon_r - 1) \quad (2.13)$$

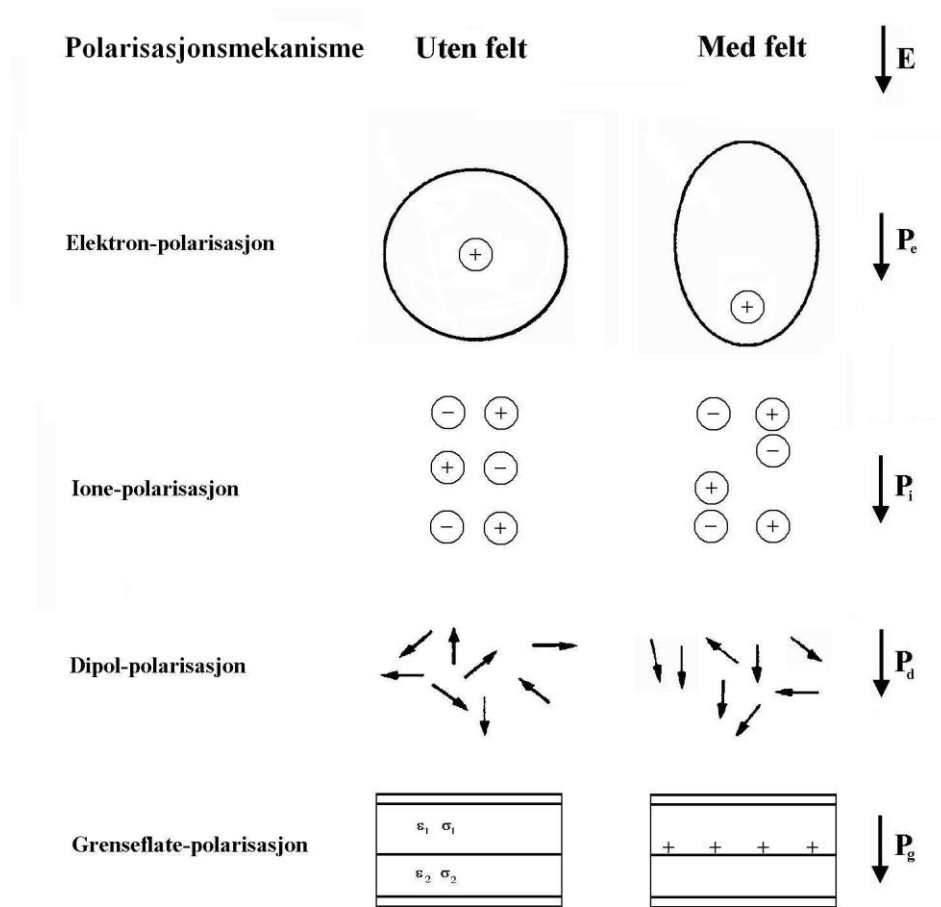
Polariseringen kan i et stasjonert DC-isolasjonssystem med et enkelt isolasjonslag tolkes som netto bidrag fra alle dipolene i isolasjonsmassen.

Det finnes totalt fire ulike polarisasjonsmekanismer, som vist i Figur 2.5.

Elektronpolarisasjon: Når et elektrisk felt påtrykkes et atom vil elektronskyen rundt kjernen forskyves ved at hovedkonsentrasjonen av elektronene trekkes av feltet mot den ene siden av kjernen. Dette gir en midlertidig induert dipol proporsjonal med det påtrykte feltet. Elektrodepolarisasjon er en momentanreaksjon og vil opphøre når det elektriske feltet opphører.

Ionepolarisasjon: I materialer med ionebindinger vil positive og negative ioner i utgangspunktet være symmetriske. Når et slikt materiale utsettes for et elektrisk felt vil de positive og negative ionene trekkes i hver sin retning. Dette resulterer i en fordreid gitterstruktur av dipoler som vist i Figur 2.5. Også ione-polarisasjon er en momentanreaksjon og vil opphøre når det elektriske feltet opphører.

Dipolpolarisasjon: Enkelte molekyler, som H_2O , har en usymmetrisk posisjonering av elektronene. Disse er permanente dipoler og er tilfeldig posisjonert i materialet i utgangspunktet. Et påtrykt elektrisk felt vil føre til at dipolene blir stilt på linje etter feltet. I gasser og væsker vil dipolene kunne bevege seg fritt. De vil derfor relativt raskt og enkelt organisere seg på linje i forhold til påtrykt felt. Det er vist teoretisk at dipolpolarisasjonen, P_d , tilnærmevis er proporsjonal med påtrykt felt men omvendt proporsjonal med temperaturen.



Figur 2.5 – De fire ulike typene polarisasjonsmekanismer [11]

Dipoler i faste materialer derimot, kan ikke bevege seg fritt. Dette fører til at forholdet mellom dipolpolarisasjonen, P_d , påtrykt elektrisk felt, E , og temperatur blir mer komplekst og må bestemmes ved forsøk for forskjellige materialer. Dipolpolarisasjon er en såkalt relaksjonsmekanisme, dette betyr at dipolpolarisasjonen skjer tregt relativt til momentanreaksjonene.

Grenseflatepolarisasjon: I praksis vil atomers, ioners og molekylers posisjonering i et isolasjonsmateriale ikke være perfekt. Isolasjonsmaterialet vil inneholde hull i molekylkjedene, urenheter og frie elektroner. Når et elektrisk felt påtrykkes vil frie ladninger bevege seg mot overflatene. Dette resulterer i at det på overflaten nær den positive elektroden vil samle seg negative ladninger, mens det på overflaten nær den negative elektroden vil samle seg positive ladninger. Grenseflatepolarisasjon er også en relaksjonsmekanisme og bruker tid på å innrette seg etter det påtrykte elektriske feltet. Dette vil det ble sett nærmere på i neste avsnitt.

2.4 Tidsvarierende polarisasjonsmekanismer

I dette avsnittet vil det bli sett på effekten av å sette en DC-trinnspenning over et dielektrikum. Elektronpolarisasjon, P_e , og ionepolarisasjon, P_i , er som tidligere nevnt momentanreaksjoner. Videre i dette avsnittet vil disse derfor få samlebetegnelsen momentanpolarisasjon, P_m :

$$P_m = P_e + P_i \quad (2.14)$$

Momentanpolarisasjonsmekanismene vil skje så raskt at de ikke vil gi noe utslag på målingene foretatt i denne rapporten. De to relaksjonsmekanismene, dipolpolarisasjon og grensflatepolarisasjon, er tregere reaksjoner. Derfor kan de ved økende frekvens få problemer med å ”henge med” frekvensen på det elektriske feltet, noe som vil føre til tap. I denne rapporten vil det utelukkende sees på polarisasjonsmekanismer ved bruk av DC-spenning. Det vil derfor ikke utledes noe om frekvensrespons.

For DC-felt vil det være i start- og stoppfasen, altså når trinnspenningen skrues på eller av, at effekten av relaksjonsmekanismene har betydning. Relaksjonsmekanismene er også svært temperaturavhengige, ettersom dipolene kan bevege seg friere ved høye temperaturer. Det vil bli gjort forsøk ved forskjellige temperaturer for å undersøke konsekvensen av temperatursvingninger.

For å gjøre utledningene av effekten av polarisasjonsmekanismene enklere ses det her på et dielektrisk materiale med kun en relaksjonsmekanisme. Den totale polarisasjonen kan da uttrykkes som:

$$P(t) = P_m + P_d(t) \quad (2.15)$$

hvor $P_d(t)$, dipolpolarisasjonen, er den aktive relaksjonsmekanismen.

I følge Debyelikningen [11], varierer dipolpolarisasjonen med en rate proporsjonal med differansen fra stabilisert tilstand verdien av $P(t)$, altså $P(\infty)$. Debyelikningen kan det uttrykkes:

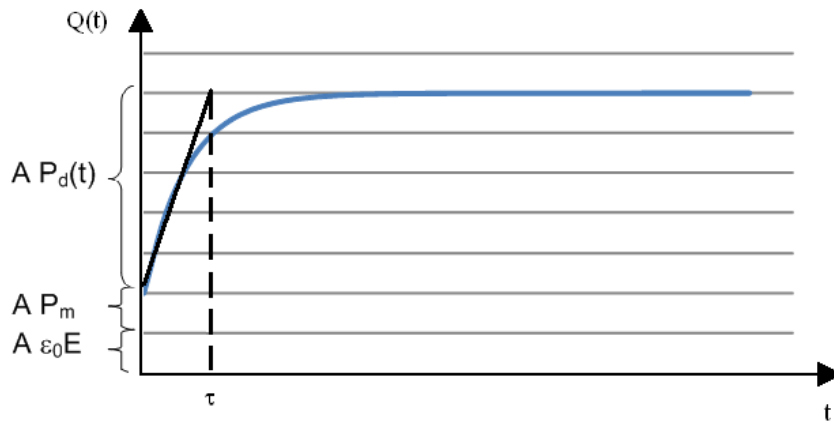
$$\frac{dP_d(t)}{dt} = \frac{1}{\tau} [P_d(\infty) - P_d(t)] \quad (2.16)$$

Da kan polarisasjonsforløpet i et isolasjonssystem med en et dielektrikum mellom to elektroder (en kondensator) ved påtrykt trinnspenning uttrykkes:

$$P_d(t) = P_d(\infty) \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad (2.17)$$

Fra likning (2.17) og Gauss' lov (2.18) kan ladningsansamlingen på elektrodene skildres grafisk som vist i Figur 2.6.

$$\oint D dA = Q \quad (2.18)$$



Figur 2.6 – Oppbygning av ladning på kondensator (med et dielektrikum) som reaksjon på påtrykt trinnspenning ved $t = 0$

Også et isolasjonsmateriale vil ha en viss konduktivitet. Denne vil være svært lav, men det vil gå en strøm gjennom dielektrikumet. Denne strømmen kan ved hjelp av Maxwells likninger og tidligere presenterte likninger uttrykkes på følgende vis:

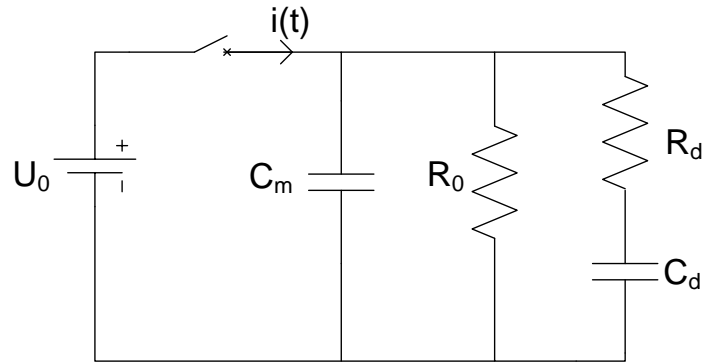
$$i(t) = \frac{dQ}{dt} + \sigma EA = \left(\frac{d(\epsilon_0 E + P_m)}{dt} + \frac{dP_d}{dt} + \sigma E \right) A = \left(J_\delta(t) + \frac{P(\infty)}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} + \sigma \right) A \quad (2.19)$$

hvor $J_\delta(t) \cdot A$ er den momentane ladningsmengden som tilføres kondensatoren når den påtrykte spenningen økes fra 0 til U.

$$J_\delta(t) = (\epsilon_0 E + P_m) \delta(t) = (\epsilon_0 + \kappa_m) E \cdot \delta(t) = \epsilon_m E \cdot \delta(t) \quad (2.20)$$

hvor $\delta(t)$ er Diracfunksjonen.

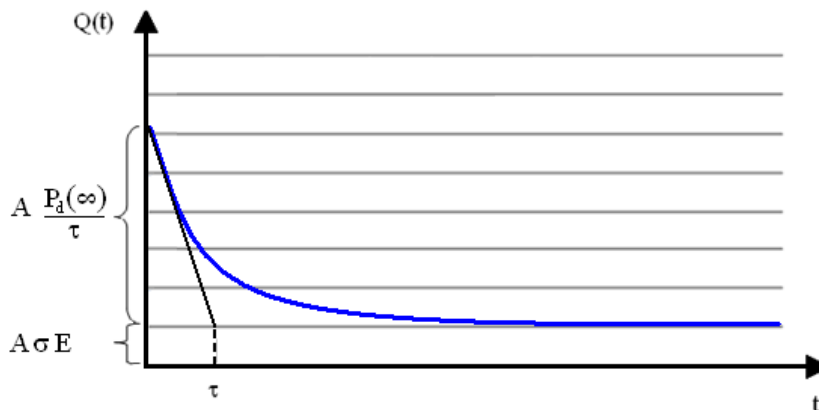
Momentanpolarisasjon, relaksjonspolarisasjon og konduktivitet i dielektrikumet kan kombineres til en elektrisk kretsekvivalent som vist i Figur 2.7. Hvor $i(t)$ er strømmen som vil gå gjennom isolasjonsmaterialet som funksjon av tiden. Strømmen, $i(t)$, gjennom isolasjonsmaterialet kan fremstilles grafisk som vist i Figur 2.8 ved hjelp av likning (2.20).



Figur 2.7 - Elektrisk kretsekvivalent for et isolasjonsmateriale forenklet til å inneholde momentanpolarisasjonsmekanismer, en relaksjonsmekanisme og konduktivitet, σ .

I Figur 2.7 representerer C_m momentanpolarisasjonen, R_0 konduktiviteten i isolasjonsmaterialet mens R_d og C_d representerer dipolpolarisasjonen. Hvor:

$$C_m = \epsilon_m \cdot \frac{A}{d} \qquad R_0 = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{A} \qquad C_d = (\epsilon_s - \epsilon_m) \cdot \frac{A}{d} \qquad R_d = \frac{\tau}{C_d}$$

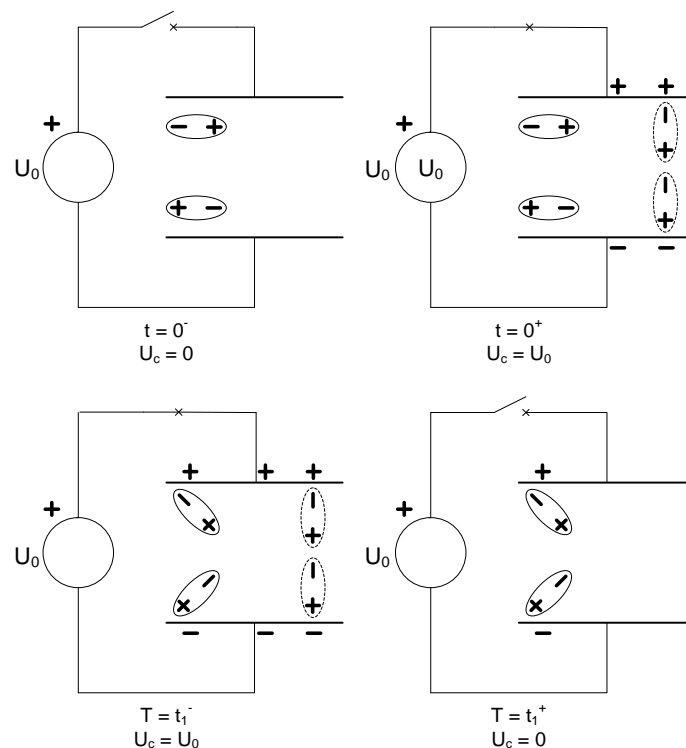


Figur 2.8 – Strømmen gjennom en polymerisert kondensator med en relaksjonsmekanisme ved påtrykt trinnspenning

I tilfelle det er flere aktive relaksjonsmekanismer i isolasjonssystemet, som for eksempel grenseflatepolarisasjon, vil denne kunne integreres i kretsekvivalenten, Figur 2.7. Dette gjøres ved å legge til ekstra RC enheter med den ekstra polarisasjonsmekanismens parametere. Deretter integreres dette i C_d slik at denne representerer den totale kapasitansen av alle aktive relaksjonsmekanismer.

I Figur 2.9 er hendelsesforløpet i et dielektrikum som påtrykkes en trinnspenning vist. Figur 2.9 kan ses i sammenheng med Figur 2.7. De stiplede dipolene i Figur 2.9 representerer momentanpolarisasjonen, C_m i Figur 2.7, og vil rette seg etter feltet umiddelbart etter at isolasjonsmaterialet er spenningsatt, t_0^+ .

De heltrukne dipolene i Figur 2.9 representerer relaksjonsmekanismene, RC-grenen i Figur 2.7. Fra Figur 2.9 ses det at dipolene først etter en viss tid begynner å stille seg inn etter feltet. Dette kan i praksis ta alt fra et kvarter til flere dager. Dipolpolarisasjonen vil vanligvis rette seg etter feltet før grenseflatepolarisasjonen. I for eksempel en olje-papir-isolert kabel kan grenseflatepolarisasjonen bruke flere dager på å få stilt seg inn etter feltet. Dette kommer av at slike kabler kan bestå av svært mange isolasjonslag. Denne oppgaven omhandler kun isolasjonssystemer med et lag PEX-isolasjon, polarisasjonstiden vil bli omhandlet i kapittel 3.



Figur 2.9 – Polarisasjon i dielektrikum ved fire forskjellige tidspunkter. Heltrukken dipol er permanent mens stiplede dipol er induisert.

Pila i Figur 2.9 representerer det elektriske feltet gjennom isolasjonsmaterialet. I Figur 2.7 er C_m en momentanreaksjon. Det er derfor mulig å si at det allerede ved $t = 0^+$ ligger et elektrisk felt over isolasjonsmaterialet.

2.5 Forurensning i isolasjonen

Under produksjonen av testobjektene på laboratoriet er det vanskelig å forhindre at forurensning som støv eller andre partikler kommer i kontakt med isolasjonsmaterialet. Prosessen fra polyetylen pellets til ferdige testobjekter medfører at materialet er i kontakt med utstyr som også brukes til å behandle andre materialer. Selv om alt utstyr rengjøres grundig vil det alltid være en risiko for at det er rester av andre materialer på utstyret.

Uregelmessigheter av for eksempel metallisk eller organisk art vil kunne føre til lokale feltforsterkninger. Dette er fordi forurensningen har forskjellig forhold mellom konduktivitet og permittivitet sammenlignet med PEX, og feltfordelingen i nærheten av forurensningen er en funksjon av polymerens permittivitet. Tidskonstanten for redistribusjon av ladning i dielektrikumet, τ_d , er gitt som [1]:

$$\tau_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma(E, T)} \quad (2.21)$$

der ϵ_r er dielektrikumets permittivitet og σ er dielektrikumets konduktivitet avhengig av elektrisk felt, E , og temperaturen, T .

Konduktiviteten øker med elektrisk feltstyrke og temperatur mens permittiviteten vil være konstant for et bredt spekter av både temperatur og påtrykt feltstyrke. Det vil si at en påtrykt spenning som varierer med en tidskonstant mindre enn τ_d , vil føre til et elektrisk felt på tuppen av den ledende uregelmessigheten som øker i samsvar med den DC-spenning som påtrykkes. Dette fører igjen til at et høy nok påtrykt spenningsnivå, vil gi en tidskonstant, τ_d , så liten at ladning tillates injisert inn i høyfeltsområdet, grunnet den økte konduktiviteten i dette området [12].

Forurensningen i seg selv er ikke nødvendigvis det største problemet. Partiklene kan inneholde gass og fuktighet, som igjen kan føre til dannelse av hulrom i grensesjiktet mellom partikkelen og isolasjonsmaterialet.

Hulrom i dielektrikumet kan også komme som følge av u-uniform krymping eller annet mekanisk stress eller fra sakte kjemiske reaksjoner under prosesseringen. Eksempelvis kan kryssbindingen til PEX resultere i fremvekst av hulrom fylt med biprodukter fra kryssbindingsprosessen.

2.6 Partielle utladninger (PD) og varighetskurver

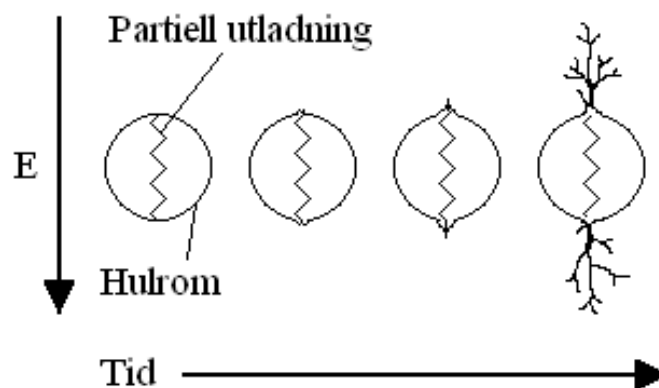
Hvis det elektriske feltet i et hulrom overstiger holdfasthetsgrensen til gassen i hulrommet kan en partiell utladning oppstå. I et sfærisk hulrom vil den maksimale elektriske holdfastheten, E_h , være [11]

$$E_h = \frac{3\varepsilon_r}{1+2\varepsilon_r} \cdot E \quad (2.22)$$

hvor E er feltet i isolasjonsmaterialet i fravær av hulrom og ε_r er den relative permittiviteten til isolasjonsmaterialet. Holdfastheten vil øke med økende relativ permittivitet med en øvre grense på 1,5 ganger feltstyrken i det omliggende isolasjonsmaterialet.

For at en utladning skal forekomme, må det elektriske feltet være tilstrekkelig høyt og det må være tilgang på et "startelektron". Elektronet må akselereres til en hastighet som gir en kinetisk energi så høy at en kollisjon mellom elektronet og et molekyl produserer mer ladning enn den absorberer. Ladningsgenereringen vokser eksponentielt, resulterende i en kritisk skredstørrelse før prosessen stoppes av hulromveggen [13].

Partielle utladninger fører til nedbryting av isolasjonsmaterialet. Denne nedbrytingen fører til at hulrommet vokser, vanligvis i retning med det påtrykte feltet som vist i Figur 2.10. Hulromveggene eroderer slik at små gropene oppstår. Disse små gropene vil føre til lokal feltforsterkning som kan lede til fremvekst av elektriske trær.



Figur 2.10 – Utvikling av hulerom med tiden

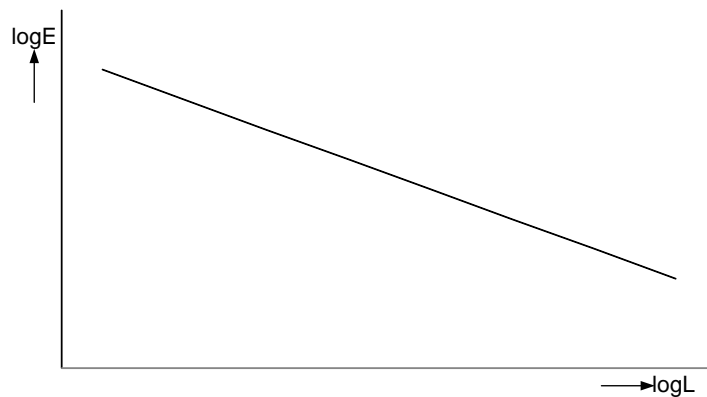
Når det elektriske treet når elektrodene vil gjennomslag inntreffe. Tiden det tar før gjennomslag inntreffer kalles *varighet* og varierer i stor grad med elektrisk feltstyrke i dielektrikumet. Forholdet mellom varigheten, L , og elektriske feltstyrke, E , i et dielektrikum er eksperimentelt blitt funnet til å være [14]:

$$L = \frac{c}{E^n} \quad (2.23)$$

Hvor k , c og n er konstanter. Likning (2.23) kan også skrives:

$$\log L = k - n \log E \quad (2.24)$$

Hvis (2.24) plottes i et logaritmisk plot er sammenhengen mellom påtrykt felt og levetid gitt av en rett linje som vist i Figur 2.11. Linjens helning er gitt av n .



Figur 2.11 – Levetidskurve: forventet levetid som funksjon av elektrisk feltstyrke

Levetidskurvens stigningstall, n , ligger for polyetylen vanligvis rundt 8-10. Dette vil si at påtrykt elektrisk effekt har stor effekt på levetiden. En dobling av det elektriske feltet vil redusere forventet levetid 500 ganger [14].

2.7 Weibull-distribusjon

Hvis et holdfasthetsforsøk gjentas flere ganger under like omstendigheter vil ikke gjennomslagsspenningen bli nøyaktig den samme hver gang. Dette kommer av flere faktorer, men i statistikken sies det at holdfastheten varierer på en stokastisk måte [11]. Elektrisk sammenbrudd i polymerer følger det svakeste ledd teorien som sier at elektrisk sammenbrudd vil skje i det området med lavest elektrisk holdfasthet. Weibull-distribusjon er den mest brukte sannsynlighetsfordelingen ved gjennomslag i et isolasjonsmateriale ved påtrykt elektrisk felt, E .

For testing av elektrisk sammenbrudd er den vanligste formen av tre-parameter-distribusjonen gitt av:

$$P(E) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{E_{63\%} - E_0}\right)^\beta\right] \quad (2.25)$$

hvor $P(E)$ er sannsynligheten for sammenbrudd ved påtrykt elektrisk stress, E . $E_{63\%}$ er den karakteristiske sammenbruddsfeltstyrken (den elektriske feltstyrken som gir 63,2% sannsynlighet for sammenbrudd). E_0 den laveste mulige sammenbruddsfeltstyrken, denne settes til 0. E_0 er umulig å kalkulere og har ikke signifikant betydning.

Dette reduserer distribusjonen til en to-parameter-distribusjon:

$$P(E) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{E}{E_{63\%}}\right)^\beta\right] \quad (2.26)$$

For å finne sannsynligheten for sammenbrudd ved påtrykt elektrisk felt, E , ble følgende formel brukt:

$$P(i, n) = \frac{i - 0,3}{n + 0,4} \quad (2.27)$$

hvor n er antallet forsøk og i er antallet av forsøk som gir sammenbrudd ved en feltstyrke E [15]. Resultatene funnet for sammenbruddsfeltet i denne oppgaven analyseres og plottes i et Weibulldiagram av programmet WinSMITH version 1.0F (1994).

3 – Eksperimentelt

3.1 Fremstilling av prøveobjekter

Dielektrikumets elektriske egenskaper er avhengig av stor grad av renhet. De elektriske egenskapene reduseres betraktelig hvis det tilkommer urenheter i isolasjonsmaterialet. Renhold er derfor veldig viktig i produksjonsprosessen av koppeobjektene. Alt utstyr må rengjøres grundig før det kommer i kontakt med isolasjonsmaterialet og partikkelnivået i flowbenkene må kontrolleres før de tas i bruk. Dette gjelder for hele prosessen helt til prøveobjektene er avgasset og avstresset.

3.1.1 Prosedyre for ekstrudering av isolasjonstape

Ekstruderen består av en skrue som presser isolasjons-pelletsene fra inntaket og frem til ekstruderhodet. Mellom inntaket og hodet er det 3 forskjellige temperatursoner som kan stilles til ønsket temperatur ut fra hvilket isolasjonsmateriale som ekstruderes. Tabell 3.1 viser temperaturene brukt ved ekstrudering av både HVDC-isolasjonsmaterialet, LE4253, og referansematerialet, LS4201S.

Det ble ekstrudert LE4253 og LS4201S i to forskjellige former, som tape og som folie. Forskjellen er at tapen er tykkere og egner seg bedre til produksjon av Rogowski-kopper, mens folien er tynn og egner seg best til produksjon av flate testobjekter. Under ekstruderingen er eneste forskjell i ekstruderingsprosessen at ekstruder-hodet har forskjellig utforming.

Tabell 3.1 - Temperatur i de ulike delene av ekstruderen

Sone 1 [°C]	Sone 2 [°C]	Sone 3 [°C]	Sone 4 [°C]	Klave [°C]	Hode [°C]
117	117	117	117	117	117

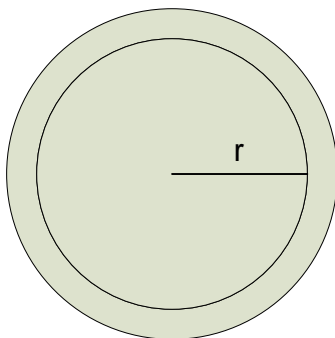
Den ferdige ekstruderte isolasjonstapen kuttes så opp i tabletter på om lag 25 gram tilpasset størrelsen på støpeformene for Rogowski-kopper og lagres i forseglet beholder.

Isolasjonsfolien kuttes opp i rektangulære biter med lengde om lag like diameteren på de flate støpeformene, det vil si om lag 75mm. Bitene lagres så i lufttett pose.

3.1.2 Produksjon av flate testobjekter til PEA – romladningsmåling

16 sirkulære former med indre diameter 7,5 cm, se Figur 3.1, dekkes med om lag 18 gram oppkuttet isolasjonsfolie. Det hele settes i pressa med innstillinger som vist i Tabell 3.2.

Dette resulterer i sirkulære isolasjonsstykker med en tykkelse på 0,47 mm.



Figur 3.1 – Tegning av støpeform for flate testobjekter. Radius = 75mm og dybde = 0,5mm

Tabell 3.2 – Pressing og kryssbinding av flate testobjekter

Prosess	Tid [minutter]	Trykk [tonn]	Temperatur [°C]
Forvarming	10	3,5	117
Pressing (kryssbinding)	40	25,0	117
Kjøling (vannkjøling)	10	25,0	

For at det flate testobjektet skal få best mulig elektrisk kontakt med elektrodene i romladningmålingsinstrumentet, PEA (forklares senere i kapittelet), dampes det på et gullbelegg ved hjelp av et vakuumkammer og gullelektroder. Gullbelegget sprutes på begge sidene av testobjektet i området hvor testobjektet er i kontakt med elektrodene i romladningmålingsinstrumentet.

3.1.3 Produksjon av testobjekter (Rogowski kopper)

Støping av råkopper

Først fylles støpeformene med en tablett og pellets målt opp til ønsket mengde. Etter testing ble det funnet at den optimale mengden var 32 gram isolasjonsmateriale per råkopp. Støpeformene settes så sammen og shims av ønsket tykkelse settes på til slutt. Shims brukes for å justere tykkelsen på isolasjonsmaterialet til ønsket størrelse. Den optimale tykkelsen på shimmen ble funnet til å være 2,0 millimeter.

Formene settes så sammen og plasseres i pressa med program som vist i tabell Tabell 3.3.

Tabell 3.3 - Pressing av råkopper

Prosess	Tid [minutter]	Trykk [tonn]	Temperatur [oC]
Forvarming	55	3,5	117
Pressing	8	25,0	117
Kjøling (vannkjøling)	15	25,0	

Valsing av halvleder

For isolasjonssystemet med HVDC-isolasjonsmateriale, LE4253, brukes halvleder, LE0550. Isolasjonssystemet med referanseisolasjonsmaterialet, LS4201S, kombineres med halvleder, LE0592.

For å valse halvlederen brukes en valse beskyttet fra støv med et flow-kabinett. Avstanden mellom valsene må være justerbar og finstilles til ca 0,75mm. Frontvalsen settes til 112°C mens den bakre valsen settes til 117°C. Det brukes høyere temperatur på bakre vals for at halvlederen skal løsne fra denne og legge seg på frontvalsen. Halvlederen vales og fjernes når den har avkjølt seg såpass at den slipper valsen.

Øvre og nedre halvleder

Den valsede halvlederfilmen ble så klippet opp i passende stykker og støpt i former akkurat som de flate testobjektene av isolasjonsmateriale. Dette gjøres for å kontrollere tykkelsen.

Fra de støpte halvlederskivene kuttet det ut sirkler med en rund ”kniv” i tilpasset størrelse, dette er den øvre halvlederen.

Den nedre halvlederen støpes fast mellom elektroden, som her er aluminium, og isolasjonsmaterialet som forklart i neste seksjon.

Tabell 3.4 - Pressing av halvleder

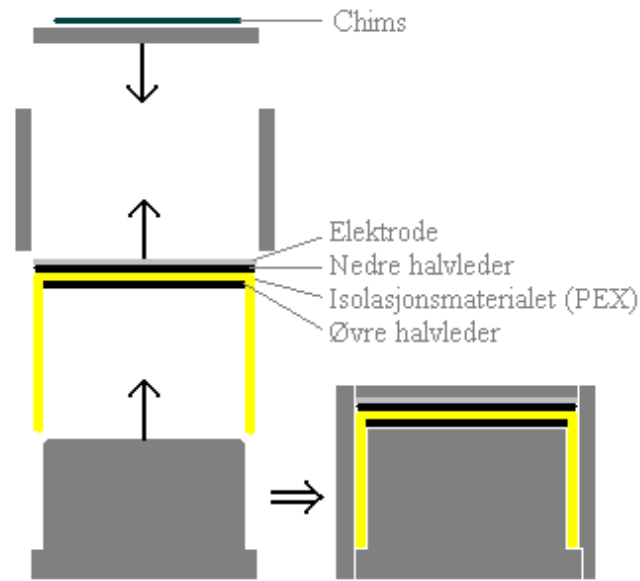
Prosess	Tid [minutter]	Trykk [tonn]	Temperatur [oC]
Forvarming	12	3,5	117
Pressing	2	25,0	117
Kjøling (vannkjøling)	5	25,0	

Sammenstilling (Kryssbinding)

Kryssbinding betyr at de lange molekylkjedene som polyetylen (PE) består av bindes sammen kjemisk. Kryssbindingene fører til at materialet tåler høyere temperatur, som igjen betyr at isolasjonens kan brukes under høyere driftstemperatur. Eksempelvis kan en PEX-isolert kabel kjøres med høyere strømtetthet enn PE. PEX tåler en driftstemperatur på om lag 90 °C men kan motstå kortvarige feiltemperaturer på opptil 250 °C [16].

De forskjellige elementene plasseres i formen som vist i Figur 3.2. For å kontrollere tykkelsen på bunnen av koppen som er det området av prøveobjektet som skal testes, ble det plassert chimis oppå den ferdig sammenstilte formen. Det ble funnet i prosjektoppgaven at Rogowski-koppene produsert med chimistykkelse på 1,3 mm gjennomsnittlig hadde høyest elektrisk holdfasthet. Denne chimistykkelsen ble derfor brukt. Tykkelsen på isolasjonsmaterialet i koppen når den er ferdig prosessert ligger på omlag 700µm.

Formen settes så i pressa, som kjøres med innstillinger som vist i Tabell 3.5.



Figur 3.2 – Sammenstilling av prøveobjektene

Tabell 3.5 - Ferdigstilling (vulkanisering) av prøveobjektene

Prosess	Tid [minutter]	Trykk [tonn]	Temperatur [oC]
Lavtrykk	0,33	3,5	170
Høytrykk	50,00	25,0	170
Kjøling (vannkjøling)	18,00	25,0	

Avgassing og avspenning

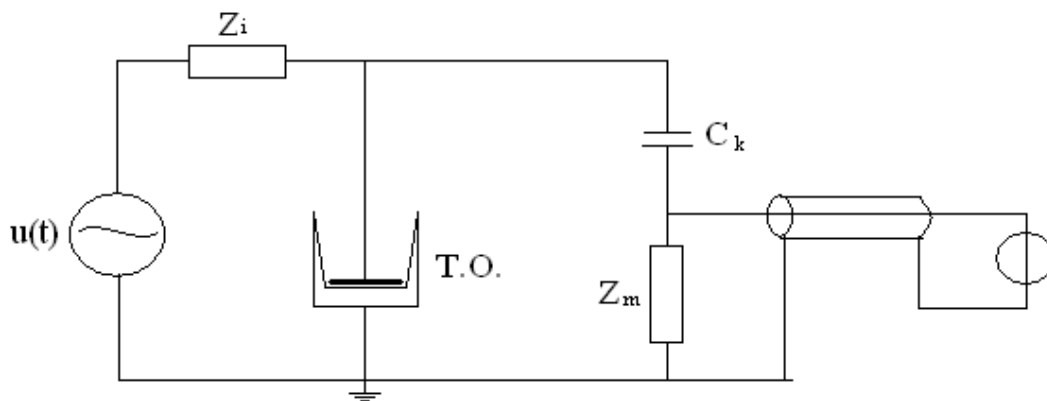
Når prøveobjektene er ferdig sammenstilt må de avgasses og avstresses. Under kryssbindingen produseres det biprodukter som blir igjen inni isolasjonsmaterialet. Disse biproduktene består av forskjellige gasser som, hvis de ikke fjernes, vil kunne føre til hurtigere aldring av dielektrikumet. For å fjerne disse gassene må testobjektene avgasses. Dette gjøres ved å varme testobjektene opp til 90 °C over tre døgn. Etter avgassing skal alle gasser i dielektrikumet ha trukket ut av testobjektene.

Avspenningen gjøres for å få bort indre mekanisk stress i materialet. Dette gjøres for å bedre de mekaniske egenskapene til isolasjonsmaterialet. Testobjektene settes i et varmeskap med 130°C, der skal de stå til de når glassovergangsfase dette kan visuelt ses ved at PEXen er fullstendig gjennomsiktig. Dette tar mellom 5 og 10 minutter.

3.2 PD-testing

PD-testing gjøres som kvalitetssikring av testobjektene. PD oppstår ofte i uregelmessigheter med lavere permittivitet enn isolasjonsmaterialet. Hvis det observeres PD er dette derfor et tegn på at det er forurensninger i dielektrikumet.

Testobjektene, såkalte Rogowski kopper, som ble produsert ble PD testet ved å sette AC spenning over dem og måle strømpulsen som oppstår i kretsen som følge av utladninger. Målekretsen er vist i Figur 3.3.



Figur 3.3 – Målekrets for partielle utladninger. T.O. = testobjekt, Z_m = måleimpedans, C_k = koblingskapasitans

Figur 3.3 viser en forenklet kretsekivalent for en deteksjonsmetode for partielle utladninger. Spenningskilden er representert med sin Theveninekvivalent med en elektromotorisk kraft $u(t)$ og en impedans, Z_i .

Når en partiell utladning oppstår i prøveobjektet vil det si at det beveger seg en ladning gjennom isolasjonen, noe som igjen fører til et spenningsfall over objektet korresponderende til den tilsynelatende ladningen. Dette spenningsfallet ekvivaleres i kretsekvivalenten med en ladningsgenerator som genererer en strømpuls med ladning q_s over testobjektet. Dette fører til et spenningsfall over måleimpedansen (Z_m) som, så lenge denne ikke er rent kapasitiv, vil opphøre når spenningen over C_k når samme verdi som spenningen over testobjektet. Toppverdien til det målte signalet vil være proporsjonal med q_s .

3.3 Holdfasthetstest

For å teste holdfastheten til prøveobjektene ble en krets som vist i Figur 3.4 koblet opp. Prøveobjektene ble lagt i en beholder med silikonolje. Silikonolje brukes fordi den har en permittivitet i nærheten av dielektrikumets permittivitet, den er ikke eksplosiv og den vil trekke seg ned i overflateujevnheter og motvirke feltforsterkninger.

Spenningskilden er en AC-kilde med justerbart spenningspåtrykk. En transformator transformerer opp spenningen med en faktor på 10 000/22. Styrepulten inneholder en timer som teller så lenge spenningskilden er innkoblet.

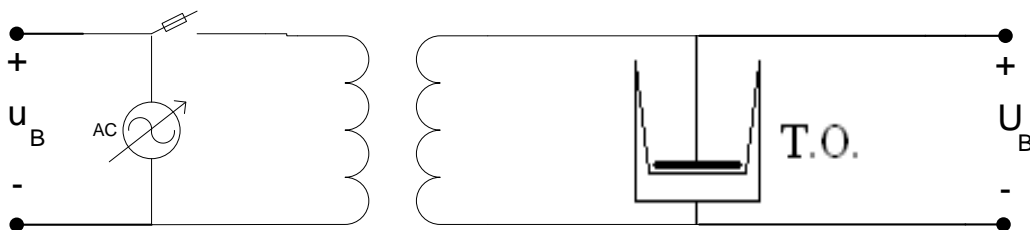
En sikringsstyrt bryter vil sørge for at kretsen brytes med det samme gjennomslaget i testobjektet forekommer. Timeren stopper når dette skjer.

3.3.1 Lineær spenningsøkning

Spenningspåtrykket kan reguleres av en ”opp-knapp” og en ”ned-knapp”, en variabel bryter angir hvor hurtig reguleringen skal skje. Denne variable bryteren stilles så reguleringen skjer saktest mulig. Dette tilsvarer 3V/sek på styrepulten, som igjen tilsvarer 1,36kV/sek over testobjektet.

Spenningen økes jevnt fra 0 ved å holde inne ”opp-knappen”. Spenningen påtrykt av kilden, U_K , i øyeblikket gjennomslaget skjer leses av. Gjennomslagsspenningen over testobjektet, U_B , finnes så ved å bruke omsetningsforholdet:

$$U_B = \frac{10000}{22} \cdot U_K \quad (3.1)$$



Figur 3.4 – Forenklet skjematisk fremstilling av kretsen brukt for holdfasthetstesting. U_B regnes ut ettersom spenningen fra kilden leses av i det sikringen slår ut og omsetningsforholdet i transformatoren er kjent.

3.3.2 Levetidskurver

I dette forsøket settes spenningen til en konstant verdi og det måles hvor lang tid det tar før gjennomslag i testobjektet skjer.

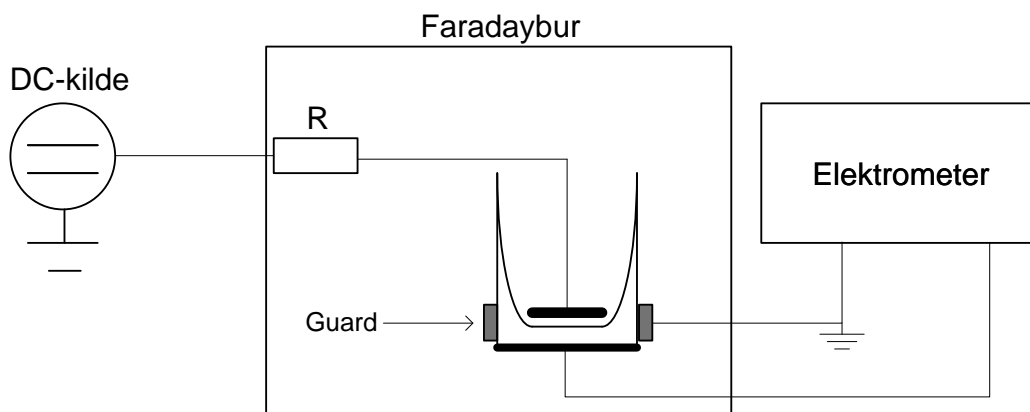
Spenningen settes til den ønskede verdien før kilden tilkobles, timeren vil da begynne å gå. Når gjennomslaget skjer stopper timeren automatisk.

Dette forsøket ble gjort ved 40,0V, 45,5V og 50,0V på lavspenningsiden, tilsvarende henholdsvis 110kV, 100kV og 88kV på høyspenningssiden. Forsøket ble gjort både på prøveobjekter laget av HVDC-materialet, LE4253, og referansematerialet, LS4201S.

3.4 Konduktivitetstest

I virkeligheten vil kabelisolasjonen ha en temperaturgradient. I dette forsøket er temperaturen konstant gjennom isolasjonsmaterialet, dette gjør det mye enklere å finne materialets konduktivitet ettersom den også vil være konstant gjennom isolasjonsmaterialet.

For å finne ut hvordan konduktiviteten i isolasjonsmaterialet forandrer seg med temperaturen ble det satt opp en krets som angitt i Figur 3.5.



Figur 3.5 – Skjematisk fremstilling av kretsen brukt til konduktivitetstesting ved variabel temperatur.

Hele oppsettet ble plassert inni et Faradaybur for å minske forstyrrelser fra eksterne kilder. Som testobjekt ble Rogowskikopper anvendt. Testobjektet plasseres inne i et varmeskap, som også virker som et Faradaybur, med stillbar temperatur. I dette forsøket er det strømmen gjennom isolasjonsmaterialet som er relevant. For å filtrere bort krypstrømmer ble en guard montert rundt Rogowskikoppen.

Ledningsstrømmen gjennom bunnen av Rogowskikoppen måles ved hjelp et elektrometer. Elektrometeret ble koblet til en datamaskin og ved hjelp av LabView den målte strømmen logget. Hver måling varte i en time og strømmen ble målt en gang i sekundet. For å få den stasjonære DC-lekkstrømmen ble snittet av strømmålingene tatt etter at polarisasjonsmekanismene hadde stilt seg inn, slik at de ikke hadde innvirkning på målingene. Tiden dette tok varierte med temperaturen. For å kvalitetssjekke resultatet ble den målte sluttverdien sammenliknet med den utregnede gjennomsnittsverdien.

Konduktiviteten ble testet ved forskjellige spenningspåtrykk og temperaturer. Temperaturene som ble brukt i forsøket var 40 °C, 60 °C og 90 °C. Det er viktig å merke seg at strømmen gjennom testobjektet ved de laveste temperaturene er så liten at målefeil og forstyrrelser blir mer betydningsfulle. Det var veldig vanskelig å få gode målinger ved temperaturer lavere enn 40°C fordi ledningsstrømmen ble veldig liten og ustabil.

Forsøket gjennomføres med fem forskjellige spenningsnivåer, det gjøres målinger ved påtrykt spenning på 2kV, 4kV, 6kV, 8kV og 10kV.

Det essensielle for målingene er konduktivitet, σ , som funksjon av påtrykt elektrisk feltstyrke og temperatur. For å regne ut konduktiviteten i isolasjonsmaterialet tas det utgangspunkt i formelen for ohmsk motstand i et materiale:

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{d}{A} \quad (3.2)$$

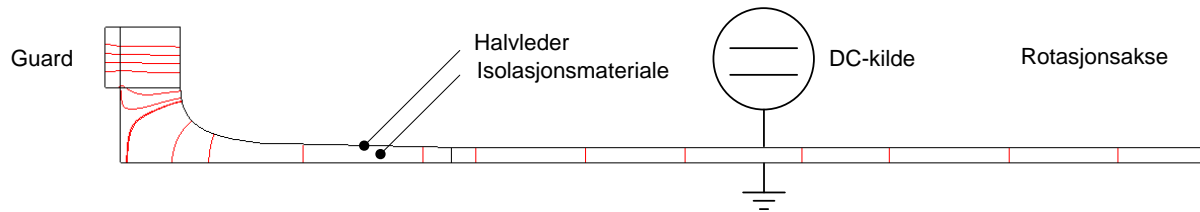
hvor d er tykkelsen på materialet og A er arealet til materialet. Ohms lov er som kjent:

$$U = R \cdot I \quad (3.3)$$

Hvis formel (3.2) kombineres med formel (3.3) kan forholdet d/A finnes:

$$\frac{d}{A} = \frac{U}{I} \cdot \sigma \quad (3.4)$$

For å finne d/A for koppobjektene ble en COMSOL-modell, som vist i Figur 3.6, laget. Her vil strømmen gjennom bunnen på Rogowskikoppene bli regnet ut av programmet for en gitt konduktivitet og påtrykt spenning og en ekvivalent d/A kan beregnes.



Figur 3.6 – COMSOL-modell av feltlinjene gjennom testobjektet ved konduktivitetsmålingen

Når forholdstallet d/A er funnet kan dette brukes til å finne materialets konduktivitet for forskjellige temperaturer og spenningspåtrykk. Spenningen, U , stilles til ønsket verdi og strømmen, I , måles ved hjelp av elektrometeret. For å finne konduktiviteten kan formel (3.4) skrives om:

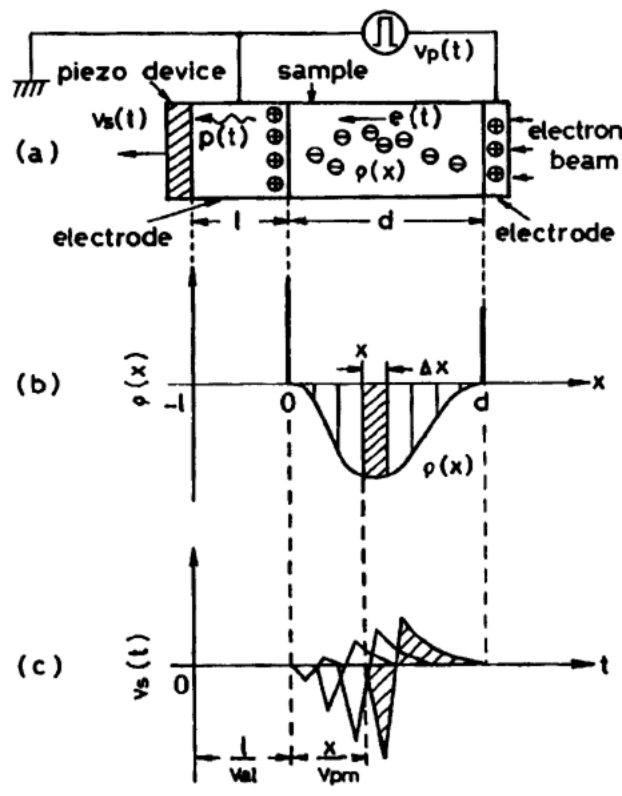
$$\sigma = \frac{d I}{A U} \quad (3.5)$$

Modellen ble laget etter mål av Rogowski-koppene som ble brukt i forsøket. Målene på Rogowskikoppen ble funnet i produksjonsmanualen for koppobjekter. Målene ble så plottet i COMSOL Multiphysics. Det antas at tykkelsen i bunnen er konstant for en gitt radius fra sentrum.

Utregningene vil bli presentert i kapittel 4. Det er verd å merke seg at lavere påtrykt spenning vil gi en lavere strøm gjennom isolasjonsmateriale. Dette vil føre til at målefeil og ytre påvirkninger vil bli mer betydelige.

3.5 Måling av romladninger: Pulse Electroacoustic Analysis (PEA)

Romladningsobservasjon har blitt en av de mest brukte metodene til å evaluere polymeriske materialer i HVDC-isolasjon [17]. PEA er en ikke-destruktiv teknikk for lokalisering av romladningsansamlinger i polymeriske isolasjonsmaterialer. En serie av høyspenningsimpulser med veldig kort varighet påtrykkes et testobjekt som er elektrisk koblet mellom to elektroder. Hver impuls produserer en elektrisk kraft som forskyver ladningene. Den hurtige ladningsforskyvningen genererer pulserende akustiske trykkbølger i korrespondanse med hvert lag med overskuddsladninger i materialet. De resulterende trykkpulsene forplanter seg gjennom materialet og detekteres av en piezoelektrisk signalomformer i kontakt med den jordede elektroden, slik at romladningsfordelingen i testobjektet kan finnes ut fra omformerens utgangsspenning, se Figur 3.8. Analysen identifiserer den gjennomsnittlige ladningskonsentrasjonen i hvert oppløsbart sjikt innover i prøven (endimensjonal ladningsprofil) [17].



Figur 3.7 – Sammenheng mellom romladningstettheten, $\rho(x)$, i testobjektet og utgangssignal-spenningen, $v_s(t)$, fra den piezoelektriske signalomformer [18]

3.4.1 Forhold mellom inngangssignal og utgangssignal, systemets transferfunksjon

Det antas ladningstettheten per volum, $\rho(x)$, er distribuert i materiale som vist i Figur 3.7. Når en ekstern elektrisk felpuls, $e(t)$, påtrykkes vil en elektrisk kraft $\Delta f(x,t)$ virke på ladningssjiktene, $\rho(x) \cdot \Delta x$, og er gitt av [18]:

$$\Delta f(x,t) = \rho(x) \cdot \Delta x \cdot e(t) \quad (3.6)$$

Den akustiske trykkbølgen, Δp , uttrykket ved hjelp av likning (3.6), transmitteres gjennom prøveobjektet og detektorelektroden til den piezoelektriske apparatet. Den Δp som kommer frem til omformerer er forsinket med $(l/v_{al} + x/v_i)$, hvor l er tykkelsen til detektorelektroden og v_{al} og v_i er lydens hastighet i henholdsvis aluminiumelektroden og isolasjonsmaterialet. Av dette kan følgende likning settes opp [18]:

$$\Delta p(x, t - \frac{l}{v_{al}} - \frac{x}{v_i}) = K \cdot \rho(x) \cdot \Delta x \cdot e(t - \frac{l}{v_{al}} - \frac{x}{v_i}) \quad (3.7)$$

hvor K er en konstant. Den totale akustiske trykkbølgen detektert av signalomformerer kan finnes ved å summere hver enkelt trykkbølge, Δp , fra likning (3.7). Dette kan uttrykkes som en funksjon av tiden [18]:

$$p(t) = K \int_0^x \rho(x) \cdot e(t - \frac{l}{v_{al}} - \frac{x}{v_i}) dx \quad (3.8)$$

Tidsforsinkelsen til den akustiske bølgen i detektorelektroden er konstant siden l/v_{al} er en konstant. Forsinkelsen, τ , i en akustisk bølge fra et ladningssjikt avhenger av avstanden fra dette sjiktet til detektoren, $\tau = x/v_i$. Likning (3.8) kan uttrykkes som følgende funksjon av tiden [18]:

$$p(t) = K \cdot v_i \int_0^x r(\tau) \cdot e(t - \frac{l}{v_{al}} - \tau) d\tau \quad (3.9)$$

hvor $r(t)$ er transformert fra $\rho(t)$ som en funksjon av posisjon, x . Siden $p(t)$ i likning (3.9) er en konvolusjonsform av funksjonene $r(\tau)$ og $e(t)$ blir Fourier-transformasjonen av $p(t)$ et produkt av frekvensavhengige funksjoner.

$$P(f) = K \cdot v_i \cdot R(f) \cdot E(f) \cdot \exp(-i2\pi f \cdot \frac{l}{v_{al}}) \quad (3.10)$$

hvor $R(f)$ og $E(f)$ er Fouriertransformasjonen av henholdsvis $r(t)$ og $e(t)$. Sammenhengen mellom utgangssignalspenningen, $v_s(t)$, fra signalomformerer og den overførte trykkbølgen, $p(t)$, ved signalomformerer er også uttrykket på konvolusjonsform:

$$V_s(f) = H(f) \cdot P(f) \quad (3.11)$$

hvor $V_s(f)$ og $P(f)$ er Fouriertransformasjonen av henholdsvis $v_s(t)$ og $p(t)$. $H(f)$ representerer overføringskarakteristikken (transferfunksjonen) til signalomformerer. Den inkluderer blant annet den forvrengning av signalet som stammer fra RC koblingen mellom den piezoelektriske signalomformerer og signalforsterkeren.

Hensikten med forsøket er å måle romladningsdistribusjonen i dielektrikumet. Fra likning (3.11) finnes $V_s(f)$ ved fra Fouriertransformasjon av $v_s(t)$. Videre ses det at $P(f)$ inneholder ladningsdistribusjonen, $\rho(x)$, som vist i (3.8), (3.9) og (3.10) og at $\rho(x)$ kan finnes fra $P(f)$ i (3.11) ved å bruke invers Fouriertransformasjon.

For å finne overføringskarakteristikken, $H(f)$, i signalomformerer brukes en veldefinert trykkpuls, $p_1(t)$, generert av den elektriske kraften på den induserte sjiktladningen ved elektrodegrenseflaten (nærmest sensoren) fra den elektriske feltpulsen. Formen til trykkbølgen, $p_1(t)$, er omtrentlig lik den elektriske feltpulsen $e(t)$ fordi tykkelsen til den induserte ladningen ved elektrodegrenseflaten er så tynn at den er neglisjerbar. Derfor, siden $P_1(f)$ og $E(f)$ er Fouriertransformerte av henholdsvis $p_1(t)$ og $e(t)$ kan følgende likning framstilles:

$$P_1(f) = A \cdot E(f) \cdot \exp(-i2\pi f \cdot \frac{l}{v_{al}}) \quad (3.12)$$

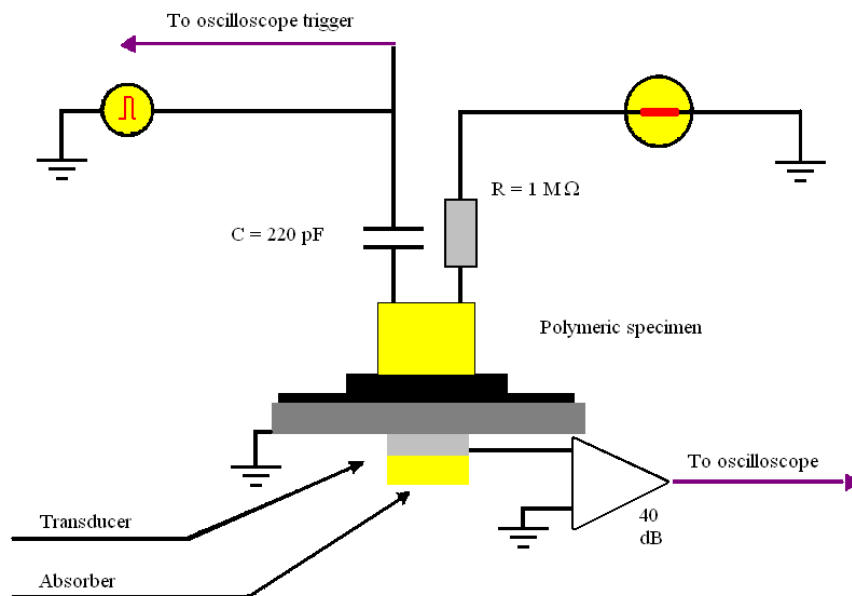
hvor A er en konstant. Fouriertransformasjonen av utgangssignalspenningen for trykkimpulsen kan uttrykkes i konvolusjonsform mellom $H(f)$ og $P_1(f)$.

$$V_{s1}(f) = H(f) \cdot P_1(f) \quad (3.13)$$

Fra (3.13) kan Fouriertransformen, $R(f)$, og opplysningene om $\rho(x)$ uttrykkes som [18]:

$$R(f) = A \cdot \frac{V_s(f)}{K \cdot v_i \cdot V_{s1}(f)} \quad (3.14)$$

Den inverse Fouriertransformerte av $R(f)$ gir resultatet av funksjonen $r(t)$, som inneholder informasjon om ladningsdistribusjonen. Ved å bruke at $x = v_i(t-l/v_{al})$, kan tidsfunksjonen $r(t)$ brukes til å finne verdien av konstanten, A , i likning (3.14) eksperimentelt. Verdien til A finnes i henhold til at $\rho(x)$ integrert over det totale volumet av testobjektet er lik den totale ladningen, Q [18].



Figur 3.8 – Målekrets PEA system [17].

I dataprogrammet som analyserer måleresultatene skrives tykkelsen på testobjektet inn, samt spenningsamplitude, temperatur og opptakstid.

3.4.2 Kalibrering for romladninger i prøveobjektet

For å finne systemets transferfunksjon må først impulsresponsen til kretsen finnes. Det ønskes også å finne hvilken signalstyrke en kjent elektrodeladning vil gi. Romladninger i dielektrikumet vil føre til speilladninger i elektrodene, og vi vil ikke kjenne den eksakte

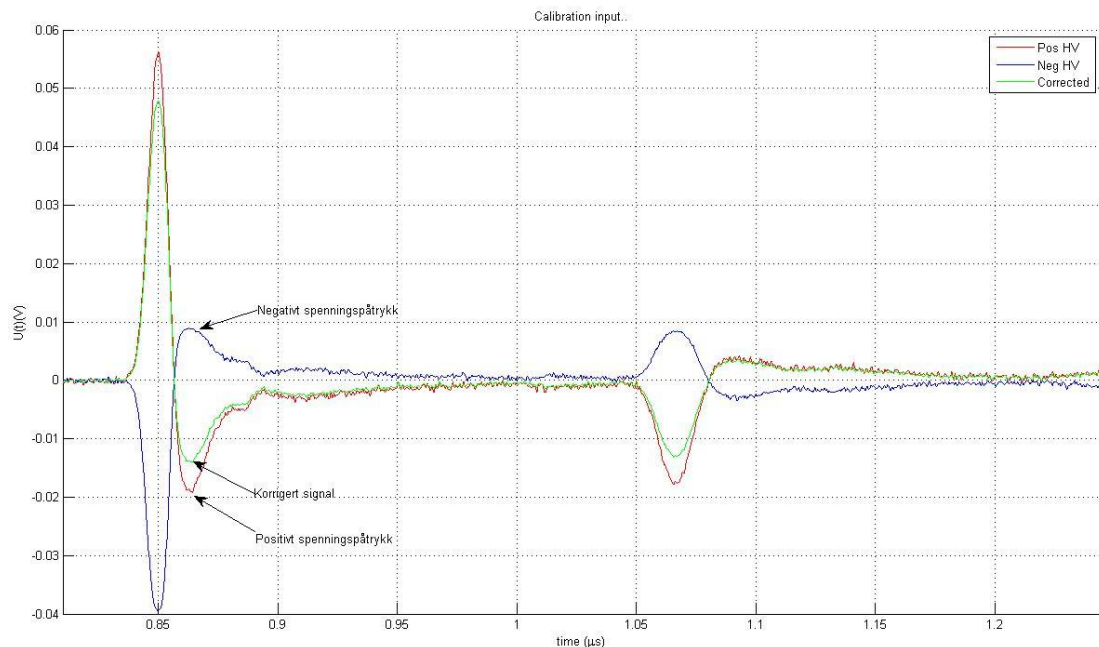
elektrodeladningen ved et kjent spenningspåtrykk Kalibreringssignalet må derfor prosesseres slik at bidraget fra romladningene forsvinner fra signalet.

Først tas målinger av systemet med positivt DC-spenningspåtrykk, deretter tas romladningsmålinger med samme DC-spenningspåtrykk med negativ polaritet. Romladningene vil, avhengig av polaritet, forsterke eller svekke målt elektrodeladning. Poenget med å ta målinger med både positivt og negativt DC-spenningspåtrykk er at romladningene vil gi det samme utslaget på de to målingen, mens generert elektrodeladning fra DC-påtrykkene er av samme størrelse men med motsatt fortegn. Dette illustreres i Figur 3.9.

For å få det ønskede kalibreringssignalet uten bidrag fra romladninger brukes følgende formel:

$$S_{KOR} = \frac{(S_{DC+} + S_{IMP}) - (S_{DC-} + S_{IMP})}{2} = \frac{S_{DC+} - S_{DC-}}{2} \quad (3.15)$$

hvor S_{KOR} er det korrigerede kalibreringssignalet, S_{DC+} og S_{DC-} er utgangssignalet som følge av den henholdsvis positivt og negativt påtrykte DC-spenningen og S_{IMP} er utgangssignalet som følge av den påtrykte impulsspenningen (som i dette forsøket er funnet til å ha negativ polaritet). S_{KOR} er grafisk framstilt i Figur 3.9.



Figur 3.9 – Positivt-, negativt-, og korrigeret kalibreringssignal, henholdsvis rød, blå og grønn farge

Analyseprogrammet her brukt for å analysere romladningssignalet kompenseres også for at ulike lydfrekvenser kan forplante seg med ulik hastighet og også dempes ulikt i prøvematerialet.

Tabell 3.6 viser spesifikasjonen til PEA systemet. Spesielt interessant for forsøkene i denne oppgaven er følsomhetsgrensen på $0,1 \text{ C/m}^2$.

Tabell 3.6 – Spesifikasjoner fra PEA brukermanual [17]

<p>Condition of use:</p> <ul style="list-style-type: none">• Max temperature: 70°C• Max applicable voltage: 30 kV <p>Technical data:</p> <ul style="list-style-type: none">• Weight: 10 kg• Base dimensions (mm): 250x160x750• Cylinder dimensions: $\phi = 100 \text{ mm}$, $h = 120\text{mm}$ <p>Specifications:</p> <ul style="list-style-type: none">• Spatial resolution for XLPE: $\approx 10 \mu\text{m}$• Sensibility with respect to inner charge: 0.1C/m^2

I dette forsøket ble det benyttet et flatt testobjekt med pådampede gullelektroder på begge sidene som beskrevet tidligere i kapittelet.

Ved $t = 0$ ble testobjektet påtrykt en spenning på $9,6\text{kV}$, dette tilsvarer et elektrisk felt på 20kV/mm over testobjektet.

Etter at testobjektet hadde vært spenningsatt i 30 minutter, $t = 30\text{min}$, slås spenningen av og PEA målingene ble gjort, en gang i sekundet, i 1,5 minutter. Etter at målingene er gjort skrus spenningen på igjen.

Etter ytterligere 30 minutter, $t = 60 \text{ min}$, skrus spenningen igjen av og PEA-målingene gjøres i 1,5 minutter.

Prosessen gjentas igjen ved $t = 120 \text{ min}$, $t = 240 \text{ min}$, $t = 480 \text{ min}$, $t = 960 \text{ min}$ og $t = 1680 \text{ min}$. Etter dette gjøres samme målingsprosedyre en gang i døgnet til det har gått totalt 8 døgn.

Forsøket ble gjort både på prøveobjekter laget av HVDC-materialet, LE4253, og referansematerialet, LS4201S.

4 - Resultater

4.1 Holdfasthetstest

Fra holdfasthetstesten legges det her fram resultater fra 18 prøveobjekter. Ni av disse er laget med HVDC-materialet, og ni er laget med referansemateriale. Prøveobjektene som brukes er av typen Rogowskikopper som er produsert som forklart i kapittel 3.

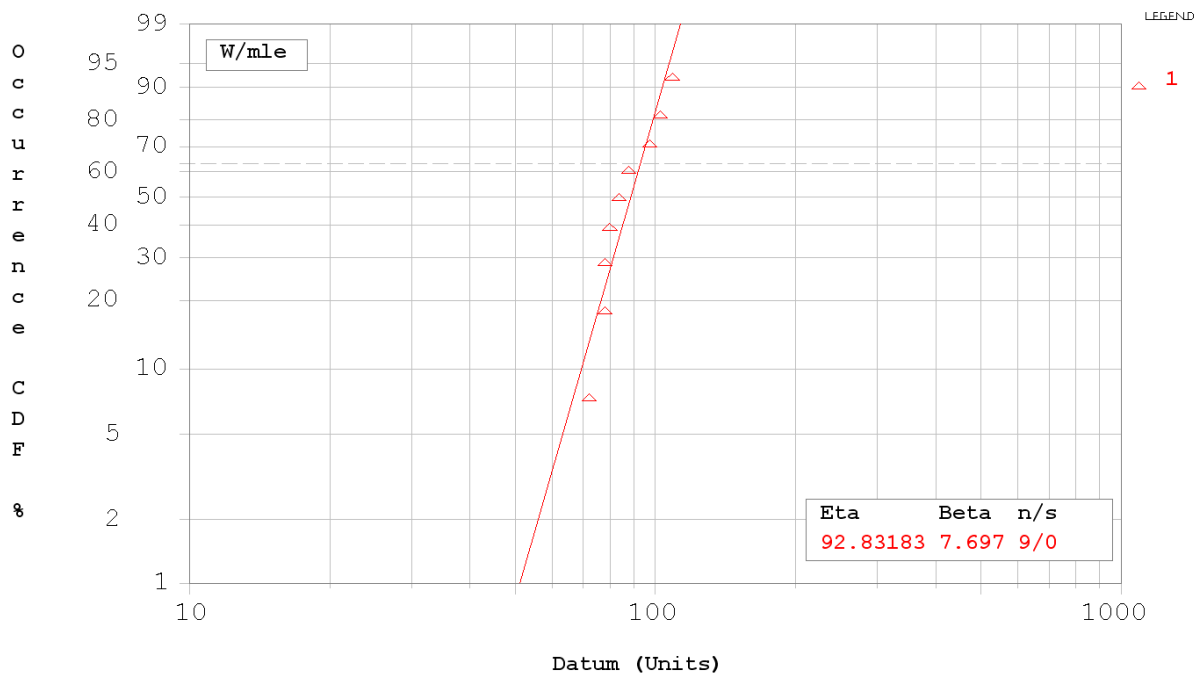
Prøveobjektene ble alle testet under romtemperatur (20 °C).

For prøveobjektene laget med HVDC-isolasjonsmaterialet ble resultater som vist i Tabell 4.1 observert.

Tabell 4.1 – Gjennomslagsspenning, tykkelse og gjennomslagsfelt for Rogowskikopper laget av HVDC-materialet

HVDC-materiale, LE4253		
Gjennomslagsspenning [kV]	Tykkelse [μm]	Gjennomslagsfelt [kV/mm]
62,7	786	79,8
61,4	787	78
70,9	729	97,3
54,5	758	72
64,5	773	83,5
72,7	709	102,5
49,1	630	77,9
65	598	108,7
62,6	721	87,5

De målte resultatene er også plottet i et Weibulldiagram som vist i Figur 4.1.



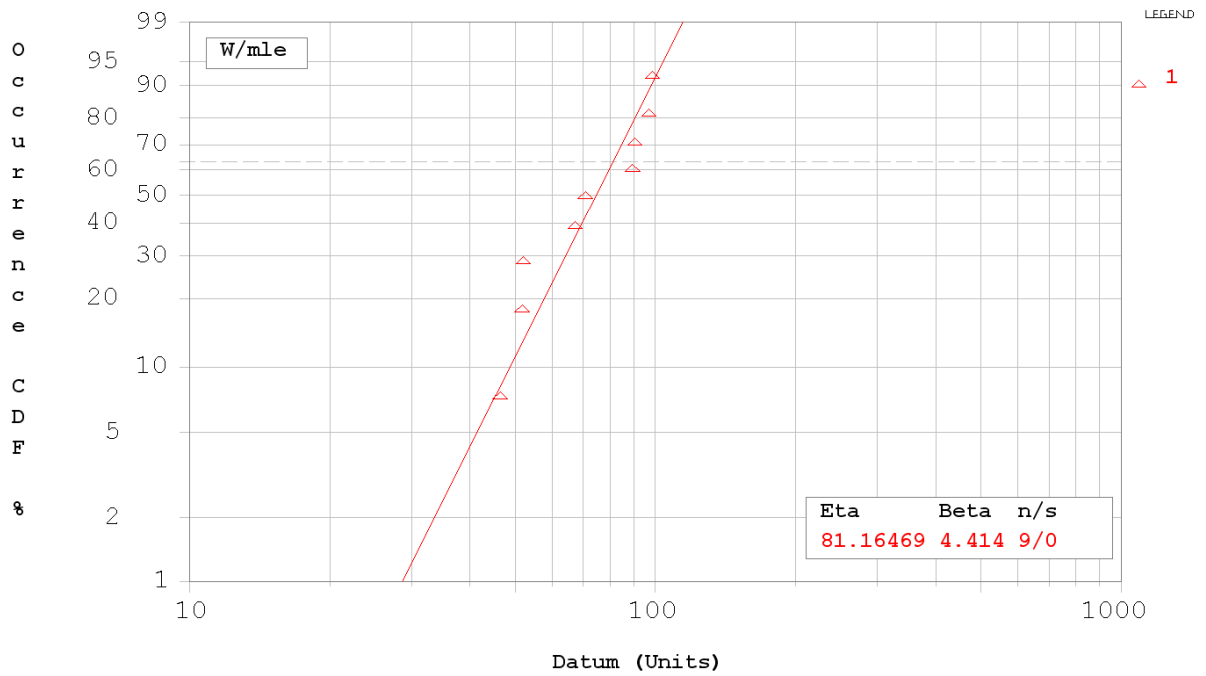
Figur 4.1 – Weibulldiagram av målte holdfasthetsspenninger for HVDC- materialet (LE4253)

Resultatene fra holdfasthetstesten på prøveobjektene laget med referansematerialet, LS4201S, er gjengitt i Tabell 4.2.

Tabell 4.2 – Gjennomslagsspenning, tykkelse og gjennomslagsfelt for Rogowskikopper laget av referansematerialet

Referansemateriale, LS4201S		
Gjennomslagsspenning [kV]	Tykkelse [μm]	Gjennomslagsfelt [kV/mm]
35,5	682	52,0
45,9	683	67,2
35,9	695	51,7
66,8	748	89,3
50,9	720	70,7
72,7	738	98,5
71,8	742	96,8
33,2	715	46,4
53,0	740	71,6

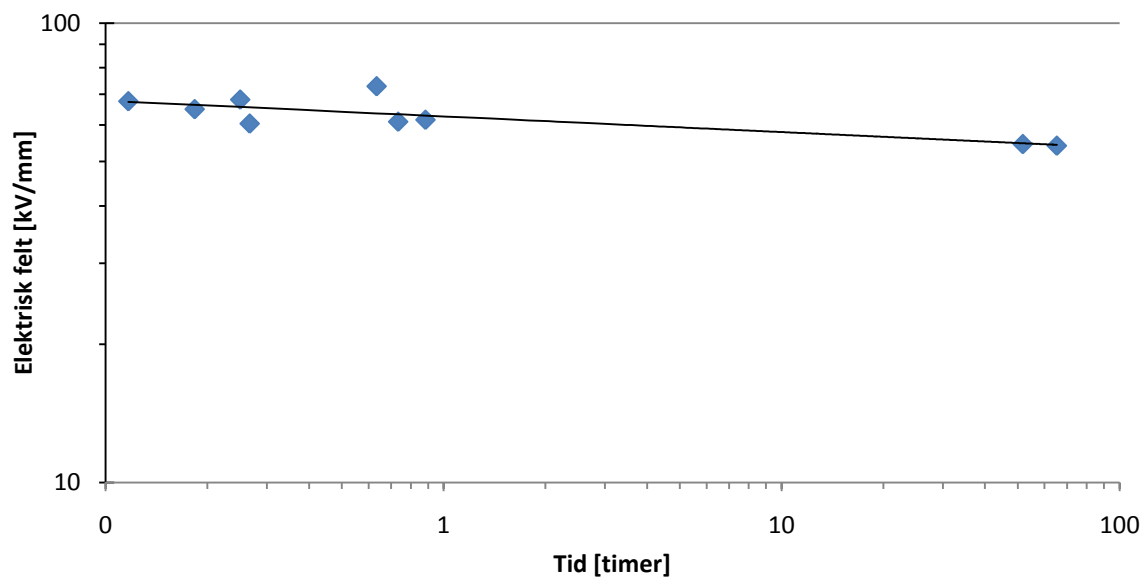
De målte resultatene plottes så i et Weibulldiagram som vist i Figur 4.2.



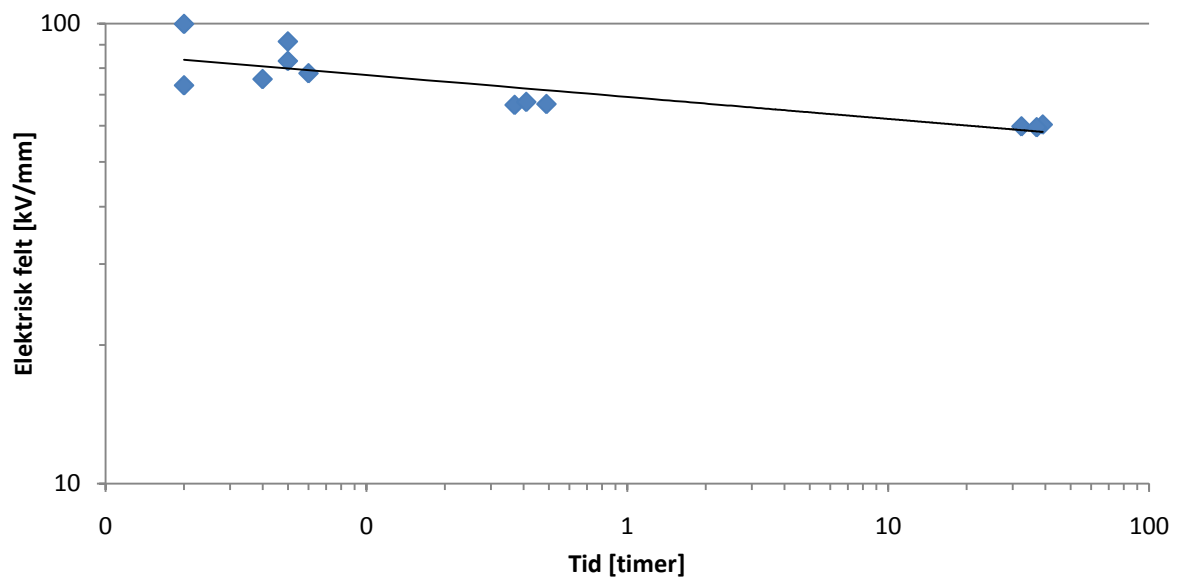
Figur 4.2 – Weibulldiagram av målte holdfasthetsspenninger for referansematerialet (LS4201S)

4.2 Levetidskurver

Levetiden til 9 og 12 Rogowskikopper for henholdsvis HVDC-materialet og referansematerialet ble målt ved forskjellige spenningspåtrykk. Levetidskurvene er plottet i Figur 4.3 og Figur 4.4.



Figur 4.3 – Levetidskurve for HVDC-materialet (LE4253)



Figur 4.4 – Levetidskurve for referansematerialet (LS4201S)

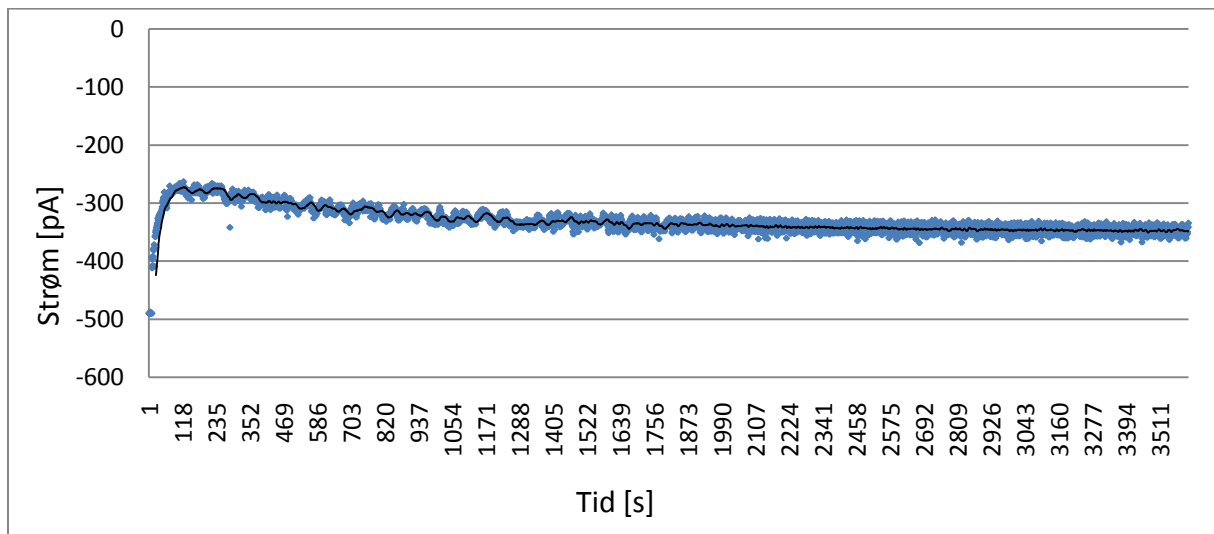
Fra likning (2.23) finnes n verdien for de to materialers levetidskurver:

Tabell 4.3 – Observert n -verdi for LE4253 og LS4201S

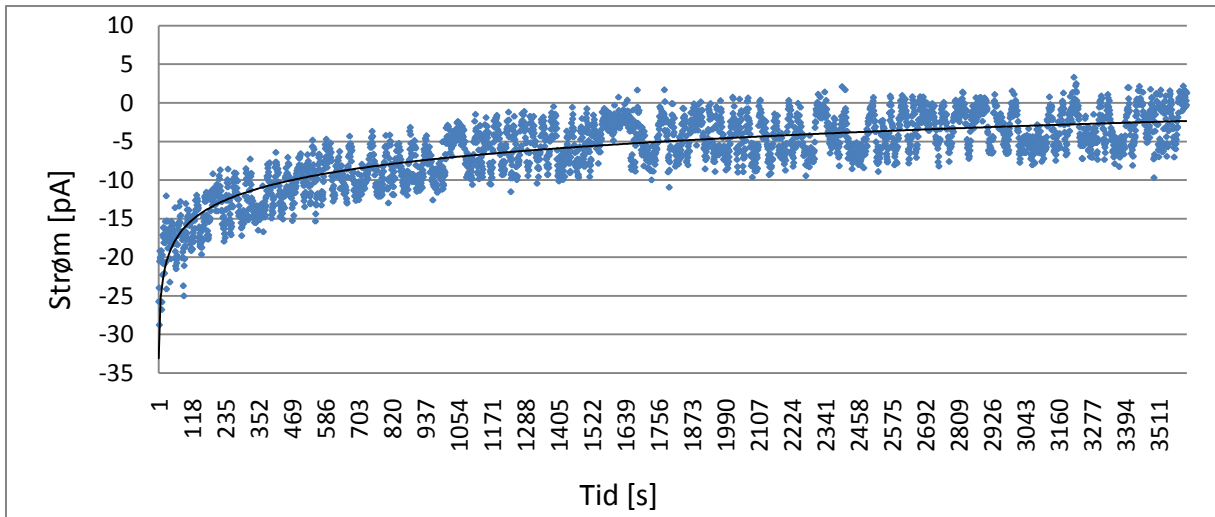
<i>Materiale</i>	<i>n</i>
LE4253	29,4
LS4201S	20,8

4.3 Konduktivitetstest

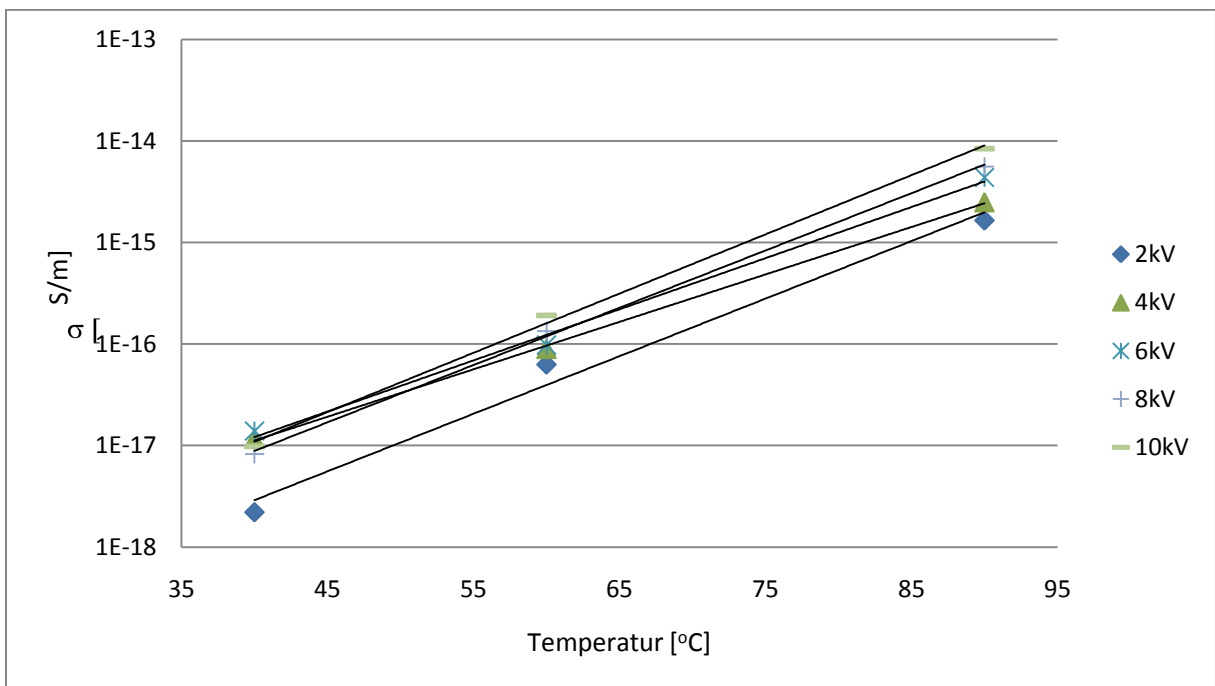
For å finne konduktiviteten må den ohmske DC-strømmen gjennom isolasjonsmaterialet finnes. Det vil si at alle polarisasjonsmekanismer må ha innstilt seg. Figur 4.5 og Figur 4.6 viser hvordan strømmen varierer med tiden frem til polarisasjonsmekanismene har stilt seg inn. Strømmen går så mot en konstant verdi. Som forklart i teoridelen vil tidskonstanten, τ , variere med temperaturen. Som illustrasjon på dette ses det at ved 90 °C, Figur 4.5, tar det kortere tid før strømmen inntar en stabil verdi enn ved 60 °C, Figur 4.6. For alle konduktivitetstestene har gjennomsnittsstrømmen blitt utregnet etter at polarisasjonsmekanismene har innstilt seg og strømmen har stabilisert seg.



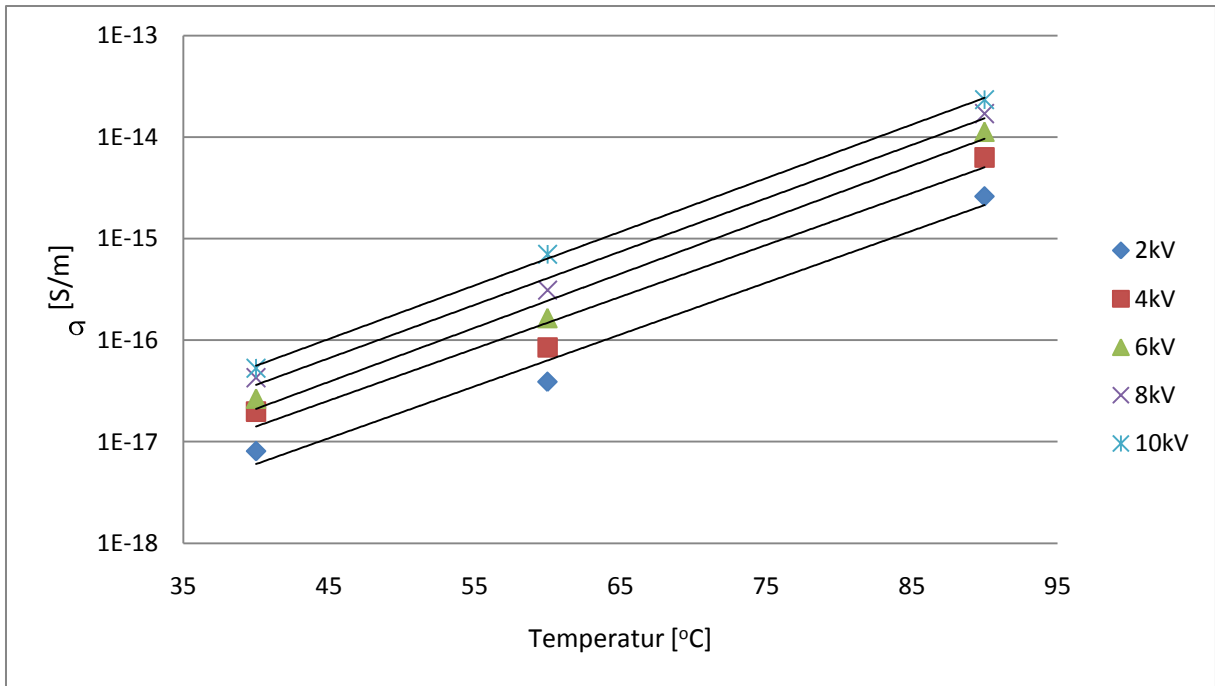
Figur 4.5 – Strømmen gjennom referanse-prøveobjektet som funksjon av tiden ved 90°C og 4kV DC-spenning



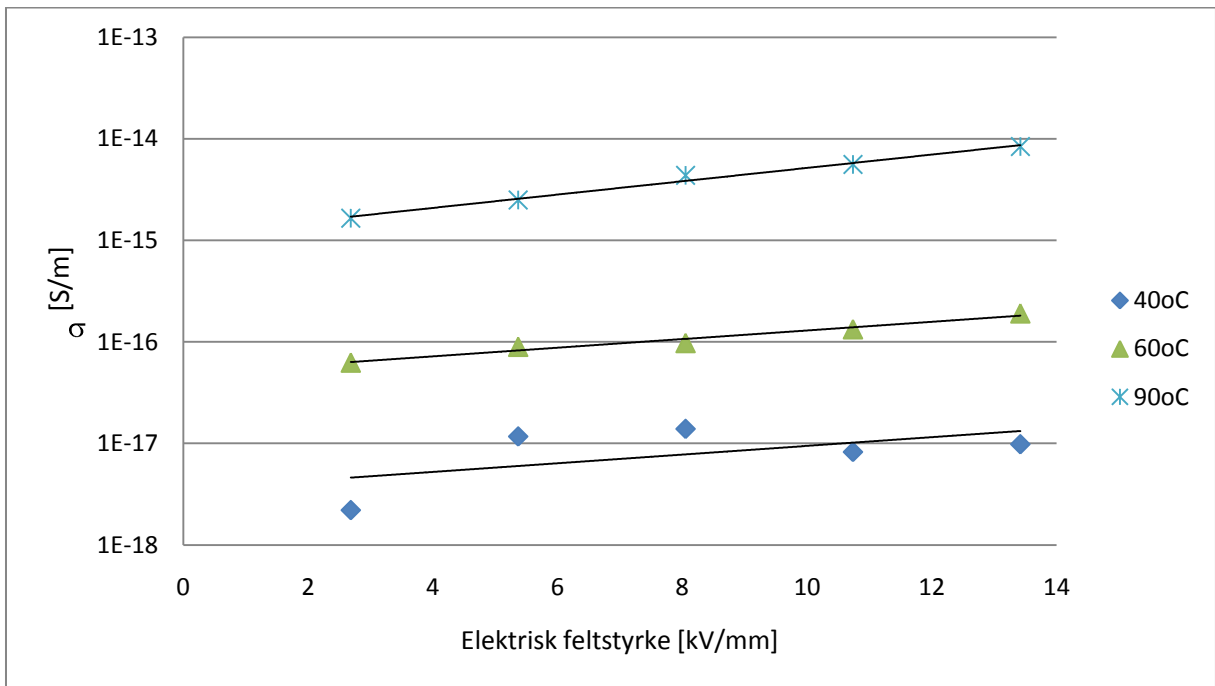
Figur 4.6 – Strømmen gjennom HVDC-prøveobjektet som funksjon av tiden ved 60°C og 4kV DC-spenning



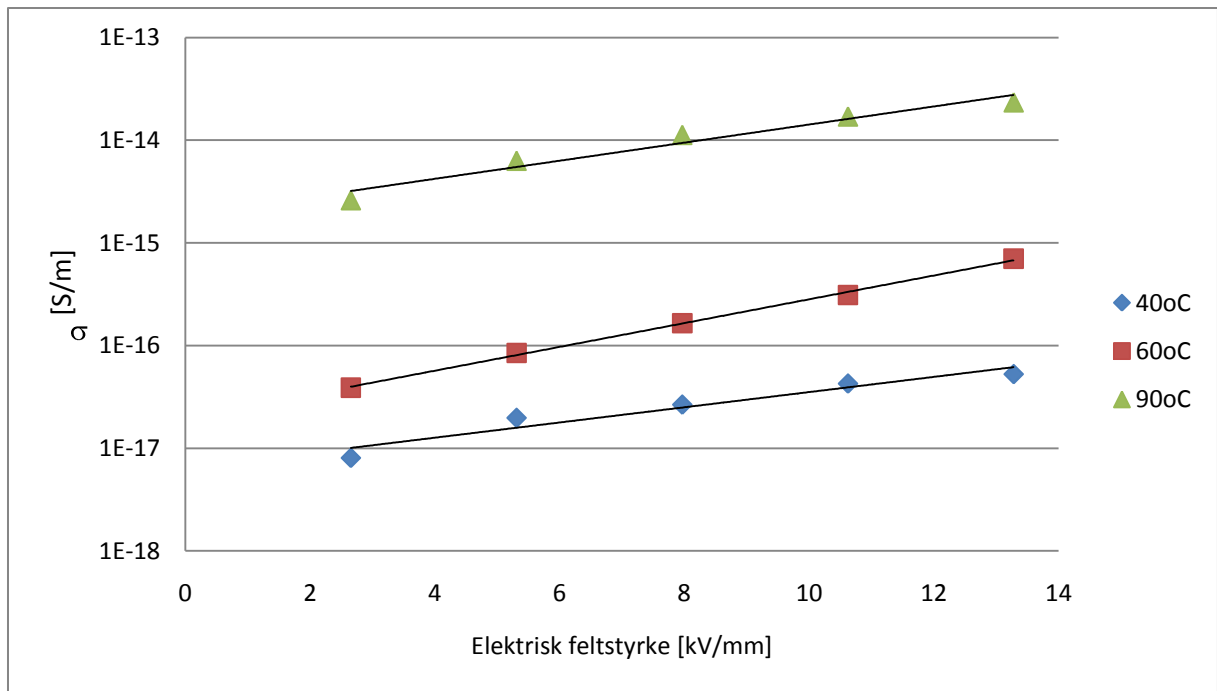
Figur 4.7 – Målt konduktivitet i LE4253 som funksjon av temperatur



Figur 4.8 – Målt konduktivitet i LS4201S som funksjon av temperatur



Figur 4.9 – Konduktivitet i LE4253 som funksjon av påtrykt elektrisk felt, E.



Figur 4.10 – Konduktivitet i LS4201S som funksjon av påtrykt elektrisk felt, E.

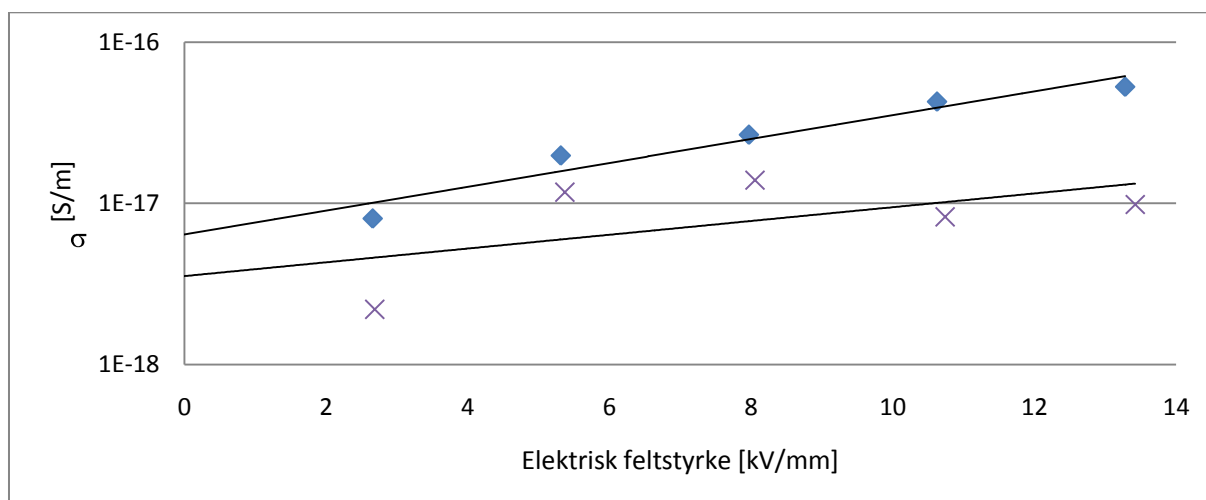
Konduktivetsmålingene viste at konduktiviteten stiger når temperaturen stiger, se Figur 4.7 og Figur 4.8. Figurene viser også at referansematerialet (LS4201S) har høyere konduktivitet enn HVDC-materialet (LE4253) ved nesten alle målte temperaturer og feltpåtrykk. Figur 4.9 og Figur 4.10 viser at konduktiviteten stiger når det elektriske feltet stiger. Stigningstallene til de forskjellige kurvene er gitt i

Tabell 4.4

For å finne σ_0 lokaliseres kryssingspunktet mellom konduktivitetskurvene for laveste målte temperatur (40 °C) og y-aksen, se Figur 4.11. Dette er en tilnærming av konduktiviteten i isolasjonsmateriale uten elektrisk felt ved referansetemperatur som forklart i kapittel 2.

Tabell 4.4 – Konduktivitetstest av LE4253 og LS4201S, tabellen viser elektrisk feltpåtrykk med resulterende strøm og konduktivitet ved 40°C, 60 °C og 90 °C.

T [°C]	HVDC-materiale					Referansemateriale				
	E [kV/mm]	I [pA]	σ	α	β	E [kV/mm]	I [pA]	σ	α	β
40	2,68	0,03	2,20E-18		0,1343	2,66	0,11	8,06E-18		0,1215
	5,37	0,32	1,17E-17		0,1299	5,31	0,54	1,98E-17		0,1208
	8,05	0,57	1,39E-17	0,1511	0,1159	7,97	1,09	2,66E-17	0,2028	0,1225
	10,74	0,45	8,25E-18		0,1075	10,62	2,33	4,27E-17		0,1175
	13,42	0,67	9,82E-18		0,1305	13,28	3,60	5,28E-17		0,1175
60	2,68	0,86	6,27E-17		0,1343	2,66	0,53	3,88E-17		0,1215
	5,37	2,45	8,98E-17		0,1299	5,31	2,31	8,47E-17		0,1208
	8,05	4,00	9,77E-17	0,0979	0,1159	7,97	6,76	1,65E-16	0,2668	0,1225
	10,74	7,29	1,34E-16		0,1075	10,62	16,95	3,11E-16		0,1175
	13,42	13,06	1,91E-16		0,1305	13,28	47,85	7,01E-16		0,1175
90	2,68	22,47	1,65E-15		0,1343	2,66	35,46	2,60E-15		0,1215
	5,37	68,23	2,50E-15		0,1299	5,31	171,90	6,30E-15		0,1208
	8,05	178,84	4,37E-15	0,0984	0,1159	7,97	460,59	1,13E-14	0,1704	0,1225
	10,74	304,55	5,58E-15		0,1075	10,62	928,97	1,70E-14		0,1175
	13,42	571,92	8,38E-15		0,1305	13,28	1594,75	2,34E-14		0,1175



Figur 4.11 – Interpolering av konduktivitetskurvene for å finne σ_0

Tabell 4.5 – Målte konduktivetsverdier σ_0 for LS4201S og LE4253

<i>Materiale</i>	σ_0 [S/m]
LS4201S	6E-18
LE4253	4E-18

Formelen for konduktiviteten som vist i formel (2.6) kan nå settes opp ved å ta gjennomsnittsverdiene av utregnede α og β verdier fra

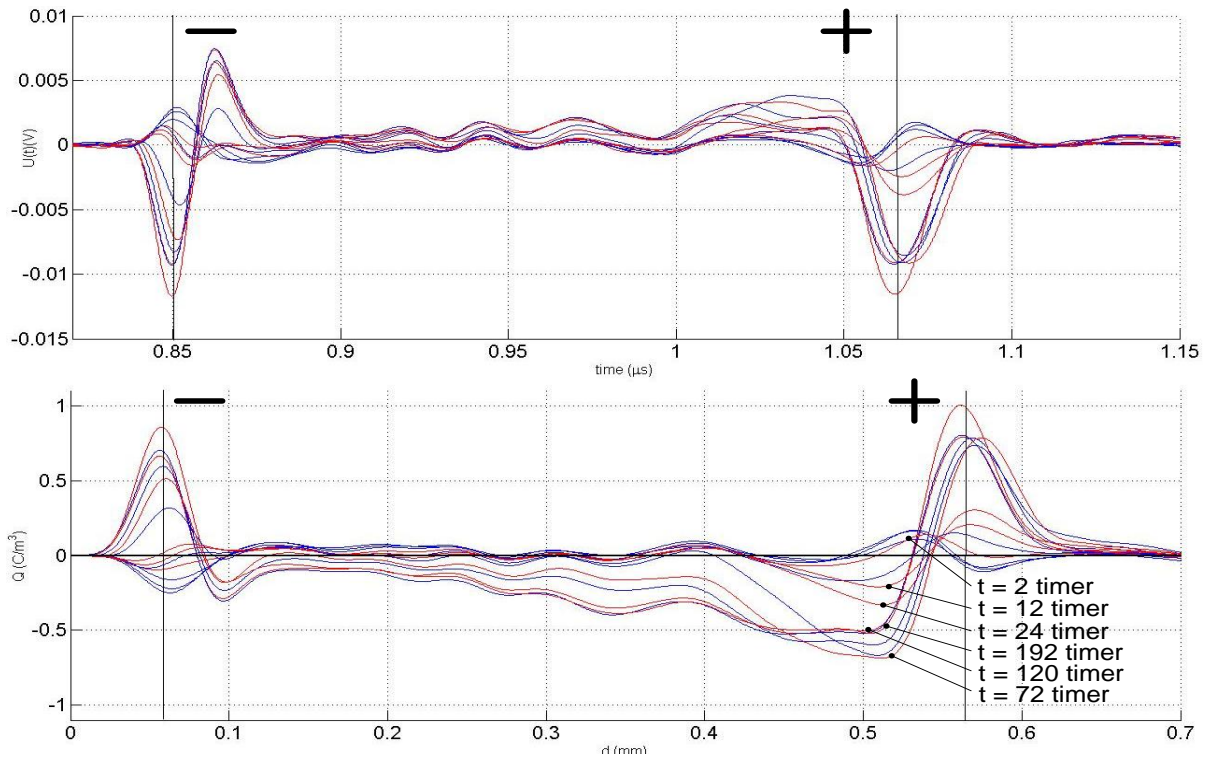
Tabell 4.4:

$$\sigma_{LE4253} = 6E - 18 \cdot e^{(0,1158T + 0,1236E)}$$

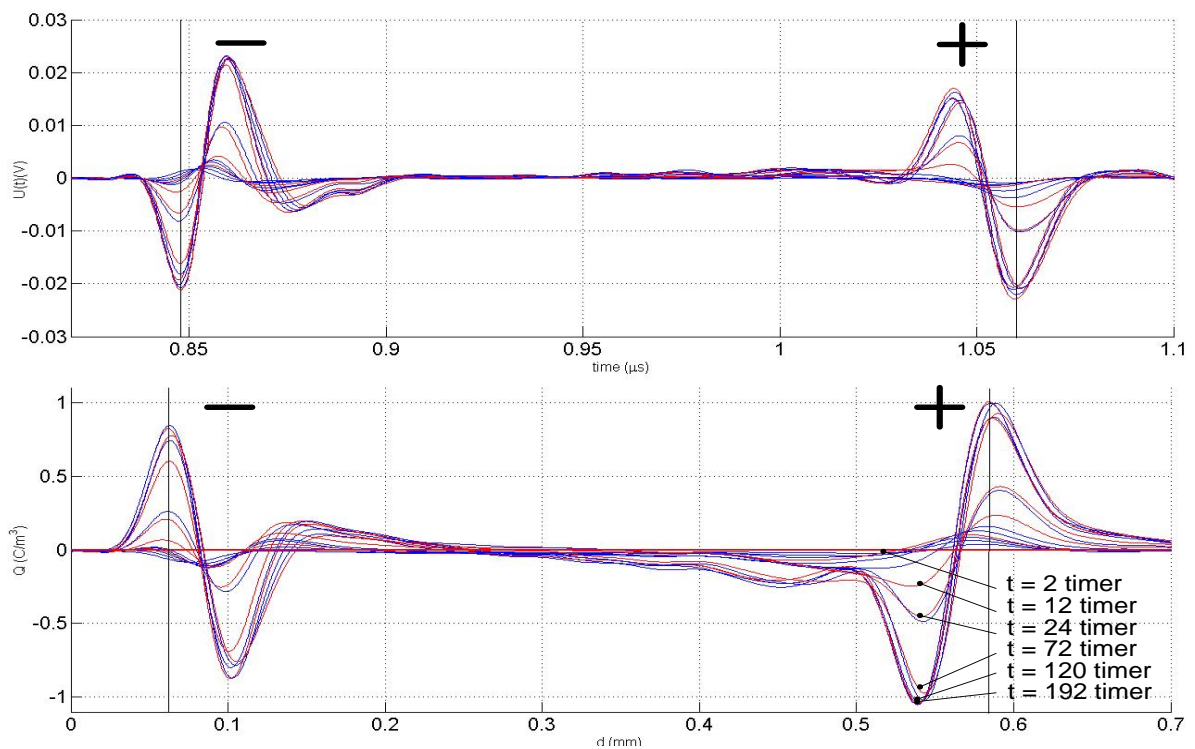
$$\sigma_{LE4201S} = 4E - 18 \cdot e^{(0,2133T + 0,1200E)}$$

4.4 Romladningsmålinger

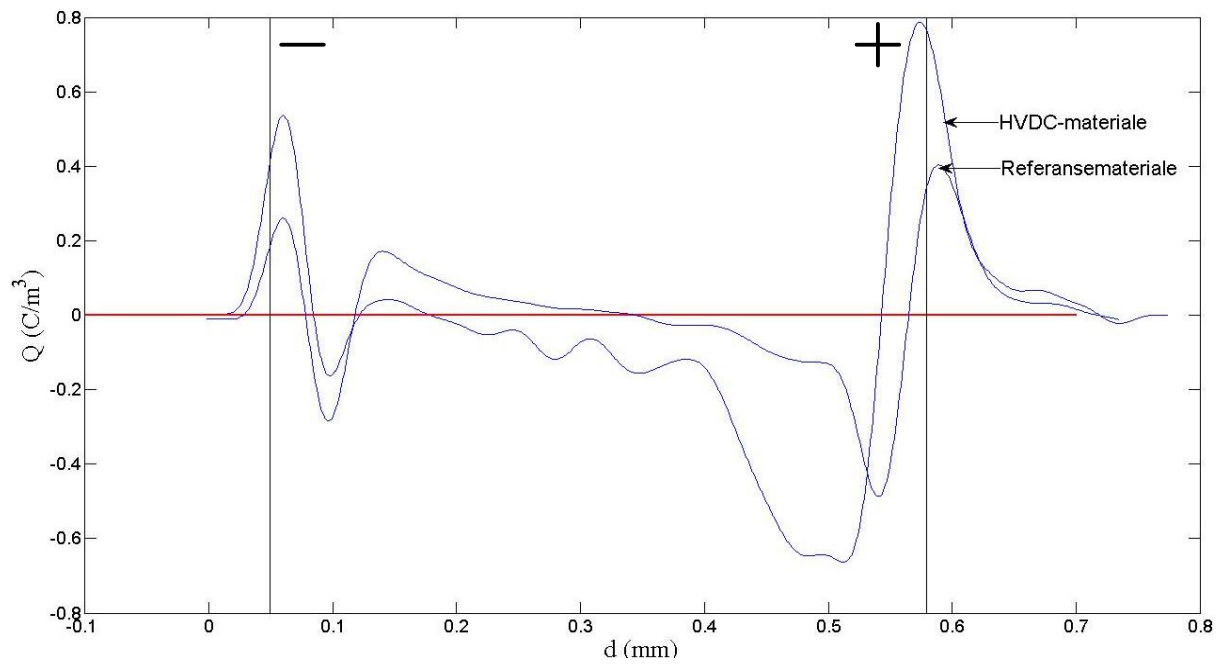
Det er vanskelig å lokalisere elektrodene eksakt ved hjelp av romladningsprofilen. Elektrodemarkeringene er derfor satt omtrent der elektrodene er forventet å befinne seg på bakgrunn av tykkelsen på prøveobjektene. Dette gjør at grensen mellom elektrodelaadning og romladning nær elektroden er ganske diffus i romladningsprofilen.



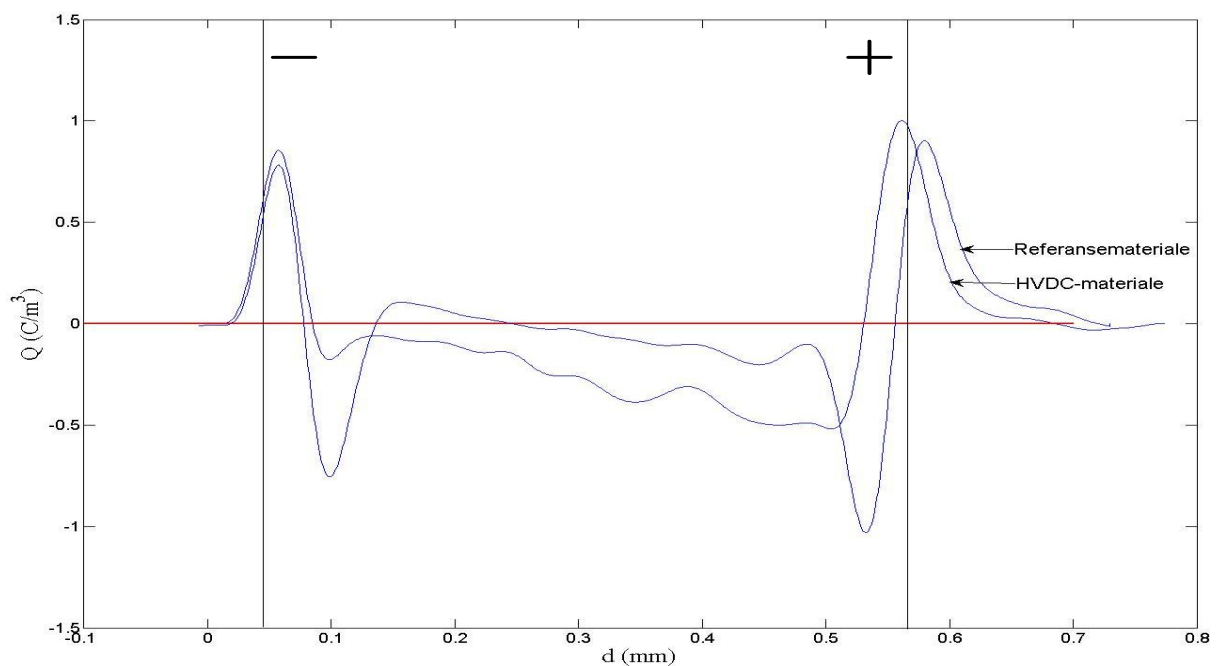
Figur 4.12 – Romladningsprofil for HVDC-materialet (LE4253). Romladningene ved positiv elektrode økte de første tre dagene for deretter å reduseres litt i størrelse.



Figur 4.13 – Romladningsprofil for Referansematerialet (LS4201S). Romladningene ved positiv elektrode økte hurtig de første tre dagene mens de kun økte med $0,08 \text{ C/m}^3$ fra dag tre til dag åtte

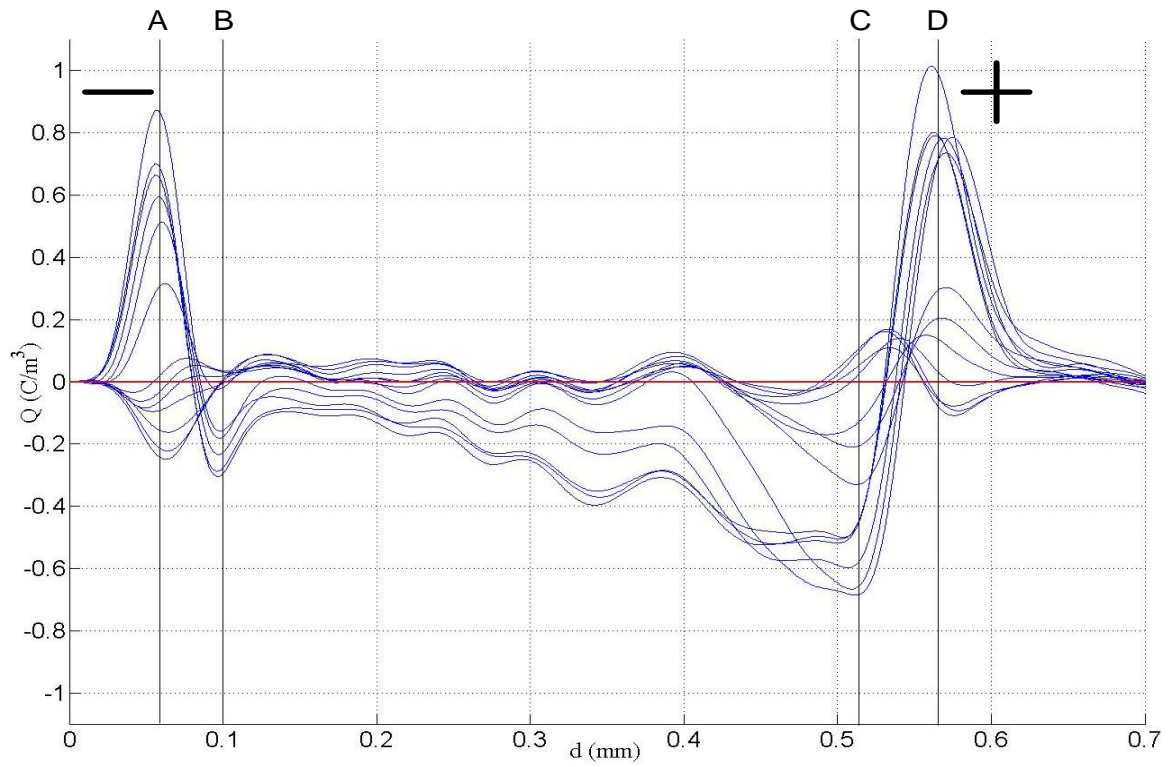


Figur 4.14 – Romladningsdistribusjon i HVDC- og referansematerialet etter 3 døgn med et påtrykt elektrisk felt på 20kV/mm

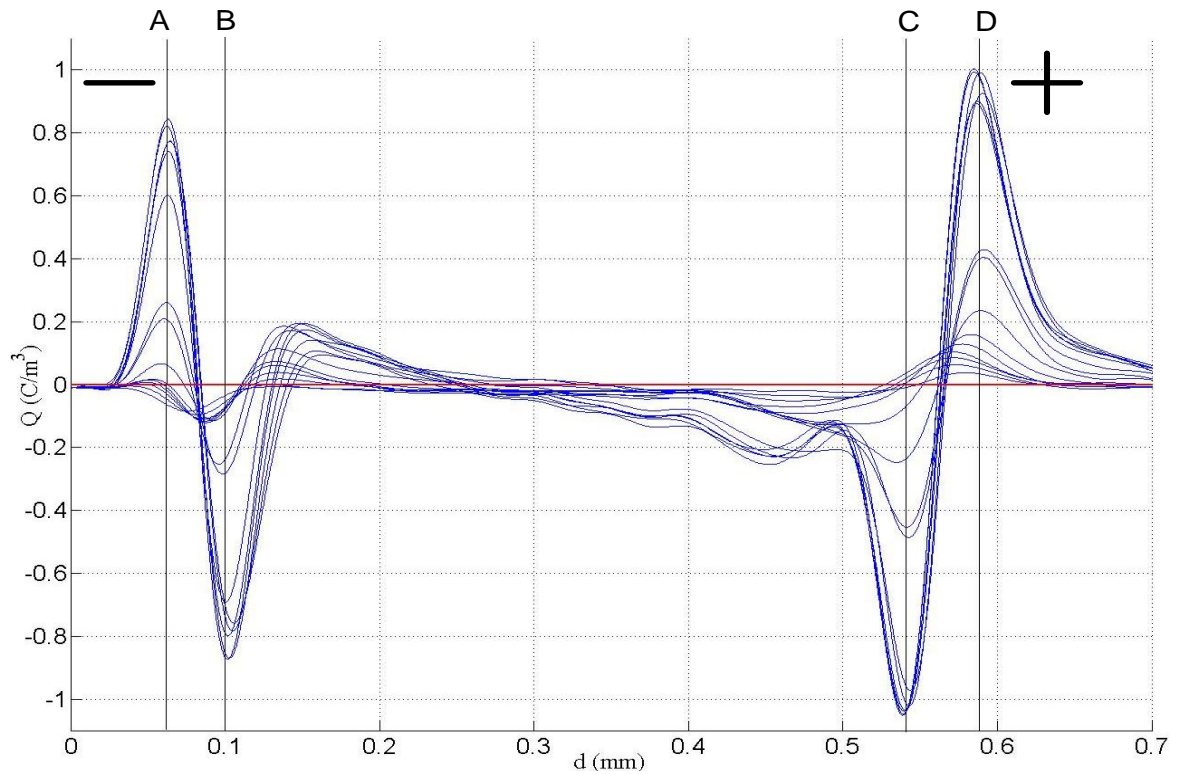


Figur 4.15 - Romladningsdistribusjon i HVDC- og referansematerialet etter 8 døgn med et påtrykt elektrisk felt på 20kV/mm

For å få en bedre oversikt over hvordan romladningsprofilen varierer med tiden er romladningsansamlingen i fire punkter plottet som funksjon av tiden. De fire punktene (A, B, C og D) er angitt i Figur 4.16 og Figur 4.17.



Figur 4.16 – Romladningsprofil HVDC-materiale med angitte punkter (A, B, C og D) hvor tidsutviklingen av romladning er prosesser



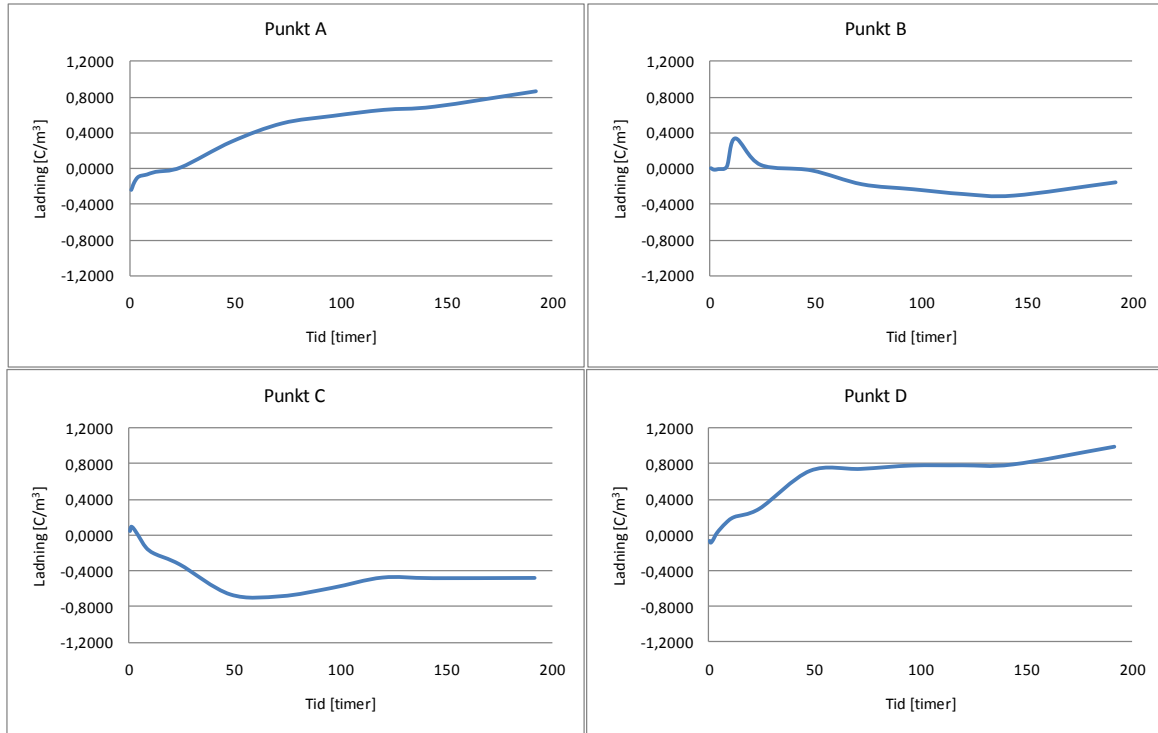
Figur 4.17 – Romladningsprofil referansemateriale med angitte punkter (A, B, C og D) hvor tidsutviklingen av romladning er prosessert.

Punktet A er satt i peakverdien til speilladningene i jordelektroden, punktet B er satt i dielektrikumet i grensesjiktet mot jordelektroden, punktet C er satt i dielektrikumet i grensesjiktet mot den positive elektroden mens punktet D er satt i peakverdien til speilladningene i den positive elektroden. De avleste dataene fra grafene er samlet i Tabell 4.6 under.

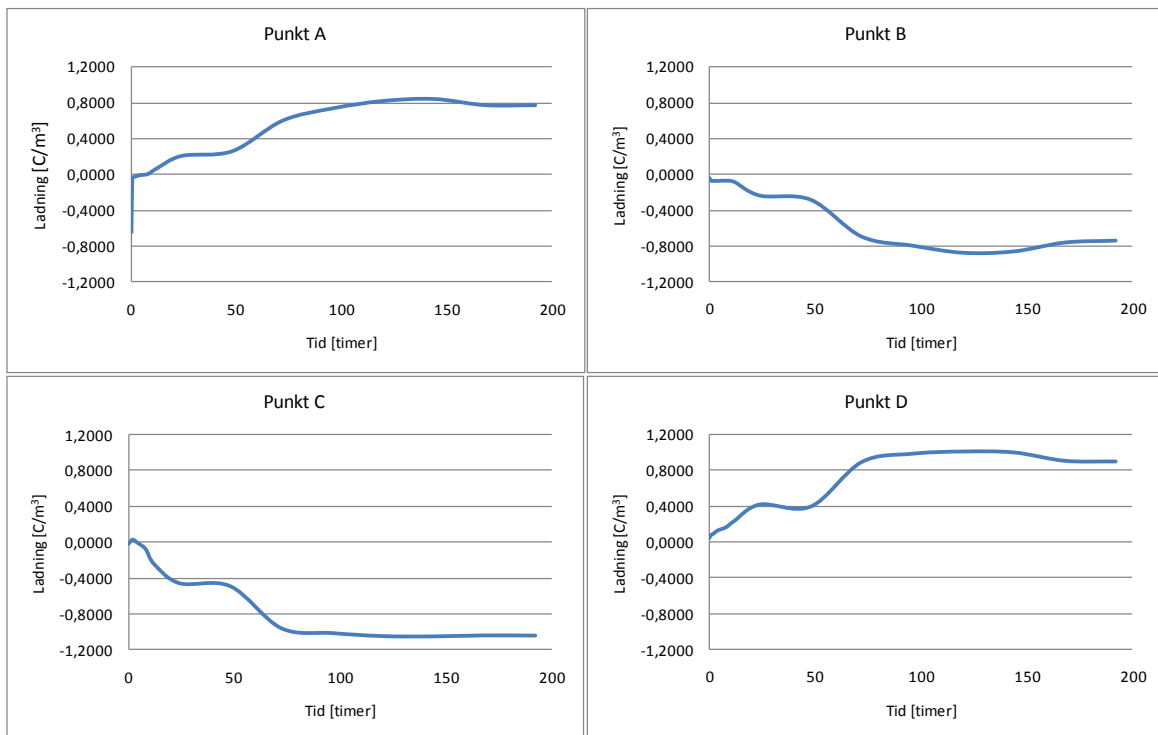
Tabell 4.6 – Tabell over tidsutvikling av romladning i punktene A, B, C og D markert i Figur 4.16 og Figur 4.17

Tid [timer]	HVDC [LE4253]				Referansemateriale [LS4201S]			
	A [C/m ³]	B [C/m ³]	C [C/m ³]	D [C/m ³]	A [C/m ³]	B [C/m ³]	C [C/m ³]	D [C/m ³]
0,083					-0,6487	-0,0365	-0,0102	0,0362
0,5	-0,2434	0,0002	0,0426	-0,0617	-0,0451	-0,0512	0,0072	0,0553
1	-0,2142	-0,0069	0,0907	-0,0825	-0,0314	-0,0703	0,0165	0,0730
2	-0,1544	-0,0172	0,0772	-0,0546	-0,0242	-0,0694	0,0351	0,0843
4	-0,0932	-0,0100	0,0086	0,0291	-0,0104	-0,0706	0,0017	0,1206
8	-0,0687	0,0172	-0,1394	0,1352	0,0040	-0,0674	-0,0707	0,1579
12	-0,0388	0,3319	-0,2096	0,2047	0,0635	-0,0823	-0,2380	0,2299
24	0,0119	0,0371	-0,3302	0,2986	0,2061	-0,2343	-0,4526	0,4121
48	0,3036	-0,0241	-0,6663	0,7242	0,2585	-0,2805	-0,4855	0,3884
72	0,5105	-0,1792	-0,6859	0,7457	0,6015	-0,6919	-0,9541	0,8857
96	0,5946	-0,2339	-0,5934	0,7836	0,7394	-0,7936	-1,0090	0,9792
120	0,6628	-0,2878	-0,4773	0,7862	0,8215	-0,8733	-1,0430	1,0040
144	0,6990	-0,3048	-0,4843	0,7958	0,8430	-0,8579	-1,0460	0,9936
168					0,7742	-0,7588	-1,0350	0,9003
192	0,8731	-0,1576	-0,4814	0,9948	0,7734	-0,7374	-1,0370	0,8926

Fra Tabell 4.6 kan tidsutviklingen av romladningene i punktene markert i Figur 4.16 og Figur 4.17 fremstilles grafisk. Figur 4.18 viser tidsutviklingen i de fire punktene i HVDC-materialet mens Figur 4.19 viser tidsutviklingen i de fire punktene i referansematerialet.



Figur 4.18 – Tidsutviklingen i de fire punktene (A, B, C og D) vist i Figur 4.16 for HVDC-materialet.



Figur 4.19 – Tidsutviklingen i de fire punktene (A, B, C og D) vist i Figur 4.17 for referansematerialet.

5 - Diskusjon

5.1 Holdfasthetstester

5.1.1 Lineær spenningsøkning

Serien med HVDC-kopper ga en $P_{63,2\%}$ på 92,83 kV/mm, mens serien med referansekopper ga en $P_{63,2\%}$ på 81,16 kV/mm. Dette betyr at det er 63,2 % sannsynlighet for at gjennomslag inntreffer for henholdsvis 92,83 kV/mm og 81,16 kV/mm. Gjennomsnittelig gjennomslagsfelt for HVDC-koppene var 88,7 kV/mm mens den for referansekoppene var 73,7 kV/mm.

Weibull-plottene viser også at HVDC-koppene hadde en høyere β -verdi enn referansekoppene. Dette betyr at serien med HVDC-kopper hadde mindre spredning i observerte gjennomslagsfelt enn serien med referansekopper. Tidligere forsøk ved NTNU og SINTEF Energi viser at $P_{63,2\%}$ bør ligge rundt 100 kV/mm. Resultatene funnet ved holdfasthetstesten ligger et stykke under dette, og det observeres også at gjennomslagsfeltet for referansematerialet varierer fra 46,4kV/mm til 98,5 kV/mm. Den store variasjonen gir grunnlag for å tro at det ikke er den interne stokastiske variasjonen i LS4201S som er utslagsgivende men heller at urenheter har tilkommet prøveobjektene under produksjonsprosessen. Feilkildene er sannsynligvis forurensning i eller mellom komponentene i Rogowski-objektet.

5.1.2 Levetidskurver

De observerte levetidskurvene hadde en høyere n enn forventet. Som vist i Tabell 4.3 observert n -verdier på 29,4 og 20,8 for henholdsvis HVDC-materialet og referansematerialet mens forventet n -verdi for PEX bør ligge rundt 10 [14]. De plottede verdiene i Figur 4.3 og Figur 4.4 viste en del spredning i resultater. Dette ble også observert i den lineære spenningsholdfasthetstesten og har trolig med å gjøre at produksjonsprosessen ikke er ideelt gjennomført.

Forurensning i isolasjonsmaterialet er kritisk for både holdfastheten og akkumulerte romladninger. All prosessering av materialer har foregått i flowbenk, og alle redskaper har blitt ettertraktelig rengjort før de har blitt tatt i bruk. Likevel er det fare for at forurensning kan komme inn i isolasjonsmaterialet eller mellom komponentene under sammensetning. Forurensning mellom halvleder og dielektrikum vil kunne føre til feltforsterkninger i og rundt forurensningen og gi en lokal feltforsterkning i prøveobjektet. Dette kan være grunnen til det store spriket i observert spenningsholdfasthet for Rogowski-objektene.

For produksjonen av Rogowski-objektene vil forfatteren trekke fram produksjonsmetoden for øvre og nedre halvleder som de største feilkildene. Produksjonen av øvre halvleder består av å slå en sirkulær ”knivform” ned på de støpte halvlederplatene med en plasthammer for å

skjære ut sirkulære halvlederplater i ønsket størrelse. Plasthodet på hammeren begynte å gå i oppløsning og det kom små partikler på de ferdigproduserte halvlederskivene. Halvlederskivene ble blåst av grundig i etterkant, men det var vanskelig å få bort alle plastpartiklene fra hammerhodet. Halvlederskivene med synlig forurensning ble kassert.

Produksjonen av nedre halvleder består av å støpe halvlederen fast i børstet aluminiumsfolie, for så å klippe til en sirkulær form med saks. Klipping av aluminiumsfolie med saks førte til at det ble en del små aluminiumspartikler som la seg på halvlederen. Alle objektene ble blåst fri for synlige aluminiumspartikler. Som fremtidig arbeid kan det anbefales å finne en måte å forbedre produksjonsmetoden for halvlederkomponentene i Rogowski-objektene og forsøke å oppnå en høyere holdfasthet med mindre spredning i gjennomslagsspenningen.

5.2 Konduktivitetmåling

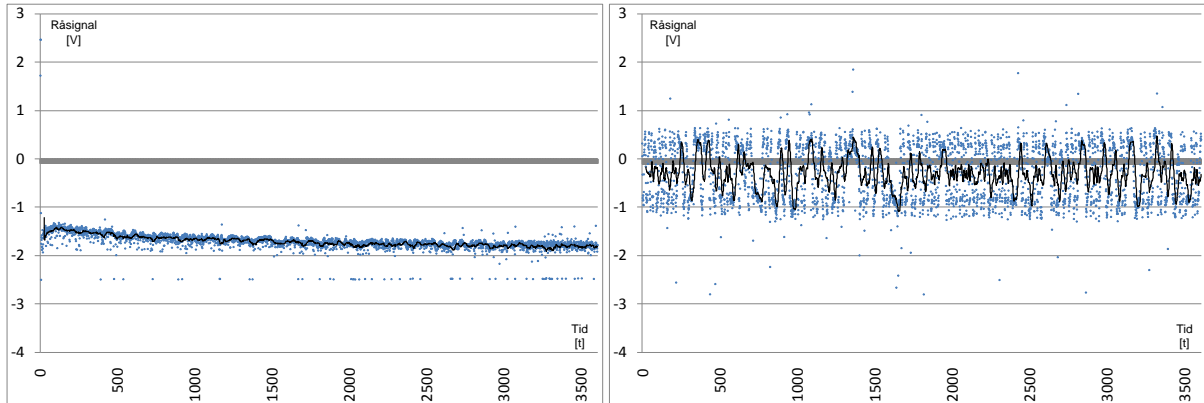
På grunn av isolasjonsmaterialets store resistivitet vil det gå veldig små strømmer som vil være svært sårbare for eksterne forstyrrelser. Testingen ble derfor gjort inni et Faradaybur for å begrense forstyrrelsene, men enkelte komponenter som datamaskin, DC-kilde og ledninger måtte plasseres inni Faradayburet. Selve målekretsen stod inni et varmeskap, som igjen fungerte som et Faradaybur. Måleapparater stod utenfor varmeskapet og siden ledningene til elektrometeret ikke var skjermet kan dette ha påvirket resultatene.

Det er forventet at konduktivitetmålingene skal vise en eksponentiell økning av konduktiviteten som funksjon av påtrykt spenning [6]. Dette stemmer bra med de målte resultater hvor det kan trekkes en temmelig rett linje gjennom plottet av målt konduktivitet ved forskjellige temperaturer. Dette kan ses grafisk i Figur 4.9 og Figur 4.10. Målingene ved 40 °C avviker noe fra den forventet rette linjen. Dette kommer sannsynligvis av at den målte strømmen er i størrelsen attoAmpere og eksterne forstyrrelser vil gjøre stort utslag. I tillegg kunne ikke oppløsningen på elektrometeret skaleres ned mer enn til maksimal målt strøm på 20pA, dette gjør at målingene ved 40 °C blir mer følsomme.

Målingene gjort for de to materialene ved 60 °C viser at konduktivitetlinjene krysser hverandre. Dette vil i praksis bety at HVDC-materialet, LE4253, har høyere konduktivitet enn referansematerialet, LS4201S, for elektrisk feltstyrke opp til kryssingspunktet på om lag 6 kV/mm. For spenningspåtrykk høyere enn dette vil LE4253 ha lavere konduktivitet enn LS4201S. Dette er vist i

Tabell 4.4. Forsøket ble gjentatt med identisk resultat.

Ved 90 °C er konduktiviteten også høyere for referansematerialet, LS4201S enn for HVDC-materialet, LE4253.



Figur 5.1 - Råsignalet fra måling av lekkstrøm ved 90°C med et spenningspåtrykk på 6kV og 8kV (før justering) for henholdsvis grafen til venstre og grafen til høyre.

Ved de høyeste spenningene under konduktivitetstesten var de målte resultatene veldig sprikende og viste tegn til støy. Av Figur 5.1 kan det ses hvor mye jevnere de målte resultatene ligger med et spenningspåtrykk på 6 kV enn med 8 kV (før justering av koronaringene). Forstyrrelsene kommer sannsynligvis av korona i områder med lokalt høyt elektrisk felt. Koronaringene ble justert slik at støyen ble undertrykt.

Generelt sett kan det ses at testobjektene laget av HVDC-materialet, LE4253, har lavere konduktivitet enn testobjektene laget av referansematerialet, LS4201S. Det ble funnet at konduktiviteten for de to materialene er:

$$\sigma_{LE4253} = 6E - 18 \cdot e^{(0,1158T + 0,1236E)}$$

$$\sigma_{LE4201S} = 4E - 18 \cdot e^{(0,2133T + 0,1200E)}$$

Som fremtidig arbeid vil forfatteren foreslå å bruke skjermede ledninger mellom målekrets og elektrometer for å redusere ekstern forstyrrelse og støy. Om mulig vil det og anbefales å bruke et enda mer fintfølende måleapparat til å måle strømmen gjennom isolasjonsmaterialet.

5.3 Romladningsmåling

Figur 4.12 viser at HVDC-materialet hadde litt negativ romladning (homoladninger) i grenseområdet ved jordelektroden. I området mot den positive elektroden lå det negative ladninger (heteroladninger) fordelt over nesten halve testobjektet. Fra Figur 4.12 og Figur 4.13 kan det ses at romladning hovedsakelig legger seg nært elektroden for begge materialene. Ladningsakkumulasjon ved elektrodene kan skyldes potensialbarrieren en ladning må overvinne for å hoppe fra dielektrikumet til elektroden (forklart i kapittel 2) eller *double layer-effekten*. (Double layer-effekten er for komplisert til å gå nærmere inn på og er ikke omtalt i denne oppgaven)

Romladningsansamlingen utenfor elektrodene som kan ses på både Figur 4.12 og Figur 4.13 kalles speilladninger. Disse er speilninger av faktiske romladninger i dielektrikumet og ligger egentlig på elektrodegrenseflaten. Speilladningene har samme ladning men motsatt polaritet som den reelle romladningen den er en speilning av. Integreres det skal arealet under romladningskurven innenfor isolasjonsmaterialet være likt arealet utenfor. Signalet etter andre elektrodetopp i romladningsprofilene kan inneholde refleksjoner og andre støykilder. Feilen i romladningsprofilen er derimot veldig liten og kan ses bort fra.

Fra Figur 4.13 ses det at referansematerialet ikke har like mye romladning midt i testobjektet som HVDC-materialet, referansematerialet har derimot større ladningsansamling i sjiktet nær elektrodene.

Det ble funnet under konduktivitetstesting at de to materialene har forskjellig konduktivitet. For å trekke en parallell til konduktivitetstesting kan det nevnes at referansematerialet viste seg å ha høyere konduktivitet enn HVDC-materialet. Ladningene vil derfor forflytte seg lettere i referansematerialet og dette kan være noe av grunnen til at romladningene er mer distribuert i HVDC materialet mens de i referansematerialet er lokalisert som en tettere ansamling ved elektrodene.

Ved den positive elektroden har, for begge materialene, en ansamling av negative ladninger (heteroladninger) stabilisert seg i grensesjiktet. Fra Figur 4.18 og Figur 4.19 kan dette fenomenet ses for begge materialene i punkt C. Figurene viser også at ladningsansamlingen i punkt C i referansematerialet går mot en verdi om lag dobbelt så stor som i samme punkt i HVDC-materialet (henholdsvis $-0,5$ og $-1,0 \text{ C/m}^3$). Disse ladningene har sannsynligvis forflyttet seg gjennom materialet som resultat av materialets konduktivitet, men har ikke hatt nok energi til å overvinne potensialbarrieren og bli nøytralisert i elektroden.

Fra Figur 4.18 og Figur 4.19 ses det at det etter de første fire timene for begge materialene akkumuleres positive romladninger (homoladninger) ved den positive elektroden (punkt C). Etter 8 timer har ansamlingen av homoladninger flyttet seg nærmere den positive elektroden

uten at ladningen har endret størrelse betydelig. Etter 12 timer har ladningsbildet ved den positive elektroden endret seg. Det er da en ansamling av negative ladninger (heteroladninger) ved elektroden på omlag $0,2\text{C}/\text{m}^3$ for begge materialene.

Etter at det har gått et døgn er det fortsatt en ansamling heteroladninger ved den positive elektroden og ladningene er nå steget i verdi. Denne trenden fortsetter helt til det er gått tre døgn. Da ligger det en ladningsansamling ved den positive elektroden på om lag $-0,7\text{C}/\text{m}^3$ og $-1\text{C}/\text{m}^3$ i henholdsvis HVDC-materialet og referansematerialet. Etter 125 timer ser det ut som om romladningsansamlingen i punktet C stabiliserer seg på henholdsvis $-0,5\text{C}/\text{m}^3$ og $-1\text{C}/\text{m}^3$.

Tabell 3.6 sier at romladningsmålingsutstyret har en følsomhetsgrense på ca. $0,1\text{C}/\text{m}^2$. Fra Tabell 4.6 ses det at romladningsansamlingen i punktene med høyest romladningsakkumulasjon (A, B, C og D) ligger på grensen til eller under romladningsutstyrets følsomhetsgrense for begge materialene frem til 8 timer.

5.4 HVDC-materialet brukt i praksis

En kabel vil ha en temperaturgradient over isolasjonen som følge av resistive tap i lederen. Dette vil føre til at dielektrikumet har høyere konduktivitet nærmere lederen. Denne forskjellen i konduktivitet vil føre til at det ligger et høyere felt over den ytterste delen av isolasjonen. Fra konduktivitetstestene har det blitt funnet at høyere spenningspåtrykk gir høyere konduktivitet. For en gitt lastflyt vil et slikt system stabilisere seg med en gitt temperaturgradient hvis omgivelsestemperaturen settes konstant. Romladninger bygges opp spesielt i de amorfe områdene av isolasjonen hvor additiver som antioksidanter og forurensninger akkumuleres. Her vil også romladning ligge som regel i dype feller eller såkalte "self-traps" (egenfeller). Når spenningen slås av vil det ta lang tid (opptil dager og kanskje uker [14]) før disse ladningene forsvinner. Ved lastavslag, kortslutning eller polaritetsreversering vil disse romladningene gi opphav til en feltforsterkning som i verste fall kan initiere trevekst og ved gjentakelse føre til havari. Det er derfor viktig å bruke et isolasjonsmateriale hvor det akkumuleres minst mulig romladning ved HVDC-overføring. Ved polaritetsskift må det tas hensyn til at romladningene ikke forsvinner umiddelbart når spenningspåtrykket forsvinner. Gradvis nedtrapping av spenning og ventetid før spenning med motsatt polaritet påtrykkes vil minske påkjenningen på isolasjonsmaterialet. Det er også viktig at isolasjonsmaterialet har en konduktivitet som varierer minst mulig med temperaturen slik at feltfordelingen blir gunstigst mulig ved en temperaturgradient over isolasjonen.

6 - Konklusjon

I dette forsøket har kryssbundet polyetylen av typen LE4253 blitt testet og sammenliknet med det mer etablerte polyetylenet LS4201S med hensyn på holdfasthet, konduktivitet og romladningsakkumulasjon. Formålet var å karakterisere LE4253 og dets egenskaper som potensiell HVDC-isolasjon. Følgende konklusjoner kan trekkes fra arbeidet som ble gjort:

- Det ble observert stor spredning i resultatene fra holdfasthetstesting men ved perfekt produksjonsprosess viste den lineære spenningstesten at LE4253 kan tåle en feltpåkjønning på litt over 100 kV/mm før gjennomslag oppstår.
- Den store spredningen i målte resultater viser at ekstrem renhet er nødvendig for å få et pålitelig isolasjonsmateriale og forurensning har enormt utslag på dielektrikumets elektriske egenskaper. Produksjonsprosessen bør forbedres for å hindre at forurensninger kan tilkomme testobjektene under produksjon.
- Konduktiviteten i både LE4253 og LS4201S er avhengig av påtrykt feltstyrke og temperatur og ble funnet til å være:

$$\sigma_{LE4253} = 6 \cdot 10^{-18} \cdot e^{(0,1158T+0,1236E)}$$

$$\sigma_{LS4201S} = 4 \cdot 10^{-18} \cdot e^{(0,2133T+0,1200E)}$$

Av dette kan det sluttet at LE4253 har lavere konduktivitet enn LS4201S og at konduktivitetens temperaturavhengighet er lavere for LE4253 enn for LS4201S.

- Det akkumuleres om lag like mye romladning i LE4253 som i LS4201S men romladningene er mer distribuert i LE4253 i forhold til LS4201S hvor det meste av romladning akkumuleres i elektrodegrenseflatene.
- Ladningsansamlingen i LE4253 og LS4201S ved den positive elektroden etter åtte døgnns spenningspåtrykk på 20 kV/mm lå stabilt de tre siste døgnene på henholdsvis -0,48 kV/m³ og -1,04 kV/m³.
- Ladningsansamlingen i LE4253 og LS4201S ved den negative elektroden etter åtte døgnns spenningspåtrykk på 20 kV/mm var henholdsvis -0,16 kV/m³ og -0,74 kV/m³.

7 - Litteraturliste

- [1] F.H. Kreuger, *Industrial High DC Voltage*. Delft: Delft University, 1995.
- [2] Murtaza Hussain, *Hybrid Insulation*.: NTNU, Master thesis, 2005.
- [3] R.A. Blyth, "Electric properties of Polymers," *Cambridge University press*, p. 66, 1979.
- [4] Jesper Hjerrild, *New cable insulation for high voltage DC*.: DTU, Ph.D thesis, 2002.
- [5] Jarle Sletbak, *Kompendium i DIE1911 - Elektrisk Ledningsevne*. Trondheim, Norge: Norges Teknisk-naturvitenskapelige universitet, 1998.
- [6] E. Ildstad, F. Mauseth and G. Balog, "Space charge and electric field distribution in current loaded polyethylene insulated HVDC cables," in *XIIIth International Symposium on High Voltage Engineering*, Rotterdam, 2003.
- [7] R. Bodega, *Space Charge Accumulation in Polymeric High Voltage DC Cable Systems*.: TU Delft, Ph.D thesis, 2006.
- [8] Marit Holbø Ytterstad, *Kvalitetssikring av polymerisolerte HVDC kabler ved hjelp av spenningsprøving*. Trondheim: Norwegian University of Science and Technology, Master thesis, 2008.
- [9] Nawata Ieda, "DC TREEING BREAKDOWN ASSOCIATED WITH SPACE CHARGE FORMATION IN POLYETHYLENE," *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. E1-12, pp. 19-25, February 1977.
- [10] F Mauseth, E Ildstad, M H Ytterstad et al., "Quality control of HVDC extruded cables: Electrical treeing in XLPE under different voltage stresses," , Cape Town, August 2009.
- [11] Erling Ildstad, *TET 4160 High Voltage Insulating Materials*. Trondheim: Norwegian University of Science and Tecnology, 2007.
- [12] S. Boggs Z. Zheng, "Defect Tolerance and Solid Dielectric Transmission Class Cable," 2005.
- [13] Steven A Boggs, "Partial Discharge - Part III, Cavity-Induced PD in Solid Dielectrics," *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 6, no. 6, pp. 11-20, Nov/Dec 1990.
- [14] F. H. Kreuger, *Industrial High Voltage part1-3*. Delft, Nederland: Delft University Press, 1991.
- [15] Bjørn Sanden, *XLPE cable insulation subjected to HVDC stress, space charge, conduction and breakdown strength*. Trondheim, Norway: NTNU, Ph.D thesis, 1996.
- [16] H. Kawamura and M. Nawata, "DC Electrical Treeing Phenomena and Space Charge," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 5, no. 5, pp. 741-747, October 1998.
- [17] TechImp Systems, *PEA operators manual*. Zola Predosa, Italy: TechImp Systems.
- [18] T. Futami, H. Kushibe, T. Takada and C. M. Cooke T. Maeno, "Measurement of Spatial Charge Distribution in Thick Dielectrics Using the Pulsed Electroacoustic Method," *Transactions on Electrical Insulation*, vol. 23, no. IEEE transactions, pp. 433-439, June 1988.