

Langetermijneffecten van Ionentransport en Asymmetrie in Nematische Vloeibaar- Kristalbeeldschermen

Herbert De Vleeschouwer

Promotor: Prof. Dr. ir. H. Pauwels

Proefschrift ingediend tot het behalen van de graad van
Doctor in de Toegepaste Wetenschappen: elektrotechniek

Vakgroep Elektronica en Informatiesystemen
Voorzitter: Prof. Dr. ir. J. Van Campenhout
Faculteit Toegepaste Wetenschappen
Academiejaar 2001–2002



Een woord van dank...

In de eerste plaats zou ik mijn promotor willen bedanken voor de morele steun die nodig is om een doctoraat tot een goed einde te brengen. De fietstocht naar Straatsburg zal steeds een mooie herinnering blijven aan mijn doctoraat. Verder wil ik Prof. J. Van Campenhout bedanken als diensthoofd van de vakgroep Elektronica en Informatiesystemen binnen de faculteit Toegepaste Wetenschappen voor de mogelijkheden die mij geboden werden om onderzoek te verrichten.

Ik wil mijn collega's bedanken, niet in het minst mijn thesisbegeleider Johan Fornier die mij op rustige en bekwame manier door mijn thesis heen loodste, maar ook Chris Colpaert die grote schreden gezet heeft op de weg die ik geprobeerd heb verder te zetten. Ook wil ik Arnout, Bart, Koen, Koenraad, Hua en Stanislaw bedanken voor hun collegialiteit. Ik wil ook onze nieuwere medewerkers Stefaan, Chris, Arthur en Goran veel succes toewensen met hun verdere onderzoek. Dank aan Catelijne en Gunter voor het nalezen van de finale versie.

Tevens wil ik Kristiaan bedanken voor zijn motiveringskracht, interesse in mijn werk en luisterend oor.

Graag wil ik Fatiha bedanken voor haar wetenschappelijke en morele hulp bij de uitvoering van dit werk.

Mijn speciale dank gaat uit naar Philips. Hun interesse in mijn onderzoek, hun wetenschappelijke hulp en gastvrijheid te Eindhoven alsook hun volledige financiële ondersteuning maakten dit doctoraat mogelijk in de eerste plaats en beter in de tweede plaats. Ik wil Alwin Verschueren van harte bedanken voor de succesvolle samenwerking, evenals Rob Van Asselt, Mark Johnson en Jos Van Haaren voor hun interesse en voor de samenwerking gedurende dit doctoraat.

I would also like to thank Merck GmbH and especially Michael Darius for their interest in our research and for buying our low noise current amplifier.

Tot slot, dank aan mijn ouders voor hun jarenlange inzet en morele en financiële ondersteuning van mijn studies.

Herbert De Vleeschouwer

Gent, 30 november 2001.

Inhoudsopgave

1	Inleiding	1
1.1	Beeldschermen	1
1.1.1	Kathodestraalbuizen	1
1.1.2	PDP's, projectoren en LED-muren	2
1.1.3	OLED's	3
1.1.4	Vloeibaar-kristalbeeldschermen	3
1.2	Microdisplays	4
1.3	Vloeibare kristallen	6
1.3.1	Inleiding	6
1.3.2	Fysische werking	8
1.3.3	Elektronische aansturing	12
1.3.4	Optische werking	14
1.4	Ionentransport in vloeibare kristallen	20
1.5	Doelstellingen en overzicht van dit werk	23
2	Korte termijn ionentransport en asymmetrie	25
2.1	Het VHR-experiment	25
2.2	Ruimteladingslimiet: de algemene situatie	27
2.3	Transiënt- en regimemetingen	29
2.4	De ioneninhoud van een symmetrische cel	34
2.5	De aanwezigheid van Williams-domeinen	36
2.6	Asymmetrie: definitie van V_c	42
2.7	De invloed van asymmetrie	43
2.7.1	De invoering van de ionenmomenten	44
2.7.2	De relatie tussen V_c en ionenmomenten	49
2.7.3	Het gebruik van 'trage' ionen	53
2.8	Het optisch gedrag bij asymmetrie	55
2.9	Overzicht	58
2.10	Het simulatieprogramma <i>Glue</i>	60
2.10.1	Optimalisatie van de snelheid	60

2.10.2	Berekening van het elektrisch veld	62
2.10.3	Implementatie van <i>Glue</i> in C++	64
2.11	De meetversterker	65
2.12	Conclusies	66
3	Image sticking in transmissieve LCD's	67
3.1	Het gebruik van DC-signalen	67
3.2	De meetopstelling	68
3.3	De eerste <i>image sticking</i> meting	71
3.4	Mogelijke oorzaken	74
3.5	Metingen	76
3.5.1	Meting met 'trage ionen'	76
3.5.2	Meting met 'sterke trapping'	81
3.6	Conclusie	83
4	Asymmetrie in reflectieve LCD's	85
4.1	De reflectie van een R-LCD	85
4.1.1	Reflectie op de bol van Poincaré	85
4.1.2	Reflectie aan een spiegellende laag	86
4.2	Het werkfunctieverschil bij R-LCD's	88
4.3	Metingen op de M-reeks	89
4.3.1	De cellen van de M-reeks	89
4.3.2	Stroommetingen op de M-reeks	89
4.3.3	Reflectie metingen op de M-reeks	91
4.3.4	Veroudering van de M-reeks	94
4.4	Metingen op de G-reeks	97
4.4.1	De invloed van de metingen op de asymmetrie	99
4.4.2	De cellen G1B, G2B en G3B	101
4.4.3	De cellen G5A, G8A en G7A	101
4.5	Conclusies	103
5	Lange termijn ionentransport	105
5.1	Generatie- en recombinatieprocessen	106
5.2	Introductie van de S-curve	108
5.3	Simulatie van een S-curve	111
5.4	Het opmeten van een S-curve	115
5.4.1	De meetopstelling en het aanstuurprogramma	115
5.4.2	De gemeten S-curve en de <i>I-t</i> -curven	117
5.5	Uitbreidingen aan het theoretisch model	120
5.5.1	Het Onsager-effect	120
5.5.2	Het tijdsafhankelijk gedrag van de stroom	122

5.6	Verbeterde simulatie van de S-curven	127
5.7	Resterende afwijkingen van het model met de realiteit . .	128
5.7.1	Lek doorheen de aligneringslaag	128
5.7.2	Onvolkomenheden in het programma	130
5.8	Ionengeneratie en <i>image sticking</i>	131
5.9	Besluiten	132
6	De invloed van de structuur	133
6.1	De bestudeerde cellen	133
6.2	De evolutie van de spanningsval in de tijd	134
6.3	De definitie van V_c , J_{sat} en S_{sat}	137
6.4	De S-curven van de PI-A-reeks	138
6.5	De S-curven van de PI-B-reeks	141
6.6	PI-A vergeleken met PI-B	144
6.7	Verificatie van de Wet van Onsager	144
6.8	Metingen van de machtswet	146
6.8.1	De stressperiode	146
6.8.2	De herstelperiode	147
6.9	Veroudering van het LCD	148
6.10	Conclusie	152
7	Dispersieve generatie	153
7.1	Kruis of munt	153
7.2	Dispersief transport	154
7.2.1	Niet-dispersief transport	154
7.2.2	Dispersief transport	155
7.3	Dispersieve generatie	161
7.4	Het model en de realiteit	165
7.4.1	De symmetrische cel met ZLI-4757	165
7.4.2	Een symmetrische cel met ZLI-4792	166
7.4.3	De cellen met aligneringslaag PI-A	168
7.4.4	Meting op E49 bij 27°C (na 4 maanden)	171
7.5	Conclusies	172
8	Besluiten	173
8.1	Verwezenlijkingen van dit doctoraat	173
8.2	Het voorkomen van <i>image sticking</i>	174
8.3	Vooruitzichten	176
A	Materiaalconstanten	179

Lijst van tabellen

2.1	Ionenmomenten, stroomasymmetrieën en optische asymmetrieën	59
4.1	De M-serie	90
4.2	De G-serie	97
6.1	De E-serie	134
A.1	De eigenschappen van de gebruikte vloeibare kristallen . .	179
A.2	De eigenschappen van de gebruikte polyimides (PI)	180

Lijst van figuren

1.1	LCOS, DMA en TMA	5
1.2	De director	7
1.3	De fasen van een vloeibaar kristal	8
1.4	Een transmissief nematisch LCD	9
1.5	Uitspreiding, draaiing en buiging	10
1.6	Passieve en actieve matrix	13
1.7	Optische transmissie van een LCD	16
1.8	Polarisatie op de bol van Poincaré	17
1.9	Gezichtshoekafhankelijkheid op een conoscopische plot . .	18
1.10	De VHR-meting	20
1.11	<i>Image sticking</i> : een schaakbordpatroon	21
1.12	<i>Image sticking</i> : op de T - V -curve	22
2.1	De ladingen in een vloeibaar-kristalcel	28
2.2	De transiëntmeting	32
2.3	Transiënt en regime	33
2.4	Transiëntmeting bij een symmetrische cel	34
2.5	De ionenconcentraties van een cel	35
2.6	De ionenmobiliteiten van een cel	35
2.7	Meting en simulatie van transiënt en regime	37
2.8	Simulatie: de invloed van de tragere ionen	38
2.9	Williams-domeinen	39
2.10	Mobiliteit bij Williams-domeinen	41
2.11	Simulatie met Williams-domeinen	41
2.12	Oorzaken van asymmetrie	43
2.13	Situatie in een vloeibaar-kristalcel	44
2.14	Transiënt ionenmomenten	46
2.15	Regime ionenmomenten	49
2.16	Asymmetrie ten gevolge van een DC	51
2.17	Berekening van de transiënt ionenmomenten	51
2.18	Berekening van de ionenmomenten bij 0.4 V	52

2.19	Berekening van $CA(t)$ en $CA^R(t)$	52
2.20	Asymmetrie ten gevolge van een ionenscheiding	54
2.21	Definitie van optische asymmetrie: A_1, A_2	56
2.22	Optische asymmetrie	57
2.23	Optische asymmetrie: meting	57
2.24	De berekening van de ionenconcentraties	60
3.1	De meetopstelling	69
3.2	De meetsequentie	70
3.3	De <i>image sticking</i> meetcyclus	71
3.4	1 ^e meting: stromen gedurende de stressperiode	72
3.5	1 ^e meting: transmissie gedurende de stressperiode	72
3.6	1 ^e meting: stromen gedurende de herstelperiode	73
3.7	1 ^e meting: transmissie gedurende de herstelperiode	73
3.8	2 ^e meting: stromen gedurende de stressperiode	77
3.9	2 ^e meting: stromen gedurende de herstelperiode	77
3.10	2 ^e meting: ionenmomenten	78
3.11	2 ^e meting: het negatieve regimemoment	79
3.12	2 ^e meting: optische asymmetrie	80
3.13	1 ^e meting: ionenmomenten	82
3.14	1 ^e meting: optische asymmetrie	82
4.1	Reflectie van een reflectief LCD	86
4.2	Reflectie van een spiegelende laag	87
4.3	De werkfunctie in een reflectief LCD	88
4.4	Eerste meting van de ionen van de M-serie	91
4.5	Reflectiemeting bij 100 Hz	92
4.6	Reflectiemeting bij 10 Hz	92
4.7	Continue reflectiemeting	93
4.8	Tweede meting van de ionen van de M-serie	95
4.9	Vergelijking van de eerste en tweede meting	95
4.10	Verandering van de CA en ΔR	96
4.11	AM- ΔV en ΔR voor de L-beeldpunten	98
4.12	AM- ΔV en ΔR voor de S-beeldpunten	98
4.13	De invloed van de metingen	99
4.14	Invloed van V_c	100
4.15	Ionendichtheden van de cellen met PI-A	101
4.16	Asymmetrie bij de cellen G5A, G8A en G7A	102
4.17	Fitten in functie van d_{al}	103
5.1	Het generatie en recombinatieproces	108

5.2	De lange termijn stroomdichtheid	112
5.3	De gesimuleerde ionendistributie	112
5.4	De gesimuleerde ionengeneratie	113
5.5	De compensatie	113
5.6	De gesimuleerde S-curve	114
5.7	De meetopstelling	115
5.8	De opgemeten J - E -curven	118
5.9	De opgemeten J - t -curven	118
5.10	Het Onsager-effect	121
5.11	De gesimuleerde S-curve	129
5.12	De gesimuleerde I - t -curve	129
5.13	Invloed van de aligeringslaag	130
6.1	De spanningsval voor de cellen met PI-A	135
6.2	De spanningsval voor de cellen met PI-B	136
6.3	De definitie van V_c^+ , V_c^- , J_{sat} en S_{sat}	137
6.4	V_c als functie van T en d_{al}	139
6.5	J_{sat} als functie van T en d_{al}	139
6.6	De asymmetrische S-curven van de cellen met PI-B	141
6.7	$J_{sat,p}$ en $J_{sat,n}$ als functie van T en d_{al}	142
6.8	Asymmetrische injectie van ionen	143
6.9	Verificatie van de Wet van Onsager	145
6.10	De waarden van ϵ_s	146
6.11	De relaxatiestromen van een cel met PI-A	149
6.12	De relaxatiestromen van een cel met PI-B	149
6.13	De ϵ_r -waarden	150
6.14	Veroudering bij E49	150
6.15	Veroudering bij E55	151
6.16	Veroudering bij E86	151
7.1	Gaussisch transport van lading	156
7.2	Dispersief transport van lading	157
7.3	Modellen voor dispersief gedrag	159
7.4	$\log I$ - $\log t$ profielen voor transport en generatie	164
7.5	Meting op een 8 μm cel met ZLI-4757	165
7.6	Arrhenius-relatie bij een cel met ZLI-4757	166
7.7	Meting op een 10 μm cel met ZLI-4792	167
7.8	Arrhenius-relatie bij een cel met ZLI-4792	167
7.9	V_c als functie van t en T en de veroudering	169
7.10	$C_{equiv}(V)$ bij $d_{al} = 140$ nm	169
7.11	$C_{equiv}(V)$ bij $d_{al} = 100$ nm	170

7.12 De lange termijn *I-t*-curven bij 27° C van E49 171

Lijst van symbolen

α	: de recombinatieconstante ($1/\text{m}^3\text{s}$)
b	: de eerste orde veldafhankelijkheid uit het Onsager-model (m/V)
β	: de generatieconstante, algemeen ($1/\text{s}$)
β_0	: de generatieconstante ($1/\text{s}$)
β_1	: de veldafhankelijke generatieconstante ($1/\text{s}$)
β_2	: de veld- en tijdsafhankelijke generatieconstante ($1/\text{s}$)
β_3	: de generatieconstante afhankelijk van het elektrisch veld tijd en temperatuur ($1/\text{s}$)
C	: de capaciteit van het beeldelement (F/m^2)
C_{al}	: de capaciteit van de aligeringslaag (F/m^2)
C_d	: de diffusielaag capaciteit (F/m^2)
C_{equiv}	: de equivalente capaciteit (F/m^2)
C_{lc}	: de capaciteit van de vloeibaar-kristallaag (F/m^2)
CA	: de transiënt stroomasymmetrie
CA^R	: de regime stroomasymmetrie
D	: de dielektrische verplaatsing (C/m^2)
D	: de diffusieconstante (m^2/s)
E	: het elektrisch veld (V/m)
E_{al}	: het elektrisch veld in aligeringslaag (V/m)
E_{lc}	: het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag (V/m)
d	: de dikte van het beeldelement (μm)
d_{al}	: de dikte van de aligeringslaag (μm)
d_{lc}	: de dikte van de vloeibaar-kristallaag (nm)
$\Delta\epsilon$: de dielektrische anisotropie $\epsilon_{ }-\epsilon_{\perp}$ (F/m)
$\epsilon_{ }$: de dielektrische constante parallel aan de director (F/m)
ϵ_{\perp}	: de dielektrische constante loodrecht op de director (F/m)
ϵ_a	: de activeringsenergie van de viscositeit (meV)
ϵ_p	: de ellipticiteitshoek van de polarisatie-ellips (rad)
ϵ_r	: de macht van de benaderende machtswet tijdens herstel
ϵ_s	: de macht van machtswet tijdens stress
η	: de viscositeit van het vloeibaar kristal (cP)
E_a	: de activeringsenergie van een ionsoort (meV)
E_c	: de energie van de conductieband (meV)
ΔE	: het energieverval van het diepe niveau tot de conductieband (meV)
f_{elast}	: de elastische energiedichtheid van de vloeibaar-kristallaag (J/m^3)

$f_{elek,LCD}$: de elektrische energiedichtheid van het beeldelement (J/m^3)
f_{elek}	: de elektrische energiedichtheid van de vloeibaar-kristallaag (J/m^3)
F_s	: de oppervlakte-energiedichtheid van de vloeibaar-kristallaag (J/m^2)
F_{tot}	: de totale oppervlakte-energiedichtheid (J/m^2)
ϕ	: de twisthoek van de director (rad)
ϕ_k	: de azimut van de kijkrichting (rad)
Φ	: de totale twist van de director (rad)
$\Delta\Phi$: het verschil in werkfunctie tussen aluminium en ITO (eV)
G	: de generatie ($\#/m^3s$)
J	: de stroomdichtheid (A/m^2)
J_J	: de Jones-matrix van een vloeibaar-kristallaag
J_{sat}	: de saturatiestroomdichtheid (A/m^2)
κ	: de spanningsdeler van de vloeibaar-kristallaag t.o.v. het beeldelement
k_{tr}	: de vangstconstante uit het trappingsmodel (m^3/s)
K_1	: de elastische constante voor uitspreiding (pN)
K_2	: de elastische constante voor draaiing (pN)
K_3	: de elastische constante voor buiging (pN)
λ	: de golflengte van het gebruikte licht (nm)
L_d	: de diffusielengte (m)
M^+	: het positieve transiënt ionenmoment (C/m^2)
M^-	: het negatieve transiënt ionenmoment (C/m^2)
ΔM^+	: de verandering in het positieve transiënt ionenmoment (C/m^2)
ΔM^-	: de verandering in het negatieve transiënt ionenmoment (C/m^2)
M^{sum}	: $\Delta M^+ + \Delta M^-$ (C/m^2)
M^{diff}	: $\Delta M^+ - \Delta M^-$ (C/m^2)
ΔM^{R+}	: de verandering in het positieve regime ionenmoment (C/m^2)
ΔM^{R-}	: de verandering in het negatieve regime ionenmoment (C/m^2)
$M^{R,sum}$: $\Delta M^{R+} + \Delta M^{R-}$ (C/m^2)
$M^{R,diff}$: $\Delta M^{R+} - \Delta M^{R-}$ (C/m^2)
n	: de ionenconcentratie ($1/m^3$)
n_{ev}	: de evenwichtsionenconcentratie ($1/m^3$)
n_+	: de concentratie positieve ionen ($1/m^3$)
n_-	: de concentratie negatieve ionen ($1/m^3$)
n_o	: de concentratie neutrale moleculen ($1/m^3$)
N	: de concentratie negatieve ionen ($1/m^2$)
Δn	: de optische anisotropie $n_{ } - n_{\perp}$
$n_{ }$: de brekingsindex parallel aan de director
n_{\perp}	: de brekingsindex loodrecht op de director
\mathbf{n}	: de director
P	: de concentratie positieve ionen ($1/m^2$)

Q	: de mobiele ionenlading per oppervlakte-eenheid (C/m^2)
Q_{al}	: de langdurige ionenscheiding in de aligeringslaag (C/m^2)
Q_{el}	: de oppervlaktelading op de elektrodes (C/m^2)
Q_{lc}	: de langdurige ionenscheiding in de vloeibaar-kristallaag (C/m^2)
$Q_{SCL,AM}$: de ruimteladingslimiet voor actieve matrix (C/m^2)
$Q_{SCL,PM}$: de ruimteladingslimiet voor passieve matrix (C/m^2)
ρ_μ	: de anisotropie in de mobiliteit
R	: de recombinatie ($\#/m^3s$)
R_J	: de rotatiematrix uit de Jones-methode
R_i	: de schijnbare straal van een ionsoort (nm)
ΔR	: de optische asymmetrie in reflectie (a.e.)
S	: de ordeparameter
S_{sat}	: de helling van de S-curve (A/mV)
σ	: oppervlakteconcentratie getrapte ionen (C/m^2)
t	: de tijd (s of min)
T	: de temperatuur (K)
t_{trans}	: de transittijd van de ionen (s)
t_T	: de tijdstip van de 'turnover' (s)
t_R	: de chemische relaxatietijd (s)
τ_{tr}	: de ontsnappingstijd uit het trappingsmodel (s)
ΔT	: de optische asymmetrie in transmissie (a.e.)
T_J	: de propagatiematrix uit de Jones-methode
θ	: de tilthoek van de director (rad)
θ_p	: de oriëntatie van de polarisatie-ellips (rad)
θ_k	: de hoek van de kijkrichting met de normaal op het scherm (rad)
μ	: de mobiliteit van de ionen (m^2/Vs)
$\Delta\mu$: het verschil in de mobiliteit: $\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}$ (m^2/Vs)
μ_{\parallel}	: de mobiliteit parallel aan de director (m^2/Vs)
μ_{\perp}	: de mobiliteit loodrecht op de director (m^2/Vs)
V	: de spanning over een beeldelement (V)
v_d	: de driftsnelheid van de ionen (m/s)
V_{dc}	: de dc-spanning die over het beeldelement staat (V)
V_{ion}^{DC}	: de dc-spanning over het beeldelement, veroorzaakt door langdurige ionenscheidingen (V)
V_{ion}	: de spanning over het beeldelement, veroorzaakt door korte ionenscheidingen (V)
V_c	: de asymmetrische spanning over de vloeibaar-kristallaag (V)
V_{lc}	: de spanning over de vloeibaar-kristallaag (V)
V_{al}	: de spanning over de aligeringslaag (V)
V_{THR}	: de drempelspanning van het vloeibaar kristal (V)

- VHR : de Voltage Holding Ratio van het vloeibaar kristal (%)
 ΔV : de optische spanningsasymmetrie (V)
 ΔV_{lc} : de spanningsval gedurende een AM-compensatiemeting (V)
 $AM-\Delta V$: de spanningsasymmetrie volgend uit een AM-compensatiemeting (V)
 z : de richting loodrecht op de glasplaten (m)

Hoofdstuk 1

Inleiding

De efficiënte representatie van analoge en digitale informatie is een belangrijke voorwaarde voor de huidige multimediamaatschappij. Lichte, vlakke beeldschermen vormen een aantrekkelijke oplossing. Naast de wereld van de vlakke beeldschermen is ook een nieuwere markt voor kleine microdisplays opgedoken.

Het aantal toepassingsgebieden voor visualisatie in zijn meest algemene vorm breidt zich alsmaar uit. Het aantal technologieën dat deze toepassingen realiseert, neemt eveneens toe. De groeiende vraag naar hogere performanties is de drijvende kracht achter verder onderzoek en ontwikkeling van nieuwe technieken evenals het verbeteren van de bestaande. Het succes van de vloeibaar-kristalbeeldschermen kan dan ook niet alleen op zich bekeken worden. Het is nodig de sterke en zwakke punten te kennen van andere technologieën die vlakke beeldschermen, projectoren en microdisplays realiseren.

Verder in dit inleidend hoofdstuk zullen de eigenschappen en het gebruik van vloeibare kristallen toegelicht worden.

Tot slot zullen de voornaamste actiepunten van dit doctoraat naar voor gebracht worden.

1.1 Beeldschermen

1.1.1 Kathodestraalbuizen

De kathodestraalbuizen (CRT= *Cathode Ray Tube*) waren de eerste elektronische beeldschermen die wereldwijde toepassing kregen. Het prille

begin was de Braun-tube in 1897 [1]. In een CRT wordt een dunne straal elektronen door een kathode naar een ringvormige anode uitgestraald en vervolgens magnetisch afgebogen naar het scherm waar dan een kleurenfosfor geëxciteerd wordt. Deze fosfor straalt bij relaxatie zichtbaar licht uit.

De CRT is duidelijk geen vlak, dun beeldscherm. De praktische uitvoering is volumineus, zwaar en verbruikt veel. Een hoogwaardig vacuüm is vereist en de buis staat dan ook onder grote mechanische spanning. De hoge resolutie, snelheid en luminantie zijn dan weer erg sterke punten van de technologie. Niettegenstaande de grote opgebouwde kennis, is er nog steeds veel onderzoek naar betere fosfors, betere adresseringen en hogere precisies voor de elektronenstraal. Vermoedelijk zullen andere technologieën het gebruik toch verder beperken tot beeldschermen die groter zijn dan 14 inch diagonaal.

Gedurende lange tijd werd gedacht dat de vlakke beeldschermen de kathodestraalbuis snel van de markt zouden doen verdwijnen. Voor televisie en desktopmonitoren is echter de prijs doorslaggevend terwijl het volume geen onoverkomelijk nadeel is. Praktisch zal de CRT de volgende twee decennia waarschijnlijk nog meemaken wat voor andere technologieën misschien niet het geval is. De CRT-productie groeit ten andere nog steeds met 4% per jaar.

1.1.2 PDP's, projectoren en LED-muren

Bij PDP's (Plasma Display Panel) wordt een hoog elektrisch veld gecreëerd in een inert gas. Het gas ioniseert tot een plasma dat licht uitstraalt. Hoewel de aanstuurspanning (150 V) en het vermogenverbruik hoog zijn, is de toepassing succesvol omdat erg grote beeldschermen kunnen vervaardigd worden (60 inch prototype van LG, 63 inch van Samsung). Dit kan met een redelijk hoge luminantie van 550 cd/m^2 . De gerealiseerde reuzenschermen ($>75 \text{ cm}$ diagonaal) ogen fantastisch. De hoge resolutie en grote kijkhoek maken ze gelijkwaardig of zelfs beter aan CRT's of projectoren doch het prijskaartje blijft enorm hoog. Het gebruik van goedkopere Soda-lime glassoorten, enkelvoudige elektrodes (in plaats van ITO en metaal) en 'single scan' adressering vormen de voornaamste actiepunten bij de kostenbesparing [2].

Nog grotere toepassingen zijn niet meer haalbaar voor PDP's. Voor digitale cinema, presentaties of bij concerten grijpt men dan ook naar projectoren of naar grote LED-muren (Light Emitting Diode).

1.1.3 OLED's

Een nieuwe tak van de vlakke beeldschermindustrie richt zich op de organische LED's. Het succes is te wijten aan het feit dat LED's weinig verbruiken, licht en efficiënt zijn en in tegenstelling tot de LCD's van nature een ruime kijkhoek hebben. De hoge snelheid is eveneens een voordeel. De levensduur die in het begin problematisch was, benadert de wenselijke waarden (>20.000 uur) [3]. De huidige resolutie van de prototypes is nog beperkt (320x240 voor 5.5 inch diagonaal). Het contrast en de kleurensaturatie zijn echter indrukwekkend.

Het feit dat de cel een diode is, vereist stroomsturing in plaats van ladings- of spanningssturing. Dit vergde de ontwikkeling van een speciaal aanstuurcircuit [4, 5]. De lichtemitters, kunnen met behulp van inkjetprinten aangebracht worden wat toelaat verschillende kleurbeeldpunten aan te brengen. Bovendien kan dit gelijkmatig op grote oppervlaktes gedaan worden. Momenteel zijn nog slechts weinig commerciële toepassingen beschikbaar. OLED's worden echter als een toekomstige concurrent beschouwd in bepaalde toepassingsgebieden van vloeibaar-kristalbeeldschermen.

1.1.4 Vloeibaar-kristalbeeldschermen

Dit doctoraat richt zich op de vloeibaar-kristalbeeldschermen. Hierbij stralen de vloeibare kristallen geen licht uit maar moduleren de amplitude van het licht van een externe lichtbron. Deze bron kan achter de vloeibaar-kristallaag zitten. Dit noemt men de 'backlight' van een transmissief LCD. Tevens kan ook het gereflecteerd omgevingslicht gemoduleerd worden. Dit is het geval bij reflectieve LCD's.

De dubbelbrekende eigenschappen van vloeibare kristallen in een beperkt temperatuurgebied zijn reeds lang gekend [6]. Deze dubbelbreking kan gebruikt worden voor visualisatie van informatie. In 1971 werd de nu zeer succesvolle *Twisted Nematic* of TN-technologie voorgesteld [7]. Later werd ook de *Super Twisted Nematic* of STN-technologie uitgevonden [8]. De grote doorbraak kwam er eerst voor kleine beeldschermpjes met beperkte informatieinhoud [9] en directe aansturing of passieve matrix en later voor desktopmonitoren met hoge informatieinhoud gerealiseerd door een actieve matrix.

Het gebruik van vloeibare kristallen voor reflectieve toepassingen wordt eveneens steeds belangrijker. Direct zicht reflectieve beeldschermpjes kunnen bijvoorbeeld worden gebruikt in draagbare telefoons

en kleine handcomputers. De afwezigheid van een lichtbron leidt tot een energiezuinige toepassing. Het beeld is helderder bij voldoende omgevingslicht. Het grote nadeel is echter het kleiner contrast en het gebruik bij onvoldoende belichting. Zogenaamde hybride LCD's die half reflectief, half transmissief kunnen werken vormen hier een oplossing. Bij projectie geeft reflectie het voordeel van een hogere vulfactor en een kleiner toestel. Nieuwe toepassingen vereisen bovendien het volledige kleurengamma evenals hogere resolutie. Hosiden en Philips produceerden met deze technologie 14.5 inch prototypes in XGA resolutie [10].

Indien weinig kleur vereist is volstaan zwart-wit STN-configuraties. Met behulp van een compensator kan bovendien een goede kleurencompensatie bekomen worden [11, 12].

Het gebruik van efficiënte compensatiefolies en ingewikkelder elektrostructuren laat algemeen toe het voornaamste nadeel, de gezichtshoekafhankelijkheid naar de achtergrond te dringen.

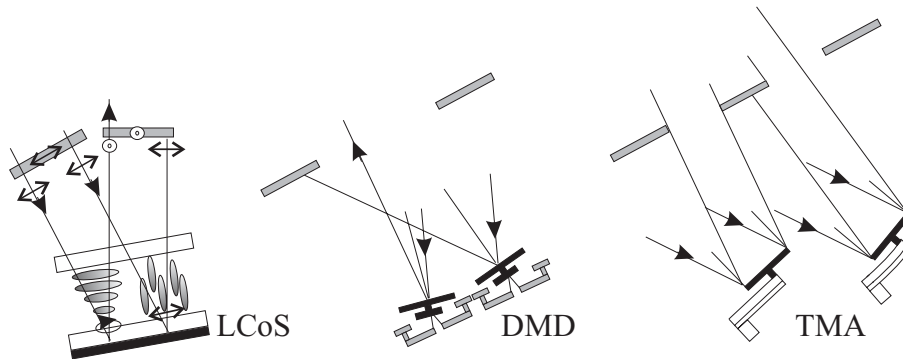
De vloeibaar-kristalbeeldschermen blijven echter 2 tot 3 maal duurder dan CRTs. Toch duiken ze meer en meer op in de commerciële wereld, de banken, de luchtvaart en de instrumentatie. Als de prijs net dat ietsje minder belangrijker wordt en de omstandigheden (temperatuur) niet al te extreem zijn, laten de elegantie, de plaatsbesparing, het gebruikscomfort en het gewicht ervan vaak toe de rol van de CRT over te nemen.

1.2 Microdisplays

De wereld van de microdisplays voor toepassing in *head-mounted displays*, telefoons, camera's, *rear projection* televisie en projectoren kent een explosieve groei. Reflectieve nematische of zelfs ferro-elektrische vloeibaar-kristalbeeldschermen op een siliciumsubstraat (Liquid Crystal on Silicon of LCoS) hebben hier een belangrijke concurrent aan de Digital Mirror Devices (DMD) van Texas Instruments (zie figuur 1.1).

De DMD's bestaan uit een array van kleine spiegeltjes van $16 \mu\text{m}^2$ die door elektrostatische aantrekking kunnen tilten over $\pm 10^\circ$. Een lichtstraal kan dan naar het scherm geprojecteerd worden of niet en grijschalen kunnen gemaakt worden met tijdsdifferentiatie. Het contrast van 400:1 en de schakelsnelheid van $15 \mu\text{s}$ zijn zeer performant en maken DMD's bijna geschikt voor digitale cinema waarvoor een 1000:1 contrast vereist is. De reflectie aan het substraat tussen de spiegeltjes zorgt voor enige contrastdaling [13]. De fabricage van de matrix (meer bepaald de

‘yield’ of het aantal geslaagde beeldschermen ten opzichte van het aantal geproduceerde) en het monopolie van TI zorgen bovendien voor een pittige prijs.



Figuur 1.1: De structuur van LCoS, DMD en TMA.

Een andere MEM (micro-elektro-mechanisch) module is de Thin Micromirror Array. De TMA laat spiegeltes een klein beetje draaien door een piëzo-elektrisch effect (8° bij 10 V) [14]. De grijschalen worden hier met intermediaire standen van het spiegeltes gerealiseerd. Kleuren ontstaan door sequentiële belichting dank zij de hoge schakelsnelheid van $25 \mu\text{s}$.

LCoS, DMD en TMA kunnen drie panelen gebruiken om de drie basiskleuren te realiseren. Het licht van een hoogwaardige booglamp wordt dan via een lenzensysteem en een integratorpijp omgezet naar een vlakke bundel. Verschillende ingenieuze dichroïsche systemen, zoals het Philips-prisma, laten toe deze vlakke bundel op te splitsen in drie kleurcomponenten. De bundels reflecteren aan drie panelen en worden terug samengevoegd.

Subpixels (pixel: picture element of beeldpunt) voor elke kleur houden een serieus verlies aan resolutie in. Kleuresequentie is mogelijk met behulp van een kleurenwiel of van absorberende microfilters [15]. Dit is goedkoper en het microdisplay is kleiner doch de schakelsnelheid moet hoger zijn en de eisen aan de lamp en de polarisatieconversie verhogen om dezelfde lichtefficiëntie te bekomen [16].

Het gebruik van reflectieve microdisplays geniet steeds de voorkeur gezien dit toelaat het totale toestel veel kleiner te maken, extra koeling toelaat aan de achterzijde en de vulfactor of ‘apertio rate’ vergroot, gezien ook de adressering naar de achterzijde verplaatst wordt.

1.3 Vloeibare kristallen

1.3.1 Inleiding

De meeste stoffen bezitten drie aggregatietoestanden: vast, vloeibaar en gasvormig. Mesogene (Grieks voor ‘intermediaire soort’) stoffen hebben een stabiele toestand tussen de vloeibare en de vaste fase. Deze stoffen zijn gekend als vloeibare kristallen niettegenstaande de eigenschappen eraan verbonden slechts in deze intermediaire toestand gelden. Alle vloeibaar-kristalbeeldschermen, PALC (Plasma Addressed Liquid Crystal) en LCoS maken gebruik van deze vloeibare kristallen.

Vloeibare kristallen hebben eigenschappen van de vloeibare en van de vaste fase. Zij hebben een zekere stijfheid en kunnen een hoge mate aan positionele orde bereiken. Zo kunnen ze de smalle ruimte tussen twee glassubstraten vullen en zich tevens vrijelijk reoriënteren.

In vele gevallen treden meerdere intermediaire toestanden op (zie figuur 1.3). Bij het opwarmen gaat de stof over van de vloeibare fase naar de smectische (Grieks voor ‘zeep’) fase waarbij naast oriëntationele orde ook positionele orde optreedt: de moleculen zijn gerangschikt in lagen.

Bij de meest geordende smectische A-fase bevinden de moleculen zich loodrecht op de lagen. Bij de smectische C-fase maken de moleculen een hoek θ met de normaal op de laag. De moleculen bevinden zich dus op de smectische kegel die loodrecht staat op de laag. In het geval de moleculen van laag tot laag ronddraaien op deze kegel spreekt men van chiraal smectisch of SmC*. Met deze SmC*-fase kunnen vloeibaar-kristalbeeldschermen gemaakt worden als door de aligneringslagen aan de rand van de vloeibaar-kristallaag de helix ontwonden wordt en er slechts twee stabiele toestanden overblijven [17]. Het eerste Surface Stabilized ferro-elektrisch vloeibaar kristal van dit type werd gemaakt door Lagerwall en Clark [18].

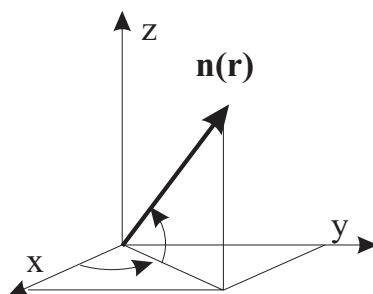
In een antiferro-elektrische fase bevinden de moleculen zich van laag tot laag in tegengestelde zin op de smectische kegel. Door tegengestelde elektrische velden kunnen de moleculen in één van de twee stabiele toestanden gedwongen worden.

Onderzoek naar dit type smectische vloeibare kristallen is volop bezig. De voordelen liggen vooral in de schakelsnelheid. Het temperatuurbereik, problemen met de alignering van de moleculen en het beperkte aantal grijsniveaus beperken voorlopig het toepassingsgebied.

Desondanks slaagde Koen D'havé erin om zeer goede eigenschappen te bekomen door antiferro-elektrische kristallen te gebruiken die een smectische kegel hebben met een openingshoek van 45° [19, 20].

Veruit het grootste aantal vloeibaar-kristalbeeldschermen wordt echter nog steeds gemaakt met nematische (Grieks voor 'draad') vloeibare kristallen. Hierbij treedt nauwelijks of geen positionele orde op, doch oriëntationele orde blijft mogelijk. Deze orde is evenwel niet perfect: de moleculen bevinden zich statistisch min of meer in een bepaalde richting die aangeduid wordt door de director $\mathbf{n}(\mathbf{r})$. De director wordt gespecificeerd met twee hoeken: de tilhoek θ en de twisthoek ϕ ten opzichte van een orthonormaal assenstelsel (zie figuur 1.2):

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}) = (\cos\theta(\mathbf{r})\cos\phi(\mathbf{r}), \cos\theta(\mathbf{r})\sin\phi(\mathbf{r}), \sin\theta(\mathbf{r})) \quad (1.1)$$



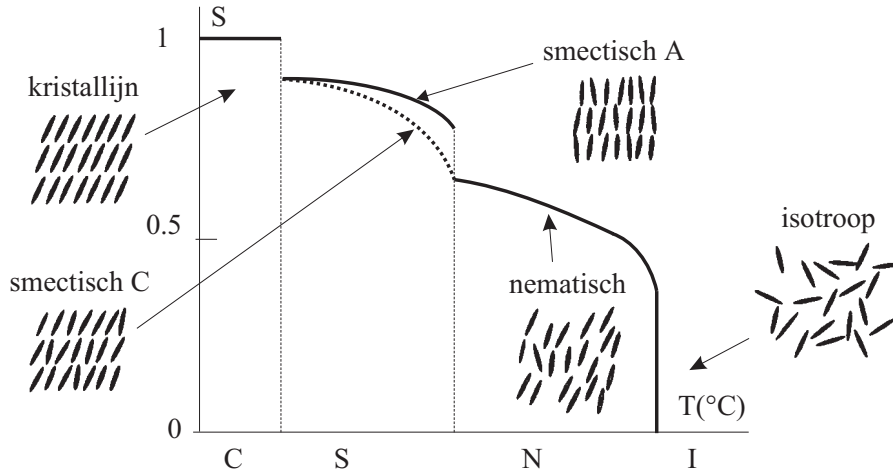
Figuur 1.2: De director is bepaald door de tilhoek θ en de twisthoek ϕ .

De richtingen $-\mathbf{n}$ en \mathbf{n} zijn niet te onderscheiden (de moleculen hebben kop noch staart) zodat een betere beschrijving eigenlijk met tensors zou gebeuren [21].

De mate van ordening wordt bepaald door de dimensieloze ordeparameter S [22, 23]:

$$S = \frac{1}{2} \langle 3\cos^2\delta_{\mathbf{n}} - 1 \rangle \quad (1.2)$$

Hierbij is $\delta_{\mathbf{n}}$ de hoek tussen een lokale molecule en de director en neemt de bewerking $\langle \rangle$ het gemiddelde over een microscopisch groot aantal moleculen. $S = 1$ betekent volledige orde, zoals bij een vaste stof. $S = 0$ is de totale afwezigheid van orde, zoals in een isotrope vloeistof of een gas. De orde parameter neemt bijgevolg af met de temperatuur (zie figuur 1.3). S kan opgemeten worden door het bepalen van de



Figuur 1.3: De transitie van vast en kristallijn (C) naar vloeibaar en isotroop (I) loopt via de smectische C of de smectische A-fase en de nematische N-fase. De continue lijn geeft een eerste orde transitie ($\text{Sm}_A \rightarrow \text{N}$), de stippellijn geeft een tweede orde transitie ($\text{Sm}_C \rightarrow \text{N}$). De transitie-orde duidt op de (dis)continuïteit van de thermodynamische grootheden gedurende de transitie.

diamagnetische anisotropie of de elektrische polariseerbaarheid van een vloeibaar kristal in vergelijking met de kristallijne stof [22].

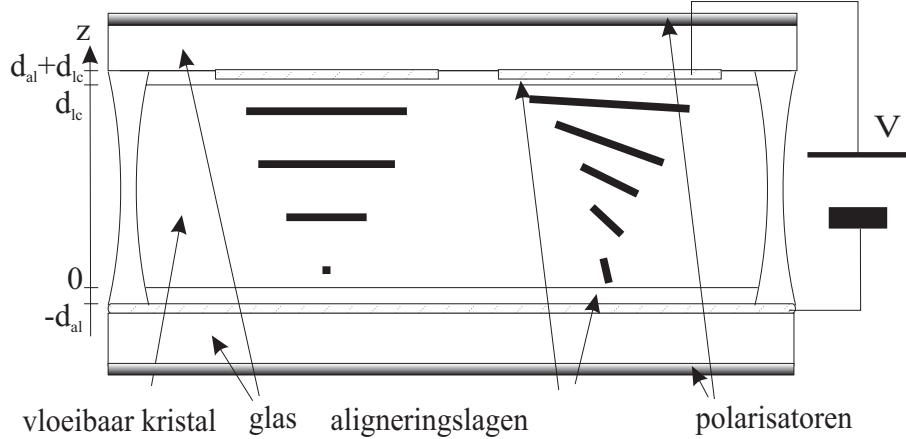
1.3.2 Fysische werking

De opbouw van een transmissief vloeibaar-kristalbeeldscherm wordt voorgesteld in figuur 1.4. Bij deze traditionele structuur zijn de afmetingen van een beeldpunt veel groter dan de totale dikte. De behandeling kan dan meestal beperkt worden tot de ééndimensionale situatie.

De tilt θ en de twist ϕ zijn dan enkel afhankelijk van de z -richting, loodrecht op de substraten. De dikte van de vloeibaar-kristallaag wordt gegeven door d_{lc} en kan typisch 1 tot 10 μm zijn. De transparante elektroden zijn gemaakt uit Indium Tin Oxide of ITO. ITO is een transparant geleidend oxide.

In een beeldscherm wordt de oriëntatie van de director bepaald door het evenwicht van elektrische, mechanische en oppervlakte-krachten. De spanning V wordt over de elektrodes gezet. De elektrische kracht probeert de moleculen te aligneren volgens het elektrisch veld. Dit wordt echter tegengewerkt door de mechanische krachten in de vloeibaar-kristallaag en de opgedrongen alignering van de moleculen nabij de ran-

den. Aan de randen worden immers dunne aligeringslaagjes aangebracht die tot doel hebben de director-oriëntatie vast te leggen. Deze laagjes hebben een dikte d_{al} , meestal tussen de 20 en 150 nm.

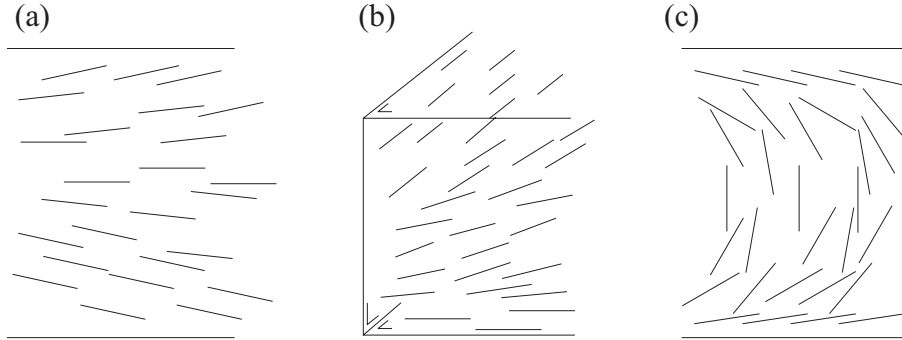


Figuur 1.4: Structuur van een transmissief nematisch vloeibaar-kristalbeeldscherm.

De mechanische of elastische energie bemoeilijkt elke vervorming van het natuurlijke directorprofiel. Door integratie van de lokale vervormingsenergie wordt een microscopische aanpak vermeden en blijven slechts functies van het directorprofiel en zijn spatiale afgeleide over die frequent voorkomende vervormingen beschrijven. De elastische energiedichtheid f_{elast} van een chiraal-nematische fase met intrinsieke spoed $p = q_0/2\pi$ wordt dan beschreven door de Oseen-Frank vergelijking als [24, 25]:

$$f_{elast}(z) = \frac{K_1}{2}(\nabla \mathbf{n})^2 + \frac{K_2}{2}(q_0 + \mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + \frac{K_3}{2}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \quad (1.3)$$

Hierbij zijn K_1 , K_2 en K_3 de elastische constanten voor de uitspreiding (splay), draaiing (twist) en buiging (bend) vervormingen (zie figuur 1.5). Uitspreiding, draaiing en buiging zijn de voornaamste vervormingen in respectievelijk een parallel gealigneerde cel, een gekruist gealigneerde cel en een parallel gealigneerde cel met een aangelegde spanning die hoog genoeg is om de director over vertikaal te krijgen in het midden van de cel [26]. Een typische waarde voor K_1 is 10 pN terwijl K_2 en K_3 meestal in verhouding tot K_1 gegeven zijn. Normale waarden zijn dan K_2/K_1 tussen 0.5 en 0.6 terwijl K_3/K_1 varieert tussen 0.6 en 2.



Figuur 1.5: De meest aanwezige typische vervorming in deze voorbeelden is respectievelijk uitspreiding (a), draaiing (b) en buiging (c).

De elektrische energiedichtheid is gerelateerd aan de diëlektrische anisotropie van vloeibare kristallen. Deze anisotropie is een gevolg van de dipoolmomenten van de vloeibaar-kristalmoleculen. Deze dipoolmomenten kunnen eender welke oriëntatie hebben ten opzichte van de lange as van de moleculen.

Om dit te kunnen beschrijven, heeft men nood aan het hoofdassenstelsel dat is gedefinieerd als het orthonormaal assenstelsel abc waarbij de c -as volgens de director ligt en de a -as in het vlak van de glassubstraten.

Uitgemiddeld langsheen de director leveren de dipoolmomenten een diëlektrische constante op die verschillend is van deze er loodrecht op. Voor een uniaxiaal medium kan de diëlektrische tensor $\bar{\epsilon}$ dan beschreven worden in het hoofdassenstelsel als een diagonale tensor waarvan de componenten volgens a en b gelijk zijn aan ϵ_{\perp} . De component volgens c , ϵ_{\parallel} , is hetzij groter of kleiner. De diëlektrische anisotropie $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ is dan groter of kleiner dan nul. Dit heet dan positieve of negatieve diëlektrische anisotropie. De diëlektrische verplaatsing \mathbf{D} is nu niet langer parallel aan het elektrisch veld \mathbf{E} .

De elektrische energiedichtheid in het vloeibaar-kristalbeeldscherm vloeit voort uit thermodynamische overwegingen [25]:

$$f_{elek,LCD} = f_{elek} + f_{bron} = \pm \frac{1}{2} \mathbf{E}(\bar{\epsilon}\mathbf{E}) \quad (1.4)$$

Hierbij moet het plusteken gebruikt worden als de lading op de elektrodes Q_{el} constant is en het minteken als de spanning V constant is. In dit laatste geval voert de externe spanningsbron immers elektrisch vermogen toe aan het systeem.

\mathbf{E} staat loodrecht op de elektrodes. Dit volgt rechtstreeks uit de eerste wet van Maxwell. De diëlektrische verplaatsing \mathbf{D} staat niet loodrecht op de elektrodes en heeft een z -component D_z die (in afwezigheid van ladingen in het vloeibaar kristal) onafhankelijk is van x en y en gelijk is aan de ladingsdichtheid op de elektrodes. Vergelijking 1.4 kan nu geschreven worden als functie van D_z en de tilthoek θ :

$$f_{elek}(z) = \frac{1}{2}E_z D_z \quad (1.5)$$

$$f_{elek}(z) = \frac{D_z^2}{2\epsilon_0\epsilon_{zz}} = \frac{D_z^2}{2\epsilon_0\epsilon_{\perp}(1 + \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_{\perp}}\sin^2\theta)} \quad (1.6)$$

$$f_{elek}(z) = \frac{D_z^2}{2\epsilon_0\epsilon_{\perp}(1 + \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_{\perp}}\sin^2\theta)} \quad (1.7)$$

Hieruit volgt ook dat voor positieve anisotropie de director zich zal aligneren volgens het elektrisch veld en dat voor negatieve anisotropie de director zich er loodrecht op aligneert. Deze situaties verlagen immers de elektrische energiebijdrage in de vloeibaar-kristallaag zelf. Dit geldt als D_z constant is evenals wanneer V constant is.

De oppervlakte-energie-dichtheid speelt een rol omdat de verankering van de vloeibaar-kristalmoleculen aan de randen nooit oneindig sterk kan zijn. Bij een oneindig sterke verankering zou de director-oriëntatie nabij de aligneringslagen constant zijn.

Het aligneringslaagje kan een polyimide zijn dat door wrijven of ‘rubbing’ een preferentiële azimuthale richting en een tilt-richting oplegt aan de director, dicht bij de randen van de vloeibaar-kristallaag. Elke afwijking van deze richting kost energie die beschreven wordt door materiaalconstanten λ^{ϕ} en λ^{θ} die respectievelijk de azimuthale en de tiltverankering beschrijven:

$$F_s(0) = \frac{\sin^2(\phi(0) - \phi_s^0)\cos(\theta(0))}{2\lambda^{\phi_s^0}} + \frac{\sin^2(\theta(0) - \theta_s^0)}{2\lambda^{\theta_s^0}} \quad (1.8)$$

De sterkte van de opgelegde verankering moet soms afgewogen worden tegen de veroorzaakte verontreiniging van het vloeibaar kristal [27]. In de praktijk gebruikt men ook nylons en contactloze aligneringstechnieken (met behulp van fotogevoelige polymeren en gepolariseerd licht).

Het berekenen van de molecuuloriëntatie komt neer op het minimaliseren van de totale energiedichtheid gegeven door:

$$F_{tot} = \int_0^{d_{ic}} (f_{elast}(z) + f_{elek}(z))dz + F_s(0) + F_s(d) \quad (1.9)$$

Als de elektrische spanning over het vloeibaar kristal wordt opgevoerd, treedt een punt op waar de vervormingsenergie sterk stijgt opdat de elektrische energie niet te veel zou stijgen. Deze situatie bepaalt de theoretische Freédericksz drempelspanning V_{THR} :

$$V_{THR} = \sqrt{\frac{K_1 \pi^2 + (K_3 - 2K_2) \Phi^2 + 2K_2 q_0 d_{lc} \Phi}{\epsilon_0 \Delta \epsilon}} \quad (1.10)$$

Hierbij is Φ de totale twist van de moleculen doorheen het vloeibaar-kristalbeeldscherm. Bij deze spanning beginnen de moleculen te tilten, θ neemt dus toe. Hierbij werd de verankeringsenergie van de moleculen aan de rand oneindig ondersteld. De meetbare optische drempelspanning zal bijgevolg lager liggen.

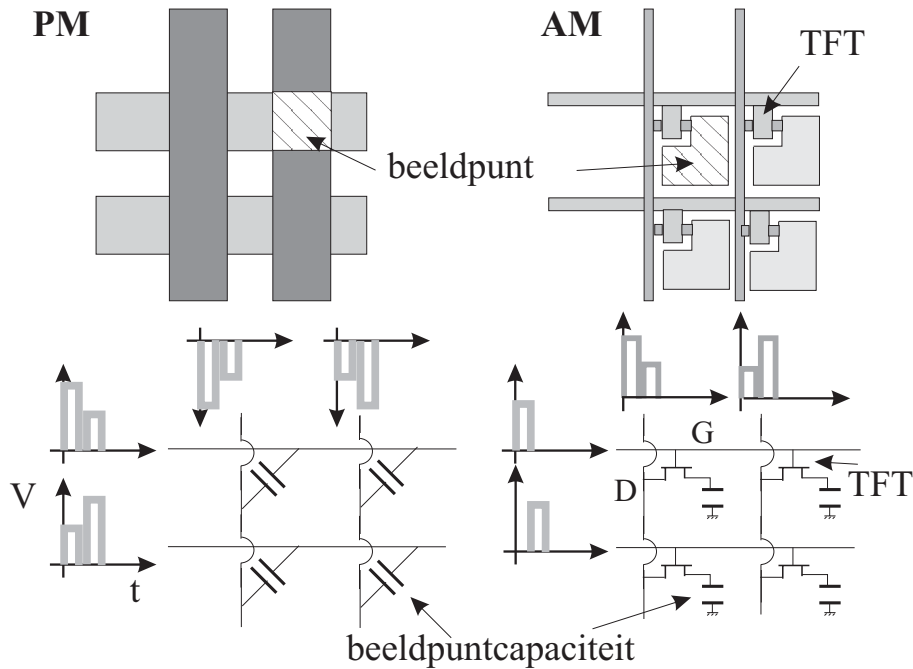
1.3.3 Elektronische aansturing

Voor beeldschermen die slechts uit enkele beeldpunten bestaan is het gemakkelijk rechtstreeks spanningen aan te brengen aan elk beeldpunt. Voorbeelden zijn eenvoudige rekenmachines en polshorloges. De aangelegde spanningen mogen wel geen DC-component bevatten. Anders zal het ionentransport de goede werking verstoren en daalt de levensduur van de cel.

Voor beeldschermen met grotere informatie-inhoud is één connectie per beeldpunt niet meer mogelijk en neemt men zijn toevlucht tot twee technieken: passieve en actieve matrix (zie figuur 1.6).

Passieve matrix

Bij de passieve-matrixtechniek wordt het beeldscherm opgebouwd uit n rijen en m kolommen. De beeldpunten zijn de $m \times n$ overlappingen tussen de rijen en de kolommen. Het aantal interconnecties neemt gevoelig af ten opzichte van directe aansturing en het blijkt dat door intelligent aansturen een bepaald beeldpunt een hogere rms-spanning kan krijgen dan alle andere (rms-spanning: ‘root mean square’ of effectieve spanning). Hierbij worden de rijen één voor één geadresseerd waarbij op de kolommen de data-signalen worden aangebracht. Een beeldpunt is echter niet aanstuurbaar zonder de andere beeldpunten te beïnvloeden. Dit heet ‘overspraak’. Alt en Pleshko bepaalden de maximale verhouding van rms-spanningen die kan gerealiseerd worden tussen een AAN



Figuur 1.6: Vereenvoudigde realisatie en equivalent elektrisch schema van een passieve en een actieve matrix.

en een UIT-beeldpunt, gegeven het aantal rijen n [28]:

$$\frac{V_{aan}}{V_{uit}} = \sqrt{\frac{\sqrt{n} + 1}{\sqrt{n} - 1}} \quad (1.11)$$

Hierbij moeten de rijspanning R en de kolomspanning K gekozen worden als $R = \sqrt{n}K$. Om meer lijnen aan te sturen moet V_{aan} boven en V_{uit} onder de drempelspanning liggen. Uit vergelijking 1.11 blijkt dat hiervoor een steeds steilere optische karakteristiek en een steeds hogere maximale voedingsspanning nodig is.

Voor hoge resolutiebeeldschermen en microdisplays met steeds meer beeldpunten heeft de passieve-matrixaansturing volledig moeten afhaken. Voor wetenschappelijke rekenmachines, draagbare telefoons, en computeragenda's blijft een grote markt beschikbaar voor dit type. Vaak zal hierbij een *Super Twisted Nematic* of STN-configuratie gebruikt worden met totale twist tussen 180° en 240° . Het blijkt immers dat bij hogere totale twist de vervormingsenergie kan verminderd worden door een extra tilt. Dit leidt tot de gewenste steilere transmissiekarakteristiek

of zelfs tot bistabiliteit [8, 28]. Het nadeel van de STN-technologie is echter de grotere golflengte-afhankelijkheid. Het gebruik van compensatiefolies is hierbij dan ook een noodzaak.

Actieve matrix

Met een actieve matrix wordt het probleem van de overspraak omzeild. Elk beeldpunt wordt opgeladen via een niet-lineair schakelelement dat meestal een dunne film transistor (TFT) is. Rij per rij wordt het schakelelement aangezet door een spanning aan te brengen op de gate-lijn (G op figuur 1.6). In plaats van een spanning over het beeldpunt te zetten, wordt er nu een lading aangebracht, bepaald door de spanning op de kolom (de data-lijn (D)). Deze lading blijft na het afsluiten van het schakelelement aanwezig op het beeldelement en is vrij van overspraak. De resulterende spanning is dan idealiter constant tot er nieuwe data ingeschreven wordt.

Het op grote schaal vervaardigen van actieve-matrixbeeldschermen is uiterst moeilijk doch de technologie is beheerst en in handen van enkele grote Aziatische bedrijven. Gezien de tolerantie op beeldpuntfouten nagenoeg nul is, is het aantal geslaagde beeldschermen ten opzichte van het aantal geproduceerde (de 'yield') de hoofdbekommernis van de producenten. Dit zorgt dan ook voor een behoorlijk prijskaartje. Actieve-matrixschermen zijn nog steeds een factor twee tot drie duurder dan een CRT-monitor van dezelfde grootte.

Daar waar nog grotere resoluties of schermen gewenst zijn, levert het aantal connecties alweer problemen op. In dit geval kunnen meerdere panelen naadloos ('seamless') aan elkaar vast gemaakt worden [29] zodat vanaf alle randen van het beeldscherm kan geadresseerd worden.

1.3.4 Optische werking

De werking van vloeibaar-kristalbeeldschermen is gebaseerd op de dubbelbrekende eigenschappen van het vloeibaar kristal voor invallend licht. Deze dubbelbreking volgt uit de anisotropie van de optische brekingsindex $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ die groter of kleiner dan nul is.

Beschouw de normale werking van een beeldscherm: ongepolariseerd licht gaat doorheen een eerste polarisator, vervolgens doorheen het vloeibaar kristal en verlaat het beeldscherm via de analysator. Als de golflengte, de dikte en de dubbelbreking Δn aan bepaalde voorwaarden

voldoen, kan er maximale transmissie optreden onder de drempelspanning V_{THR} en een zeer lage transmissie bij spanningen boven V_{THR} . Dit is dan de *Normally White* mode (zie figuur 1.7).

De gedetailleerde studie van de optische werking vergt het oplossen van de vergelijkingen van Maxwell [25, 30]. Praktisch worden twee mathematische methodes veel gebruikt: de methode van Berreman en deze van Jones.

De 4x4 methode van Berreman bevat de twee transversale componenten van het elektrisch veld en van het magnetische veld [31]. Deze methode houdt rekening met interne reflecties.

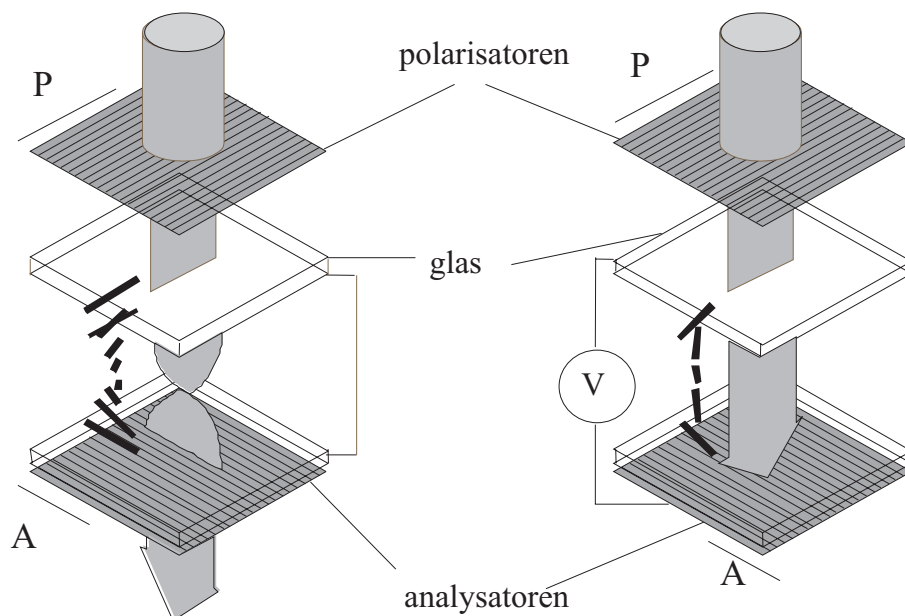
De vereenvoudigde 2x2 matrix-methode van Jones onderstelt dat de dubbelbreking klein is [32, 33]. Hierdoor hoeft men enkel rekening te houden met de twee transversale componenten van het elektrisch veld. De twee bijhorende fazoren vormen dan de complexe Jones-kolomvector. De interne reflecties worden verwaarloosd en elke homogene vloeibaar-kristallaag kan geschreven worden als een complexe 2x2 Jones-matrix. Deze matrix J_J kan steeds ontbonden worden in drie matrices: eerst worden de transversaal elektrische en de transversaal magnetische mode ontbonden in de normale en de buitengewone golf. Dit gebeurt door een rotatiematrix R_J , die een draaiing over een hoek ϕ_J veroorzaakt. De matrix T_J beschrijft de propagatie met een verschillende optische brekingsindex wat leidt tot een onderlinge faseverschuiving δ_J . Hierna worden de golven terug omgezet naar TE en TM modi. De transmissie door een homogene vloeibaar-kristallaag kan voorgesteld worden door [34]:

$$J_J = R_J(-\phi_J)T_J(\delta_J)R_J(\phi_J) \quad (1.12)$$

De Jones-matrix van een inhomogene vloeibaar-kristallaag kan opgesteld worden door het kristal op te splitsen in laagjes. De Jones-matrices van alle laagjes worden dan in de goede volgorde vermenigvuldigd.

De rotatiehoek ϕ_J en de faseverschuiving δ_J zijn ingewikkelde functies van de invalshoek, de brekingsindices, de oriëntatie van de moleculen en de golflengte van het licht [26]. De transmissie van een vloeibaar-kristalbeeldscherm hangt dan eveneens af van de kijkrichting en van de golflengte. Dit vormt meteen het zwakke punt van de vloeibaar-kristaltechnologie.

In een *Twisted Nematisch* vloeibaar-kristalbeeldscherm roteert de director over 90° doorheen de vloeibaar-kristallaag en zijn de voorkeursrichtingen van polarisator en analysator loodrecht op elkaar. Als het invallend licht lineair gepolariseerd is volgens de polarisator kan men



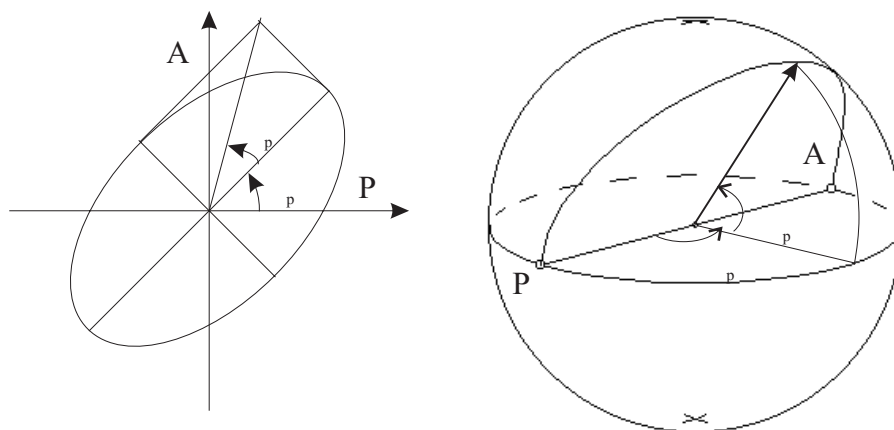
Figuur 1.7: De optische transmissie van een vloeibaar-kristalbeeldscherm. De doorlaatrichtingen van de polarisator (P) en de analysator (A) zijn aangeduid.

de dikte aanpassen aan de optische anisotropie zodat het uitredende licht lineair gepolariseerd is volgens de richting van de analysator. Voor dunne vloeibaar-kristallagen moet dan voldaan zijn aan de voorwaarde van Gooch en Tarry [35]:

$$\frac{d_{lc}\Delta n}{\lambda} = \sqrt{m^2 - \frac{1}{4}} \quad (1.13)$$

Hierbij is m een geheel getal. Voor $m = 1$ spreekt men van een eerste minimum cel. Vroeger waren de polarisatoren immers parallel (*NORMALLY BLACK*). Bij gekruiste polarisatoren (*NORMALLY WHITE*) verlaat het licht de cel via de analysator en wordt een goede heldertoestand bekomen. In een eerste minimum cel zal het licht dan min of meer meedraaien met de twist van de moleculen. Een maximale ellipticiteitshoek van 30 graden wordt bereikt halweg de vloeibaar-kristallaag[38].

Als een hoge spanning wordt aangelegd, zullen de moleculen zich oprichten. De dubbelbreking verdwijnt en de polarisatie van het licht verandert niet in het vloeibaar kristal. Het licht gaat niet meer door de analysator. Dit is de donkertoestand (zie figuur 1.7).



Figuur 1.8: De polarisatie-ellips van een monochromatische golf met oriëntatie θ_p en ellipticiteitshoek ϵ_p en de polarisatiewijzigingen van deze golf bij loodrechte transmissie doorheen een geoptimaliseerde cel op de bol van Poincaré. De doorlaatrichtingen van de polarisator (P) en de analysator (A) zijn aangegeven.

Een praktische voorstellingmethode van de optische transmissie is de Poincaré-sfeer (zie figuur 1.8) [36, 38]. De polarisatie-ellips van volledig gepolariseerd licht, geroteerd over een hoek θ_p ten opzichte van een assenstelsel, en met ellipticiteitshoek ϵ_p wordt voorgesteld door het punt met sferische coördinaten $(2\theta_p, 2\epsilon_p)$. De lineaire polarisaties bevinden zich op de evenaar en de 2 circulaire polarisaties zijn voorgesteld op de polen. De transmissie van monochromatisch licht doorheen een vloeibaar-kristallaag kan dan voorgesteld worden door de boog die de voorstelling van de polarisatie-ellips beschrijft op de Poincaré-sfeer.

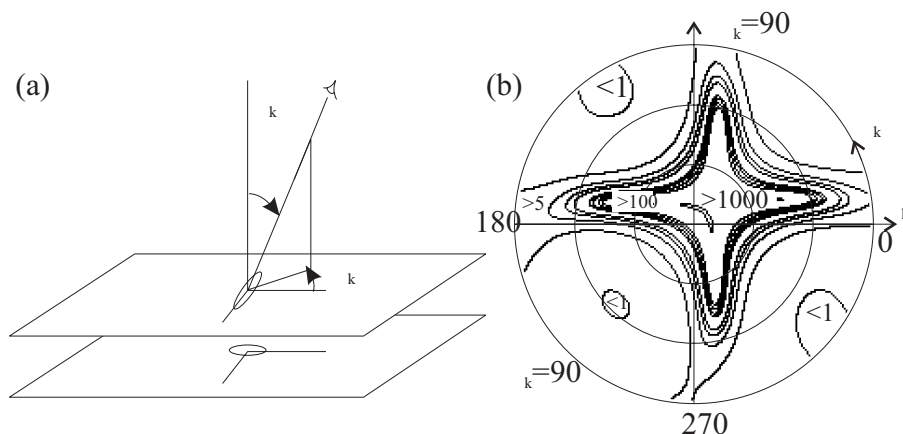
Deze techniek kan uitgebreid worden tot schuine lichtinval [38]. Tevens kan de invloed van eenvoudige optische lagen zichtbaar gemaakt worden op de sfeer. De optimalisatie van een compensatiefolie voor een beeldscherm blijkt echter te moeilijk te zijn om te behandelen op de Poincaré-sfeer. De methode wordt dan ook slechts gebruikt als educatief hulpmiddel en als evaluatie-instrument voor compensatielagen [26, 37].

De transmissie van een vloeibaar-kristalbeeldscherm hangt dus af van de golflengte en de invalshoek. Er zijn echter vele technieken die dit proberen wegwerken.

Bij STN-beeldschermen met speciale polarisatorconfiguraties kiest men tussen blauw/wit (blue mode) of geel/zwart (yellow) mode zoals

vele polshorloges met LCD-schermpjes, mobiele telefoons, e.d. Echter kan de kleur uniformer gemaakt worden ten nadele van de helderheid van het geheel. Deze configuratie wordt ‘*optical mode interference*’ genoemd (OMI) [39, 40]. Een andere techniek gebruikt twee STN-cellen, met tegengestelde twist, die op elkaar gelegd worden met gekruiste directors aan het grensvlak (dual STN) [41]. De tweede cel fungeert dan als optische compensator.

Optische compensatie is ook de belangrijkste techniek om de kijkhoek van TN-cellen te verbeteren [26]. Hierbij is het belangrijk het contrast te verbeteren en dit kan het best door de donkertoestand te optimaliseren. Een goede werkwijze bestaat erin een goede gelijkenis te creëren tussen de donkertoestand en de optische eigenschappen van twee gekruiste polarisatoren. Dit kan door het aanbrengen van negatief dubbelbrekende folies. Men spreekt van discotische vloeibare kristallen, zoals de Fuji-film. Baanbrekend onderzoek werd hier verricht door Koenraad Vermeersch [37]. Het resulterende contrast voor schuine lichtinval kan voorgesteld worden in een zogenaamde conoscopische plot zoals in figuur 1.9 voor een geoptimaliseerde TN). Opvallend zijn hier ook de zones met een contrast kleiner dan één. Dit is grijschaalinversie en moet zo veel mogelijk vermeden worden.



Figuur 1.9: De definitie van een invalrichting (θ_k, ϕ_k) (a) en de contrastverhouding van een geoptimaliseerde TN bij een golflengte van 550 nm voorgesteld op een conoscopische plot (b).

Verticaal gealigneerde moleculen (Vertically Aligned Nematic) laten toe een zeer goede donkertoestand te bekomen, en dit over een grote invalshoek door het toevoegen van eenvoudige negatief dubbelbrekende optische compensators [42].

Bij Multi Domain technieken worden de optische eigenschappen in alle richtingen uitgemiddeld. De verschillende aligneringsrichtingen van de moleculen in de domeinen ontstaan door speciale foto gevoelige aligneringstechnieken.

Dit soort uitmiddeling kan ook in één enkel domeintje toegepast worden zoals in de Axially Symmetric Microcell techniek [43] waarbij elk beeldpunt een vierkante cel vormt, omringd door polymerische muren. Het axiaal symmetrisch directorpatroon in het beeldpunt is zeer effectief om grijsschaalinversie te voorkomen. Een ASM-techniek met negatieve diëlektrische anisotropie werd gebruikt in het 42 Inch Plasma Addressed LCD van Sharp, Sony en Philips [44].

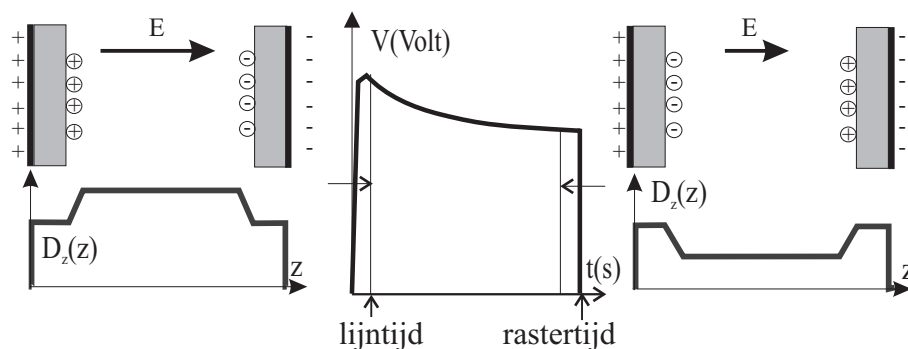
Een volledig andere techniek is In Plane Switching. Hierbij worden twee elektrodes op hetzelfde substraat aangebracht en schakelen de moleculen in het vlak. Het gebruik van laterale elektrische velden maakt deze technologie sterk verschillend van de voorgaande. De elektroden (10 tot 20 μm breed) zijn als in elkaar hakende vingers opgesteld. Een dergelijke structuur vertoont interessante diffractiepatronen ten gevolge van de laterale variaties [45]. De technologie levert een drastische verbetering van de kijkhoek op. Door de ontwikkeling van mengsels met hoge optische dubbelbreking en lagere rotationele viscositeit werd de schakeltijd vergelijkbaar met die van de gewone AM-LCD's. Een zwarte matrix is nodig om lichtlek rond de elektrodes te voorkomen. Dit beperkt enigszins de vulfactor. De techniek werd voorgesteld in 1972 [46] doch slechts in 1995 commercieel gerealiseerd door Hitachi [47]. De huidige technologie laat toe 18 inch schermen te vervaardigen waarbij zigzag-elektrodes de in meerdere domeinen verdeelde beeldpunten laten schakelen [48].

Het doorbreken van deze of gene technologie hangt sterk af van de kijkhoekeigenschappen maar ook van de kostprijs, de geschiktheid van de beschikbare materialen en de industriële ondersteuning ervan. Het kan dus moeilijk voorspeld worden welke technologie de overhand zal krijgen.

1.4 Ionentransport in vloeibare kristallen

Bij actieve-matrixaansturing wordt een lading aangebracht op het beeldpunt met de bedoeling de spanning constant te houden. Dit is echter niet het geval. Ten eerste treedt een zeer beperkte lek op van lading langsheen het schakelement. De tweede reden is de geleiding in het vloeibaar kristal. Deze geleiding is afkomstig van ongewenste onzuiverheden in het vloeibaar kristal. Onder invloed van het elektrisch veld zullen deze geladen deeltjes zich bewegen en tevens het veld beïnvloeden. De gevolgen hiervan zijn merkbaar op heel wat manieren.

In een actieve matrix daalt de diëlektrische verplaatsing in het vloeibaar kristal als de geladen positieve deeltjes zich verzamelen aan de negatieve elektrode en de geladen negatieve deeltjes zich verzamelen aan de positieve elektrode (zie figuur 1.10). Deze daling van de diëlektrische verplaatsing in de tijd leidt tot een daling van het elektrisch veld en dus eventueel tot een veranderende transmissie. Keert men het teken van de lading op de elektrodes om, dan zal de diëlektrische verplaatsing terug stijgen, wat opnieuw leidt tot een transmissieverandering. Dit optische verschijnsel heet in de literatuur ‘flicker’.



Figuur 1.10: De diëlektrische verplaatsing in het vloeibaar kristal is hoger aan het begin van de rastertijd dan aan het einde ervan. De spanning over het LCD daalt dan. De linkerfiguur geeft de situatie weer net na het opladen (lijntijd), de rechterfiguur geeft de situatie weer net voor het omkeren van de spanning weer (einde van de rastertijd).

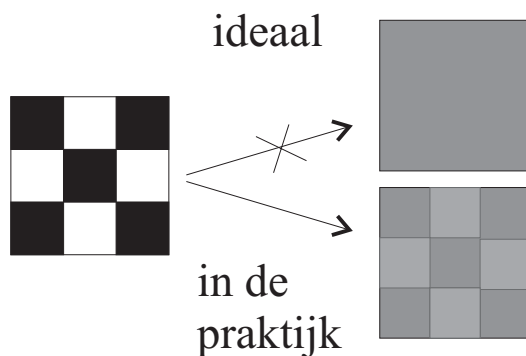
De effectieve spanning V_{rms} over het LCD blijkt dus lager te zijn dan de aangelegde spanning V gedurende de korte tijd dat het schakelement opent en de verhouding heet de Voltage Holding Ratio (die tot 98 % kan

bedragen bij industriële AM-LCD's)

$$VHR = 100 \cdot \frac{V_{rms}}{V} \% \quad (1.14)$$

In een passieve matrix blijkt er een lekstroom te lopen lang na het opladen van de beeldpuntcapaciteit. De verandering van de lading op de elektrodes wordt dan geïnduceerd door bewegende ionen in het vloeibaar kristal. Deze ionen verlagen het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag en de spanningsbron moet dan lading aanvoeren om de spanning constant te houden. Het effect van de ionen op het elektrisch veld en de capaciteit is reeds vrij lang bekend [49, 50, 51].

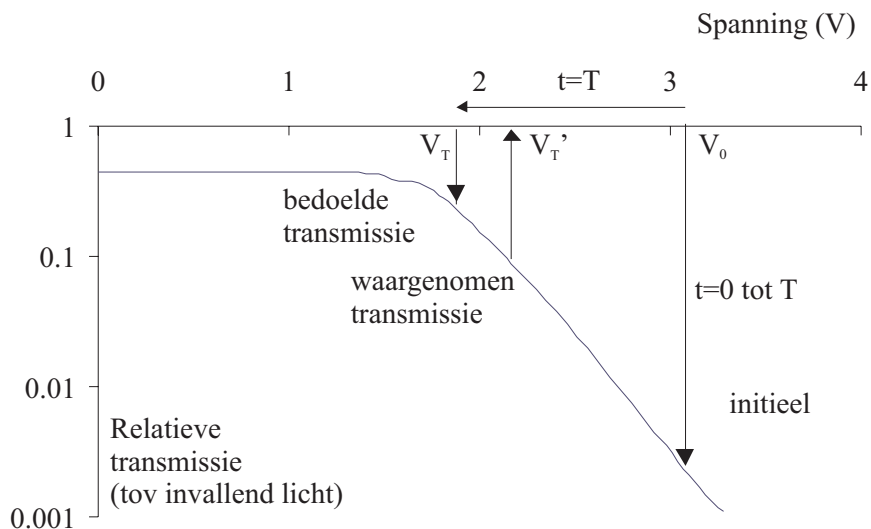
Deze verschijnselen zijn het gevolg van korte termijn ionentransport en werden uitvoerig bestudeerd tijdens het doctoraat van Chris Colpaert [27].



Figuur 1.11: Het verschijnsel van *image sticking*: een schaakbordpatroon dat lange tijd op het scherm getoond werd, is nog gedeeltelijk zichtbaar als het volledige scherm naar een spanning halfweg de donker- en de heldertoestand geschakeld wordt (50% grijsniveau).

Mijn onderzoek spitst zich echter toe op het lange termijn ionentransport en de asymmetrie in vloeibaar-kristalbeeldschermen. Als hetzelfde beeld gedurende lange tijd op een scherm aanwezig is en dan terug verwijderd wordt, blijkt er een restbeeld (*residual image*, *ghost picture*) achter te blijven dat gedurende geruime tijd de goede werking verstoort (zie figuur 1.11).

Dit verschijnsel noemt men *image sticking* of *image retention*. De situatie is geschetst in figuur 1.12. Initieel wordt het beeldpunt onder hoge AC-spanning aangestuurd. Als daarna teruggeschakeld wordt naar een lagere AC-spanning blijkt de waargenomen transmissie te verschillen van



Figuur 1.12: Elektro-optische respons van een geoptimaliseerd TN-LCD en het verschijnsel van *image sticking*. *Image sticking* geeft bij het afschakelen van een langdurig aanwezige donkertoestand (op ogenblik $t = T$) in plaats van de bedoelde grijswaarde (overeenkomend met V_T) een donkerder grijswaarde (overeenkomend met V_T').

de bedoelde transmissie. De gesimuleerde transmissie versus spanning karakteristiek van een 1^e minimum nematische cel is voorgesteld. De cel is $5 \mu\text{m}$ dik en gevuld met ZLI-4792. Hiervoor is de optische anisotropie Δn gelijk aan 0.0969 (bij 589 nm) en is de diëlektrische anisotropie $\Delta\epsilon$ gelijk aan 5.2.

Eén van de oorzaken van dit fenomeen ligt in een mogelijks asymmetrische aansturing. Het blijkt moeilijk te zijn een volledig DC-vrije aansturing te realiseren bij passieve matrix. Ook bij actieve matrix duikt een probleem op: bij het afschakelen van de schakeltransistor wordt lading geïnjecteerd in het kanaal. Dit leidt tot een DC-storing, die bovendien afhankelijk is van de lading aangebracht op het beeldelement. Daarom zal in dit werk veel aandacht besteed worden aan de invloed van DC-signalen op de goede werking van een beeldelement.

Asymmetrie komt ook sterk tot uiting bij reflectieve vloeibaar-kristalbeeldschermen. De aanwezigheid van aluminium- en ITO-contactlagen zorgt voor een netto DC-component in het elektrisch veld die optische effecten teweeg brengt, zowel op korte als op lange termijn.

1.5 Doelstellingen en overzicht van dit werk

Na dit inleidend hoofdstuk zal dieper ingegaan worden op de ionenproblematiek. Er wordt gestreefd naar een volledige karakterisatie van het lange termijn ionentransport en verificatie of uitbouw van de theorie van het korte termijn ionentransport.

De meest evidente vraag is uiteraard om welk soort ionen het gaat. Het blijkt dat de concentraties zodanig laag zijn dat elke chemische analysetechniek faalt.

Deze identificatie vormt geen doel op zich van dit doctoraat. De elektrische en optische meettechnieken laten evenwel toe de verstoringen van de goede werking in kaart te brengen. In het bijzonder wordt ernaar gestreefd het verband bloot te leggen tussen het fysisch en elektrochemisch gedrag van de ionen, de optredende stromen, de verstoring van het elektrisch veld en de daaruit resulterende langdurige optische fenomenen.

Hoofdstuk twee zal eerst het reeds gekende korte termijn ionenonderzoek bespreken. De basisvergelijkingen worden opgesteld. De meettechnieken worden uiteengezet en een originele, mogelijke verklaring voor een opduikend meetprobleem wordt uiteengezet. Vervolgens zullen zelf ontwikkelde technieken naar voor gebracht worden die toelaten de asymmetrie in de vloeibaar-kristalcel te karakteriseren. Tot slot worden het herontwerp en de karakterisatie van de lage ruis stroomversterker eveneens kort besproken.

Hoofdstuk drie gaat dieper in op het *image sticking* fenomeen. Een nieuw ontwikkelde meetsequentie wordt voorgesteld en de resultaten worden uitgebreid besproken met behulp van de technieken uit hoofdstuk twee.

Hoofdstuk vier behandelt het optreden van asymmetrische effecten in reflectieve vloeibaar-kristalbeeldschermen. De analysemethoden voor de asymmetrie in de optische reflectie blijken interessante resultaten te geven.

In de hierop volgende hoofdstukken wordt dieper ingegaan op de fysische oorzaak van *image sticking*.

Hoofdstukken vijf en zes geven uitgebreid aandacht aan het opmeten van de lange termijn ionenstromen. De opgemeten S-vormige I - V -curven blijken gerelateerd te zijn aan het optreden van generatie en recombinitie. De invloed van de structuur van het LCD op deze fenomenen wordt eveneens besproken. Originele bijdragen zijn hier de verklaring van de helling van de S-curve, de waarneming van V_c in de S-curve en de verklaring voor de machtswet aanwezig in de I - t -curven.

In hoofdstuk zeven wordt een volledig nieuwe richting aangeduid voor verdere evolutie van het ionenonderzoek. De verklaring voor de gevonden machtswet blijkt immers uiterst verstrekkende gevolgen te hebben.

Het afsluitende hoofdstuk acht zet de resultaten van dit doctoraat nog eens op een rijtje.

Hoofdstuk 2

Korte termijn ionentransport en Asymmetrie

De aanwezigheid van geladen deeltjes in een vloeibaar-kristalbeeldscherm leidt tot ernstige verstoringen van de elektro-optische werking. De spanning wordt slechts gedurende korte tijd vastgehouden (de lijntijd of 'line-time') en de ladingen kunnen bewegen gedurende de volledige rastertijd ('frame-time') tot de volgende opfrisbeurt. Zeer minieme hoeveelheden lading kunnen dan de spanning over een beeldpunt beïnvloeden en bijgevolg de optische werking. Dit probleem heeft geleid tot de ontwikkeling van zeer zuivere mengsels met weerstandswaarden van 10^{12} tot $10^{14} \Omega\text{cm}$.

De basis van het korte termijn ionentransport wordt in dit hoofdstuk aangebracht. Er wordt eveneens op een originele manier een oplossing voorgesteld van het 'bultprobleem'.

Bovendien wordt het begrip asymmetrie ingevoerd. Een vernieuwde behandeling van de transiënt- en regimestroom zal in de verdere hoofdstukken helpen bij de interpretatie van asymmetrische stroommetingen. De behandeling van de transmissie- en reflectiefenomenen geeft eveneens aanduidingen over de aanwezige asymmetrie.

2.1 Het VHR-experiment

In dit proefschrift wordt ééndimensionaal ionentransport ondersteld. In de praktijk is dit nauwelijks een beperking gezien de laterale afmetingen van een beeldpunt grootte-orde verschillen van de transversale afmetin-

gen. Enkel in speciale configuraties zoals IPS of ASM spelen meerdere dimensies een belangrijke rol.

Dit betekent dat het elektrisch veld \mathbf{E} loodrecht op het substraat staat.

$$\mathbf{E} = E_z(z)\mathbf{e}_z \quad (2.1)$$

Ionentransport wordt duidelijk waargenomen bij het opmeten van de Voltage Holding Ratio van een vloeibaar-kristalcel [27]. Als de resistiviteit van de cel oneindig was, zou het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag constant zijn (Wet van Gauss) zolang de drempelspanning niet overschreden wordt. Ook de spanning over de cel zou dan niet veranderen in de tijd (VHR= 100%). Dit is echter niet het geval. Uit nadere analyse van het spanningsverval blijkt dat steeds het zelfde spanningsverval ΔV_{lc} wordt waargenomen. De tijd t_{trans} waarin deze daling gerealiseerd wordt hangt kwadratisch af van de dikte van de vloeibaar-kristallaag en is omgekeerd evenredig met de spanning. Bij een normale resistiviteit, constant in de tijd, zou de spanning echter exponentieel naar nul gaan en dit wordt experimenteel niet waargenomen.

De verklaring voor het spanningsverval komt van het transport van ionen in de vloeibaar-kristallaag. De ionen worden gekarakteriseerd door hun concentratie n (in $1/m^3$) en hun mobiliteit μ (in m^2/Vs). De ladingsdichtheid $Q = end_{lc}$ (in C/m^2) zal een tijd t_{trans} nodig hebben om de cel over te steken. Hierbij is:

$$t_{trans} = \frac{d_{lc}^2}{\mu V} \quad (2.2)$$

De driftsnelheid v_d van de ionen is immers gegeven door $\mu V/d_{lc}$ waarbij het elektrisch veld volgens de z -richting constant ondersteld wordt in de vloeibaar-kristallaag.

Eens de ladingen volledig gescheiden zijn (zie figuur 1.10), is het net alsof de ladingsdichtheid Q_{el} op de elektrodes gedaald is met de ladingsdichtheid Q van de ionen. Als C_{lc} de capaciteit van de vloeibaar-kristallaag per eenheidsoppervlakte is (in F/m^2), wordt gevonden:

$$Q_{el} - Q = C_{lc}(V - \Delta V_{lc}) \quad (2.3)$$

De gescheiden ladingen laten het elektrisch veld dalen gezien ze zelf een veld opwekken dat tegengesteld is aan het veld opgewekt door de aangebrachte lading. Dit tegenwerkend veld leidt tot het waargenomen

spanningsverval ΔV_{lc} . ΔV_{lc} is dan eenvoudig gegeven door:

$$\Delta V_{lc} = \frac{Q}{C_{lc}} \quad (2.4)$$

De ladingsdichtheid die nodig is om bij volledige ladingsscheiding het veld op nul te brengen, bepaalt de ruimteladingslimiet of Space Charge Limit (hier voor de eenvoud berekend met V onder de drempelspanning V_{THR}):

$$Q_{SCL} = C_{lc}V = \frac{\epsilon_0\epsilon_{lc}V}{d_{lc}} \quad (2.5)$$

Deze waarde geeft aan of de aanwezige concentratie belangrijk genoeg is om het elektrisch veld te verstoren en dus ook de transmissie of reflectie te wijzigen.

2.2 Ruimteladingslimiet: de algemene situatie

De voorgaande behandeling verandert indien ook de geleiding in de aligneringslagen in rekening gebracht wordt of indien er directe aansturing optreedt. De schematische figuur 2.1 geeft de situatie weer als er tevens lek kan optreden doorheen de aligneringslagen. Ten gevolge van de lek doorheen de aligneringslagen kan de lading Q_l op de linkerelektrode verschillend zijn van de lading Q_r op de rechterelektrode. De ladingen en spanningen zijn bovendien tijdsafhankelijk. De ruimteladingslimiet is echter enkel van nut als de lek op nul gebracht wordt. Hierbij is $Q_l = Q_r = Q_{el}$ en $V_{al,l} = V_{al,r} = V_{al}$.

In dat geval geldt:

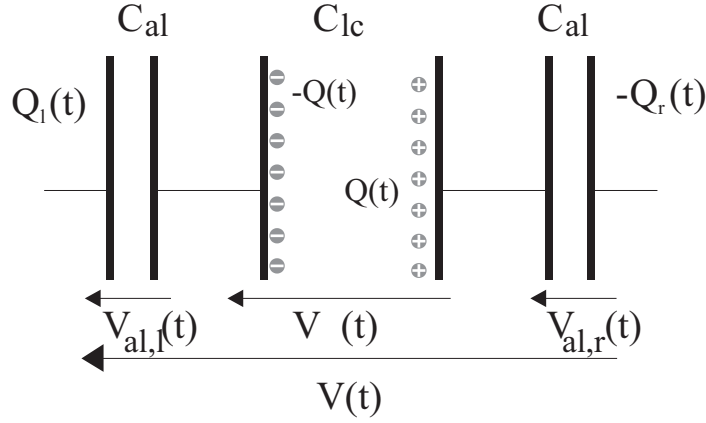
$$V_{lc}(t) + 2V_{al}(t) = V(t) \quad (2.6)$$

$$\frac{2Q_{el}(t)}{C_{al}} + \frac{Q_{el}(t) - Q(t)}{C_{lc}} = V(t) \quad (2.7)$$

waarbij het aantal gescheiden ionen $Q(t)$ initieel nul ondersteld wordt. V_{lc} en V_{al} zijn respectievelijk de spanningsval over de vloeibaar-kristallaag en één aligneringslaag.

Bij actieve-matrixaansturing is de lading Q_{el} constant en is de ruimteladingslimiet bepaald door $V_{lc} = 0$. De spanning over de vloeibaar-kristallaag moet nul worden:

$$Q_{SCL,AM} = \frac{C_{lc}C_{al}V(0)}{C_{al} + 2C_{lc}} \approx C_{lc}V(0) \quad (2.8)$$



Figuur 2.1: De ladingen in een vloeibaar-kristalcel.

De ionen worden door een dun aligneringslaagje gescheiden van de elektrodes. De veroorzaakte afscherming of daling van het elektrisch veld vergroot ten opzichte van de situatie zonder aligneringslaag. Gezien C_{al} veel groter is dan C_{lc} vindt men toch nagenoeg de klassieke ruimteladingslimiet terug.

Bij directe of passieve-matrixaansturing is de ruimteladingslimiet veel groter, de spanningsbron kan immers lading aanvoeren om de veldvermindering ten gevolge van de ionenscheiding teniet te doen. Het veld in de vloeibaar-kristallaag valt dan pas op nul als de volledige spanning over de aligneringslagen ligt. Dit geeft:

$$Q_{SCL,PM} = C_{al}V/2 \quad (2.9)$$

Het valt meteen op dat $Q_{SCL,PM} > Q_{SCL,AM}$. Bij actieve matrix is *image sticking* dus in principe een groter probleem dan bij directe of passieve-matrixaansturing gezien de hoeveelheid ionen die nodig is om het elektrisch veld te beïnvloeden typisch veel kleiner is. In echte beeldschermen wordt dan ook een parallelle opslagcapaciteit C_{st} (*st* voor 'storage') voorzien die een VHR van 10% naar 90% kan opkrikken. Dit betekent wel dat de aansturing meer lading moet kunnen toevoeren.

Het onderzoek naar ionentransport wordt in de praktijk voornamelijk bij directe aansturing gedaan omdat hier de stroom kan gemeten worden, die belangrijke informatie bevat over het gedrag van de ionen. De analyse van de stroom zal besproken worden in de volgende paragraaf.

Q is hier tijdsafhankelijk. Dit zijn bijvoorbeeld mobiele ionen (korte termijn ionentransport). In de praktijk kunnen ook nagenoeg ‘tijdsafhankelijke’ ionenscheidingen voorkomen. Dit zijn ‘trage’ verschijnselen die leiden tot *image sticking* (lange termijn). Deze tijdsafhankelijke ionenscheiding, Q_{lc} , kan ook een gevolg zijn van een verschil in elektrodematerialen (reflectieve LCD’s), een verschil in het gedrag van de ionen met betrekking tot de aligeringslagen en andere oorzaken. Dit zal verder besproken worden.

2.3 Transiënt- en regimemetingen

Transiëntmetingen

In de literatuur zijn vaak benaderende formules voor de stroom in gebruik die geïnspireerd zijn op een quasi-exponentiële afname [52].

In de eendimensionale situatie kan gesteld worden dat de ionen zich enkel in de richting loodrecht op de substraten verplaatsen. Dit is de z -richting uit figuur 1.4. Een correctere theorie stelt dan dat de lokale stroomdichtheid $\mathbf{J}(z, t)$ is opgebouwd uit lokale ionaire stroomdichtheden $\mathbf{J}_i(z, t)$ voor alle ionsoorten i . $\mathbf{J}_i(z, t)$ bestaat uit een driftterm en een diffusieterm [27]. Hierbij is de lokale concentratie $n_i(z, t)$ en de mobiliteit is $\mu_i(z, t)$:

$$\mathbf{J}(z, t) = \sum_i \mathbf{J}_i(z, t) = \left(\sum_i e \mu_i(z, t) n_i(z, t) E(z, t) \mp e D_i(z, t) \frac{\partial n_i(z, t)}{\partial z} \right) \mathbf{e}_z \quad (2.10)$$

De sommatie gaat hierbij over alle in de kristallaag aanwezige ionsoorten waarbij het minteken moet gebruikt worden voor positief geladen ionen en het plusteken voor negatieve ionen. De mobiliteit μ en de diffusieconstante D van de ionen zijn verbonden door de relatie van Einstein (met k de constante van Boltzmann, e de elementaire lading en T de temperatuur in Kelvin):

$$D_i(z, t) = \mu_i(z, t) \frac{kT}{e} \quad (2.11)$$

De verhouding kT/e is ongeveer 25 mV bij 25° C.

Meestal zal onder de drempelspanning gemeten worden. De mobiliteit van de ionen is dan de mobiliteit loodrecht op een vloeibaar-kristalmolecule, μ_{\perp} (de tilt θ is 0°). De mobiliteit is eigenlijk gegeven

door een uniaxiale diagonaaltensor in het hoofdassenstelsel. Deze tensor is gerelateerd aan de driedimensionale uitbreiding van de driftsnelheid van de ionen $\mathbf{v}_d = \bar{\mu} \mathbf{E}$ daar waar de driftsnelheid in een homogeen medium gegeven wordt door $v_d = \mu E$. De mobiliteit is afhankelijk van de tilthoek θ . De mobiliteit volgens de z -richting kan dan beschreven worden door:

$$\mu_i(z, t) = \mu_{i,\perp} \cos^2 \theta(z, t) + \mu_{i,\parallel} \sin^2 \theta(z, t) \quad (2.12)$$

De anisotropie in de mobiliteit wordt dan beschreven door:

$$\rho_\mu = \frac{\mu_{i,\parallel}}{\mu_{i,\perp}} \quad (2.13)$$

$$\Delta \mu_i = \mu_{i,\parallel} - \mu_{i,\perp} \quad (2.14)$$

Voor de meeste vloeibare kristallen geldt dat de mobiliteit langsheen de director groter is dan de mobiliteit er loodrecht op. Over de grootte van de anisotropie valt echter te discussiëren. In referentie [27] worden, door gedetailleerde vergelijking van experiment en simulatie, waarden tussen 1.8 tot 2.5 bekomen. Desalniettemin houden de meeste literatuurbronnen het op waarden van 1.2 tot 1.5. In paragraaf 2.5 wordt hier verder op ingegaan.

Door vergelijking 2.10 te combineren met het behoud van lading wordt de ionaire bewegingsvergelijking gevonden (de plaats- en tijdsafhankelijkheden worden voor de eenvoud weggelaten):

$$\mp \frac{\partial J_i}{\partial z} = e \frac{\partial n_i}{\partial t} = \mp e \frac{\partial}{\partial z} (\mu_i n_i E) + e \frac{\partial}{\partial z} (D_i \frac{\partial n_i}{\partial z}) \quad (2.15)$$

waarbij het minteken voor de positieve ladingen geldt en het plusteken voor de negatieve.

De normale meetprocedure bestaat uit een transiëntmeting en enkele regimemetingen. In de transiënttechniek wordt de cel eerst kortgesloten gedurende een tiental seconden. Dit heeft tot gevolg dat de ladingen zich homogeen in de vloeibaar-kristallaag verdelen. Dan wordt een spanning onder de drempelspanning V_{THR} aangelegd. De ionen zullen nu met hun driftsnelheid v_d naar de rand bewegen. Per tijdseenheid komt hierbij dezelfde hoeveelheid lading toe aan de aligneringslaag. Dit geldt tot de ionen aan de andere zijde aankomen. Dit gebeurt bij de transittijd t_{trans} .

Als de totale concentratie beneden de ruimteladingslimiet ligt, zal dit leiden tot een lineair dalende stroom. De stroomdichtheid, afkomstig van

één mobiele ionsoort (initieel homogeen verdeeld), wordt dan gegeven door:

$$J(t) = e\mu n \frac{V_{lc}}{d_{lc}} \left(1 - \frac{t}{t_{trans}}\right) \quad t < t_{trans} \quad (2.16)$$

$$J(t) = 0 \quad t > t_{trans} \quad (2.17)$$

De minimale invloed van de aligneringslagen kan hierbij in rekening gebracht worden. Een deel van de spanning valt immers over de aligneringslaag. Door eenvoudige spanningsdeling wordt gevonden dat:

$$V_{lc} = \frac{C_{al}}{C_{al} + 2C_{lc}} V = \kappa V \quad (2.18)$$

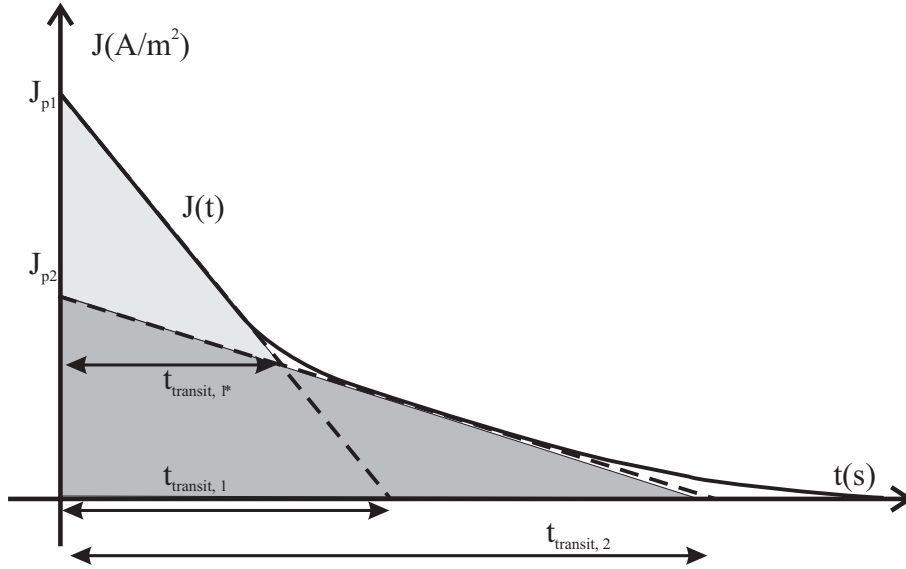
Bij aanwezigheid van meerdere ionsoorten wordt een stuksgewijs lineair dalende stroom opgemeten (zie figuur 2.2). Door rechten te fitten aan de opgemeten stroom kunnen de transittijden $t_{trans,1}$ en $t_{trans,2}$ van de snelste en de tragere ionsoorten bekomen worden. De bepaling van de tragere ionsoort laat dan toe een betere schatting $t_{trans,1*}$ te maken van de transittijd van de eerste soort. Uit de transittijden kunnen de mobiliteiten van de verschillende ionsoorten geschat worden met behulp van vergelijking 2.2. De ionenconcentraties kan dan eveneens geschat worden door de oppervlakten onder de verschillende driehoeken te berekenen.

Voor de schatting van de concentratie van de eerste ionsoort geldt dan:

$$n_1 = \frac{(J_{p1} - J_{p2})t_{trans,1*}}{e \cdot d_{lc}} \quad (2.19)$$

Deze formule volgt uit het feit dat de oppervlakte onder het driehoekige stroomprofiel uit figuur 2.2 overeen komt met een gemiddelde verplaatsing van elk ion over de halve vloeibaar-kristallaag. Hierbij wordt ondersteld dat de mobiliteiten van de verschillende ionsoorten ver genoeg uit elkaar liggen, zodat vergelijking 2.19 een goede benadering vormt.

Als de totale ladingsconcentratie boven de ruimteladingslimiet ligt (sterke contaminatie of hoge temperatuur), wordt de vorm van de transiëntstroom drastisch beïnvloed door de invloed van de ionen op het elektrisch veld. Het lineaire karakter gaat verloren. In dit geval kunnen de concentraties en mobiliteiten enkel bepaald worden door het accuraat fitten van metingen en simulaties.



Figuur 2.2: De transiëntmeting laat toe de mobiliteit en de concentratie van de aanwezige ionsoorten te bepalen.

Regimemetingen

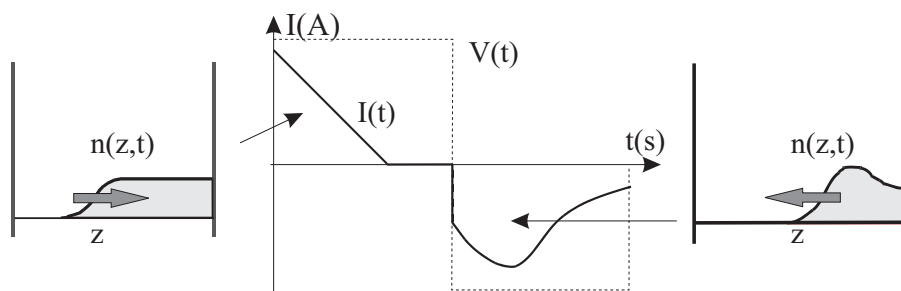
Bij het omkeren van de spanning zouden de ionen met constante snelheid naar de overzijde kunnen bewegen. Dit zou moeten leiden tot een constante stroomdichtheid. In de meest eenvoudige situatie zijn de aligeringslagen perfecte isolatoren en is de ionaire stroomdichtheid dicht bij de aligeringslagen nul, alle ionen blijven in het vloeibaar kristal.

Een constante stroom blijkt echter niet opgemeten te worden. Als de spanning omgekeerd wordt, treedt een stroombult op (zie figuur 2.3). Dit gedrag wordt best beschreven door een trapping model. Hierbij is de stroombult het gevolg van een adsorptie en desorptieproces aan de rand van de vloeibaar-kristallaag met de aligeringslaag. Aan de randen (in 0 en d_{lc}) zijn oppervlakte ionenconcentraties σ_0 en σ_d aanwezig (in C/m^2). Bart Maximus modelleerde dit proces en baseerde zich daarbij op het onderzoek van Vaxivière [53], Yamashita [54] en Yanagisawa [55]. De aangekomen ionen worden vastgehecht aan de wand met vangstconstante k_{tr} (in m^3/s) en losgelaten met ontsnappingstijd τ_{tr} (in s):

$$J_i(0) = -\frac{\partial \sigma_0}{\partial t} = \frac{\sigma_0}{\tau_{tr,i}} \mp ek_{tr,i}n_i(0) \quad (2.20)$$

$$J_i(d) = \frac{\partial \sigma_d}{\partial t} = -\frac{\sigma_d}{\tau_{tr,i}} \pm ek_{tr,i}n_i(d) \quad (2.21)$$

Het blijkt dat deze randvoorwaarden geen bult in de transiëntstroom veroorzaken gezien de verhouding getrapte ionen tot vrije ionen erg klein is [27]. Als alle ionen echter allemaal van aan de rand vertrekken is deze verhouding veel groter. De regimesituatie is hierin dus fundamenteel verschillend van de transiëntsituatie. De ionen vertrekken pas als ze losgelaten zijn (met ontsnappingstijd τ_{tr}) en dit geeft aanleiding tot de regimebult. De trappingsvergelijkingen 2.20 werden door Chris Colpaert uitgebreid onderzocht. Verdere uitwerking werd gedaan door Bart Verweire die op zoek ging naar een nog betere overeenstemming tussen experiment en simulatie. Het blijkt immers dat de vangstconstante k_{tr} en de ontsnappingstijd τ_{tr} niet echt constant zijn doch respectievelijk evenredig en omgekeerd evenredig met het gebruikte elektrische veld. Dit is nodig omdat de opgemeten vorm van de regimestroom bij verschillende spanningen behouden blijft.



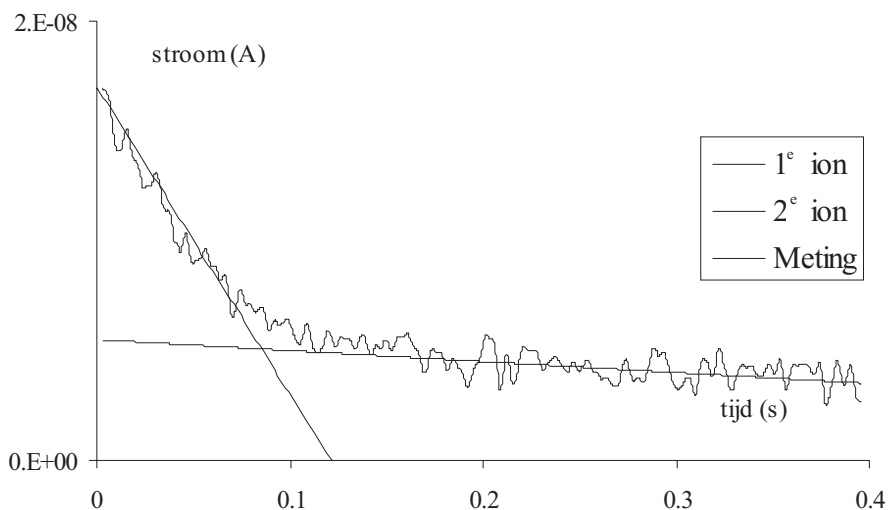
Figuur 2.3: De schematische voorstelling van de ionenbewegingen gedurende de transiënt en regime. Het trappingsverschijnsel verhindert de ogenblikkelijke terugkeer naar de overkant.

De feitelijke oorzaak van het trappingsfenomeen wordt toegeschreven aan een soort van fysische en chemische aantrekkingskracht. Dit kon de veldafhankelijkheid verklaren, het elektrisch veld dicht bij de aligneringslagen zou verantwoordelijk zijn voor de snelheid waarmee de ionen worden losgelaten. Het gebruik van Van der Waals potentiaalputten in de buurt van de aligneringslagen kon de simulaties licht verbeteren [56].

In paragraaf 2.5 zal een originele bijdrage geleverd worden om het probleem dichter bij een oplossing te brengen.

2.4 De ioneninhoud van een symmetrische cel

De bestudeerde cel is gevuld met ZLI-4757, wat een mengsel is met een lage diëlektrische anisotropie $\Delta\epsilon = 0.6$. Dit vloeibaar kristal heeft een erg hoge drempelspanning van 5.75 V. De dikte van de cel bedraagt $8 \mu\text{m}$. Met behulp van de temperatuurstabilisator en de lage ruis stroomversterker wordt de concentratie en de mobiliteit in functie van de temperatuur bepaald. Hiertoe worden transiëntmetingen uitgevoerd. Aan de transiëntstroom worden rechten gepast [57]. Dit wordt getoond op figuur 2.4.

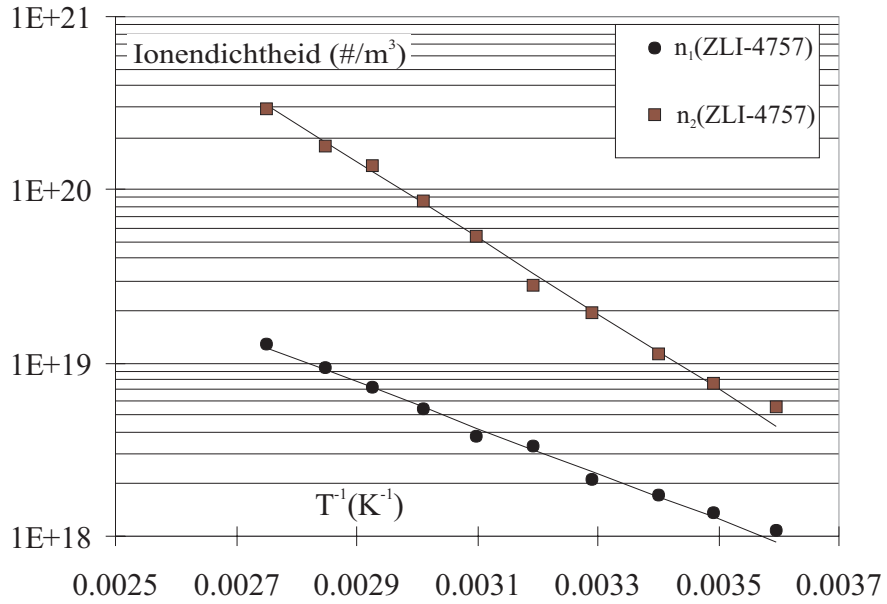


Figuur 2.4: De transiëntmeting bij 20°C en 5 V voor een cel gevuld met ZLI-4757. De cel is $8 \mu\text{m}$ dik.

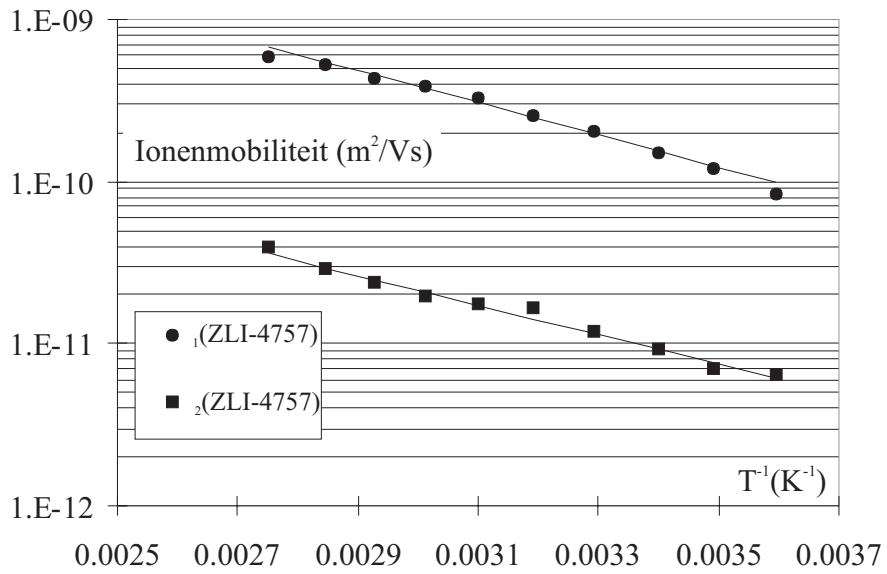
De ionenconcentraties $n(T)$ blijken te voldoen aan een Arrheniusrelatie (zie figuur 2.5) wat erop duidt dat ze afkomstig zijn van chemische dissociatie van neutrale moleculen. De temperatuursafhankelijke concentratie $n(T)$ voldoet dus aan:

$$n(T) = n_0 e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (2.22)$$

Het blijkt echter dat de waargenomen ionsoorten niet van eenzelfde dissociatiereactie afkomstig zijn. De activeringsenergieën E_a van de twee ionsoorten zijn immers verschillend evenals hun concentraties:



Figuur 2.5: De concentratie van de snelste en de tragere ionensoort als functie van de temperatuur.



Figuur 2.6: De mobiliteit van de snelste en de tragere ionensoort als functie van de temperatuur.

$$E_a(n_1) = 320 \text{ meV} \quad (2.23)$$

$$E_a(n_2) = 260 \text{ meV} \quad (2.24)$$

De viscositeit η van het vloeibaar kristal vertoont eveneens een Arrhenius-relatie in functie van de temperatuur. De activeringsenergie ε_a horend bij η is meestal van de orde van enkele honderden meV. De zogenaamde ‘wet van Walden’ relateert de viscositeit aan de mobiliteit van de ionen μ_i :

$$\mu_i \eta = \frac{e}{6\pi R_i} \quad (2.25)$$

Hierbij is R_i de schijnbare straal van de ionen.

De ionenmobiliteit voldoet dus eveneens aan een Arrhenius-relatie. De geldigheid van de wet van Walden en de hierbij gebruikte schijnbare straal R_i van de ionen werden reeds behandeld [27, 58].

Het is dan de activeringsenergie ε_a van de viscositeit die opgemeten wordt in temperatuursafhankelijke metingen van de mobiliteit.

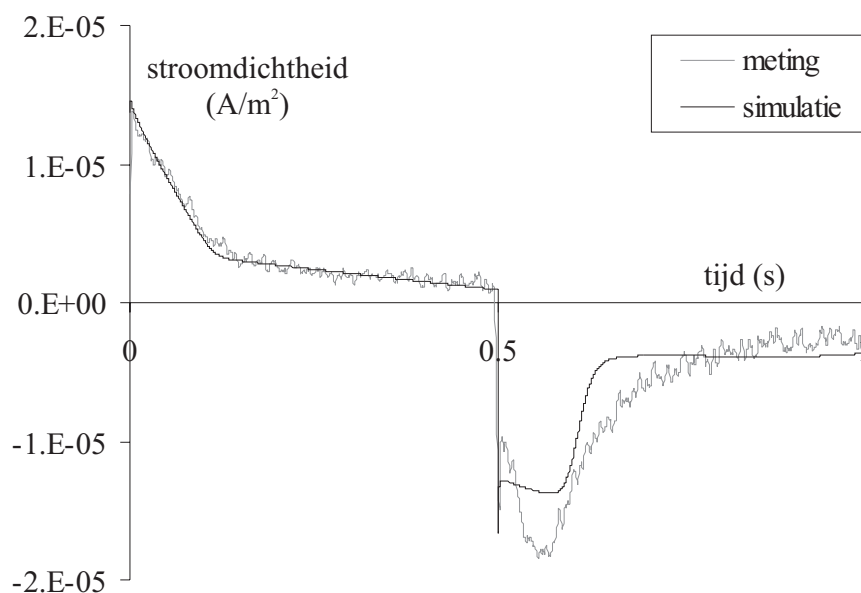
De ionen hebben sterk verschillende mobiliteiten (zie figuur 2.6) doch inderdaad een gemeenschappelijke activeringsenergie ε_a , die hier ongeveer 190 meV bedraagt.

2.5 De aanwezigheid van Williams-domeinen

Het probleem van de positie van de bult in de regimestroom zal hier diepgaander behandeld worden. Er is een zeer goede fit bereikt tussen experiment en simulatie, gedurende de transiëntperiode (zie bv. figuur 2.7). De exacte positie van de bult in regime blijft echter een probleem.

Een voorbeeld van de transiëntstroom en de regimebult is gegeven in figuur 2.7. De cel is 8 μm dik en gevuld met ZLI-4757. De aangelegde spanning is 8 V_{pp} met frequentie 1 Hz. De ionendistributie is homogeen op $t=0$. De hoeveelheid getrapte ionen is dan verwaarloosbaar en er is geen bult zichtbaar in de transiëntstroom. Bij de start van de tweede puls op $t=0.5$ s, zijn de meeste ionen aan de aligneringslagen verzameld en dit veroorzaakt een bult in de stroom bij de omkering van de spanning. De stijging van de stroom is te wijten aan het vrijkomen van ionen terwijl de erna volgende daling het gevolg is van de aankomst van de ionen aan de overzijde.

De diffusie zorgt ervoor dat sommige ionen sneller toekomen dan de transitstroomdichtheid die gedurende de transiëntmeting waargenomen werd. De ionengradiënt is inderdaad hoog dicht bij de aligneringslagen. De ionen gaan dus sneller dan wanneer er enkel drift zou zijn. De gecombineerde effecten van diffusie en trapping zorgen voor een bult in de regimesimulatie op een tijdstip dat meestal meer dan 70% van de transitstroomdichtheid bedraagt. De metingen vertonen een bult op een tijdstip van 50% of zelfs minder van de transitstroomdichtheid. Dit is een fundamenteel probleem: de ionen verschijnen in de *regimesimulatie* merkbaar sneller aan de overzijde dan in de *transiëntmeting*.

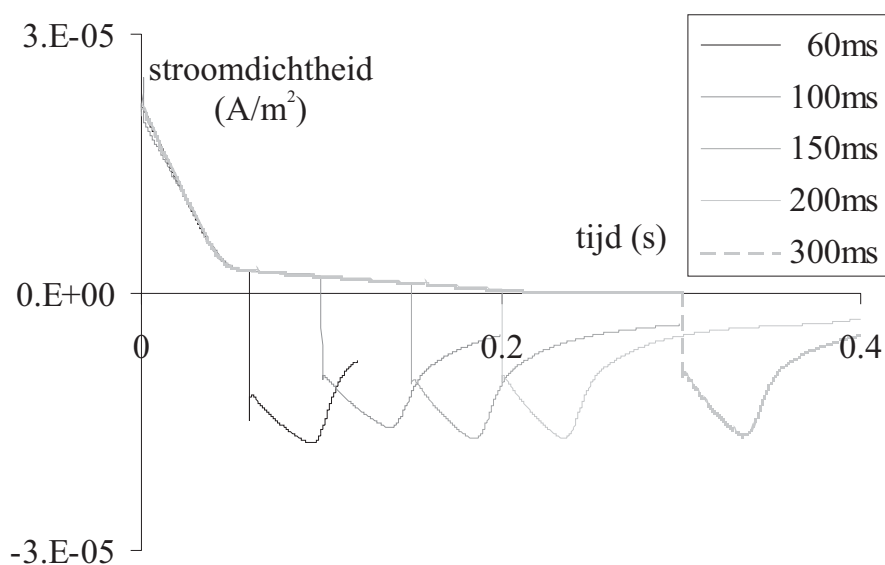


Figuur 2.7: Meting en simulatie van de transiënt- en regimesstroomdichtheid met behulp van het trappingsmodel.

Een vaak verwaarloosde reden voor dit verschil tussen meting en simulatie is de invloed van de ionen met lagere mobiliteit. Deze zullen na de omkering van de spanning een extra veld veroorzaken dat de ionen sneller naar de overzijde brengt.

Dit effect kan vrij eenvoudig getest worden door de tragere ionen minder tijd te geven om dit versterkende veld op te bouwen (zie figuur 2.8). Het blijkt echter beperkt zijn: het tijdstip, waar de stroombult optreedt, kan hierdoor slechts enkele percenten van de transitstroomdichtheid vroeger komen.

Het vergroten van de concentratie tragere ionen, om het effect te versterken, veroorzaakt meer vervorming van de regimestroom en de bult komt uiteindelijk later omdat deze tragere ionen zelf aanleiding geven tot een (late) bult.



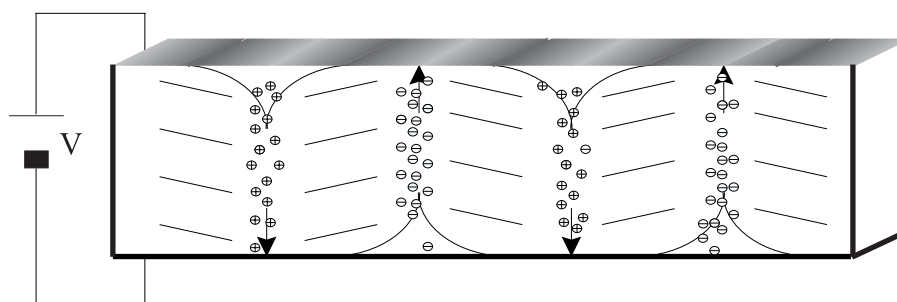
Figuur 2.8: Simulatie: de invloed van de tragere ionen op de positie van de bult. Hoe langer de transiëntpuls, hoe sneller de bult verschijnt.

Om de ongerijmdheid te verklaren, wordt teruggegrepen naar het ogenblik waarop het model ingevoerd werd. Enkele alternatieven zijn toen verworpen, ten voordele van het trappingsmodel: de invloed van de ruimteladingslimiet en de mogelijke distributie, aanwezig in de ionaire mobiliteit [27].

Het bestaan van de ruimteladingslimiet duidt op de invloed van de ionen op het elektrisch veld. Als de ionen in voldoende aantallen aanwezig zijn, dus minstens evenveel als de ruimteladingslimiet voor passieve matrix, kan de opgebouwde ionenspanning het elektrisch veld gevoelig verlagen of verhogen. Het feit dat de vorm van de regimebulten bijna onafhankelijk is van de spanning, duidt er op dat het zuiver overschrijden van één bepaalde limiet niet de hoofdoorzaak kan zijn.

Het bestaan van een distributie in de ionaire mobiliteit werd enigszins ontkracht door te stellen dat dit enkel kan boven de drempelspanning V_{THR} . De ionenbult treedt immers ook voor lage spanningen op.

Een volledig nieuwe onderstelling neemt toch een distributie in de ionaire mobiliteit in rekening bij spanningen onder de drempelspanning. Hiervoor kan de mogelijke kortstondige aanwezigheid van Williams-domeinen in de vloeibaar-kristallaag verantwoordelijk zijn. Dit kan, kortstondig, optreden na de omkering van de spanning. Deze domeinen komen reeds voor in het oorspronkelijke model voor ionentransport van Treiber en Kramer [60]. In een cel, met parallel gerubte aligneringslagen, geven deze domeinen aanleiding tot een regelmatig optisch patroon van witte en zwarte strepen loodrecht op de lange as van de moleculen (zie figuur 2.9) [22].



Figuur 2.9: De aanwezigheid van Williams-domeinen kan leiden tot de verschijning van witte en zwarte strepen op een homogene cel.

De oorzaak van de Williams-domeinen is het twee-dimensionaal Carr-Hellfrich-effect waarbij de positieve en negatieve ionen doorheen het vloeibaar kristal bewegen in aparte kanalen. Dit gebeurt bij voldoende lage frequenties (Low Frequency Limit) in het ‘conductieregime’. In dit regime hebben de ionen tijd genoeg om zich heen en weer te bewegen (zie figuur 2.9). De drempelspanning van de domeinen kan laag zijn (orde 1–10 V) en de spatiale periode is van de grootte-orde van de celdikte. De aanwezigheid van deze domeinen gedurende een regimemeting werd experimenteel bevestigd in nematische cellen [61]. Het blijkt dat deze domeinen aanleiding kunnen geven tot cirkelvormige diffractiepatronen in TN-cellen. De maximale intensiteit van deze patronen valt samen met het maximum in de stroom wat aantoont dat er een directe relatie bestaat tussen de deformatie van de vloeibaar-kristalstructuur en de ionenstroom.

Planaire vloeibaar-kristalmaterialen met lage positieve diëlektrische anisotropie $\Delta\epsilon$, zoals ZLI-4757, kunnen patronen vertonen beneden een frequentie van ongeveer 25 Hz wat ruim boven de gebruikte frequenties

van ongeveer 1 Hz ligt bij de gedane transiëntmetingen.

Als de ionen inderdaad bewegen in kanalen, is het dus mogelijk dat de echte mobiliteit niet langer bepaald wordt door de mobiliteit loodrecht op de moleculen maar ook door de hogere mobiliteit in de kanalen. Deze kan men beperkt onderstellen tot de mobiliteit parallel aan de moleculen.

De voorwaarde voor het ontstaan van kanalen is dat er genoeg ionen in beweging zijn. Hiertoe wordt een nieuwe formule voor de mobiliteit μ_i van de ionsoort i ingevoerd die rekening houdt met deze hoge ionendichtheid:

$$\begin{aligned} \mu_i(z) = & \mu_{i,\perp} \cos^2(\theta) + \mu_{i,\parallel} \sin^2(\theta) \\ & + \Delta\mu_i \cos^2(\theta) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{\sum_j n_j(z) - n_{drempel}}{a_{ref}}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

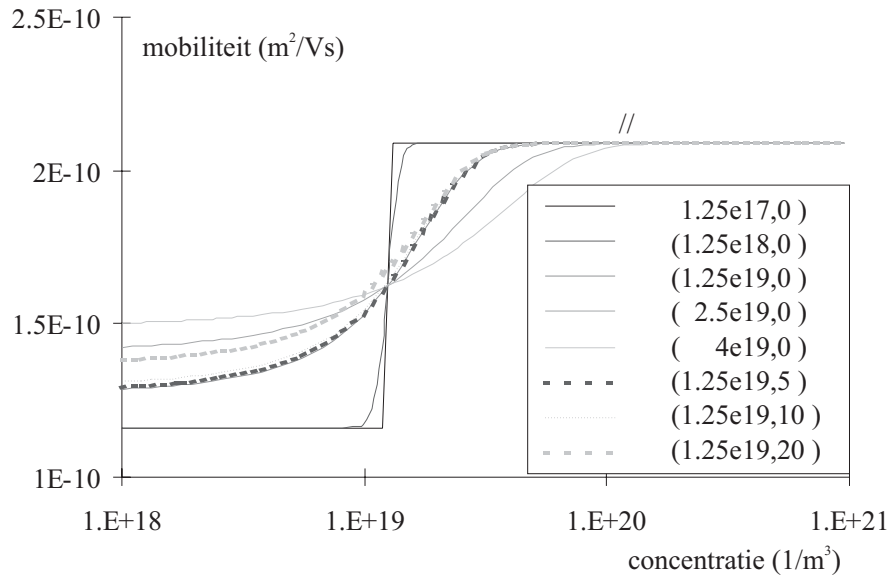
De eerste twee termen van vergelijking 2.26 werden reeds gebruikt in de originele simulatie. Bij lage ionendichtheid treedt dus de klassieke mobiliteit op uit vergelijking 2.12 waarbij rekening gehouden wordt met de tilt θ van de director.

Als de ionenconcentratie boven een limiet, $n_{drempel}$, gaat, wordt de lokale mobiliteit hoger als gevolg van de laatste term. De snelheid waarmee de mobiliteit toeneemt, wordt beschreven door a_{ref} . De variatie van de lokale mobiliteit gebeurt dus ten gevolge van de kanaalvorming onder de Freédericksz-drempelspanning. Figuur 2.10 geeft het verband weer tussen de lokale concentratie en resulterende mobiliteit, voor enkele gevallen van a_{ref} en de tilthoek θ . De waarden van a_{ref} en $n_{drempel}$ geven goede resultaten als ze beiden in de buurt van de ruimteladingslimiet gekozen worden (hier $1.25 \cdot 10^{19} / \text{m}^3$).

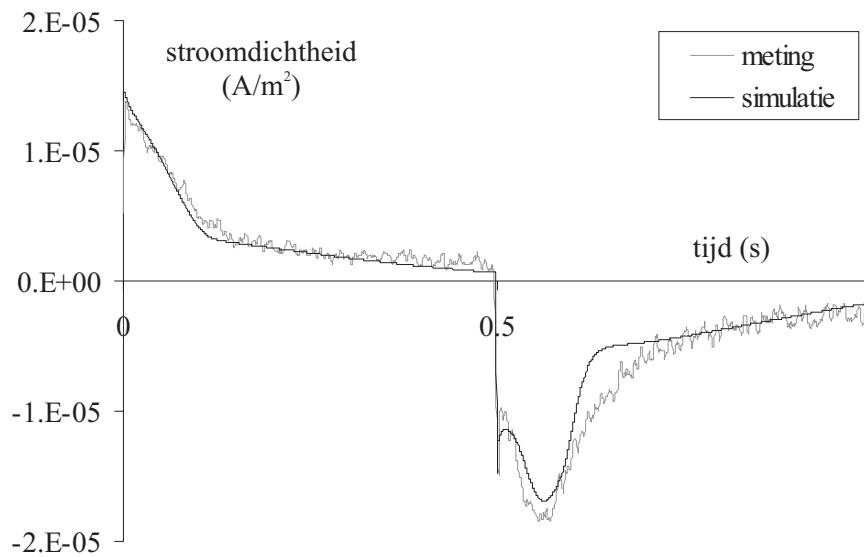
Het is nu zeer goed mogelijk dat gedurende de transiëntmeting de lokale ionenconcentratie laag blijft. De versnelling van de ionen als gevolg van de hoge concentratie treedt dan niet op. Bij regime, wanneer alle ionen als een ladingslaag naar de overkant trekken, treedt kanaalvorming op. De ionen zullen dus sneller aan de overzijde zijn.

Dit maakt een verbeterde simulatie mogelijk (zie figuur 2.11). De stroomstijging houdt nu niet alléén verband met het loskomen van de ionen van de rand. Ook het stijgen van de concentratie en het daardoor ontstaan van de domeinen vergroot de stroom. De stroomdaling na de bult zet zich door de hogere snelheid van de ionen vroeger in en de overeenstemming tussen meting en simulatie is beter.

Ook de vorm van de bult wordt symmetrischer door het model gezien het voornaamste effect plaats heeft voor het extremum in de



Figuur 2.10: Berekening van de mobiliteit $\mu(a_{ref}, \theta)$ als functie van de concentratie n , volgens vergelijking 2.26.



Figuur 2.11: Het gebruik van vergelijking 2.26 maakt een betere overeenstemming mogelijk dan aanwezig in figuur 2.7.

stroomdichtheid. Als enkel trapping aanwezig is, gebeurt de stroomstijging, net na het omkeren van de spanning, vaak te langzaam. Dit is bijvoorbeeld zichtbaar in figuur 2.7.

Hiermee is het laatste woord over het ‘bultprobleem’ nog niet gezegd. De hier voorgestelde ‘Williams-domeinen’ worden slechts als **mogelijke** fysische oorzaak naar voor geschoven om de waargenomen hogere mobiliteit te verklaren [62]. Toch geeft de bovenstaande formule reeds een goede aanduiding over wat er aan de hand kan zijn. De studie van het bultprobleem lijkt eerder zijn oplossing te vinden in de vloeibaar-kristallaag dan door verdere uitwerking van de randvoorwaarden van het trapping model. Het belang van betere simulaties van het gedrag van de ionen spreekt uiteraard voor zich.

2.6 Asymmetrie: definitie van V_c

Bij aanwezigheid van asymmetrie is de transiëntstroom niet symmetrisch voor positieve en negatieve spanningen. Tevens is de transmissie verschillend voor positieve en negatieve spanningen. Asymmetrie kan verschillende oorzaken hebben.

Een volledige ladingsscheiding kan optreden in de aligneringslaag, Q_{al} , of in de vloeibaar-kristallaag, Q_{lc} . Of, tengevolge van een gebrek aan symmetrie in de cel, kan een spanning V_{dc} over de cel staan. Dit is hier gesymboliseerd door een externe spanningsbron.

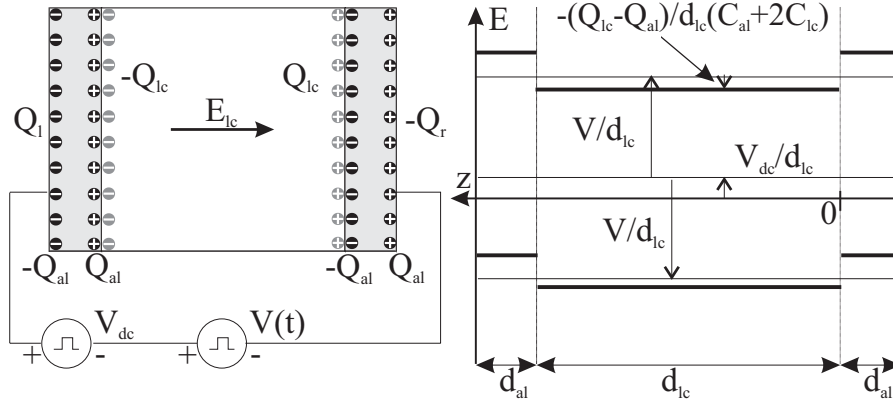
De invloed op het elektrisch veld E_{lc} in de vloeibaar-kristallaag van deze vormen van asymmetrie kan snel berekend worden (zie figuur 2.12) [63]:

$$E_{lc}(t) = \frac{C_{al}(V(t) + V_{dc}) - 2(Q_{lc} - Q_{al})}{d_{lc}(C_{al} + 2C_{lc})} \quad (2.27)$$

De asymmetrische spanning (of compensatiespanning) over de vloeibaar-kristallaag die door de asymmetrieën (V_{dc} , Q_{al} en Q_{lc}) wordt veroorzaakt, wordt V_c genoemd. Het begrip compensatiespanning komt van het feit dat een spanning V over de vloeibaar-kristalcel door V_c gecompenseerd wordt. Er geldt:

$$V_c = d_{lc}E_{lc} = \frac{C_{al}V_{dc} - 2(Q_{lc} - Q_{al})}{C_{al} + 2C_{lc}} \quad (2.28)$$

Het is duidelijk dat een ladingsscheiding in de aligneringslaag een verhoging van E_{lc} teweegbrengt, daar waar ladingsscheiding in de vloeibaar-



Figuur 2.12: Asymmetrie-oorzaken: ladingsscheidingen in de aligeringslaag Q_{al} en in het vloeibaar kristal Q_{lc} of een spanning V_{dc} tengevolge van een asymmetrische structuur: zij beïnvloeden het elektrisch veld. Hier is $V_c > 0$.

kristallaag E_{lc} verlaagt. In de praktijk worden ladingsscheidingen Q_{al} in de aligeringslaag weinig waargenomen [64, 65]. Indien het toch optreedt, gaat het waarschijnlijk om lading die weggelekt is doorheen een weinig resistieve aligeringslaag. Het hogere elektrische veld in de vloeibaar-kristallaag kan dan nog meer ladingslek veroorzaken wat zelfs kan leiden tot instabiele situaties [66].

De verstoring van het elektrisch veld kan erg klein zijn doch is voldoende om een asymmetrische (inhomogene) distributie van de ionen tot stand te brengen in de vloeibaar-kristallaag zelfs als een kortsluiting wordt aangelegd.

2.7 De invloed van asymmetrie

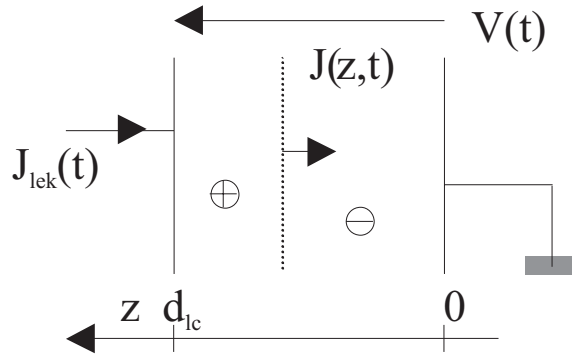
De inhomogene ionendistributie maakt het onmogelijk de transiënt-techniek rechtstreeks toe te passen. Indien toch de ionenconcentratie opgemeten moet worden, zou de asymmetrische spanning V_c kunnen gecompenseerd worden teneinde de homogene ionendistributie te veroorzaken. Vervolgens kan een transiëntmeting uitgevoerd worden met een gesuperponeerde DC-spanning V_c/κ . Hoewel dit in principe mogelijk is, vergt het de exacte kennis van V_c alvorens de meting uit te voeren.

Indien nu net een tijdsafhankelijke asymmetrie veroorzaakt wordt, maakt dit het nodig de compensatiespanning voor V_c tijdens het meten continu bij te stellen wat erg onpraktisch is. De informatie over de ioneninhoud moet ook bepaald kunnen worden als V_c niet a priori gekend is. Hiertoe wordt dan ook een alternatieve techniek voorgesteld die terugrijpt naar de basis van het ladingstransport.

2.7.1 De invoering van de ionenmomenten

De definitie van ionenmomenten laat toe de ladingsconcentratie in te schatten en de asymmetrie van de ionendistributie te kwantificeren. Zowel in transiënt als in regime kunnen hier zinvolle resultaten uit gehaald worden.

Transiënt ionenmomenten



Figuur 2.13: De situatie in een vloeibaar-kristalcel gedurende de spanningspuls.

De eendimensionale situatie wordt voorgesteld in figuur 2.13. Er wordt vertrokken van het behoud van lading en de wet van Gauss:

$$\partial J(z, t) / \partial z + \partial \rho(z, t) / \partial t = 0 \quad (2.29)$$

$$\rho(z, t) = \epsilon \epsilon_0 \partial E(z, t) / \partial z \quad (2.30)$$

Na één integratie over de vloeibaar-kristallaag geldt:

$$J(z, t) + \frac{\partial(-\epsilon \epsilon_0 \partial V(z, t) / \partial z)}{\partial t} = J_{iek}(t) \quad (2.31)$$

De lekstroom $J_{lek}(t)$ is de integratieconstante van vergelijking 2.31 gezien in de elektrodes D gelijk is aan nul. Een volgende integratie over de vloeibaar-kristallaag levert op dat, voor constante externe spanning, de lekstroom het gemiddelde is van de lokale ionenstromen. De factor κ uit vergelijking 2.18 beschrijft hierbij de invloed van de aligeringsslagen:

$$J_{lek}(t) = \frac{\kappa}{d_{lc}} \int_0^{d_{lc}} J(z, t) dz \quad (2.32)$$

De factor κ is in de meeste gevallen zeer dicht bij 1, de capaciteit van de aligeringsslagen is immers veel groter dan deze van de vloeibaar-kristallaag. κ wordt dan ook in de verdere bespreking niet meegerekend.

Een microscopisch bewijs voor de theorie van de ionenmomenten is gesteund op het theorema van Ramo. Het theorema van Ramo [67, 68, 69] geeft aan dat de verplaatsing van de ionen als externe ladingsverandering ervaren wordt:

$$\int_0^\infty J_{lek}(t) dt = \frac{1}{d_{lc}} \sum_i \int_0^\infty e v_i dt = \frac{1}{d_{lc}} \sum_i e d_i \quad (2.33)$$

Hierbij is v_i de snelheid van het i -de ion en d_i de totale verplaatsing ervan. Als een positieve spanning aangelegd wordt, zullen de positieve ionen op positie z een afstand z afleggen tot aan de elektrode en de negatieve een afstand $d_{lc} - z$. Voor een negatieve spanning zullen de positieve ionen een afstand $d_{lc} - z$ afleggen en de negatieve een afstand z (zie figuur 2.13). De diffusie wordt hier even buiten beschouwing gelaten.

Eerst wordt de cel kortgesloten, op tijdstip 0 wordt een positieve of een negatieve spanning aangelegd. Het positieve en het negatieve transiënt ionenmoment (in C/m²) op tijdstip t zijn de totale geïntegreerde stroomdichtheden vanaf t tot oneindig (zie figuur 2.14) [63]:

$$M^+(t) = \int_t^\infty J_{lek}^{+V}(t') dt' = \frac{e}{d_{lc}} \int_0^{d_{lc}} [z p(z, t) + (d_{lc} - z) n(z, t)] dz \quad (2.34)$$

$$M^-(t) = \left| \int_t^\infty J_{lek}^{-V}(t') dt' \right| = \frac{e}{d_{lc}} \int_0^{d_{lc}} [(d_{lc} - z) p(z, t) + z n(z, t)] dz \quad (2.35)$$

Deze formules kunnen ook afgeleid worden via de deeltjesstromen in de vloeibaar-kristallaag.

De definities van de transiënt ionenmomenten zijn dus bepaald als de lading vermenigvuldigd met de **afstand** die de ionen verwijderd zijn

van overstaande elektrodes die ze zouden bereiken als er geen diffusie was. Deze keuze betekent dat het moment daalt vanaf de situatie op $t = 0$ tot de eindsituatie. Het moment gedraagt zich dus min of meer als een positief definitie potentiële energie in een systeem dat naar een evenwichtssituatie gaat.

De definities van de transiënt ionenmomenten houden ook verband met de klassieke definitie van het moment van ladingen zijnde:

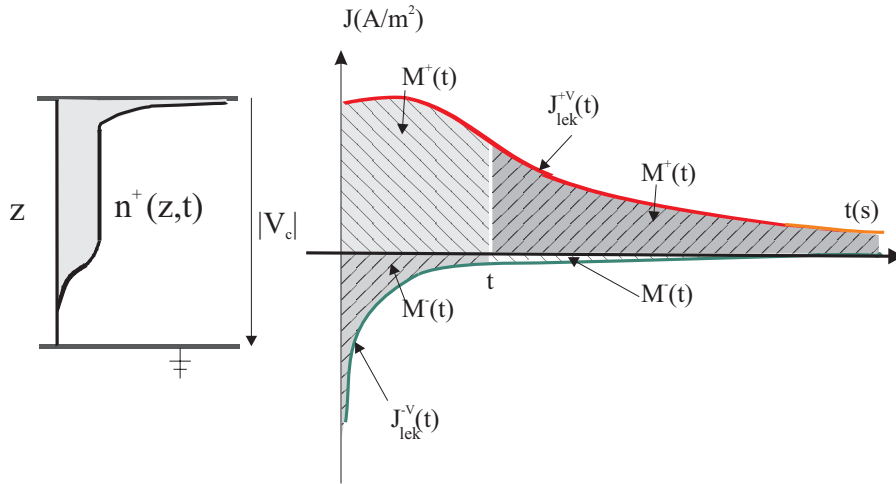
$$\frac{e}{d} \int_0^d z(p(z, t) - n(z, t)) dz \quad (2.36)$$

De klassieke definitie refereert de ladingen ten opzichte van hun plaats. Het transiënt ionenmoment gebruikt hun afstand tot de elektrodes.

$\Delta M^+(t)$ en $\Delta M^-(t)$ beschrijven de veranderingen die in het moment plaatsvinden tussen het tijdstip 0 en het tijdstip t :

$$\int_0^t J_{lek}^{+V}(t') dt' = M^+(0) - M^+(t) = \Delta M^+(t) \quad (2.37)$$

$$|\int_0^t J_{lek}^{-V}(t') dt'| = M^-(0) - M^-(t) = \Delta M^-(t) \quad (2.38)$$



Figuur 2.14: De (hier positieve) mobiele ionen hebben, na kortsluiten, een asymmetrische distributie ten gevolge van V_c . De positieve transiëntstroom vertoont hierdoor een bult, de negatieve transiëntstroom is klein. De transiënt ionenmomenten op tijdstip t komen overeen met gedeeltelijke integraties van de absolute waarde van de stroomdichtheid.

De som $M^{sum}(t)$ en het verschil $M^{diff}(t)$ van de geïntegreerde stroomdichtheden tot tijdstip t zijn dan:

$$M^{sum}(t) = \Delta M^+(t) + \Delta M^-(t) \quad (2.39)$$

$$M^{diff}(t) = \Delta M^+(t) - \Delta M^-(t) \quad (2.40)$$

Het nut van ionenmomenten wordt duidelijk als de absolute geïntegreerde stroomdichtheden bij het verwaarlozen van de diffusie bepaald worden. Gesteld dat de ionen volledig tot aan de rand gaan (geen diffusie), is $M^+(\infty) = M^-(\infty) = 0$. Er geldt dus:

$$\int_0^\infty J_{lek}^{+V}(t) dt = M^+(0) = \Delta M^+(\infty) \quad (2.41)$$

$$|\int_0^\infty J_{lek}^{-V}(t) dt| = M^-(0) = \Delta M^-(\infty) \quad (2.42)$$

Er geldt dan [70]:

$$M^{sum}(\infty) = e(P + N) \quad (2.43)$$

$$M^{diff}(\infty) = \frac{2e}{d_{lc}} \int_0^{d_{lc}} z(p(z, 0) - n(z, 0)) dz \quad (2.44)$$

Hierbij zijn P en N (in $1/m^2$) de totale oppervlakteconcentraties aan positieve en negatieve ionen, die meestal gelijk ondersteld worden.

$M^{sum}(\infty)/(e \cdot d_{lc})$ is de ionendichtheid (in $1/m^3$). $M^{diff}(\infty)/(e \cdot d_{lc})$ noemt men de gescheiden ionendichtheid. Deze uitdrukkingen zullen gebruikt worden in hoofdstuk 4.

De dimensieloze stroomasymmetrie $CA(t)$ (Current Asymmetry) van de ionendistributie is gedefinieerd als:

$$CA(t) = \frac{M^{diff}(t)}{M^{sum}(t)} \quad (2.45)$$

Voor $t = \infty$ kan deze uitdrukking geëvalueerd worden als:

$$CA(\infty) = \frac{M^{diff}(\infty)}{M^{sum}(\infty)} = \frac{2 \int_0^{d_{lc}} z(p(z, 0) - n(z, 0)) dz}{d_{lc}(P + N)} \quad (2.46)$$

$CA(t)$ is begrepen tussen -1 en 1. Voor $CA(\infty) = -1$ zijn, op tijdstip 0, alle positieve ionen onderaan en alle negatieve bovenaan in de cel op figuur 2.14. Voor $CA(\infty) = 1$ zijn, op tijdstip 0, alle positieve ionen bovenaan en alle negatieve onderaan.

Dit kan als volgt begrepen worden. Als de asymmetrische spanning V_c negatief is (zie figuur 2.14), gaan gedurende de kortsluiting, de positieve mobiele ionen naar de positieve elektrode en de negatieve naar de negatieve. Op $t = 0$ wordt nu een spanning aangelegd.

De transiëntstroom bij een positieve spanning zal groot zijn, de ionen moeten immers bijna allemaal naar de overzijde. De transiëntstroom bij een negatieve spanning is klein gezien alle ionen reeds in deze zin gescheiden zijn. Dit leidt tot een positieve stroomasymmetrie van de ionendistributie (zie figuur 2.14).

De formules voor de ionenmomenten en de stroomasymmetrie zullen bij de evaluatie van *image sticking* en bij de reflectieve cellen gebruikt worden om de mobiele ioneninhoud te karakteriseren.

Hierbij kan echter niet over oneindige tijdsintervallen gemeten worden. Het blijkt dat het bepalen van de momenten bij eindige intervallen reeds zinvolle resultaten geeft. Eventueel kunnen schattingen gemaakt worden van de stroom die niet in de integratie is opgenomen. Vaak spelen enkel de mobiele ionen een rol in de korte termijn karakterisatie van asymmetrie. In dit geval volstaan eindige stroomintegraties, bijvoorbeeld de integratie van $t = 0$ tot na de transitijd van de ionen [70].

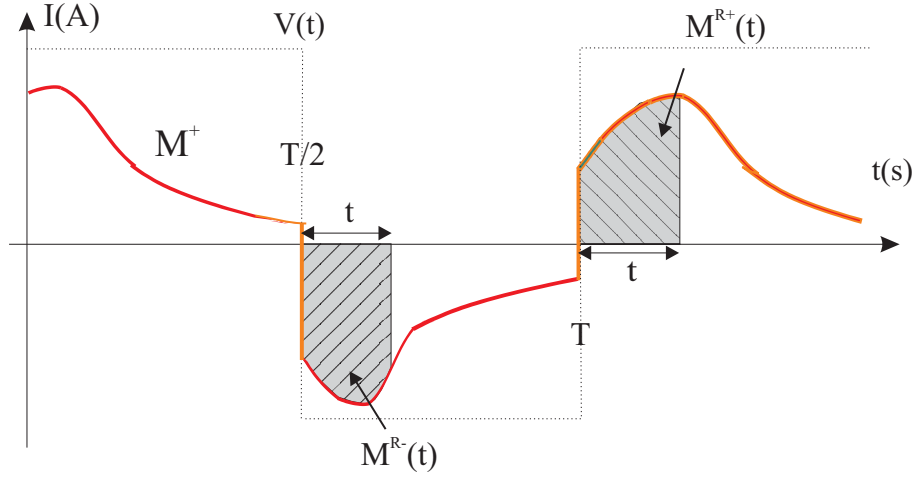
Regime ionenmomenten

De positieve en negatieve regime ionenmomenten kunnen op dezelfde manier gedefinieerd worden als de transiënt ionenmomenten (vergelijkingen 2.47 en 2.48). Zij geven ook een aanduiding over de heersende asymmetrie V_c . Ook kan de regime stroomasymmetrie CA^R berekend worden door twee opeenvolgende positieve en negatieve regimestromen op dezelfde manier te analyseren als de transiëntstromen bij de studie van CA .

Na de transiënt wordt een negatieve spanning V aangelegd. Bij de negatieve regimestroom vertrekken de ionen dan vanuit de situatie na de eerste halve periode op $t = T/2$. Bij de daaropvolgende positieve spanning V vertrekken de ionen dan vanuit de situatie op $t = T$. Dit is dan de positieve regimestroom (zie figuur 2.15).

De analyse leidt tot de definities:

$$\Delta M^{R+}(t) = \int_T^{T+t} J_{lek}^{R,+V}(t') dt' \quad (2.47)$$



Figuur 2.15: De (hier positieve) mobiele ionen hebben, na kortsluiten, een asymmetrische distributie ten gevolge van V_c . De regime ionenmomenten komen overeen met gedeeltelijke integraties van de opgemeten stroom.

$$\Delta M^{R-}(t) = - \int_{T/2}^{T/2+t} J_{lek}^{R,-V}(t') dt' \quad (2.48)$$

$$CA^R(t) = \frac{M^{R,diff}(t)}{M^{R,sum}(t)} = \frac{\Delta M^{R+}(t) - \Delta M^{R-}(t)}{\Delta M^{R+}(t) + \Delta M^{R-}(t)} \quad (2.49)$$

De regime stroomasymmetrie geeft eveneens aan in welke richting de asymmetrische spanning ligt. Als V_c negatief is, is het veld groter gedurende de negatieve puls als gedurende de positieve puls. Als aan het begin van de regimepulsen alle ionen in beweging zijn, zal de stroom dus hoger zijn voor een negatieve als een positieve puls. De regime stroomasymmetrie op een tijdstip t is dan negatief.

De regime stroomasymmetrie, berekend voor een tijdstip t , is tegengesteld aan de transient stroomasymmetrie bij eenzelfde V_c .

2.7.2 De relatie tussen V_c en ionenmomenten

Het blijkt dat voor niet al te grote asymmetrische spanningen V_c er een nagenoeg lineair verband bestaat tussen de stroomasymmetrie CA en de DC-spanning [71].

Dit kan eenvoudig getest worden door in een simulatie een grote DC-tijd met spanning V_{dc} te simuleren tot de mobiele ionen zich verdeeld hebben. Als er geen aligeringslagen zijn, volgt uit vergelijking 2.28:

$$V_c = V_{dc} \quad (2.50)$$

Vervolgens worden de transiënt- en regimestromen (hier bij 4 V) gesimuleerd, rekening houdend met het spanning V_{dc} (zie figuur 2.16).

Uit figuur 2.16 kunnen gemakkelijk de transiënt ionenmomenten berekend worden evenals hun som en verschil (zie figuur 2.17). Bij een toenemende, positieve V_c blijkt duidelijk dat het positieve afneemt en het negatieve transiënt ionenmoment toeneemt. De som van de transiënt ionenmomenten blijft echter constant zolang de puls lang genoeg duurt. Alle mobiele ionen moeten immers de tijd hebben naar de andere kant te migreren. Dit betekent dat de meting langer moet duren dan de transitietijd van de mobiele ionen, rekening houdend met de asymmetrische elektrische spanning.

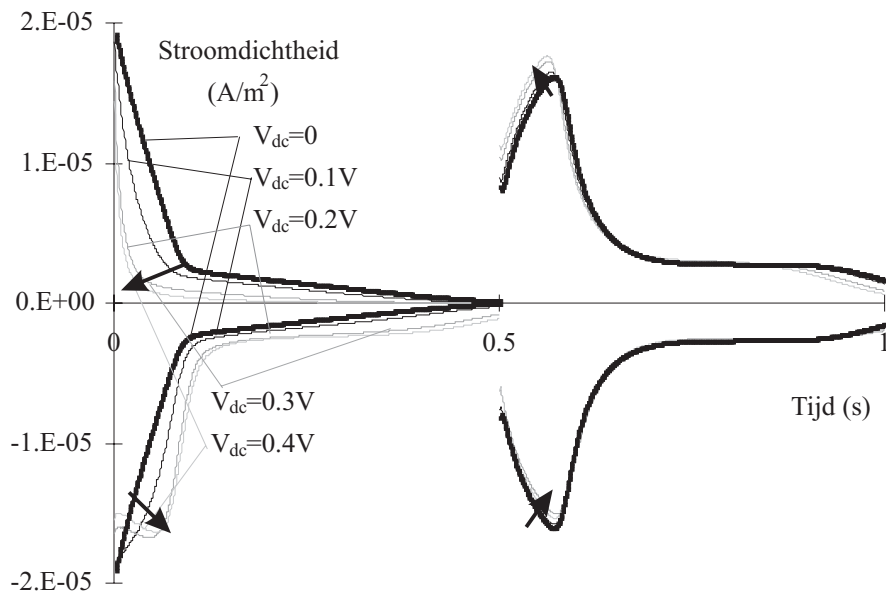
Figuur 2.16 en figuur 2.17 geven aan dat de negatieve transiëntstroom zich bij hogere asymmetrieën meer en meer als een negatieve regimestroom zal gedragen en dus ook de bijhorende bult gaat vertonen. Door de heersende positieve DC-spanning zijn de ionen gescheiden op dezelfde manier als indien er een positieve spanning had aangelegd. De positieve transiëntstroom wordt gevoelig kleiner.

Uit figuur 2.17 volgt dat, voor niet al te grote V_c , de transiënt stroomasymmetrie **CA evenredig is met V_c** . Dit bewijst het nut als evaluatieinstrument.

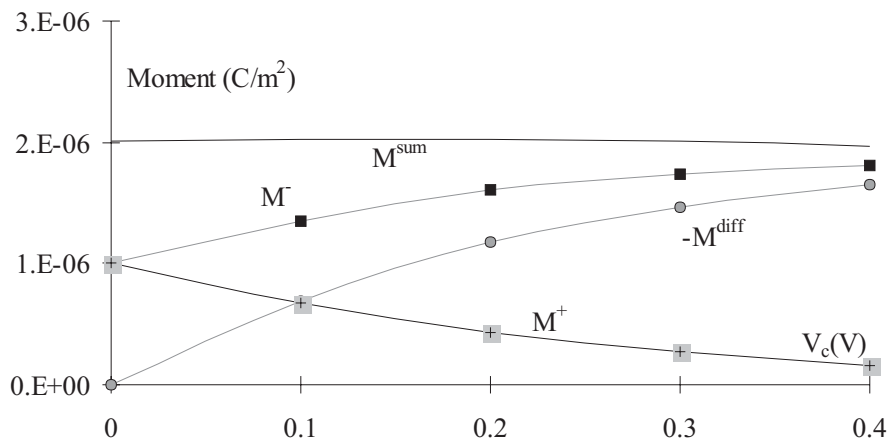
Het blijkt ook dat het maximum van de positieve en negatieve transiëntstromen varieert zodat dit niet als maat voor het aantal mobiele ionen kan genomen worden. De reden hiervoor ligt in het trappingsverschijnsel: ook bij de transiëntmeting bestaat geen ogenblik meer waarop alle ionen in beweging zijn met dezelfde snelheid. Hieruit volgt tevens dat de piek van de transiëntstroom bij afwezigheid van asymmetrie niet kan overtroffen worden als asymmetrie aanwezig is. Dit is echter enkel het geval als het elektrisch veld niet al te drastisch beïnvloed wordt door de ionen zelf.

De regimestroom in figuur 2.16 is eveneens gelimiteerd tot waarden lager dan de maximale transiëntstroom bij afwezigheid van asymmetrie.

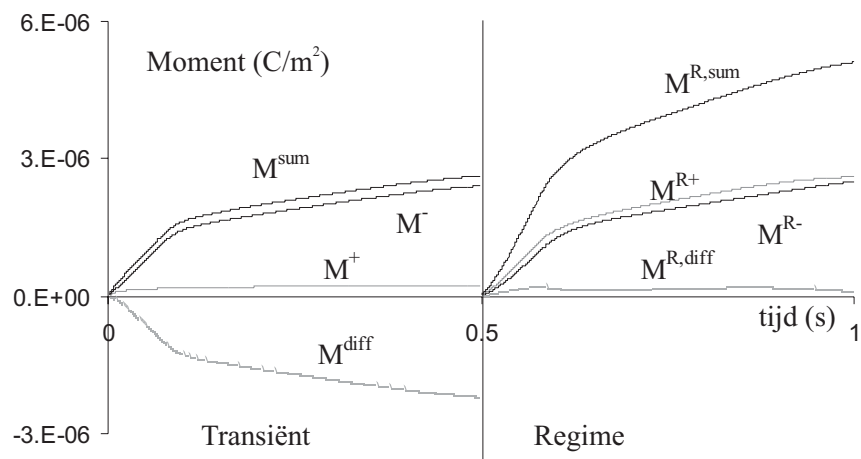
De transiënt en regime ionenmomenten kunnen als functie van de integratietijd t uitgezet worden (zie figuur 2.18). Hieruit blijkt dat de getransporteerde lading gedurende regime ongeveer het dubbele is van deze gedurende transiënt. Na lange tijd is het verschil tussen de regime ionenmomenten klein gezien dezelfde lading terug getransporteerd werd.



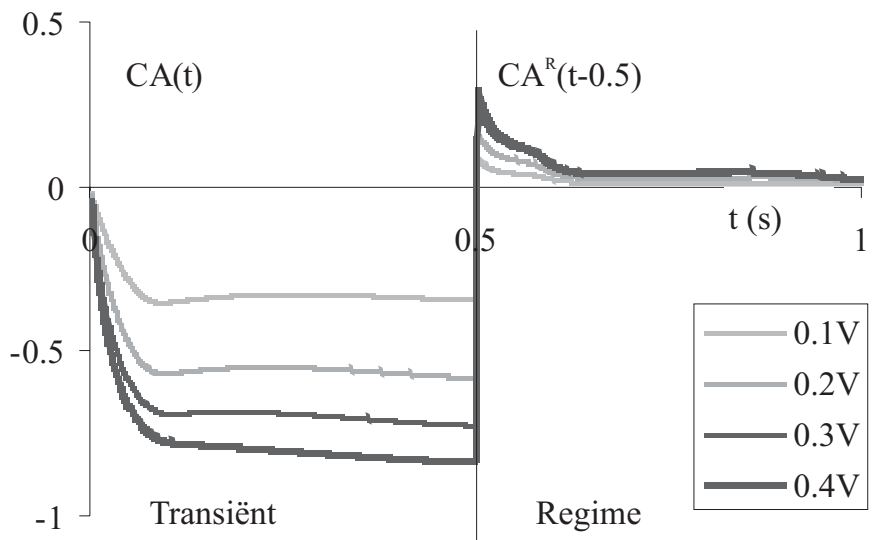
Figuur 2.16: Simulatie: de superpositie van een DC-spanning V_{dc} op de blokgolf zorgt voor asymmetrie in de transiënt- en regimelekstromen.



Figuur 2.17: De berekening van de transiënt ionenmomenten uit de simulatie. Op de figuur zijn voorgesteld: $M^{sum}(0.5\text{ s})$, $M^{diff}(0.5\text{ s})$, $\Delta M^+(0.5\text{ s})$ en $\Delta M^-(0.5\text{ s})$.



Figuur 2.18: De berekening van de ionenmomenten bij een asymmetrie van 0.4 V. Tussen 0 en 0.5 s worden transiënt ionenmomenten getoond. Tussen 0.5 s en 1 s worden regime ionenmomenten getoond.



Figuur 2.19: De berekening van de stroomasymmetrie CA voor verschillende asymmetrische spanningen (in V). Tussen 0 en 0.5 s wordt $CA(t)$ afgebeeld. Tussen 0.5 s en 1 s wordt de regime stroomasymmetrie $CA^R(t - 0.5)$ getoond. Deze laatste werd berekend met de behulp van stroomdichtheden gedurende de tweede (negatieve) en derde (positieve) spanningspulsen.

Het blijkt dat als de regime stroomasymmetrie $CA^R(t)$ (zie vergelijking 2.49 en figuur 2.19) uitgezet wordt in functie van de tijd t die verstreken is sinds het omkeren van de spanning, deze $CA^R(t)$ het tegengesteld teken heeft van CA en er een constant plateau in opduikt tussen het verstrijken van de stroombult en de aankomst van de laatste ionen (figuur 2.18). Dit hoeft ons echter niet te verwonderen: op het moment dat alle ionen in beweging zijn, wordt het verschil in stroom enkel bepaald door het verschil in elektrisch veld. Het elektrisch veld is bij positieve spanningen groter dan bij negatieve spanningen, dus is de stroom groter.

De asymmetrie tijdens de regimemetingen heeft betrekking op het elektrisch veld en niet zuiver op de licht asymmetrische distributie ten gevolge van de DC-spanning. Eens de ionen aangekomen zijn, is bijna dezelfde ladingsdichtheid naar de overzijde gebracht zodat de regimemomenten na lange tijd (1 s op figuur 2.19) aan elkaar gelijk zijn. De $CA^R(t)$ valt dan op nul.

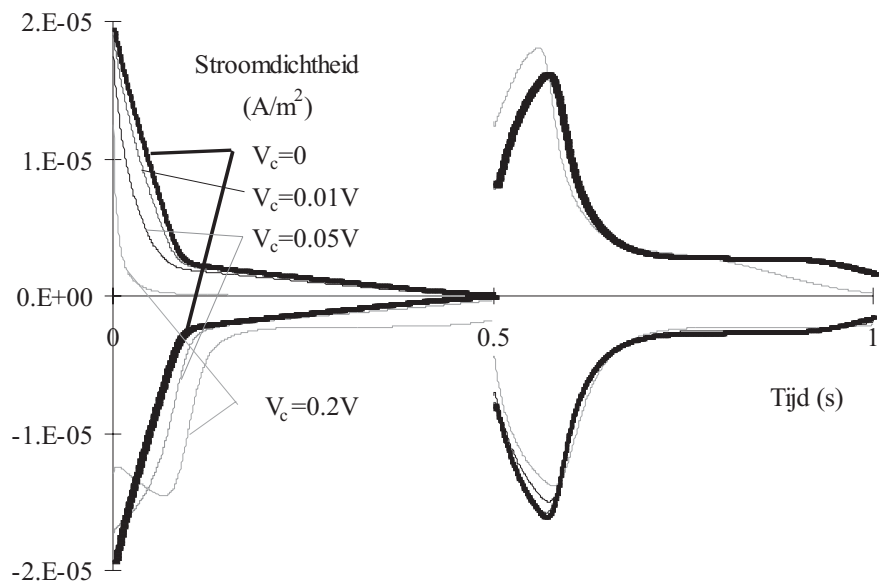
Door de stroom gedurende het plateau in CA^R te bestuderen kan een gecompenseerde spanning bepaald worden zelfs als enkel de regimemetingen gekend zijn. Theoretisch kan een asymmetrische cel dan symmetrisch aangestuurd worden door de regimestroom te meten en een vrij eenvoudig terugkoppelsysteem uit te werken. In de praktijk blijkt het toch iets subtieler te liggen (zie paragraaf 3.5).

2.7.3 Het gebruik van ‘trage’ ionen

De asymmetrie aanwezig in het vloeibaar kristal hoeft uiteraard niet veroorzaakt te zijn door een externe DC-bron. Stel dat er immobiele ionen toegevoegd worden aan het vloeibaar kristal. De negatieve immobiele ionen (met totale lading $-Q_{lc}$) worden aan de negatieve elektrode geplaatst en de positieve immobiele ionen (met totale lading $+Q_{lc}$) worden aan de positieve elektrode geplaatst. In de simulatie worden deze ionen als beginvoorwaarde in de buitenste intervallen aangebracht. Hierbij kan de ‘equivalente’ asymmetrische spanning berekend worden met behulp van de definitie 2.28:

$$V_c = \frac{2Q_{lc}}{C_{al}} \quad (2.51)$$

Het blijkt dat de ionen zich nu reeds bij lagere spanningen niet homogeen distribueren (zie figuur 2.20).



Figuur 2.20: De asymmetrie veroorzaakt door een hoeveelheid immobiele ionen, volledig gescheiden door de vloeibaar-kristallaag, en overeenkomend met een equivalente V_c .

De invloed van de ladingen is reeds voor kleinere hoeveelheden lading drastisch voelbaar. Het is echter niet duidelijk of dit een fysische oorzaak heeft. Mogelijks ligt het aan de nauwkeurigheid van het programma. Een dergelijke overschatting van V_c in het simulatieprogramma komt ook voor in hoofdstuk 5.

2.8 Het optisch gedrag bij asymmetrie

Bij transmissieve cellen zijn de wijzigingen in de transmissie tengevolge van een kleine asymmetrie vrij klein. De stroommetingen geven veel betere aanduidingen van de heersende asymmetrie.

Bij de reflectieve cellen is een initiële asymmetrie aanwezig die vooral bij een lage drempelspanning V_{THR} aanleiding geeft tot sterke optische asymmetrie. De relatie tussen de aangelegde spanning, de asymmetrische spanning V_c , de ionaire spanning V_{ion} , de moleculaire reoriëntatie en de transmissie is echter niet eenvoudig te bepalen.

De optische variaties kunnen schematisch voorgesteld worden voor een geoptimaliseerde TN (zie figuur 2.22), bijvoorbeeld bij een golflengte van 550 nm.

Als er geen asymmetrie aanwezig is en de ionen het veld niet verzwakken, is geval 1 geldig. Bij aanleg van een symmetrische blokspanning zullen de moleculen geschakeld blijven volgens de rms-spanning. Er is een éénduidige relatie tussen spanning en reflectie, dus een ideale elektro-optische respons.

Als er bij afwezigheid van asymmetrie toch ionen aanwezig zijn en de frequentie is voldoende laag, zullen de ionen het veld verzwakken gedurende de spanningspuls en de moleculen kunnen ietwat relaxeren. Dit geeft een stijgende optische respons gedurende de puls die gelijk is voor positieve en negatieve spanningen (geval 2).

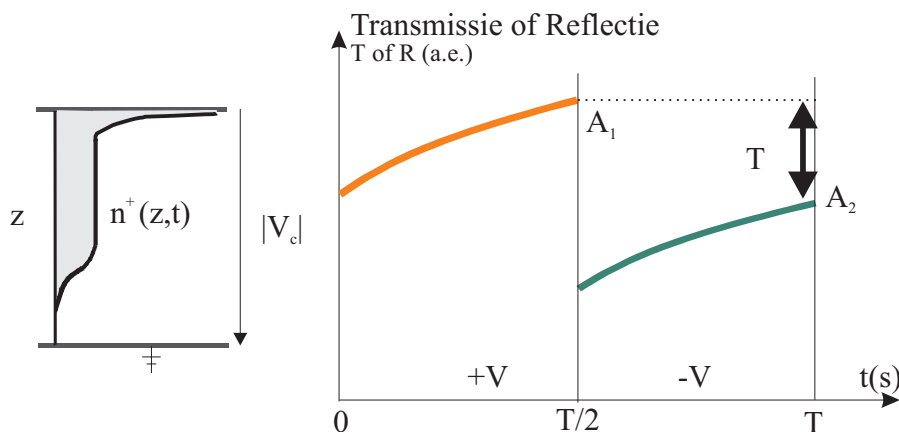
Als er een asymmetrie wordt toegevoegd aan de complexiteit van het model, zijn de resultaten zelfs niet symmetrisch meer. Door toevoeging van een compensatiespanning kan toch een symmetrische respons bekomen worden. Dezelfde respons wordt dan gevonden voor verschillende opgelegde spanningen V_1 en V_2 (geval 3). Hieruit wordt de optische spanningsasymmetrie ΔV gevonden als:

$$\Delta V = \frac{V_1 - V_2}{2} \quad (2.52)$$

Als V_c niet gecompenseerd wordt, treedt een grote optische asymme-

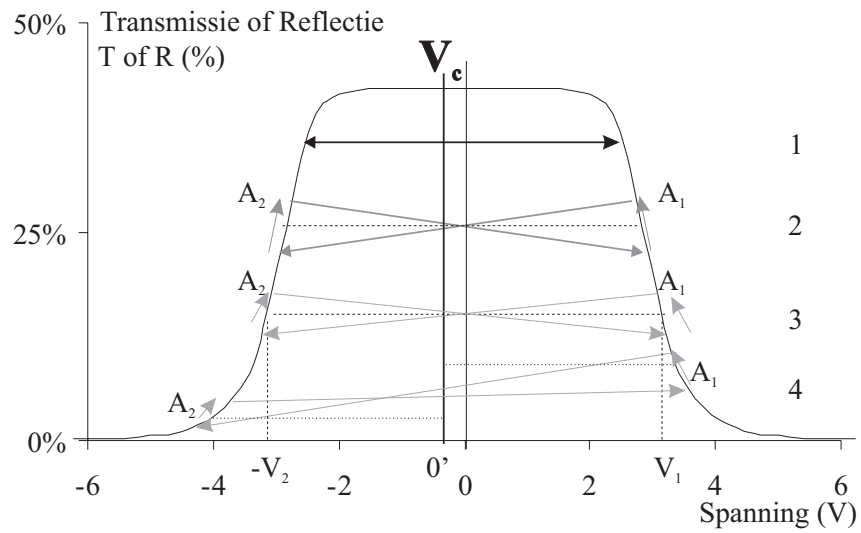
trie op (geval 4). Bij een negatieve V_c is de optische respons A_1 groter dan A_2 en dit definieert de optische asymmetrie in transmissie ΔT of in reflectie ΔR als $A_1 - A_2$ (zie figuur 2.21).

De optische respons van een TN-LCD, geoptimaliseerd bij de gebruikte golflengte, in een *NORMALLY WHITE* configuratie, zal steeds stijgen gedurende de spanningspuls. Indien de T - V -curve een bult of een vallei vertoont omdat er geen 1^e orde aanpassing is van de golflengte aan de celconfiguratie, kunnen er situaties optreden waarbij de reflectie soms daalt en soms stijgt als functie van de spanning. Dit blijkt met name het geval te zijn bij grotere initiële optische retardaties zoals bij een grotere optische anisotropie Δn of een dikkere cel [72].

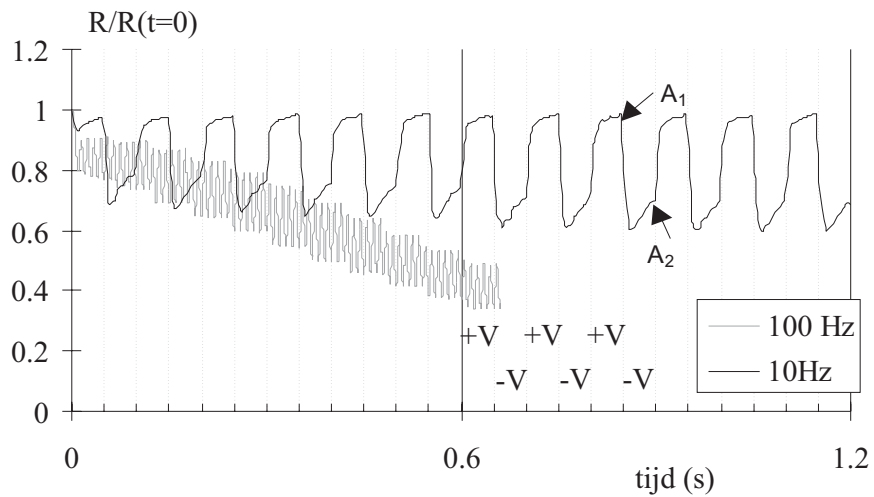


Figuur 2.21: Definitie van de optische asymmetrie bij een aangelegde blokspanning met amplitude V (V_c is hier negatief). Het betreft een *NORMALLY WHITE* beeldpunt.

Figuur 2.21 en 2.23 beschrijven de manier waarop de asymmetrie gedefinieerd wordt in de optische transmissie. Dit werd uitgewerkt door Fatiha Bougrioua. A_1 en A_2 worden gedefinieerd als de reflectie of transmissie op het einde van een spanningspuls. Bij een monotone T - V - of R - V -curve kunnen dit de maxima of de minima gedurende de puls zijn. A_1 en A_2 worden dan uitgemiddeld over een aantal pulsen en hieruit wordt de optische asymmetrie ΔT in transmissie of ΔR in reflectie bij een bepaalde spanning gehaald. Deze is immers gelijk aan $A_1 - A_2$. De spanningsasymmetrie $\Delta V = V_1 - V_2$ kan uit de volledige T - V - of R - V -curve gehaald worden door de verschuiving van de curve te meten bij een bepaalde drempeltransmissie of reflectie (bv. 5%, 10%, 50%).



Figuur 2.22: Schematische voorstelling van het ideale gedrag (geval 1) en de invloed van de ionen (geval 2) en de asymmetrie (gevallen 3 en 4) op de optische transmissie als een blokgolf aangelegd wordt.



Figuur 2.23: Gebruik van de meetmethode voor reflectie bij cel M43 bij 100 Hz (korte pulsjes) en 10 Hz (lange pulsen) bij spanningen tussen 2.35 V en 3.3 V.

2.9 Overzicht

Voor negatieve spanningen V_c keren de metingen van teken om. Volledigheidshalve zijn de te verwachten resultaten samengevat in tabel 2.1.

Het gedrag van elk ionenmoment staat weergegeven in de laatste drie kolommen. De waarden voor alle ΔM (in transiënt en regime, positieve en negatieve spanningen) en alle M^{sum} (transiënt en regime) worden enkel bereikt voor $t=\infty$.

Hierbij is $Q = e(N + P)$ de mobiele ionenlading per oppervlakte-eenheid en ΔQ de gescheiden mobiele ionenlading per oppervlakte-eenheid.

Bovendien is M^{sum}/ed_{lc} de totale ionendichtheid per volume-eenheid en is M^{diff}/ed_{lc} de gescheiden ionendichtheid per volume-eenheid, zoals reeds gesteld werd in paragraaf 2.7.1.

Bij de optische asymmetrie wordt het geval van een *Normally White* monotoon T - V of R - V verloop behandeld.

Voor niet-geoptimaliseerde cellen, verloopt de T - V of R - V karakteristiek ingewikkelder en de ΔT of ΔR kan meerdere keren van teken veranderen. Een correct bepaalde ΔV blijft echter het juiste teken van V_c aangeven. De complete analyse verloopt echter een stuk ingewikkelder. Deze methode werd geautomatiseerd door Fatiha Bougrioua[84].

		V_c	< 0	$= 0$	> 0
Stroomasymmetrie					
$M^+(0)$	$\int_0^\infty J_{lek}^{+V}(t)dt$		\uparrow	$Q/2$	\downarrow
$M^-(0)$	$ \int_0^\infty J_{lek}^{-V}(t)dt $		\downarrow	$Q/2$	\uparrow
$\Delta M^+(t)$	$\int_0^t J_{lek}^{+V}(t)dt$		\uparrow	$Q/2$	\downarrow
$\Delta M^-(t)$	$ \int_0^t J_{lek}^{-V}(t)dt $		\downarrow	$Q/2$	\uparrow
$M^{sum}(t)$	$\Delta M^+(t) + \Delta M^-(t)$		Q	Q	Q
$M^{diff}(t)$	$\Delta M^+(t) - \Delta M^-(t)$		$\Delta Q > 0$	0	$\Delta Q < 0$
$CA(t)$	$\frac{M^{diff}(t)}{M^{sum}(t)}$		$0 < CA < 1$	0	$-1 < CA < 0$
$\Delta M^{R+}(t)$	$\int_T^{T+t} J_{lek}^{+V}(t)dt$		\downarrow	$e.N$	\uparrow
$\Delta M^{R-}(t)$	$ \int_{T/2}^{T/2+t} J_{lek}^{-V}(t)dt $		\uparrow	$e.N$	\downarrow
$M^{R,sum}(t)$	$\Delta M^{R+}(t) + \Delta M^{R-}(t)$		$2Q$	$2Q$	$2Q$
$M^{R,diff}(t)$	$\Delta M^{R+}(t) - \Delta M^{R-}(t)$		< 0	0	> 0
$CA^R(t)$	$\frac{M^{R,diff}(t)}{M^{R,sum}(t)}$		$-1 < CA^R < 0$	0	$0 < CA^R < 1$
Optische asymmetrie bij monotone NW					
$\Delta T, \Delta R$	$A_1 - A_2$		> 0	0	< 0
ΔV	$\frac{V_1 - V_2}{2}$ (50%)		> 0	0	< 0

Tabel 2.1: De ionenmomenten (in C/m²) en stroomasymmetrieën (dimensieloos) bij positieve en negatieve asymmetrische spanningen V_c evenals de optische asymmetrie (in arbitraire eenheden) en de spanningsasymmetrie (in V). De pijltjes geven aan of de grootte groter of kleiner wordt als de absolute asymmetrie $|V_c|$ toeneemt.

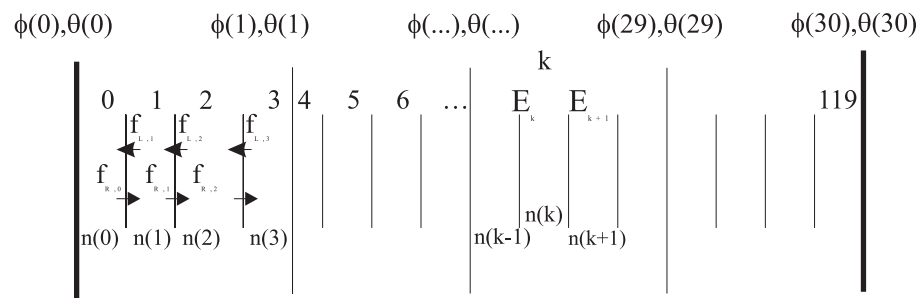
2.10 Het simulatieprogramma *Glue*

Een belangrijke vooruitgang werd geboekt in de realisatie van het simulatieprogramma. Dit programma [73] gebruikt discretisatie in tijd en plaats om de conductieprocessen in vloeibare kristallen nauwkeurig te simuleren. Deze methode werd verbeterd en geoptimaliseerd om een snelle en nauwkeurige simulatie mogelijk te maken. De introductie van lek maakte een andere berekening van het elektrisch veld nodig. Tenslotte werd het programma van de hp-werkstations overgezet naar een object-georiënteerd C++-programma voor *Windows*.

2.10.1 Optimalisatie van de snelheid

Een groot probleem om een snelle simulatie te verrichten is dat de aangelegde signalen erg langdurig zijn. Het meten van een transiënts signaal neemt slechts enkele seconden in beslag. Het simuleren van het *image sticking* fenomeen maakt simulaties van meerdere honderden seconden nodig. Het originele programma had tot een uur nodig om één enkele seconde te simuleren, afhankelijk van de aangelegde spanning en de ioneninhoud van de gesimuleerde structuur. Dit maakte het programma onbruikbaar voor studie van *image sticking*. Drastische aanpassingen drongen zich op.

In het programma worden meer intervallen gebruikt voor de ionensimulatie dan voor de director-oriëntatie. Dit is nodig om de stabiliteit en de nauwkeurigheid te waarborgen. Typisch wordt een geheel veelvoud (bv. 120) van het aantal intervallen van de directorsimulatie (bv. 30) gebruikt voor de ionensimulatie (zie figuur 2.24).



Figuur 2.24: De berekening van de nieuwe ionenconcentraties met behulp van de uitgaande ladingsfluxen van de intervallen.

Het probleem dat opgelost moet worden is het berekenen van de nieuwe ionenconcentratie wanneer het elektrisch veld gekend is en het berekenen van het nieuwe veld, rekening houdend met de ionen, als hun positie gekend is.

De klassieke methode om de nieuwe ionenconcentratie $n_k(t + \Delta t) = n_k(t) + \Delta n_k$ te berekenen was:

$$\begin{aligned}
\Delta n_k &= -((\mu_{\perp} \cos^2 \theta_{k+1} + \mu_{\parallel} \sin^2 \theta_{k+1}) \frac{n_{k+1} + n_k}{2} E_{k+1} \\
&+ (D_{\perp} \cos^2 \theta_{k+1} + D_{\parallel} \sin^2 \theta_{k+1}) \frac{n_{k+1} - n_k}{\Delta z} \\
&- (\mu_{\perp} \cos^2 \theta_k + \mu_{\parallel} \sin^2 \theta_k) \frac{n_k + n_{k-1}}{2} E_k \\
&+ (D_{\perp} \cos^2 \theta_k + D_{\parallel} \sin^2 \theta_k) \frac{n_k - n_{k-1}}{\Delta z} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z}
\end{aligned} \tag{2.53}$$

De tilthoek θ wordt berekend door een lineaire interpolatie tussen twee nabijliggende tilthoeken van de director oriëntatie.

Een eerste manier om wat rekentijd te winnen is niet langer dadelijk de variatie van de concentratie te berekenen. Het is beter van links inkomende flux $f_{L,k}$ in een interval te beschouwen als de langs rechts uitgaande flux $f_{R,k-1}$ van het vorige interval.

Elke berekening, die parameters van het vloeibaar kristal of constanten behandelt, moet uit de vergelijking geweerd worden. Voorbeelden zijn tilthoeken, rotationele viscositeit, intervaldiktes e.d. Deze berekeningen worden eerst gedaan en de resultaten worden gebruikt en herbruikt waar nodig.

De ionensimulatie gebeurt enkele honderden malen meer dan de simulatie van de reoriëntatieberekening. Dit betekent niet noodzakelijk dat de effecten van ionen sneller zijn dan de reoriëntatie, het is gewoon een noodzaak voor de nauwkeurigheid van het programma.

De elementaire vergelijkingen om een nieuwe ionenconcentratie te berekenen kunnen herleid worden tot:

$$f_{R,k} = -\frac{e\mu_k}{2\Delta z} (n_{k+1} + n_k) \cdot E_{k+1} + \frac{D_k}{\Delta z^2} (n_{k+1} - n_k) \tag{2.54}$$

$$\Delta n_k = (f_{R,k} - f_{R,k-1}) \Delta t \tag{2.55}$$

De oude realisatie vereiste 12 optellingen, 16 vermenigvuldigingen en 16 goniometrische berekeningen per ionenconcentratie per tijdsinterval. Het belang van deze laatste is duidelijk, wetende dat een computer 9 keer

meer tijd nodig heeft om een cosinus te berekenen dan om een optelling te verrichten. De nieuwe implementatie heeft slechts vier optellingen en vier vermenigvuldigingen nodig om een nieuwe concentratie uit te voeren. Dit levert een gigantische tijdsbesparing op.

In eerste instantie werd een vaste kleine tijdstap van 0.1 ms gebruikt in het programma teneinde de kleine directorvariaties te kunnen volgen. Deze stap was dan onderverdeeld in kleinere stapjes afhankelijk van de snelheid waarmee de ionen zich verplaatsen. Bij langdurige signalen is men geïnteresseerd in de langetermijnvloed van de ionen op het veld. Een duidelijk verschil moet dan gemaakt worden tussen de transiëntperiode en de periode erna. Een lange DC van 400 s kan nu onderverdeeld worden in 10 stukken van bijvoorbeeld 0.1 s, 0.4 s, 0.5 s, 4 s, 5 s, 10 s, 80 s, 100 s, 200 s waarbij de director-oriëntatie slechts 100 keer per stukje herberekend wordt. Dit laat toe maximale stappen te nemen van 2 s ! De effectief genomen tijdstap is echter kleiner. Deze wordt berekend, zó dat een maximale verandering van de concentratie van 5% plaatsvindt in elk interval. Hoe groter deze maximale variatie, hoe sneller het programma, doch hoe onnauwkeuriger het resultaat.

Met deze realisatie kan *Glue* alweer een stuk sneller rekenen. Voor lage concentraties en spanningen verloopt de gesimuleerde tijd reeds sneller dan de echte tijd. Het programma is dan ook klaar om snel en efficiënt aan de slag te gaan.

2.10.2 Berekening van het elektrisch veld

De berekening van het elektrisch veld bij constante spanning V houdt rekening met de reoriëntatie van de moleculen en de invloed van de ionen op dit veld. De koppeling tussen beide programma's is een noodzaak: enkel zo kan de anisotropie in de mobiliteit op elk ogenblik in rekening gebracht worden. Een kleine uitbreiding was nodig om ook de lek doorheen de aligneringslagen in rekening te kunnen brengen. De behandeling wordt hier beperkt tot subdrempelspanningen omwille van de duidelijkheid.

Bij directe aansturing wordt de spanning over het beeldpunt constant gehouden. Dit kan beschreven worden als:

$$V = \int_{-d_{al1}}^0 E_{al,1}(z)dz + \int_0^{d_{lc}} E_{lc}(z)dz + \int_{d_{lc}}^{d_{lc}+d_{al2}} E_{al,2}(z)dz \quad (2.56)$$

In het geval ionen of hun lading uit het vloeibaar kristal kunnen lekken, is de lading op de linkse elektrode verschillend van de lading op de rechtse

elektrode. Indien er geen ladingen in de aligneringslaag zijn kan dit met de wet van Gauss uitgewerkt worden tot:

$$V = \int_{-d_{al,1}}^0 E_{al,1} dz + \int_0^{d_{lc}} E_{lc} dz + \int_{d_{lc}}^{d_{lc}+d_{al,2}} E_{al,2} dz \quad (2.57)$$

De lading op de linkerelektrode is Q_l . De wet van Gauss leert dan dat:

$$\begin{aligned} V &= \frac{d_{al,1} Q_l}{\epsilon_0 \epsilon_{al,1}} + \int_0^{d_{lc}} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} [Q_l + \int_0^z \rho(z') dz'] dz \\ &\quad + \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{al,2}} \int_{d_{lc}}^{d_{lc}+d_{al,2}} [Q_l + \int_0^{d_{lc}} \rho(z') dz'] dz \end{aligned} \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} V &= \frac{Q_l}{C} + \int_0^{d_{lc}} \left[\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} \int_0^z \rho(z') dz' \right] dz \\ &\quad + \frac{d_{al,2}}{\epsilon_0 \epsilon_{al,2}} \int_0^{d_{lc}} \rho(z') dz' \end{aligned} \quad (2.59)$$

$$V = \frac{Q_l}{C} + V_{ion,lcd} \quad (2.60)$$

$$V_{ion,lcd} = \int_0^{d_{lc}} \left[\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} \int_0^z \rho(z') dz' \right] dz + \frac{d_{al,2}}{\epsilon_0 \epsilon_{al,2}} \int_0^{d_{lc}} \rho(z') dz' \quad (2.61)$$

Hierbij is C de seriec capaciteit van de twee aligneringslagen en de vloeibaar-kristallaag samen. Bij afwezigheid van ladingen gedraagt het beeldpunt zich als een zuivere capaciteit C . Als er geen netto lading in de vloeibaar-kristallaag is, vervalt de laatste term in vergelijking 2.61. $V_{ion,lcd}$ is dus verschillend van V_{ion} in (4.26) van [27]. Dit laat echter toe de lek doorheen de aligneringslagen correct te behandelen. De lading op de linkse en rechtse elektrode verandert dan niet enkel door de ionenbewegingen doch ook door de lekkende lading die op het beeldpunt afgezet wordt. De lekstroom levert dan de nodige lading om de spanning toch constant te houden.

Als de gelekte stroomdichtheid vanuit het vloeibaar kristal naar de positieve elektrode $J_{l,1}$ bedraagt, is de stroomdichtheid J_{lek} gegeven door:

$$J_{lek} = -C \frac{dV_{ion,lcd}}{dt} - J_{l,1} \quad (2.62)$$

$V_{ion,lcd}$ wordt tijdens het ladingstransport steeds negatiever gezien het door de ionen veroorzaakte veld tegen het extern aangelegd veld ingaat.

De lek doorheen de aligneringslagen leidt ertoe dat een negatieve lading $-q_1$, die zich plots vanaf positie $d_{lc} - z_1$ naar de positieve elektrode

verplaatst (zie figuur 2.13), aanleiding geeft tot een gelekte lading $-q_1$ op deze elektrode en een $V_{ion,lcd}$ gelijk aan:

$$V_{ion,lcd} = q_1 \left(\frac{d_{lc} - z_1}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} + \frac{d_{al,2}}{\epsilon_0 \epsilon_{al,2}} \right) \quad (2.63)$$

Als de lek van een positieve lading q_1 op positie z_1 naar de negatieve elektrode plaatsheeft, is de lading op de positieve elektrode enkel veranderd door de verandering van $V_{ion,lcd}$ gelijk aan:

$$V_{ion,lcd} = -q_1 \left(\frac{z_1}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} + \frac{d_{al,2}}{\epsilon_0 \epsilon_{al,2}} \right) \quad (2.64)$$

Het valt nu eenvoudig na te gaan dat de twee voorgaande situaties bij gelijke aligeringlagen (gelijke dikte, gelijke diëlektrische constante) aanleiding geven tot dezelfde externe toegevoerde lading:

$$Q_{lek} = q_1 \frac{\frac{z_1}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} + \frac{d_{al}}{\epsilon_0 \epsilon_{al}}}{\frac{d_{lc}}{\epsilon_0 \epsilon_{lc}} + \frac{2d_{al}}{\epsilon_0 \epsilon_{al}}} \quad (2.65)$$

Het wordt hierbij opgemerkt dat de veroorzaakte externe leklading gelijk is aan de lading vermenigvuldigd met de fractie van de potentiaal op de plaats z_1 veroorzaakt door een spanning van 1 V over het beeldpunt.

2.10.3 Implementatie van *Glue* in C++

Het programma *Glue* is het resultaat van vele jaren onderzoekswerk door verschillende mensen. Het programma kende zijn start in 1988 als het doctoraatswerk van Frank Cuypers [25]. De eendimensionale berekening van de evenwichtsoriëntatie van de moleculen in een TN-configuratie met de methode van Wöhler stond toen centraal. De optische transmissie kon berekend worden met de methodes van Berreman en Cayley-Hamilton. Deze versie werd op de VAX-computers geprogrammeerd. Later werd de versie overgezet naar de Hewlett Packard werkstations onder Unix. Bart Maximus breidde de berekening van de evenwichtsoriëntatie uit naar STN-configuraties. Peter Vetter introduceerde het RC-model voor ionentransport waarbij aan elk laagje van het vloeibaar kristal een weerstand en een capaciteit wordt toegekend. Omdat bij de beweging van ionen ook de diëlektrische verplaatsing en het elektrisch veld beïnvloed worden, moest ook de tijdsvariatie van de molecuuloriëntatie in rekening gebracht worden. Dit gebeurde met een Rayleigh-Ritz relaxatie procedure. Chris Colpaert tenslotte implementeerde de differentiaalvergelijking voor ionentransport.

Mijn eigen verbeteringen aan het programma zijn besproken in 2.10.1 en 2.10.2. De uitbreidingen die ik verrichtte om tot een overeenstemming te komen tussen meting en simulatie van langdurige lekstromen mogelijk te maken zullen besproken worden in de volgende hoofdstukken.

Een andere bijdrage bestond erin het volledige programma van de hp-werkstations over te zetten naar een *Windows*-versie voor PC. Hierbij werd gebruik gemaakt van de ‘Object Windows Library’ van Borland C++ [74]. Deze overgang is niet evident.

- De Unix-versie was een programma dat gecontroleerd werd via het toetsenbord. De PC-versie moest kunnen gecontroleerd worden met muis en toetsenbord. Als met een muis een plaats aangeklikt wordt, wordt door *Windows* een boodschap gegenereerd. Het programma laat nu toe bepaalde boodschappen te onderscheppen en de passende actie te ondernemen.
- *Windows* is een grafische omgeving, daar waar Unix eerder een tekstuele omgeving is. Dit maakt het nodig om alle informatie (tekst, figuren, grafieken, ...) die op het scherm moet verschijnen bij te houden. Gesteld dat het programma even terzijde geschoven wordt en vervolgens terug te voorschijn gehaald wordt, dan moet het programma de informatie terug op het scherm kunnen zetten.

De *Windows*-versie wordt nu veelgebruikt binnen de vloeibaar-kristal-groep. Deze versie werd bovendien verkocht aan Barco Projection Systems.

2.11 De meetversterker

Het opmeten van korte termijn ionentransport vergt een ruisvrije, snelle meetversterker met hoge versterkingsfactor. De versterker moet signalen van het sub-nA niveau naar enkele Volts omzetten met een erg grote bandbreedte. Het prototype van de lage ruis stroomversterker werd door Chris Colpaert gerealiseerd. De maximale transimpedantie was $2.5 \cdot 10^9 V/A$ met een bandbreedte van rond de 200 Hz bij een ruisniveau van 200 pA. Het originele schema en PCB ontwerp ging echter verloren. Toen de versterker uiteindelijk kapot ging, werd dan ook een nieuw PCB-ontwerp gerealiseerd. De maximale versterking werd hierbij vergroot tot $10^{11} V/A$ teneinde kleinere beeldpunten en lagere ionenconcentraties te kunnen meten. Het succes van deze versterker blijkt duidelijk uit het

feit dat een exemplaar verkocht werd aan Merck GmbH. Deze versterker wordt nu actief gebruikt in het onderzoek naar de modernste vloeibaar-kristalsoorten.

2.12 Conclusies

In dit hoofdstuk werden de reeds gekende theorieën en enkele uitbreidingen zoals de Williams-domeinen naar voor gebracht.

Tevens werden zelf ontwikkelde analysemethoden uiteengezet die het mogelijk maken de asymmetrie in een vloeibaar-kristalcel of beeldpunt te karakteriseren.

Het simulatieprogramma en de meetopstelling werden geoptimaliseerd teneinde de simulaties en de metingen te kunnen verrichten die verder besproken zullen worden.

Hoofdstuk 3

Image sticking in transmissieve LCD's

AM-LCD's hebben vaak last van het *image sticking* probleem. Een beeld dat lange tijd getoond werd blijkt ook na het afschakelen nog zichtbaar te zijn. Ionen spelen hierbij een grote rol.

Met 'langdurig' wordt vanaf nu bedoeld dat de situatie niet kan beïnvloed worden door een korte meting van de stroom of de transmissie. Als een langdurig fenomeen aanleiding geeft tot storende effecten, komt dit tot een uiting in een waargenomen asymmetrie. In dit hoofdstuk is het doel met langdurige signalen dit storend effect te veroorzaken, het op te meten en te karakteriseren. Naderhand wordt ook de verwijdering van de storing gevolgd.

3.1 Het gebruik van DC-signalen

Een veelvuldig aangegeven reden voor *image sticking* is de aanwezigheid van DC-signalen in de aansturing.

Deze kunnen bij actieve-matrixaansturing aanwezig zijn als gevolg van het afschakelen van de transistoren. Een niet evenwichtige aansturing bij gebruik van een passieve matrix of bij directe aansturing leidt eveneens tot *image sticking*. Ook de aanwezigheid van asymmetrie in de cel, tengevolge van verschillen tussen beide aligneringslagen of elektrodes wordt vaak beschouwd als een reden voor *image sticking*.

Voor de analyse maakt men dan ook gebruik van DC-signalen. Gezien een netto DC-component in de adressering ionen scheidt, wordt

de elektro-optische werking van het scherm verstoord [75, 76]. De ionen bouwen immers een elektrisch veld op dat de oriëntatie van de vloeibaar-kristalmoleculen mede beïnvloedt.

De transmissie verandert dan. Het verband met de gelijktijdig uitgevoerde stroommetingen zal worden nagegaan. De mogelijke oorzaken van het probleem worden vervolgens besproken.

Echter kunnen ook gemengde signalen bestudeerd worden die dan tot gelijkaardige fenomenen leiden. Het AC-veld beperkt meestal de nadelige werking van het DC-signaal: de ionen worden immers gedwongen heen en weer te lopen niettegenstaande de aanwezige DC. Bij zeer hoge AC-signalen en een beperkt DC signaal blijkt bovendien nagenoeg dezelfde stroom te lopen, zodat er netto geen noemenswaardige lading verzameld raakt aan één elektrode.

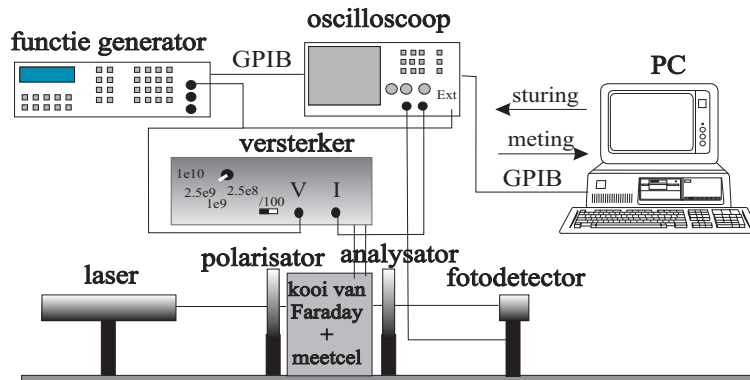
Dit is een bijkomende reden voor de studie van de invloed van DC-signalen. Het langetermijneffect van een DC-signaal is groter dan van een gemengd signaal, wat toelaat het effect beter te karakteriseren.

Een zelfde DC-spanning op een AAN- en een UIT-pixel leidt dus tot verschillende *image sticking* fenomenen [77]. De voorgeschiedenis speelt dus een rol en dit maakt het zeer moeilijk om compenserende spanningen aan te leggen teneinde *image sticking* effecten weg te werken.

3.2 De meetopstelling

Voor de studie van *image sticking* zijn een aantal meetinstrumenten beschikbaar waarvan de belangrijkste de lage ruis stroomversterker is. Voor de temperatuursvariatie van de stroomprofielen kan gebruik gemaakt worden van een temperatuurstabilisator die werkt met een Peltier-element dat de cel kan afkoelen of opwarmen. Voor kleine cellen kan een Instec-verwarmingselement gebruikt worden waarbij lage temperaturen bekomen kunnen worden door het pompen van koud water of alcohol rond de cel. Optische metingen gebeuren met behulp van een He-Ne laser en een fotodetector. Figuur 3.1 toont de gebruikte meetopstelling voor een combinatie van stroom- en transmissiemetingen bij kamertemperatuur.

De opstelling werd in grote mate geautomatiseerd waarbij de functiegenerator en de oscilloscoop gestuurd worden door een Labviewprogramma. Hierbij is het echter niet mogelijk de gebruikte versterking of de temperatuur automatisch aan te passen, zodat enige nauwgezetheid



Figuur 3.1: De gebruikte meetopstelling.

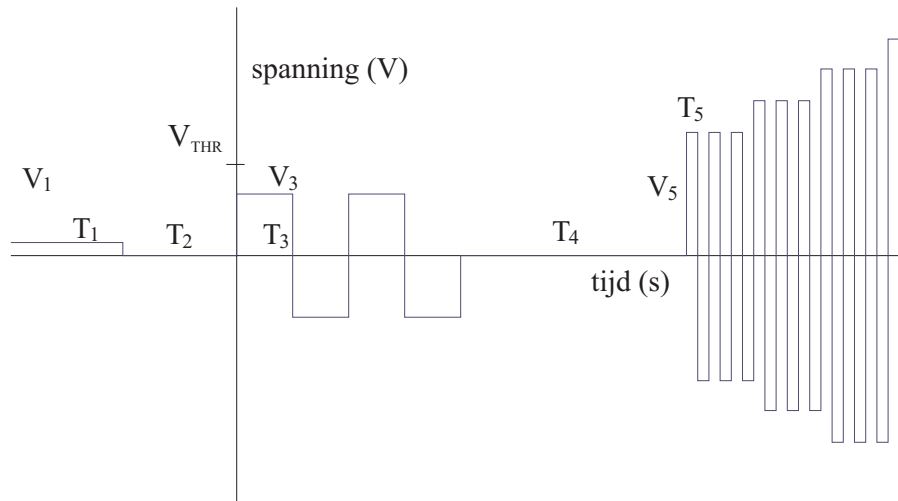
toch wel geboden is.

Eerst wordt een DC-spanning aangelegd, met amplitude V_1 , gedurende een lange tijd T_1 (orde 10 minuten). Dit DC-veld doet de snelle, rechtstreeks meetbare ionen uit elkaar gaan. Tevens moet het aanleiding geven tot *image sticking* fenomenen.

Na de DC-spanning start een opeenvolging van meetpulsen (zie figuur 3.2). Een kortsluiting, gedurende een tijd T_2 (van de orde 10 tot 20 seconden) moet ervoor zorgen dat enkel het effect van een spanningsasymmetrie de ionen beïnvloedt. De bedoeling is immers dat de DC-spanning een spanningsasymmetrie veroorzaakt. Gedurende de meting mag echter enkel het effect van deze spanningsasymmetrie zichtbaar zijn, niet de effecten van de DC-spanning. Als er een *image sticking* fenomeen is, dat zich uit in een spanningsasymmetrie, dan zal de ionenverdeling dus niet perfect homogeen zijn.

Op de kortsluiting volgt een eerste reeks pulsen, met amplitude V_3 , beneden de drempelspanning, en pulsduur T_3 , die gebruikt worden voor een lekstroommeting. De eerste puls geeft aanleiding tot een transiëntmeting, terwijl de volgende pulsen regimemetingen geven. De amplitude wordt beneden de drempelspanning gekozen, om schakelverschijnselen te vermijden.

Na de lekstroommeting kan ook een optische meting uitgevoerd worden, maar om de invloed van de stroommeting op de optische meting te minimaliseren, volgt eerst nog een kortsluiting, waardoor de snelle ionen opnieuw iets meer verdeeld zullen zijn, zodat de beginsituatie bij de optische meting dezelfde is als bij de stroommeting. Deze kortsluiting



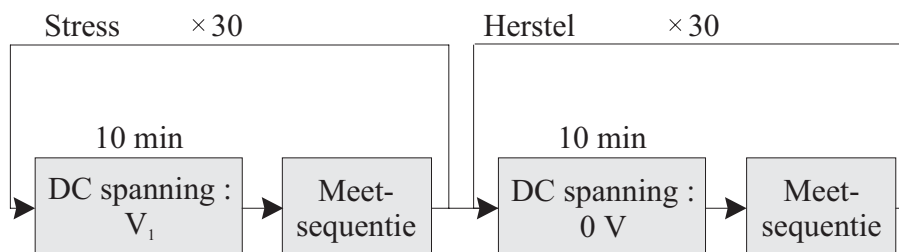
Figuur 3.2: De aangelegde spanningen van de meetsequentie. Hierbij is $V_3 < V_{THR} < V_5$ met V_{THR} de drempelspanning (zie vergelijking 1.10).

wordt gedurende T_4 aangelegd. T_4 mag niet te kort gekozen worden, om een goede ionenverdeling te krijgen. T_4 mag ook niet te lang gekozen worden. Anders wordt de invloed van de meetsequentie te belangrijk ten opzichte van de invloed van de DC-spanning V_1 . Een goede waarde is een 2-10 s[79].

Voor de optische metingen wordt een groot aantal pulsen gebruikt, met amplitude V_5 boven de drempelspanning, en met korte pulsduur T_5 (orde 20 ms), zodat de spanning overeenkomt met de aangelegde spanning bij een directe of passieve-matrix aansturing. Het geïntroduceerde langetermijneffect beïnvloedt het inwendig elektrisch veld. De invloed op de optische transmissie kan dus ook opgemeten worden.

Het volledige schema (zie figuur 3.3) van een *image sticking* cyclus bestaat uit twee gedeelten: een stressgedeelte waarbij een DC-sigitaal V_1 aangelegd wordt op regelmatige tijdstippen onderbroken door een meetcyclus zoals in figuur 3.2 en een herstelgedeelte (recovery) waarbij de cel kortgesloten wordt. Gedurende het herstel wordt eveneens opgemeten in hoeverre de cel terugkeert naar zijn initiële toestand.

In de volgende paragrafen zal eerst een voorbeeld behandeld worden waarbij de invloed van de DC op de transmissie en de stroom getoond wordt. Hieruit blijkt dat het *image sticking* proces sterk gerelateerd is aan het transport van de ionen. Vervolgens zullen voorbeelden behan-



Figuur 3.3: De volledige *image sticking* meetcyclus.

deld worden die aanduidingen geven over welke effecten het ionentransport ondergaat en hoe dit kwalitatief en kwantitatief kan geïnterpreteerd worden.

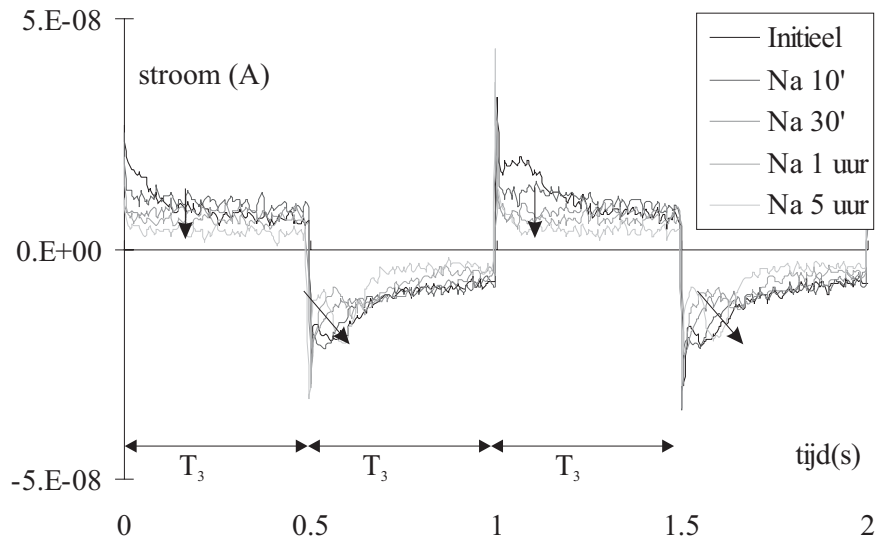
3.3 De eerste *image sticking* meting

Er wordt een combinatie van lekstroom en transmissiemetingen aangelegd waarbij de golfvorm van figuur 3.2 gebruikt wordt met $T_1 = 10$ min, $V_1 = 200$ mV, $T_2 = 20$ s, $V_2 = 0$ V, $T_3 = 500$ ms, $V_3 = 4$ V, $T_4 = 2$ s, $T_5 = 500$ ms, $V_5 = 8$ V. De behandelde cel is $8 \mu\text{m}$ dik en heeft een oppervlakte van 3 cm^2 , gevuld met ZLI-4757. De cel heeft volgende parameters bij 20°C : $n_1 = 1.7 \cdot 10^{18} / \text{m}^3$, $n_2 = 1.5 \cdot 10^{19} / \text{m}^3$, $\mu_1 = 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{Vs}$, $\mu_2 = 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs}$.

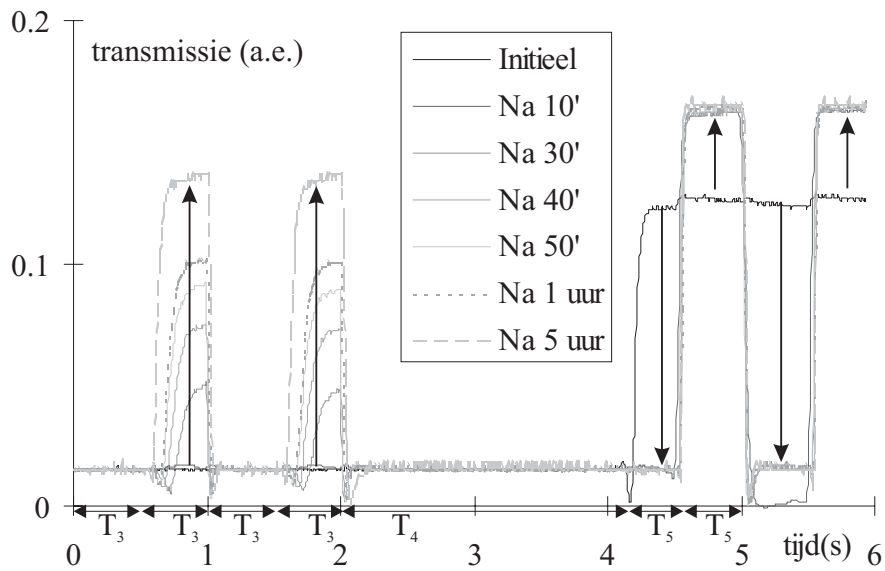
De cel wordt belicht door een He-Ne laser en in de *Normally Black* toestand geschakeld door rotatie van de polarisatoren. Voor de optische meting wordt een spanning (8 V) halfweg de T - V karakteristiek gebruikt. De transmissie is dus niet maximaal wat ook uit de metingen blijkt: de transmissie kan nog toenemen. De stroom- en transmissieresultaten zijn weergegeven in figuren 3.4 en 3.5 voor het stressgedeelte en in figuren 3.6 en 3.7 voor het herstelproces.

Bij deze metingen verandert de stroom drastisch. De transiëntstroom daalt significant. De positieve regimestroom wordt eveneens kleiner, de negatieve begint een stroombult te vertonen kort na het omkeren van de spanning, maar neemt daarna af als functie van de stresstijd. De mobiele ionen verdwijnen als het ware uit de stroom.

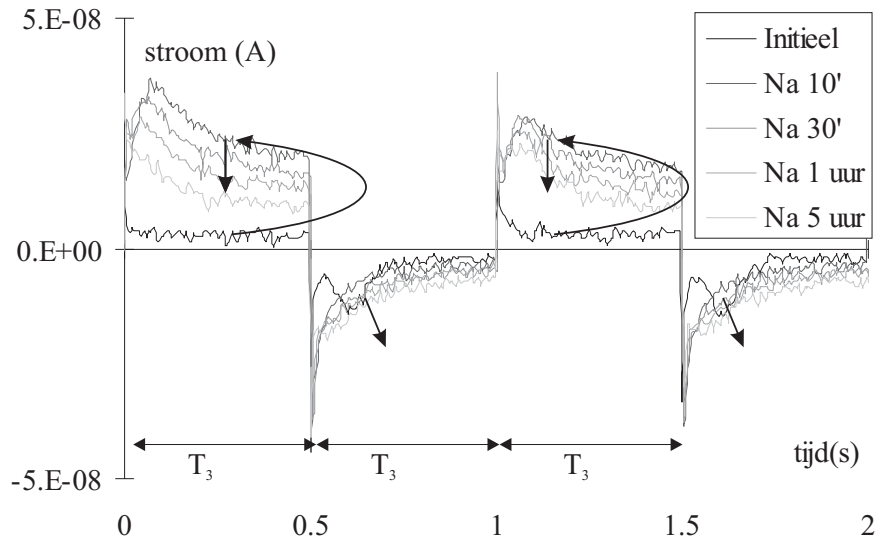
Gedurende de herstelperiode keert de stroom terug naar zijn initiële situatie. Eerst is er een sterke stroomstijging, daarna valt de stroom terug op zijn initieel gedrag.



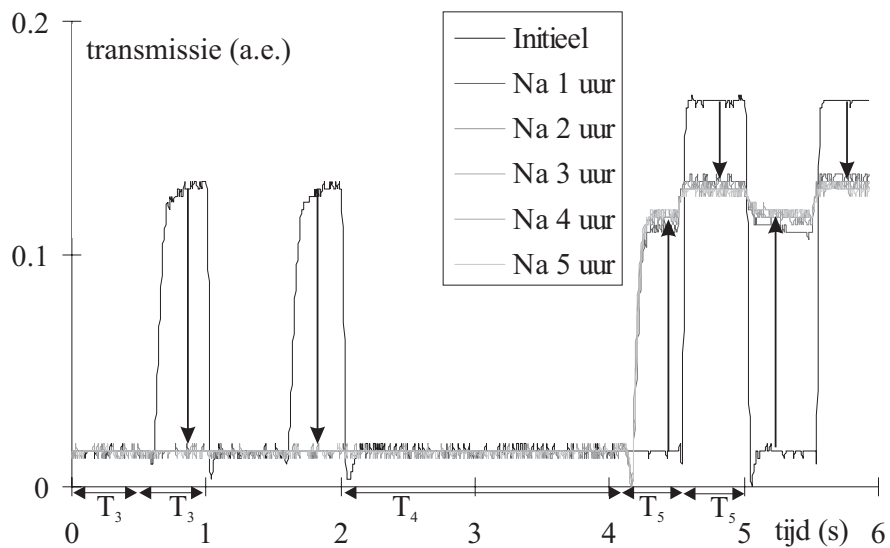
Figuur 3.4: 1^e meting: transiënt- en regimestromen tijdens de stressperiode, die vijf uur duurt.



Figuur 3.5: 1^e meting: de transmissie tijdens de stressperiode, die vijf uur duurt.



Figuur 3.6: 1^e meting: transiënt- en regimestromen gedurende de herstelperiode (5 u).



Figuur 3.7: 1^e meting: de transmissie gedurende de herstelperiode (5 u).

Het blijkt bovendien (uit figuren 3.5 en 3.5) dat er beduidende transmissieveranderingen opduiken, zelfs gedurende de transiëntmeting die onder de drempelspanning werd uitgevoerd.

Gedurende de positieve stress worden de ionen meer en meer gescheiden. Dit geeft aanleiding tot een lichte daling van de positieve transiëntstroom. De ionen slagen er hoe langer hoe minder in een homogene verdeling te bereiken gedurende T_2 , en de positieve stroom gaat dalen omdat er als het ware reeds een positieve spanning aangelegd heeft. De gescheiden ionen bouwen een DC-veld op dat tegengesteld gericht is aan het aangelegde DC-veld. Als de aangelegde spanning van de ionenmeting in dezelfde richting werkt als dit ingebouwde veld (negatief), kan het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag zelfs boven de drempel gaan. De moleculen tilten dan en de transmissie gedurende de regimemeting wijzigt (tussen 0.5 en 1 s evenals tussen 1.5 en 2 s). Dit verschijnsel is zichtbaar op figuur 3.4 en het neemt uiteraard toe naarmate de stressspanning langer aangelegd heeft.

Bij de optische metingen (gedurende T_5) treden dezelfde verschijnselen op. Aan het begin van het stressgedeelte is de transmissie nagenoeg constant: er is geen asymmetrie aanwezig. Ten gevolge van de stress neemt het elektrisch veld bij de positieve spanningspuls af en de transmissie daalt tot op het nulniveau: de spanning over het vloeibaar kristal wordt lager dan de drempelspanning. Het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag bij de negatieve spanningspuls neemt toe en dit leidt tot hogere transmissies.

Gedurende het herstelproces wordt de cel kortgesloten (zie figuren 3.6 en 3.7). Dit leidt tot een ogenblikkelijke sterke stijging van de transiëntstroom gevolgd door het langzaam zakken van de stroomcurven aan positieve zijde en een langzame opbouw aan negatieve zijde. Na 5 uur is de initiële situatie bijna teruggekeerd. Deze tijd is groter dan de tijd om een nieuw evenwicht te verkrijgen gedurende de stress. Dit is waarschijnlijk te verklaren door het feit dat het herstel enkel gebeurt onder invloed van diffusie, daar waar de stress werkt met een extern veld, dus drift.

3.4 Mogelijke oorzaken

In de voorgaande paragraaf werd aangetoond dat het aanleggen van DC-spanningen leidt tot langdurige verschijnselen. Deze fenomenen kunnen niet verklaard worden door het korte termijn ionentransport. Hierbij zou

immers de homogene situatie teruggekeerd zijn door de kortsluitperiode die aan de transiëntmeting voorafgaat.

De redenen voor de opbouw van een langdurige inwendige spanning zoals in vergelijking 2.27 kunnen in eerste instantie velerlei zijn [78]:

- Snelle ionen kunnen sterk getrap worden aan het oppervlak. In deze onderstelling zijn er twee trappingsfenomenen. Het eerste trappingsfenomeen heeft een korte tijdsconstante en veroorzaakt de ionenbult in de stroom. De sterke trapping heeft een erg grote tijdsconstante. De ionen die sterk getrap worden kunnen niet langer bijdragen tot de lekstroom, zodat de amplitude van de lekstroom daalt in beide perioden. Er is ook stijgende asymmetrie in de stroom ten gevolge van het opgebouwde elektrisch veld.
- Het vloeibaar kristal bevat een aantal zeer trage ionen. Deze ionen zijn te traag om zichtbaar te zijn in de transiëntstroom maar ze kunnen een groot intern elektrisch veld veroorzaken (overeenkomend met een gescheiden lading Q_{lc}). In deze onderstelling blijft het aantal 'snelle' ionen gelijk. De 'snelle' ionen zijn deze die in de transiënt meetbaar zijn. De ionendichtheid $M^{sum}/(ed_{lc})$ uit vergelijking 2.43 zou dus constant moeten blijven.
- Ladingsdragers kunnen gescheiden worden in de aligneringslagen Q_{al} , wat leidt tot een DC-elektrisch veld dat het reeds aanwezige veld in het vloeibaar kristal zal doen stijgen. De tijdsconstanten kunnen hier zeer groot zijn, gezien de ladingsdragers doorheen de vaste aligneringslagen moeten bewegen. De concentratie ionen in de aligneringslaag moet ook extreem hoog zijn om een merkbaar effect te hebben [64].

Het zal blijken dat de metingen uit paragrafen 3.3 en 3.5.1 met mogelijkheden 1 en 2 respectievelijk grotendeels kunnen verklaard worden. Toch treden er ook aspecten op die moeilijker te verklaren vallen. De derde mogelijkheid werd bij optische metingen op vloeibaar-kristalcellen opgemeten [64] doch nooit echt bevestigd in lekstroommetingen.

In hoofdstuk 5 en 6 worden generatie en recombinatie van ionen naar voor geschoven als de feitelijke oorzaken van *image sticking* gedurende respectievelijk stress en recovery. De 'trage' ionen zijn dan ook slechts één mogelijke oorzaak voor een traag toenemende V_c .

3.5 Metingen

De twee metingen die hier besproken worden, zullen verklaard worden in het kader van de tot nu toe gegeven mogelijke oorzaken van *image sticking*.

3.5.1 Meting met ‘trage ionen’

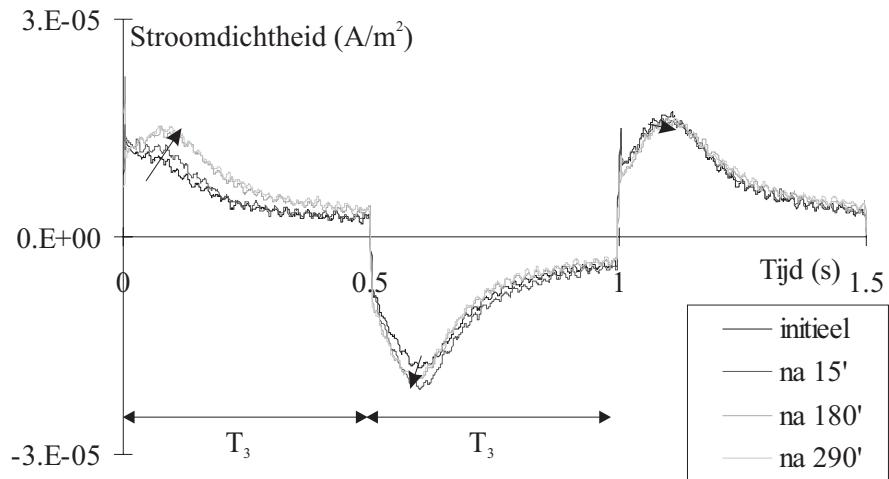
Met de technieken uit het voorgaande hoofdstuk 2 wordt een bepaalde cel bij kamertemperatuur gekarakteriseerd door : $d = 8 \mu\text{m}$, LC=ZLI-4757, $n_1 = n_2 = 1.08 \cdot 10^{18} / \text{m}^3$, $\mu_1 = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{Vs}$, $\mu_2 = 3.11 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs}$ [79, 80]. Aan deze cel wordt een DC-spanning van 0.4 V gelegd gedurende 5 uur, gevolgd door een herstelperiode waarin de cel kortgesloten wordt. Elke vijf minuten wordt de meetsequentie toegepast om de veranderende status van de ionen te volgen. Gezien de korte duur van de meetsequentie in vergelijking met de aangelegde DC wordt ondersteld dat de asymmetrie V_c niet verandert door de meetpulsen.

De verschijning en het vergroten van een stroombult in de transiëntstroom maken duidelijk dat er een asymmetrische spanning V_c wordt opgebouwd tegengesteld aan V_{stress} (zie figuur 3.8). Tijdens de herstelperiode treedt een plotse stroomstijging op waarna de situatie bijna volledig terug keert naar de initiële toestand (zie figuur 3.9).

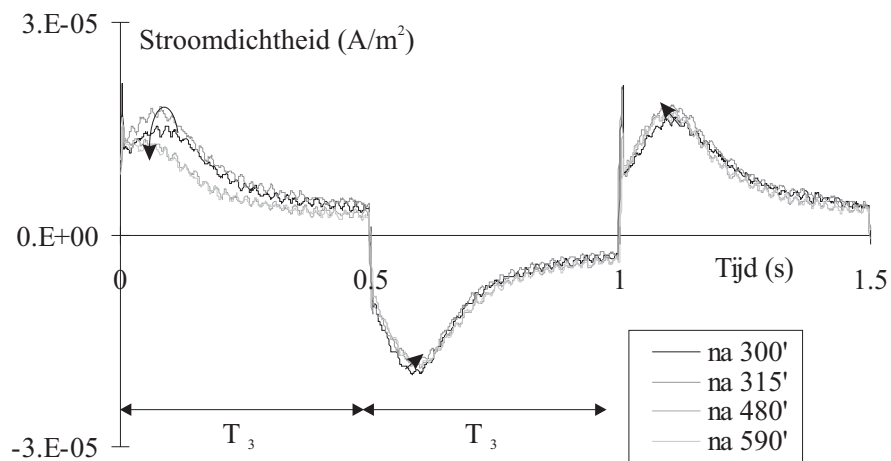
De asymmetrische spanning V_c scheidt de snelle ionen gedurende de 10 seconden die voorafgaan aan de meetsequentie. Er is dus geen homogene distributie meer. Deze asymmetrie blijft zichtbaar in de regimepulsen doch wordt steeds minder duidelijk. Dit wordt verklaard door het feit dat ionen die aan de rand arriveren zich op dezelfde plaats bevinden als indien er geen asymmetrie geweest was. Steeds minder ionen zullen nog niet gearriveerd zijn aan de randen, dus de regime ionenmomenten van de 2^e en 3^e regimepulsen geven maar weinig informatie meer.

Op figuur 3.10 blijkt inderdaad dat het positief transiënt ionenmoment toeneemt, het negatief regime ionenmoment van de volledige volgende puls afneemt en het positief regime ionenmoment van de derde puls zwak toeneemt.

De resultaten duiden erop dat er nagenoeg geen snelle ionen verdwijnen of bijkomen gedurende de meetcyclus. De *image sticking* oorzaak is hier dus niet gerelateerd aan de mobiele ionen.

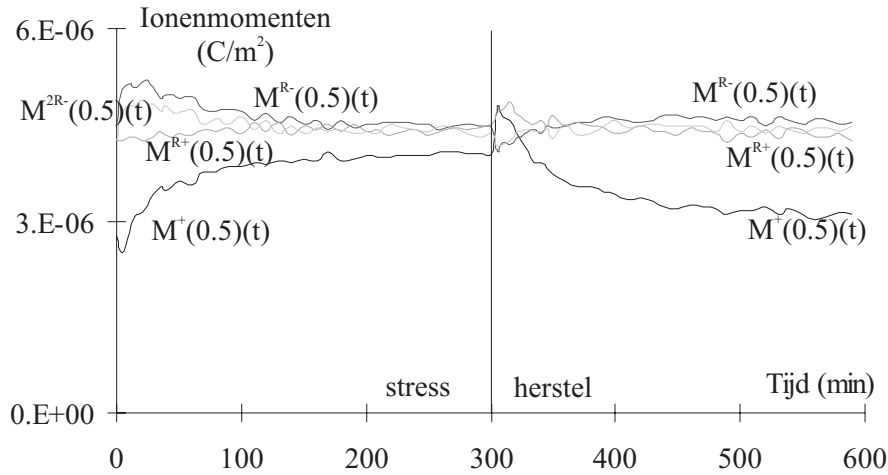


Figuur 3.8: 2^e meting: transient- en regimestroomdichtheden gedurende de stressperiode (initieel tot 5 u).



Figuur 3.9: 2^e meting: transient- en regimestroomdichtheden gedurende de herstelperiode (vanaf 5 u tot 10 u).

Het gaat hier om een traag toenemend fenomeen, als gevolg van de langdurige DC-spanning.



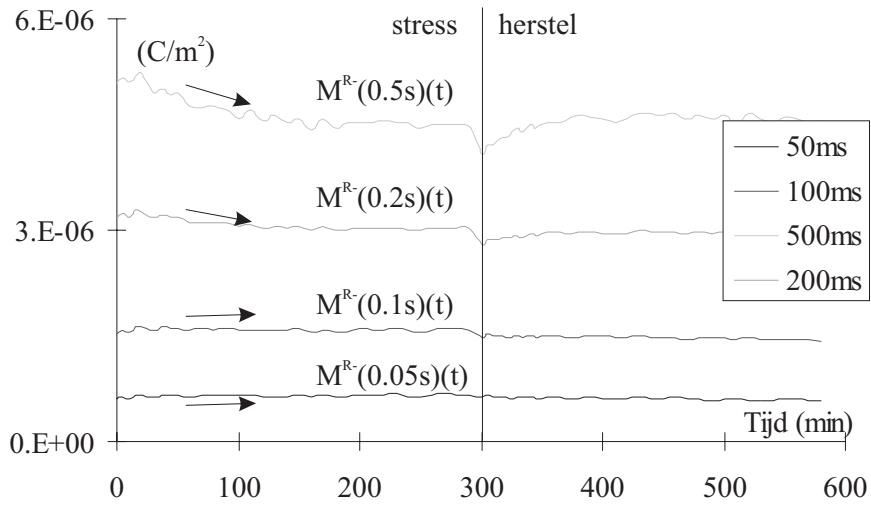
Figuur 3.10: 2^e meting: de ionenmomenten gedurende stress en herstel. De notatie $\Delta M^{R-}(0.5)(t)$ duidt aan dat de spanning V_3 0.5 s heeft aangelegen (gedurende de meetsequentie) en dat reeds een tijd t (in minuten) van de meetcyclus is verstreken.

De oorzaak van de asymmetrie is evenmin te wijten aan ladingsscheiding in de aligneringslaag, gezien dit zou leiden tot een hoger elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag gedurende een positieve puls. Dit positief wordende veld zou de ionen scheiden gedurende de kortsluitperiode voorafgaand aan de meetpulsen. Dit zou een kleiner wordende positieve transiëntstroom betekenen wat hier niet het geval is. Gezien de positieve transiëntstroom toeneemt en het aantal ionen nagenoeg constant blijft mag ondersteld worden dat bij een meting met een eerste negatieve spanningspuls $-V_3$ het negatieve transiënt ionenmoment zou afnemen.

In regime meet men enkel de asymmetrie in het elektrisch veld ten gevolge van V_c . Uit tabel 2.1 volgt dan een regime stroomasymmetrie CA^R verschillend van nul én kleiner dan nul (dus tegengesteld aan de stroomasymmetrie CA gedurende de transiënt).

Dit blijkt duidelijk als het negatief regime ionenmoment wordt uitgezet in functie van de tijd verstreken sinds de omkering van de spanning. Voor korte tijden zijn de snelle ionen allen in beweging. Het groter wordende regimemoment duidt op de absolute stijging van het elektrisch veld naarmate de stress langer heeft geduurd. Voor langere

integratietijden zijn de snelste ionen al aangekomen en nu zijn het de langzamere ionen die nog steeds asymmetrisch verdeeld zijn (zelfs na de transiëntpuls) die bepalend zijn. Zij veroorzaken een dalend negatief regime ionenmoment gedurende de stress (zie figuur 3.11).



Figuur 3.11: 2^e meting: het gedrag van het negatieve regiemoment hangt af van de duur van de integratie van de regimestroom. De notatie $\Delta M^{R-}(0.5)(t)$ duidt aan dat de spanning V_3 0.5 s heeft aangelegd (gedurende de meetsequentie) en dat reeds een tijd t (in minuten) van de meetcyclus is verstreken.

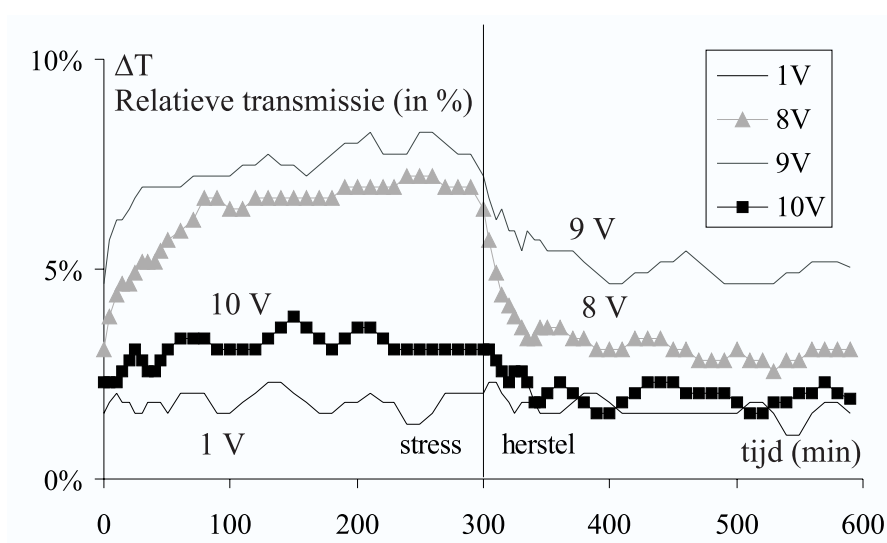
De transmissiemetingen die terzelfdertijd plaatsvinden tonen kleine veranderingen ($< 1\%$) in de gemiddelde transmissie die dan waargenomen worden als *image sticking*.

De tijdsafhankelijke transmissie resultaten zijn echter zeer onthullend. Het blijkt immers dat het vloeibaar kristal de tijd heeft om te reageren op de asymmetrische spanning. Meer bepaald worden oscillaties zichtbaar die het gevolg zijn van het verschil in elektrisch veld bij een positief en een negatief aangelegde spanning. Deze oscillaties zijn het meest zichtbaar in het steilste stuk van de T - V -curve (hier 7–9 V) wat logisch is: kleine variaties van het elektrisch veld leiden hier tot grote transmissieverschillen of grijswaardeverschuivingen.

De transmissieverschillen nemen sterk toe en satureren bij een bepaalde waarde voor elke spanning. Bij lage spanningen (1 V) zijn geen oscillaties zichtbaar gezien $V < V_{THR}$. Bij zeer grote spanningen

gen (>10 V) zijn de oscillaties klein omdat de moleculen gedurende de volledige periode getilt blijven.

De in tabel 2.1 gedefinieerde optische asymmetrie ΔT in A_1 en A_2 leidt tot figuur 3.12. De oscillaties zijn hier weergegeven als een percentage van de maximale transmissie van deze *Normally White* Configuratie. De positieve stress-spanning V_1 leidt inderdaad tot een negatieve V_c . Een negatieve V_c leidt dan tot een positieve ΔT .



Figuur 3.12: 2^e meting: de oscillaties in de transmissie nemen toe ten gevolge van de asymmetrische spanning V_c , de gemiddelde transmissie verandert slechts licht.

Tijdens de herstelperiode keert alles min of meer terug naar de initiële situatie. Het positief transiënt ionenmoment neemt terug af (zie figuur 3.10). Aan het begin van de herstelperiode treedt een plotse stijging van de stroom op. Dit wijst erop dat althans een klein gedeelte van snelle ionen sterk getrapt werden gedurende de stressperiode. Bij het kortsluiten komen deze terug vrij.

De transmissieoscillaties nemen ook terug af gedurende het herstel.

Als conclusie kan men stellen dat hier een *image sticking* fenomeen optreedt dat veroorzaakt lijkt te zijn door trage ionen of in elk geval een oorzaak die niets te maken heeft met trapping. De precieze oorzaak is dus nog niet duidelijk.

3.5.2 Meting met ‘sterke trapping’

De meting uit 3.3 kan geïnterpreteerd worden als een geval van sterke trapping. De berekening van de momenten bevestigt dit (zie figuur 3.13). De totale getransporteerde lading gedurende elke spanningspuls daalt gedurende de stressperiode. Dit komt opnieuw overeen met sterke trapping van ionen. Er wordt dus een negatieve V_c verwacht die in absolute waarde toeneemt.

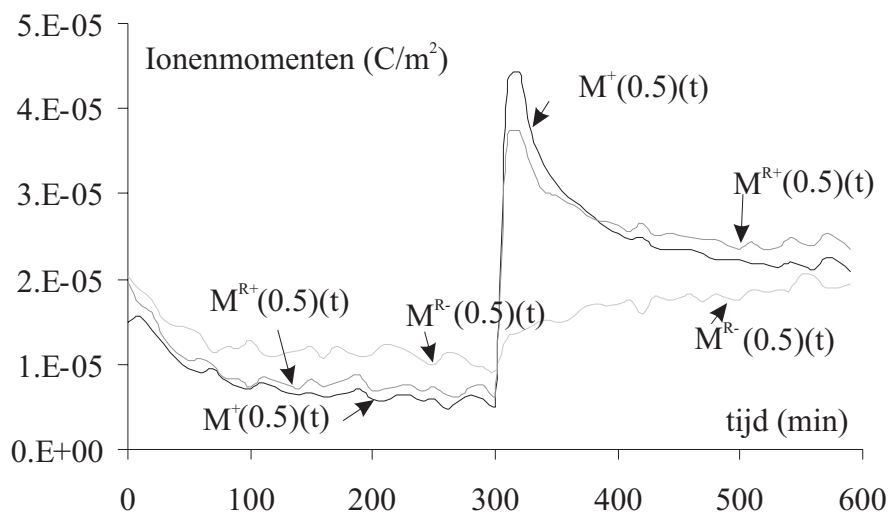
Het positieve transiënt ionenmoment blijkt echter te dalen wat duidt op het stijgen van V_c . Deze tegenstrijdigheid moet te verklaren zijn door de eindige kortsluitduur T_2 van de cel en het verzwakte veld gedurende de positieve puls: de ionen hebben nog niet de asymmetrische distributie aangenomen met $CA > 0$ die het gevolg zou zijn van een negatieve V_c .

Zodra de cel langdurig kortgesloten wordt (herstel), komt een groot gedeelte van de getrapte lading terug vrij wat resulteert in een plotse stroomstijging. Het aantal snelle ionen groeit dan. Deze ionen worden tijdens de kortsluiting voor de meting gescheiden door V_c . Dit resulteert in een sterke positieve transiëntstroom. V_c was dus effectief negatief gedurende de stressperiode en zal nu terug langzaam afgebouwd worden.

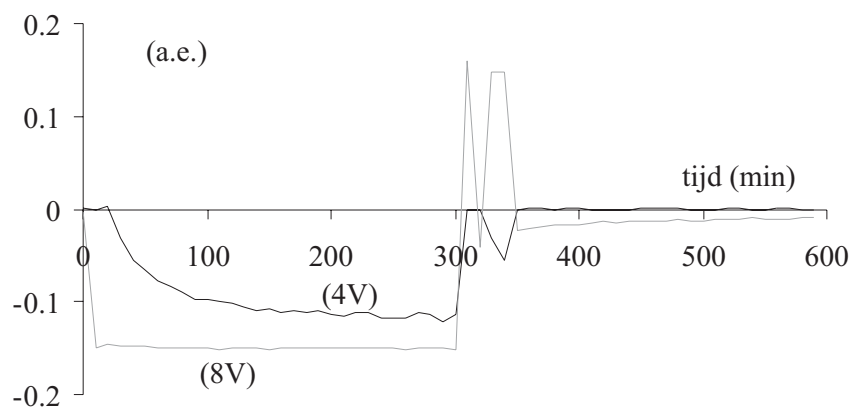
Tevens blijkt dat er wel erg veel lading vrijkomt. Het positieve transiënt ionenmoment is zelfs veel groter dan de regimestroom die er op volgt. De losgekomen lading neemt dus na twee pulsen niet meer deel aan de stroom. Het is dan ook de vraag waar deze lading naar toe verdwijnt.

De transmissiemetingen geven alvast een duidelijke bevestiging voor het negatieve teken van V_c . In figuur 3.14 is ΔT uitgezet voor de externe spanningen 4 V en 8 V. ΔT wordt steeds negatiever gedurende de stressperiode. Dit komt overeen met een negatieve V_c waarbij rekening moet gehouden worden met de monotone *Normally Black* configuratie van de meting. De drempelspanning aan positieve zijde stijgt en deze voor negatieve spanningen daalt (zelfs tot onder de spanning van de meetcyclus) dus gedurende de stressperiode. Een negatieve V_c duidt alweer op sterke trapping of een andere oorzaak in de vloeibaar-kristallaag ten gevolge van de positieve stress.

Gedurende het herstel treden eerst enkele eigenaardige fenomenen op die verband houden met het vrijkomen van ladingen. Daarna blijkt de negatieve V_c langzaam terug naar nul te gaan.



Figuur 3.13: 1^e meting: alle momenten nemen af gedurende de stress. Tijdens het herstel wordt het transiënt ionenmoment groter dan het regime ionenmoment. De notatie $\Delta M(0.5)(t)$ duidt aan dat de spanning V_3 0.5 s heeft aangelegd (gedurende de meetsequentie) en dat reeds een tijd t (in minuten) van de meetcyclus is verstreken.



Figuur 3.14: 1^e meting: De oscillaties in de transmissie nemen toe en terug af. Bij de overgang van stress naar herstel komen oscillaties voor.

Jammer genoeg werd de negatieve transiëntstroom niet apart opgemeten om definitief vast te stellen of CA nu positief of negatief was (zie tabel 2.1).

3.6 Conclusie

In dit hoofdstuk werd een meettechniek vooropgesteld die toelaat het *image sticking* fenomeen te veroorzaken en tevens de invloed op de snelle ionen te detecteren. Hierbij werden een aantal mogelijke oorzaken vooropgesteld die toelaten vele aspecten (doch niet alle) van de gedane metingen te verklaren.

Het fundamentele idee is dat er een V_c geïntroduceerd wordt die langzamerhand de uitwendig aangebrachte stress-spanning compenseert. Gedurende de herstelperiode verdwijnt deze V_c eveneens langzamerhand. Deze langzame variatie maakt dus deel uit van de langetermijneffecten van de cel.

Hoofdstuk 4

Asymmetrie in reflectieve LCD's

In dit hoofdstuk zal gefocuseerd worden op de invloed van de werkfunctie op het ionentransport in reflectieve LCD's en op de asymmetrie in de R - V -curve. Eerst zal kort ingegaan worden op de optische reflectie van een reflectief LCD of R-LCD.

4.1 De reflectie van een R-LCD

4.1.1 Reflectie op de bol van Poincaré

Bij het ontwerp van een reflectief systeem moet een onderscheid gemaakt worden tussen direct zicht en projectie. Bij direct zicht gebruikt men slechts één polarisator (vaak *NORMALLY BLACK*). Het projectietype is eerder *NORMALLY WHITE*. De keuze tussen *NB* en *NW* hangt ook samen met het vloeibaar kristal en eventuele retardatiefolies.

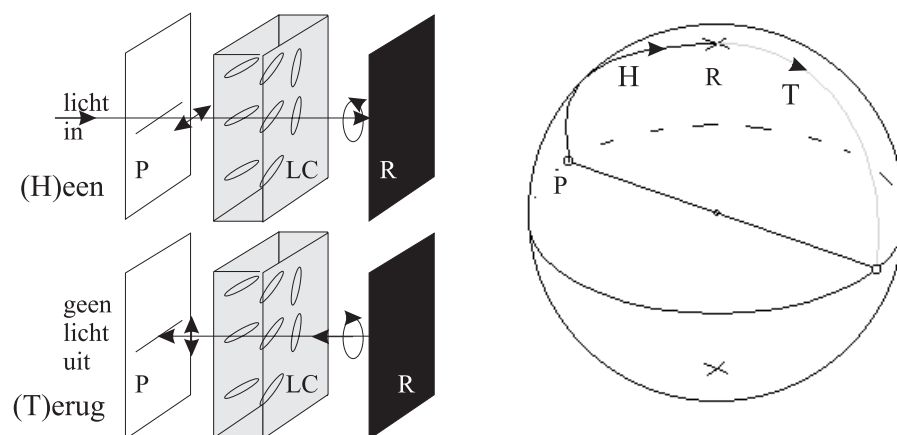
Uiteraard is het belangrijk de optische efficiëntie van een reflectief LCD te kunnen voorspellen. De formule van Gooch en Tarry is immers niet meer geldig. De Jones-matrix van een terugwaarts propagerende golf blijkt de getransponeerde transmissiematrix te zijn [81]. Als J_J de Jones-matrix van de voorwaarts propagerende golf is, dan wordt de volledige Jones-matrix van een reflectief beeldscherm gegeven door (met de rotatie- en propagatiematrices T_J en R_J uit vergelijking 1.12):

$$J_{J,R} = J_J^T \cdot J_J = R_J(-\phi_J) T_J(2\delta_J) R_J(\phi_J) \quad (4.1)$$

Er werd een perfecte reflector ondersteld.

Hieruit blijkt dat de rotatorcomponenten van de Jones-matrix elkaar uitschakelen terwijl de faseverschuivingscomponenten zich bij elkaar optellen. Dit betekent dat de invloed van een reflectief dubbelbrekend systeem op gepolariseerd licht gelijk is aan dat van een enkel transmissief systeem met dezelfde rotatie doch met dubbele faseverschuiving. Meestal wordt er gestreefd om voor de centrale golflengte de circulaire polarisatie te bekomen aan het reflecterende medium. Gedetailleerde berekeningen leiden dan tot een aantal optimale configuraties [81].

Een voorbeeld is hier gegeven voor de veelgebruikte 63TN0 configuratie (zie figuur 4.1). Hierbij is de totale twist 63° en de hoek van de polarisator met de ingangsdirector gelijk aan 0° . Andere veelgebruikte reflectieve configuraties zijn de 'zelf-compenserende' versie 60TN30, het kwart-golflengteplaatje 0TN-45 en de hogere twist versie 190TN0 [66, 82].

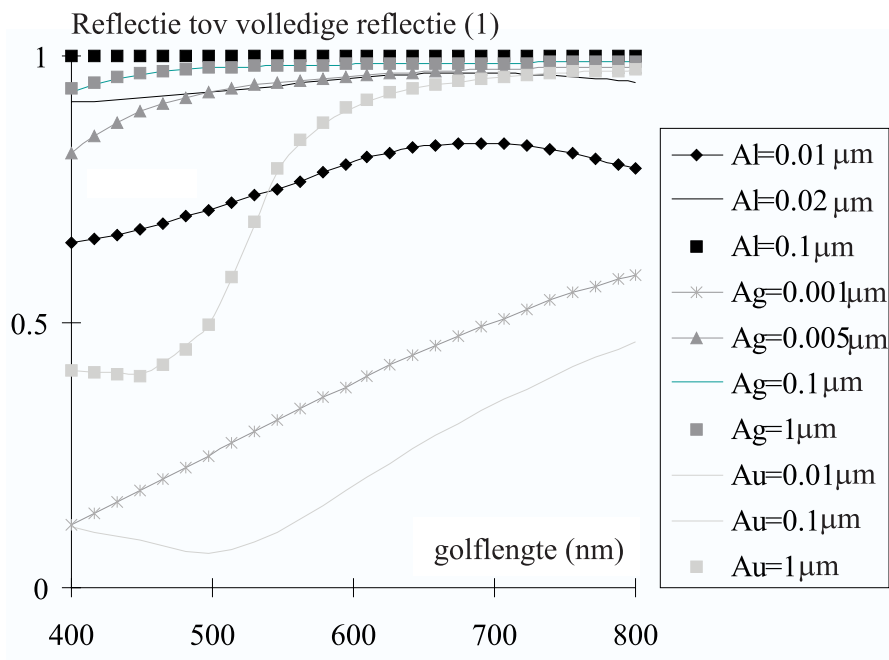


Figuur 4.1: De reflectie van een monochromatische golf aan een reflectief LCD met ingangspolarisator (P), een 63° TN (LC) en een reflector (R). Zoals getoond op de bol van Poincaré wordt de circulaire polarisatie bereikt aan de reflector.

4.1.2 Reflectie aan een spiegelende laag

De basis van de Berreman-methode voor transmissieve LCD's bestaat erin de inverse van een vierdimensionale propagatiematrix op te stellen. De volledige behandeling is te vinden in het doctoraat van Frank Cuypers [25].

Het reflecterende laagje is vaak slechts 100 tot 200 nm dik en bestaat meestal uit aluminium. Echte materialen zijn echter geen ideale reflectors en hun eigenschappen moeten dan ook bestudeerd worden. De propagatiematrix werd opgesteld voor reflecterende lagen die zich gedragen als lagen met een isotrope doch complexe brekingsindex. De brekingindices zijn bovendien licht golflengte-afhankelijk voor de meest gebruikte laagsoorten namelijk goud, zilver of aluminium [83]. De reflectie is dus ook afhankelijk van de golflengte en de dikte: een gedeelte van het licht wordt geabsorbeerd en een dunne laag laat het meeste licht zelfs gewoon door (zie figuur 4.2). Afhankelijk van de noodzakelijke dikte die mee de duur van het depositieproces bepaalt, de contacteigenschappen en de gewenste reflectie kan dus het materiaal gekozen worden. De prijs van het materiaal is, gezien het zeer geringe volume, van eerder ondergeschikt belang. De goede contacteigenschappen van goud maken het materiaal bijvoorbeeld interessant voor studie van de eigenschappen van de TFT. De hoge prijs en de slechte reflectie bij kortere golflengten worden dan aanvaard.



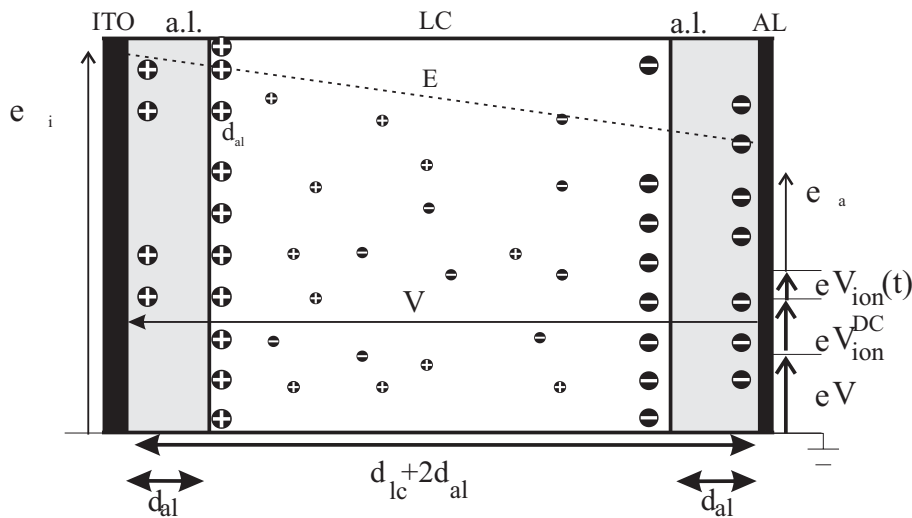
Figuur 4.2: Berekening van de reflectie (verhouding gereflecteerd tot invallend licht). De reflectie aan een spiegelende laag, bestaande uit aluminium (Al), zilver(Ag) of goud(Au) hangt af van de golflengte (in nm) en de dikte (in μm).

4.2 Het werkfunctieverschil bij R-LCD's

Reflectieve cellen hebben dus twee elektrodes, een transparante (uit ITO) en een reflectieve (bv. uit aluminium). De experimenten geven aan dat de reflectie verschilt voor een positief aangelegde spanning en een negatief aangelegde spanning. Dit wordt veroorzaakt door een verschil in werkfunctie $\Delta\Phi$ tussen de elektrodes (zie figuur 4.3):

$$\Delta\Phi = (\Phi_i - \Phi_a) = e(\phi_i - \phi_a) = e(\Delta\phi) \quad (4.2)$$

Dit verschil in werkfunctie tussen de materialen zorgt ervoor dat er een verschillend aantal elektronen aanwezig is op de elektrodes bij elektrochemisch evenwicht. Het blijkt dan dat er netto een DC-spanning over de elektrodes staat.



Figuur 4.3: Schematische voorstelling van de invloed van de werkfuncties en de aangelegde spanning op het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag. AL is aluminium, a.l. staat voor aligneringslaag. De ‘grote’ ionen veroorzaken een langdurige V_{ion}^{DC} . De kleine ionen bewegen snel, zij veroorzaken $V_{ion}(t)$.

Hier wordt de aluminiumlaag als geaard beschouwd. Dit is een kwestie van referentie gezien in beeldschermen eerder de gemeenschappelijke ITO-plaat als ‘ground’ beschouwd wordt, doch in de hier beschouwde testcellen is de aluminiumlaag zuiver fysisch gezien de gemeenschappelijke elektrode en fungeert dus ook als aarding.

De werkfunctie van ITO is een beetje hoger dan deze van aluminium. De exacte waarde van het positieve werkfunctieverschil is echter moeilijk te bepalen. De resultaten van metingen hangen af van het metaaloppervlak, de samenstelling (onzuiverheden?), de depositietechniek en de meettechniek zelf (CV-meting of optische respons). De kristalrichtingen (100), (110) en (111) hebben bovendien ook nog eens verschillende werkfuncties.

De literatuurwaarden voor $\Delta\Phi$ zijn een stuk kleiner dan deze gemeten door Philips (1 eV). De elektronenaffiniteit is een materiaaleigenschap onafhankelijk van de onzuiverheden. Deze wordt voor ITO geschat op 4.4–4.7 eV en gaat van 4.1 eV tot 4.25 eV voor aluminium. Het verschil in werkfunctie $\Delta\Phi$ zal een ionenspanning V_{ion}^{DC} opwekken over de cel die zich tegen dit interne veld zal verzetten. Als er ook spanningen aangelegd worden zal er bovendien een tijdsafhankelijke spanning $V_{ion}(t)$ bestaan. De uitdrukking voor het elektrisch veld volgt uit vergelijking 2.28:

$$E(t) = \kappa(V - \Delta\phi + V_{ion}^{DC} + V_{ion}(t))/d_{lc} \quad (4.3)$$

De opgemeten asymmetrische spanning V_c zal dan gelijk zijn aan:

$$V_c = \kappa(-\Delta\phi + V_{ion}^{DC}) \quad (4.4)$$

Deze spanning is (zonder het langdurig aanleggen van grote negatieve DC's) altijd negatief gezien de oorzaak van V_{ion}^{DC} het verschil in werkfunctie is [84].

4.3 Metingen op de M-reeks

4.3.1 De cellen van de M-reeks

De cellen van de M-reeks worden voorgesteld in tabel 4.1, het kenteken M heeft geen specifieke betekenis. De cellen hebben een brede waaier aan diktes, vloeibare kristallen en aligeringlagen. Het is de bedoeling na te gaan of sommige eigenschappen algemeen zijn en of er een relatie kan gelegd worden tussen celstructuur, asymmetrie en korte termijn ionentransport.

4.3.2 Stroommetingen op de M-reeks

Voor het opmeten van de stroom wordt gebruik gemaakt van de techniek van de transiëntmomenten om de ionenconcentraties te schatten en de

Cell nr.	LC	a.l.	$d_{lc}(\mu m)$	$\Delta V(V)$	
				1 ^e	2 ^e
M24	LC-1	PI-A	2.2	-0.4	-0.09
M25	LC-1	PI-A	2	-0.89	-0.74
M29	LC-1	PI-A	5.6	0	0
M40	ZLI-4792	PI-B	5.6	-0.555	-0.59
M41	ZLI-4792	PI-B	2	-0.48	-0.33
M42	ZLI-4792	PI-B	3.5	-0.08	-0.307
M43	MLC-6800	PI-B	3.5	-0.46	-0.39
M52	TL-202	PI-B	1	-0.545	-0.3
M54	TL-213	PI-B	1	-0.435	-0.56
M86	MLC-6700	PI-B	2	-0.77	-0.18

Tabel 4.1: De M-serie (celnummer, vloeibaar kristal (LC) en gebruikte aligneringslaag(a.l.)). Ook de opgemeten optische asymmetrie ΔV volgend uit twee continue $R-V$ metingen met drie maanden tussentijd is aangeduid (PI: polyimide).

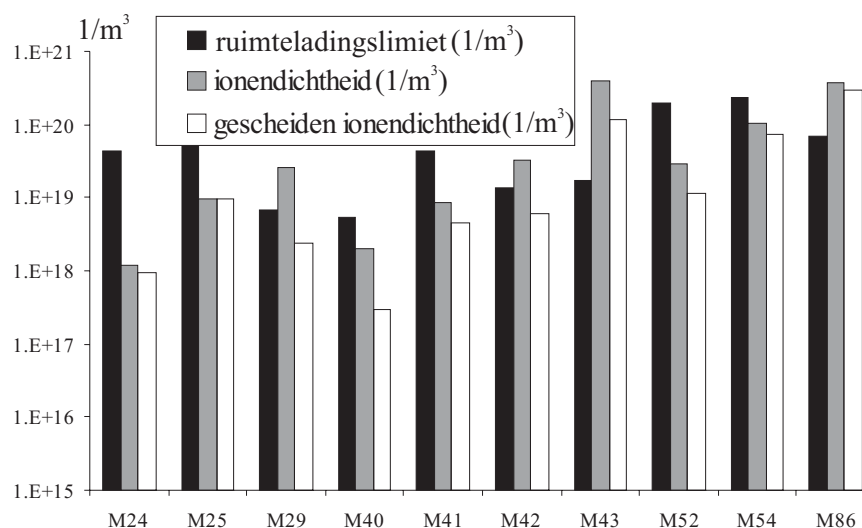
asymmetrie ervan te bepalen [85].

Deze resultaten worden vergeleken met de actieve-matrix ruimteladingslimiet (bij de aangelegde spanning) om het belang ervan te bepalen.

De transiëntmeting duurde een beperkte vaste tijd die gekozen werd als 500 ms. Dit is lang genoeg opdat alle transiëntionen die het korte termijn ionentransport bepalen zouden aangekomen zijn. In goede benadering kan dan, met de notatie uit hoofdstuk 2 gesteld worden dat $M^+(0) \simeq \Delta M(0.5 \text{ s})$. De resultaten zijn weergegeven in figuur 4.4.

Het is belangrijk op te merken dat de asymmetrie van de ionenverdeling steeds in dezelfde richting werkt. Dit staat in verband met het teken van de asymmetrische spanning V_c .

De ionenconcentratie kan zowel boven als onder de ruimteladingslimiet liggen. De relatieve asymmetrie blijkt vrij hoog te zijn als de ionenconcentratie laag is, wat logisch is: bij een zekere asymmetrie worden de lage ionenconcentraties volledig gescheiden terwijl de hogere concentraties de asymmetrische spanning kunnen compenseren. Uit de metingen valt echter geen eenvoudige relatie tussen de ionenconcentraties en de celconfiguratie te halen. De ionenconcentratie is niet altijd in verband te brengen met de dikte van het vloeibaar-kristallaag of de aligneringslagen. Het feit dat zeer veel verschillende vloeibare kristallen gebruikt werden bemoeilijkt eveneens de interpretatie.



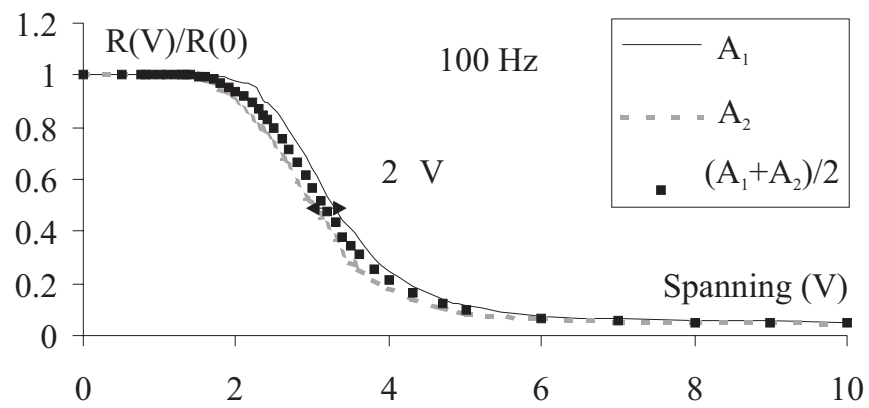
Figuur 4.4: De eerste meting van de ionenconcentratie en de gescheiden ladingsdichtheid in de cellen van de M-reeks.

4.3.3 Reflectie metingen op de M-reeks

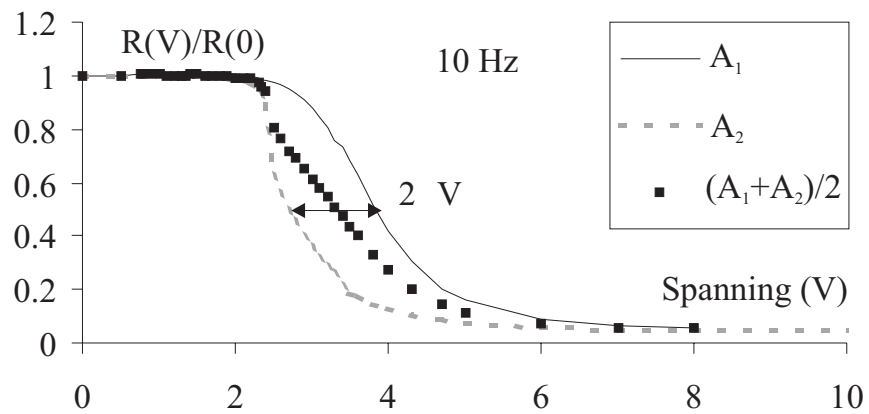
De metingen worden verricht bij 100 Hz en 10 Hz. Uit voorgaande discussies (zie figuur 2.22) volgt dat de 100 Hz respons minder sterk beïnvloed wordt door ionen dan de 10 Hz respons.

De helling van de resulterende R - V -curve laat toe te concluderen of de reflectie zal stijgen, dalen of ongeveer constant zal blijven gedurende een spanningspuls. Met kleine stapjes van 0.1 V wordt de reflectie gemeten gedurende 12 spanningspulsen (6 positieve en 6 negatieve). Dit leidt tot de definitie van A_1 en A_2 als de eindwaarden van de reflectie gedurende de positieve, respectievelijk de negatieve spanningspuls van de blokgolf (zie paragraaf 2.8). De meetopstelling laat een snelle verwerking en bepaling van A_1 en A_2 toe. De gemiddelde A_1 en A_2 waarden van de laatste 3 perioden geven dan de meest accurate meting.

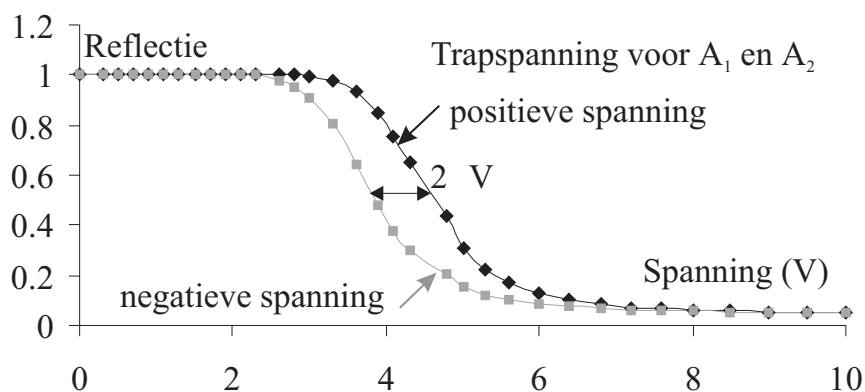
De meting op cel M43 bij 10 Hz met een blokspanning boven de drempelspanning vertoont asymmetrie (zie figuur 4.6). Dit is een gevolg van de negatieve asymmetrische spanning V_c (ITO = V , ALU = GND). Hierdoor is het elektrisch veld lager bij de positieve spanningspuls dan bij de negatieve. De reflectie is dan hoger gedurende de positieve puls dan gedurende de negatieve.



Figuur 4.5: De 2^e meting bij 100 Hz op cel M43.



Figuur 4.6: De 2^e meting bij 10 Hz op cel M43.



Figuur 4.7: De meting van de continue R - V -curve van cel M43. De optische asymmetrie ΔV is bepaald op het 50% niveau.

De optische asymmetrie ΔV (bij 10 Hz) is groter dan bij 100 Hz omdat reoriëntatie van de moleculen kan optreden. De reoriëntatie gebeurt met de tijdsconstante t_{lc} van het vloeibaar kristal die afhangt van de viscositeit. Bovendien hebben de ionen meer tijd om het veld te beïnvloeden gedurende elke halve periode. De voornaamste bijdrage tot de opgemeten optische asymmetrie blijkt toch te komen van V_c .

Dit kan ook vastgesteld worden op figuur 2.21. De snelle stijgingen en dalingen van de reflectie bij het omschakelen van de spanning zijn het gevolg van de reoriëntatie. Het trage stijgen van de reflectie erna is waarschijnlijk eerder te wijten aan de invloed van de ionen.

De metingen leveren de R - V -curven op bij 100 Hz en 10 Hz. De curven zijn voorgesteld op figuren 4.5 en 4.6.

De ‘continue’ curve is de R - V -curve van de A_1 en A_2 waarden als een positieve, respectievelijk negatieve trapspanning met halve perioden van 0.5 s wordt aangelegd (zie figuur 4.7). In dit geval treedt een asymmetrische spanning op van -0.4 Volt, wat goed past bij het werkfunctieverschil van aluminium en ITO.

De resultaten voor de verschillende cellen vertonen echter redelijk wat spreiding. De asymmetrie (ΔV) kan bovendien op verschillende manieren uit de R - V -curven bepaald worden en elke methode levert uiteraard een licht verschillend resultaat. ΔV kan bijvoorbeeld bepaald worden bij 50% reflectie.

In sommige gevallen bestaat het 50% niveau echter niet. In dit geval kan een kwadratische curve gefit worden aan figuur 4.7. De verschuiving ten opzichte van de oorsprong bepaalt dan de asymmetrie. Uit verschillende pogingen is echter gebleken dat bij het fitten te veel aandacht geschonken wordt aan de hoge spanningen. Hierdoor wordt de asymmetrie duidelijk onderschat. Het is dan ook beter te werken met de drempelspanningen (bijvoorbeeld de 1%, de 5% of 10% drempel) voor positieve en negatieve spanningen. De opgemeten drempelspanningen worden dan van elkaar afgetrokken. Bij de drempelspanningen bereikt het elektrisch veld in de vloeibaar-kristallaag inderdaad dezelfde waarde, overeenkomend met de echte drempelspanning V_{THR} . Tabel 4.1 bevat de resultaten van de metingen van de continue R - V -curve.

Er kan, zoals reeds gesteld, geen echte correlatie gevonden worden tussen de celdikte, de vloeibare kristallen en de aligeringslagen. Tot op zekere hoogte blijkt dat dikkere cellen een lagere asymmetrie hebben omdat ze vaak meer ionen bevatten die de invloed van een intern veld kunnen wegwerken.

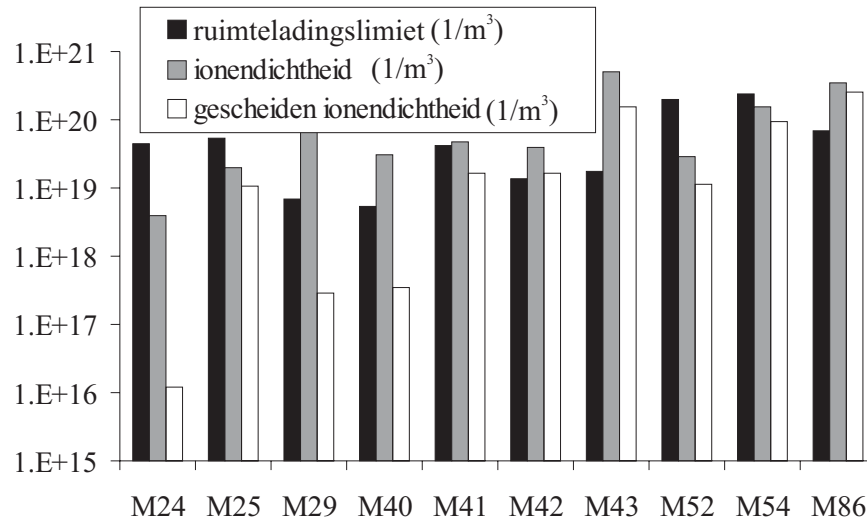
Als conclusie kan gesteld worden dat een grotere collectie cellen misschien tot een beter resultaat kan leiden.

4.3.4 Veroudering van de M-reeks

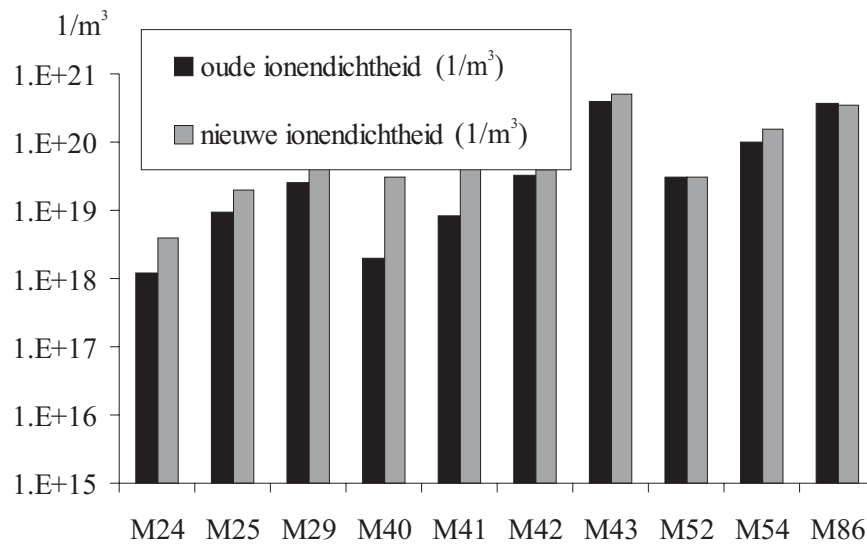
Drie maanden na deze metingen, werden de optische metingen en de stroommetingen herhaald (zie figuren 4.8 en 4.9). Het blijkt dat er nog steeds veel cellen zijn die een concentratie hebben die gevoelig onder de ruimteladingslimiet ligt [86]. Sommige cellen hebben een erg lage asymmetrie in de ionendistributie (M24, M29 en M40).

Het blijkt dat de ionenconcentratie steeds gestegen is ten opzichte van de eerste metingen (zie figuur 4.9). Dit duidt erop dat gedurende deze periode, de ionen gescheiden worden door het interne veld. Uiteindelijk compenseren zij het interne veld. Met het oog op de volgende hoofdstukken betekent het ook dat de asymmetrische spanning V_c via het generatieproces verantwoordelijk kan zijn voor deze stijging van de ionenconcentratie.

Als de ionenconcentratie laag was vergeleken met de ruimteladingslimiet en de asymmetrische spanning hoog genoeg was (M24, M25, M40, M41 en M54), treedt er een drastische stijging op van de concentratie. Indien de ionenconcentratie reeds ver boven de ruimteladingslimiet was, is er slechts een geringe stijging (M42, M43 en M86). De asymmetrie is



Figuur 4.8: De ionendichtheid en gescheiden ladingsdichtheid van de tweede meting in vergelijking met de ruimteladingslimiet (SCL).

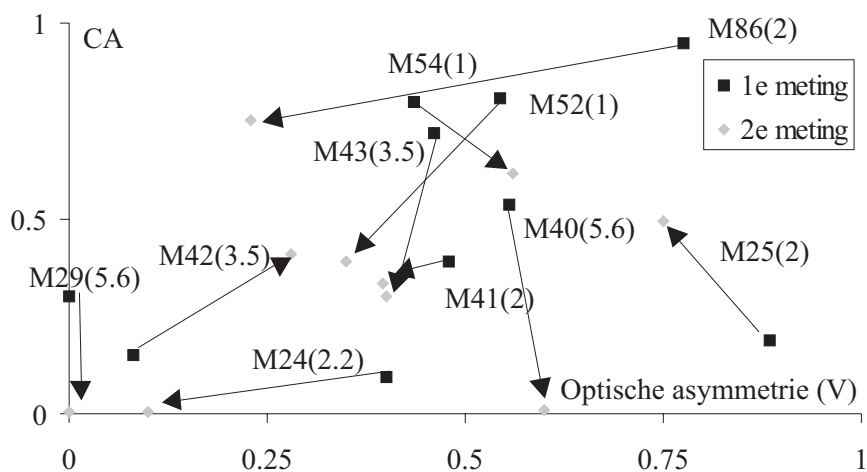


Figuur 4.9: De ionendichtheid van de tweede meting vergeleken met de eerste meting.

dan reeds gecompenseerd. Cel 29 heeft de neiging erg traag te reageren op een aangelegd signaal en is dus minder betrouwbaar.

Het blijkt dat een dikkere cel met dezelfde ionenconcentratie n_{lc} en ongeveer dezelfde ΔV een lagere stroomasymmetrie CA heeft dan een dunner cel. Dit volgt uit het feit dat deze cellen meer ionen per oppervlakte-eenheid bevatten. Als deze ionen gescheiden raken veroorzaken ze een compensatiespanning $Q_{lc}/C_{al} = qn_{lc}d_{lc}/C_{al}$. Om dezelfde compensatie van het externe veld te bekomen zijn, is dus een kleinere ionenconcentratie n_{lc} nodig in een dikke cel dan in een dunne cel. De erbijhorende absolute M^{diff} is dan kleiner zodat de CA lager is bij de dikkere cel. Dit wordt bevestigd door de dikkere cellen (bv. M42) te vergelijken met dunner exemplaren (bv. M29) wiens ionenconcentraties en ΔR van dezelfde grootte-orde zijn.

Een meer overtuigend bewijs wordt gevormd door op figuur 4.10 de dikte van de cellen te bekijken. Het verkleinen van de dikte betekent bijna automatisch het verhogen van de transiëntstroomasymmetrie CA . Het ionentransport wordt dus van groter belang naarmate de industrie dunner cellen eist om snellere beeldschermen te kunnen maken.



Figuur 4.10: De waarden van de optische asymmetrie en de stroomasymmetrie veranderen gedurende drie maanden. De dikte van de cel (in μm) is tussen haakjes gegeven.

4.4 Metingen op de G-reeks

De cellen van de G-reeks (de G heeft geen speciale betekenis) hebben twee beeldpunten L en S. Ze hebben een totale twist van 60 graden [87]. Het vloeibaar kristal is fluorbevattend mengsel, bedoeld voor eerste minimum AM-devices met zeer hoge resistiviteit. L(ong) en S(hort) staan voor de lengte van de ITO-elektrodes van de beeldpunten. De aluminiumelektrode is gemeenschappelijk.

Cel nr.	LC	a.l.	$d_{al}(\text{nm})$	$d_{lc}(\mu\text{m})$	$AM - \Delta V(\text{V})$	
					L	S
G1B	LC-1	PI-A	140	2.0	-0.71	-0.71
G2B	LC-1	PI-A	140	3.5	-0.72	-0.35
G3B	LC-1	PI-A	140	5.6	-0.91	-0.53
G4A	LC-1	PI-B	100	2.0	-0.87	-0.86
G5A	LC-1	PI-B	100	3.5	-0.36	-0.58
G6A	LC-1	PI-B	100	5.6	-0.86	-0.54
G7A	LC-1	PI-B	18	3.5	-0.67	-0.64
G8A	LC-1	PI-B	40	3.5	-0.71	-0.53

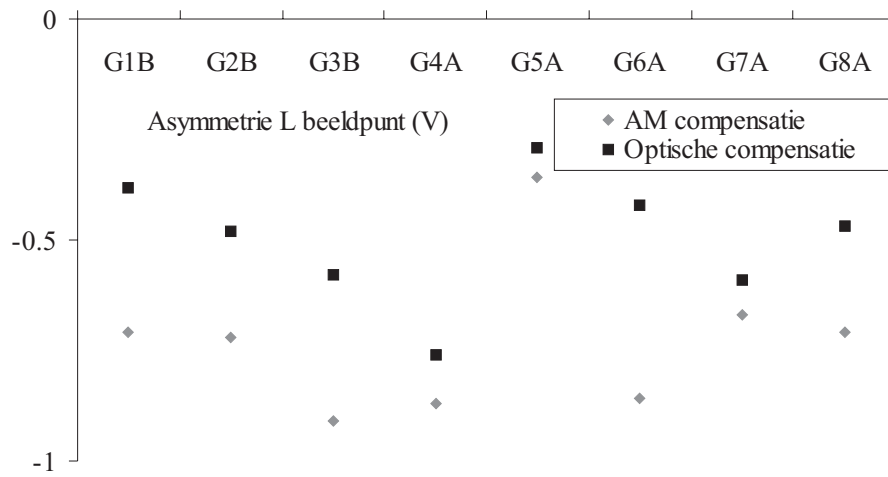
Tabel 4.2: De G-serie en de AM-compensatiespanning ΔV

Alvorens andere metingen uit te voeren, wordt de AM-ontladingscurve opgemeten. Hierbij wordt eerst een positieve lading aangebracht waarna het spanningsverval opgemeten wordt. Vervolgens wordt een negatieve lading aangebracht en opnieuw wordt het spanningsverval opgemeten.

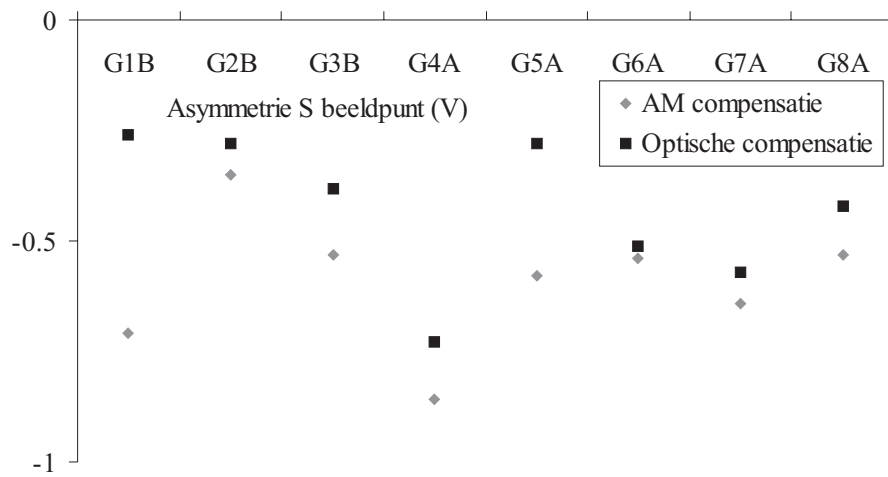
De asymmetrie tussen beide spanningsvervallen wordt gecompenseerd door een asymmetrische spanning aan te leggen tijdens het aanschakelen van het schakelement. Dit geeft de spanning $AM - \Delta V$, volgend uit de AM-compensatie (zie tabel 4.2).

De typische meetcyclus uitgevoerd op elk van de cellen is als volgt: eerst wordt het L-beeldpunt gemeten, dan het S-beeldpunt. Op elk beeldpunt wordt een korte optische compensatiemeting uitgevoerd: er wordt een spanning aangelegd van $7 V_{pp}$ bij 10 Hz. Dit is hoog genoeg om een behoorlijke asymmetrie in de reflectie te zien. Nu wordt deze optische asymmetrie gecompenseerd met een DC. De waarde van deze optische compensatie, vóór er vele optische metingen en stroommetingen op de cel gebeurd zijn, is voorgesteld in figuur 4.11 en figuur 4.12.

Hierna worden de R - V -curven opgemeten bij 100 Hz, 10 Hz en de



Figuur 4.11: De vergelijking van de metingen door compensatie van de AM-curve en door compensatie van de optische asymmetrie, voor de L-beeldpunten van de G-serie



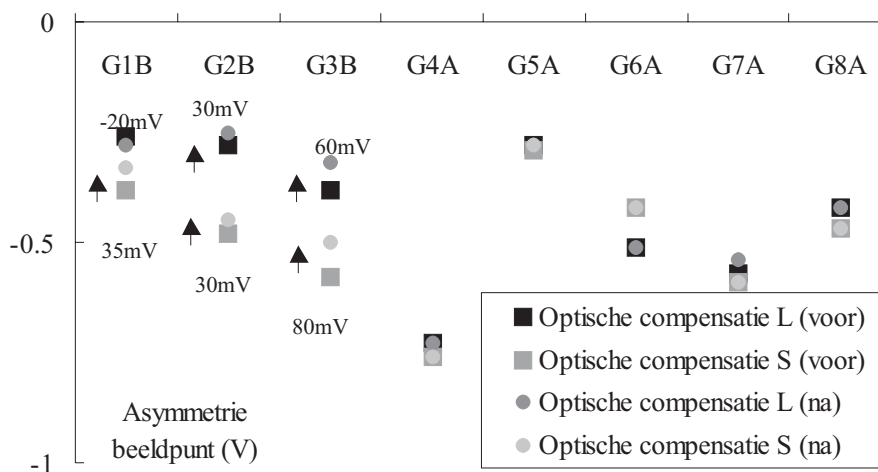
Figuur 4.12: De vergelijking van de metingen door compensatie van de AM-curve en de optische asymmetrie voor de S-beeldpunten van de G-serie.

continue curven (met een trapspanning). De curve bij 100 Hz is interessant omdat dit in de buurt ligt van de werkfrequentie van een beeldscherm terwijl de curve bij 10 Hz duidelijk de invloed van de asymmetrie weergeeft. Het voordeel van de trapspanning is dat er steeds een volledige scheiding van de ionen optreedt. Tenslotte wordt de optische compensatie bij 10 Hz en $7 V_{pp}$ opnieuw gemeten om de invloed van de meetcyclus na te gaan (optische compensatie (na)).

De sterke correlatie tussen de AM-compensatie en de optische compensatie (zie figuren 4.11 en 4.12) bewijst hun nauwe verwantschap. Alle cellen hebben een negatieve asymmetrische spanning wat opnieuw erop duidt dat de hoofdbijdrage ligt bij het positieve verschil in werkfunctie tussen ITO en aluminium.

4.4.1 De invloed van de metingen op de asymmetrie

De eerste drie cellen van de G-serie hebben een optische compensatiespanning die beïnvloed wordt door de metingen. De optische compensatiespanning daalt 30 tot 80 mV voor 5 van de 6 beeldpunten met PI-A als aligneringslaag. De 10 beeldpunten met de aligneringslaag PI-B worden niet beïnvloed door de metingen. De meetcyclus beïnvloedt dus de metingen afhankelijk van de gebruikte aligneringslaag.



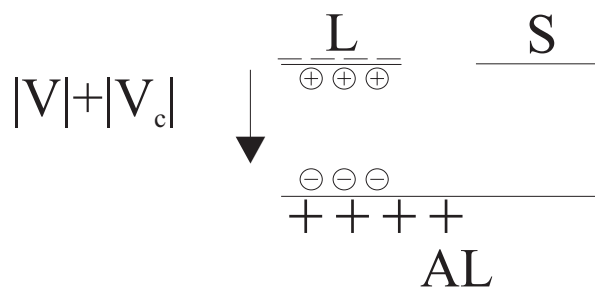
Figuur 4.13: De invloed van de metingen op de beeldpunten blijkt duidelijk. De beeldpunten met de PI-A aligneringslaag worden beïnvloed, deze met PI-B niet.

Meer nog, de tijdschaal waarmee de ladingsscheiding verwijderd wordt hangt af van de transittijd. Het effect sleept dus langer aan bij dikkere cellen. Dit wordt bevestigd door de experimentele resultaten. De Δ -waarden op figuur 4.13 nemen immers toe met de dikte van de cel.

Na de meetcyclus, wanneer een symmetrische 10 Hz blokgolf wordt aangelegd, verdwijnt het effect langzamerhand. De cel keert dan terug naar zijn initiële toestand.

De verklaring voor deze daling zou kunnen zijn dat elke meting van de meetcyclus eindigt met een negatieve spanning. Op het einde van deze spanning zijn alle snelle ionen gescheiden met de negatieve ionen dicht bij het aluminium en de positieve dicht bij het ITO (zie figuur 4.14). Na verschillende metingen van de cyclus zal een ladingsscheiding ontstaan zijn die niet snel verwijderd kan worden. Deze compenseren gedeeltelijk de asymmetrische spanning V_c en dit is de reden waarom deze lager blijkt te zijn op het einde. De kortsluitperiode die elke meting voorafgaat slaagt er blijkbaar niet in deze extra ladingsscheiding volledig te verwijderen.

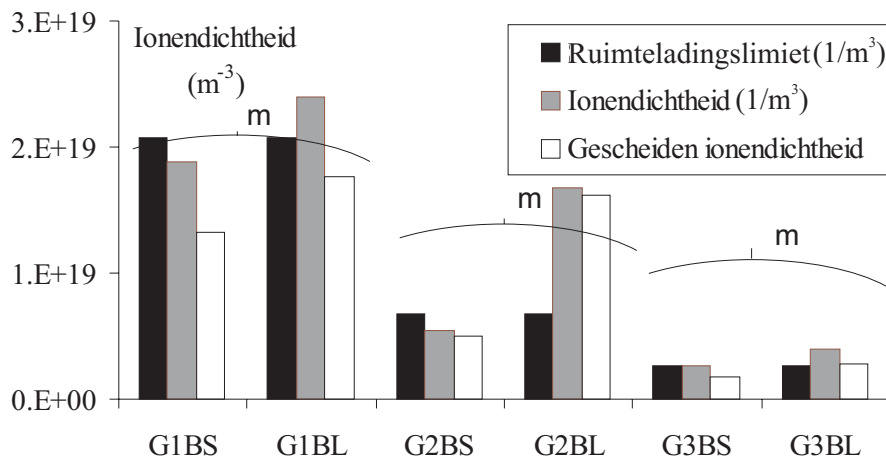
De aligneringslaag PI-A is in staat de ionen (en hun lading) tegen te houden door zijn zeer resistief karakter. Hierdoor wordt ook het veld beïnvloed. De aligneringslaag PI-B laat de ionen (of hun lading) wel door zodat er geen beïnvloeding optreedt. Dit verklaart waarom de cellen met PI-A wel beïnvloed worden en deze met PI-B niet (zie verder in hoofdstuk 6).



Figuur 4.14: Schematische voorstelling van de invloed van de metingen op de cel: de combinatie van V_c en aangelegde spanning zorgt voor een lange termijn ionenscheiding.

4.4.2 De cellen G1B, G2B en G3B

V_c voorkomt een homogene ionenverdeling in de cel als de cel kortgesloten wordt, wat leidt tot asymmetrische transiëntlekstromen. Deze drie cellen worden dan ook bestudeerd met de technieken uit hoofdstuk 2. De cellen hebben dezelfde karakteristieken behalve dat de dikte verschillend is. Het blijkt dat de ionenconcentratie min of meer omgekeerd evenredig is met de dikte van de vloeibaar-kristallaag. Dit betekent dat de ioneninhoud (in $1/m^2$) bijna onafhankelijk is van de dikte van het vloeibaar kristal. De oppervlakte contaminatie kan dan bepaald worden als ongeveer $3 \cdot 10^{13}/m^2$. Het is ook interessant op te merken dat de concentratie snelle ionen van beeldpunt L groter is dan deze van beeldpunt S. Nochtans gebeurde het vullen van de cellen symmetrisch ten opzichte van de opening en zou dit dus geen rol mogen spelen (zie figuur 4.15). Een echte verklaring (behalve toeval) werd niet gevonden.

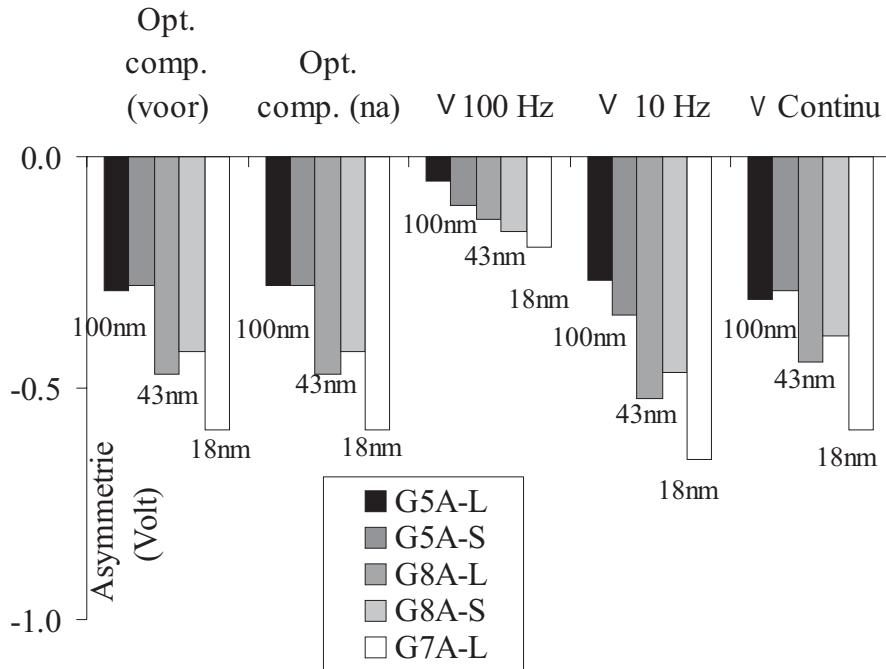


Figuur 4.15: De ionendichtheden van de cellen met aligneringslaag PI-A van de G-serie.

4.4.3 De cellen G5A, G8A en G7A

De parameters van deze drie cellen geven aan dat enkel de aligneringslaag steeds dunner wordt. De nauwelijks meetbare stroom bewijst dat de ionenconcentratie extreem laag is. Er is weinig of geen contaminatie van de vloeibaar-kristallaag aanwezig. De resultaten van figuur 4.16 tonen een

stijgende spanningsasymmetrie (in absolute waarde) voor een dalende aligneringslaagdikte. ΔV bij 10 Hz is erg vergelijkbaar met ΔV Continu waar een volledige ionenscheiding plaatsheeft. Het transiëntproces is dus bijna afgelopen bij 10 Hz. De opgemeten curven bij 100 Hz tonen aan dat het vloeibaar kristal niet genoeg tijd had om op elke spanningspuls te reageren ($T_{periode}/2 < T_{respons}$). De opgemeten asymmetrie is dan kleiner. De waarden van de optische compensatie worden gebruikt gezien deze een goede representatie zijn van de asymmetrische spanning V_c .

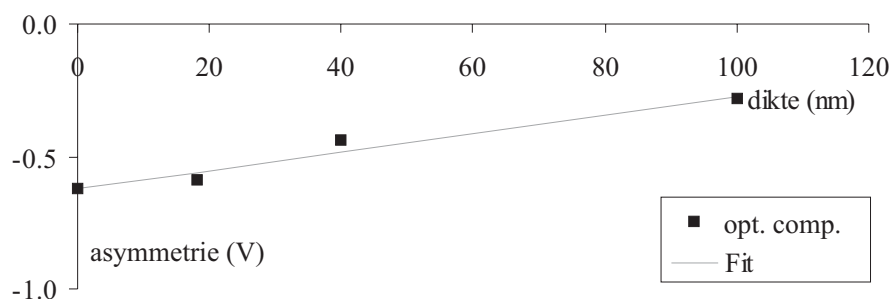


Figuur 4.16: De vergelijking van de asymmetrieën met de verschillende meettechnieken voor cellen G5A, G8A en G7A.

De capaciteit van de aligneringslaag van cel 5 is hoger dan deze van cel 8 en deze is dan weer hoger dan die van cel 7. Twee mobiele ionenlagen met dezelfde ladingsdichtheid doch met tegengestelde ladingen, volledig gescheiden door de vloeibaar-kristallaag, zouden een asymmetrische spanning V_c creëren die gegeven wordt door:

$$V_c = -\Delta\phi + \frac{2Q_{lc}}{C_{al} + 2C_{lc}} \approx -\Delta\phi + 2d_{al}Q_{lc}/\epsilon_0\epsilon_{al} \quad (4.5)$$

Deze vergelijking toont aan dat de asymmetrie stijgt met de aligneringslaagdikte bij gelijkblijvende gesepareerde lading Q_{lc} . Met een lineaire regressietechniek (zie figuur 4.17) wordt vervolgens het werkfunctieverschil $\Delta\phi$ bepaald als 0.62V. De, aanvaardbare, ladingsscheiding Q_{lc} komt overeen met $6 \cdot 10^{14}/\text{m}^2$ éénwaardige ionen. Het gevonden werkfunctieverschil ligt tussen de literatuurwaarden en de gemeten waarde van Philips (1 eV). Rekening houdend met het beperkte aantal cellen en het gebrek aan reproduceerbaarheid van een werkfunctieverschil is deze waarde echter slechts van beperkt belang.



Figuur 4.17: Het fitten van de asymmetrische waarden in functie van de dikte van de aligneringslaag d_{al} .

4.5 Conclusies

De studie van ionentransport in reflectieve cellen is duidelijk een moeilijk probleem. De vrij grote asymmetrische spanning V_c maakt transiëntmetingen onder de drempelspanning moeilijk uitvoerbaar. De analyse van de vaak niet-aangepaste optische respons is dan ook nodig om tot conclusies te komen.

Het blijkt dat de metingen de aanwezige asymmetrie gemakkelijk kunnen beïnvloeden. Hierbij kan onderscheid gemaakt worden tussen cellen met een ioneninhoud die bepaald is door de aligneringslaag PI-A en cellen waarbij de ionen min of meer verzameld zijn aan de aligneringslaag PI-B. De cellen met PI-A worden immers wel beïnvloed en deze met PI-B niet. Op deze manier leidt PI-B tot cellen met een lage mobiele ionenconcentratie en wordt bovendien een compenserend effect veroorzaakt.

Het verschil tussen cellen met dezelfde configuratie doch verschillende aligneringslagen zal in de volgende hoofdstukken nog duidelijker tot uiting komen.

Hoofdstuk 5

Lange termijn ionentransport: generatie en recombinitie

De aanwezigheid van generatie en recombinitie is steeds een hypothese geweest om de reststroom uit de transiëntmeting te verklaren. Vroeger werd het generatieproces reeds gebruikt om het bultprobleem aan te pakken, wat echter niet eenvoudig bleek [27].

In dit hoofdstuk zal generatie en recombinitie naar voor geschoven worden als het proces dat de langetermijneffecten in het vloeibaar-kristalbeeldscherm veroorzaakt. Hiertoe zal aangetoond worden dat de opgemeten I - V -curven zich door een generatieproces laten beschrijven.

Als het evenwicht van een chemische reactie verbroken wordt, omdat de ionen verwijderd worden, zal er een netto generatie van nieuwe ionen zijn. Het afvoeren van de gegenereerde lading zal aanleiding geven tot externe stroom. Deze stroom kan theoretisch berekend worden en experimenteel opgemeten worden.

De beschikbare theorie bleek onvoldoende en werd dan ook uitgebreid om de veld- en tijdsafhankelijke stromen te verklaren. De verbeterde theorie wordt in het simulatiepakket opgenomen en dit laat toe een overeenstemming tussen meting en simulatie te bekomen. Men komt tot een aanvaardbare modellering van het lange termijn ionentransport. In een volgend hoofdstuk zal de invloed van de structurele parameters op het lange termijn ionentransport in het vloeibaar-kristalbeeldscherm besproken worden.

5.1 Generatie- en recombinatieprocessen

Een chemisch evenwicht wordt ondersteld tussen de neutrale moleculen AB met concentratie n_o en de positieve ionen A^+ met concentratie n_+ en negatieve ionen B^- met concentratie n_- . De neutrale moleculen en de éénwaardige ionen nemen slechts aan één chemische reactie deel. Dit heet een uni-univalente chemische reactie en wordt voorgesteld door de reactievergelijking:



Bij ééndimensionaal ionentransport zijn de concentraties afhankelijk van de richting loodrecht op de substraten, hier de z -as. De generatie $G(z)$ en de recombinatie $R(z)$ kunnen dan beschreven worden door:

$$G(z) = \beta_0 n_o(z) \quad R(z) = \alpha n_+(z)n_-(z) \quad (5.2)$$

Hierbij is α de constante recombinatiesnelheid (in m^3/s) en β_0 de constante generatiesnelheid (in $1/\text{s}$). In eerste instantie is het gedrag onafhankelijk van het veld en de tijd. Dit verklaart de notatie β_0 .

In chemisch evenwicht zijn de ionenconcentraties constant, gelijk aan n_{ev} , en onafhankelijk van z . De evenwichtsconstante K_{diss} van het chemisch proces is dan bepaald door:

$$K_{diss} = \frac{(A^+)(B^-)}{(AB)} = \frac{n_+ n_-}{n_o} \quad (5.3)$$

In evenwicht geldt dus ook: $K_{diss} = \beta_0/\alpha$.

De ionisatiegraad ξ in evenwicht ($n_+ = n_- = n_{ev}$ en $n_o = n_{o,ev}$) wordt gedefinieerd als:

$$n_{ev} = \xi(n_{ev} + n_{o,ev}) \quad (5.4)$$

Dit laat toe te stellen dat de evenwichtsconstante gelijk is aan:

$$K_{diss} = \frac{n_o \xi^2}{1 - \xi} \quad (5.5)$$

In alle zwakke elektrolyten (zoals vloeibare kristallen) wordt de dissociatieconstante erg laag ($\ll 1$) verondersteld [91, 94].

Het elektrochemisch evenwicht is temperatuursafhankelijk; bij hogere temperaturen zullen meer ionen gesplitst zijn. Dit komt tot uiting in de

evenwichtsconstante K_{diss} . K_{diss} volgt een Arrhenius-relatie, gegeven door:

$$K_{diss} = \frac{(A^+)(B^-)}{(AB)} = C^{te} e^{-2E_a/kT} \quad (5.6)$$

waarbij E_a de activeringsenergie voorstelt van de gegenereerde ionen. De activeringsenergie van de evenwichtsconstante K_{diss} is dus twee keer deze van de gegenereerde ionen.

Langevin [88] bewees dat de recombinatieconstante α en de mobiliteiten μ_+ en μ_- van de gegenereerde positieve en negatieve ionen gerelateerd zijn. De recombinatie is bovendien veldonafhankelijk op de verandering van de diëlektrische constante in een anisotroop medium na. De reden hiervoor is dat het aantal tegengesteld geladen ionen dat in contact komt met elkaar onafhankelijk is van het externe veld. De relatieve snelheid ten gevolge van het opgewekt veld van dit ion alleen speelt wel een rol. Dit geeft uiteindelijk [88, 89, 90, 91]:

$$\alpha = \frac{e(\mu_+ + \mu_-)}{\epsilon_o \epsilon_l c} \quad (5.7)$$

De viscositeit en de mobiliteit zijn verwant via de wet van Walden (zie vergelijking 2.25), waardoor de mobiliteit een Arrhenius-relatie volgt. Uit vergelijking 5.7 en paragraaf 2.4 haalt men dat de recombinatieconstante α dezelfde Arrhenius-relatie heeft als de mobiliteit:

$$\alpha = C_2^{te} e^{-\epsilon_a/kT} \quad (5.8)$$

Een nodige voorwaarde is uiteraard dat de diëlektrische constante slechts weinig varieert. Dit is steeds het geval als het vloeibaar kristal in de nematische fase blijft, en de drempelspanning V_{THR} niet overschreden wordt.

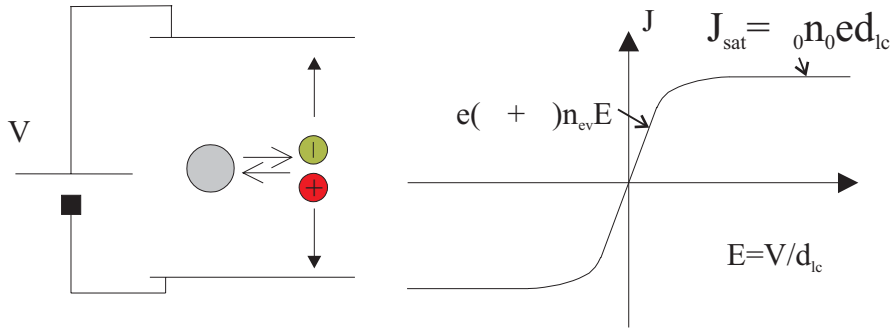
Bij een uni-univalente reactie wordt dus (uit $K_{diss} = \beta/\alpha$) voor de generatieconstante β eveneens een Arrhenius-relatie verwacht:

$$\beta(T) = C_3^{te} e^{(-2E_a - \epsilon_a)/kT} \quad (5.9)$$

De activeringsenergie van de generatieconstante is dus $2E_a + \epsilon_a$. De generatie stijgt met de temperatuur wat ook logisch is gezien de hogere thermische energie. Indien meerdere dissociatieprocessen in de bulk plaatsvinden, zal vermoedelijk geen Arrhenius-relatie meer teruggevonden worden voor $\beta(T)$.

5.2 Introductie van de S-curve

Het generatie- en recombinatieproces kan bij het drift- en diffusiever- schijnsel gevoegd worden (zie figuur 5.1) en analytische oplossingen kun- nen berekend worden mits verwaarlozing van de recombinatie[27]. Dit is toelaatbaar als enkel de recent gegenereerde ladingen in de vloeibaar- kristallaag aanwezig zijn na de transitietijd. De concentraties zijn dan laag en de recombinatie is zeer beperkt.



Figuur 5.1: Het generatie en recombinatieproces in een cel onder spanning V en de I - V -curve van het standaardmodel (schematisch).

Een iets andere modellering brengt de recombinatie wel in reke- ning, doch maakt gebruik van gemiddelde concentraties. De positieve en negatieve concentraties zijn gelijk ($n^+ = n^- = n$) en plaatsonafhanke- lijk. Ze bewegen met gemiddelde mobiliteit $(\mu_+ + \mu_-)/2$ bij het aan- leggen van een elektrisch veld E . Zij moeten gemiddeld de halve celdikte $d_{lc}/2$ afleggen alvorens aan de elektrode toe te komen. In dit geval kun- nen de transportvergelijkingen geschreven worden als een ‘rate equation’:

$$\frac{dn}{dt} = \beta_0 n_0 - \alpha n^2 - \frac{E(\mu_+ + \mu_-)}{d_{lc}} n \quad (5.10)$$

Hierbij treden de termen op voor de generatie, de recombinatie en het aantal ionen dat aankomt aan de elektrodes (per seconde). De stroomdichtheid j wordt gegeven door:

$$j = ne(\mu_+ + \mu_-)E \quad (5.11)$$

De Langevin-tijd voor chemische relaxatie t_R kan ingevoerd worden. De Langevin-tijd t_R beschrijft hoe lang het duurt alvorens een systeem,

dat van het chemisch evenwicht verwijderd werd, terugkeert naar evenwicht:

$$t_R = \frac{1}{2\sqrt{\alpha\beta_0 n_o}} \quad (5.12)$$

De gemiddelde transittijd van de ionen is:

$$t_{trans} = \frac{2d_{lc}}{(\mu_+ + \mu_-)E} \quad (5.13)$$

Uit vergelijking 5.10 en 5.11, na vermenigvuldiging met $e(\mu_+ + \mu_-)E$, blijkt dat de stroomdichtheid kan beschreven worden als:

$$\frac{dj(t)}{dt} = \frac{2J_{sat}}{t_{trans}} - \frac{t_{trans} \cdot j^2(t)}{8t_R^2 J_{sat}} - \frac{2j(t)}{t_{trans}} \quad (5.14)$$

De saturatiestroomdichtheid J_{sat} is gedefinieerd als:

$$J_{sat} = \beta_0 e n_o d_{lc} \quad (5.15)$$

Na de transittijd ($dj(t)/dt = 0$) geeft het rechterdeel het veldafhankelijk stationair gedrag van de stroomdichtheid. Meer bepaald geeft dit aanleiding tot een curve van de stroomdichtheid versus het elektrisch veld die hierna de S-curve zal genoemd worden. Deze naamgeving is afkomstig van het feit dat de I - V - en J - E -metingen de vorm hebben van een scheve letter 'S' (zie verder in figuur 5.8).

De uitdrukking voor een S-curve kan geschreven worden als:

$$j(E) = \frac{2J_{sat}(2t_R)^2}{t_{trans}^2} \left(\sqrt{1 + \frac{t_{trans}^2}{(2t_R)^2}} - 1 \right) \quad (5.16)$$

Het weze opgemerkt dat vergelijking (4.65) uit [27] kan teruggevonden worden door a en b in te voeren als:

$$a = \frac{e(\mu_+ + \mu_-)^2}{2\alpha d_{lc}^2} \quad b = e(\mu_+ + \mu_-) \sqrt{\frac{\beta_0 n_o}{\alpha}} \quad (5.17)$$

Uitdrukking 5.16 kan benaderd worden voor lage en hoge elektrische velden:

$$\begin{aligned} j(E) &= e(\mu_+ + \mu_-)E n_{ev} \quad \frac{t_{trans}}{t_R} \gg 1 && \text{voor lage velden} \\ j &= J_{sat} = \beta_0 n_o e d_{lc} \quad \frac{t_{trans}}{t_R} \ll 1 && \text{voor hoge velden} \end{aligned} \quad (5.18)$$

De stroom $j(E)$ bij lage velden kan eenvoudig begrepen worden. Alle ionen die wegstromen worden dadelijk opnieuw gegenereerd. De

stroom is constant en gelijk aan de initiële transiëntstroom. Behalve aan de randen blijft de concentratie in de bulk overal gelijk aan de evenwichtsconcentratie n_{ev} . De chemische relaxatietijd t_R is in dit geval veel kleiner dan de transitietijd.

De saturatiestroom J_{sat} bij hoge velden kan eveneens eenvoudig begrepen worden. De gegenereerde ionen worden zo snel gescheiden dat er nagenoeg geen recombinatie plaatsgrijpt. Netto wordt dan de lading van de $\beta_0 n_o d_{lc}$ gedissocieerde moleculen per tijdseenheid over een afstand d_{lc} verplaatst. Dit leidt tot de aangegeven saturatiestroom. De chemische relaxatietijd is nu veel groter dan de transitietijd.

De belangrijkste conclusie uit deze studie van het generatieproces is dat de saturatiestroom J_{sat} recht evenredig is met de generatieconstante β_0 :

$$J_{sat} \propto \beta_0 \quad (5.19)$$

Dit zal in het vervolg een zeer grote rol spelen.

Vergelijking 5.16 voorspelt dus een constante stroomdichtheid bij hoge elektrische velden. De stroom kan immers enkel dalen als de neutrale moleculen bijna volledig gedissocieerd zijn. In de praktijk raakt het aantal neutrale moleculen nooit op. De meeste ionen, aanwezig zijn in vloeibare kristallen, zijn slechts zwak dissocieerbaar [27]. Argumenten die hiertoe aangehaald kunnen worden, zijn de volgende:

- Sterk dissocieerbare polaire moleculen zouden drastisch zichtbare resultaten geven in de stroom. Dit wordt echter niet waargenomen. Bovendien blijken deze moleculen zeer moeilijk op te lossen in vloeibare kristallen.
- Zeer weinig dissocieerbare moleculen kunnen aanwezig zijn: zij hebben echter geen invloed op de elektrische eigenschappen.
- Polaire gedeeltelijk dissocieerbare moleculen kunnen aanwezig zijn: organische zouten, fenolen en basen [27, 92, 93]. Deze zijn moeilijk te verwijderen uit het productieproces van vloeibare kristallen. Zij zijn dan ook de meest waarschijnlijke oorzaak van verontreiniging.

De generatieconstante is bijgevolg vrij klein en de concentratie neutrale moleculen relatief groot. Realistische waarden zijn dan $\beta_0 = 10^{-6}/s$ en $n_o = 10^{22-24}/m^3$ [94]. Bemerkt dat de concentratie neutrale moleculen nog steeds erg laag is; n_o is van de grootte-orde van een vrij sterke dopingsconcentratie in halfgeleiders.

De S-curve is tot nu toe slechts teruggevonden in zuivere, isolerende organische vloeistoffen zoals olijfolie, petroleum en ethylether [95]. Niet-polaire elektrolyten [96] vertonen eveneens S-curven. Slechts éénmaal werd een S-curve [94] gevonden in een materiaal met vloeibaar kristal van 1 cm dik opgewarmd tot de isotrope fase.

In de volgende paragraaf zal een simulatie behandeld worden die gemaakt werd met het geoptimaliseerde programma *Glue*. Vervolgens zal uitgelegd worden hoe S-curven kunnen opgemeten worden in vloeibare kristallen en welke uitbreidingen van de theorie nodig zijn.

5.3 Simulatie van een S-curve

Bij wijze van voorbeeld wordt de gesatureerde stroomdichtheid gekozen als $2 \cdot 10^{-2} \mu\text{A}/\text{m}^2$ [97]. De cel is $3.5 \mu\text{m}$ dik. Dus is $\beta_0 n_o = 3.6 \cdot 10^{16}/\text{m}^3\text{s}$.

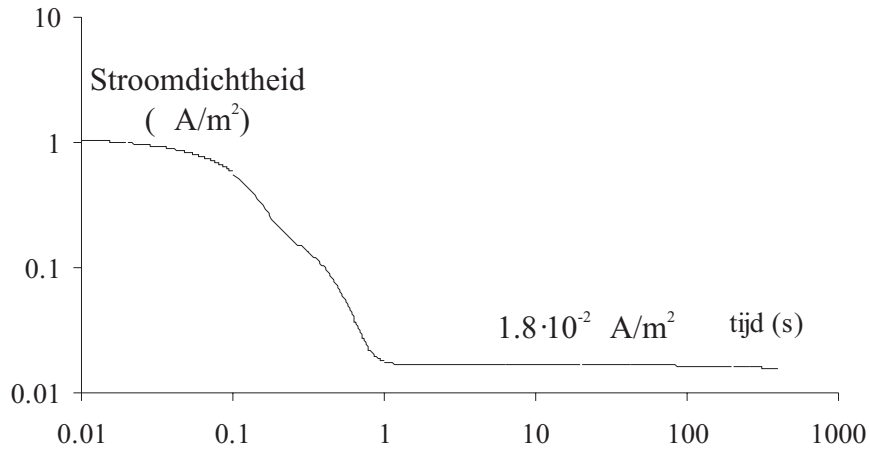
Het initieel evenwicht levert dat $\alpha = (\beta_0 n_o)/n^2$ waarbij de twee gelijke ionenconcentraties n bepaald werden uit een transiëntmeting als $3.3 \cdot 10^{17}/\text{m}^3$. Dit geeft $\alpha = 3.31 \cdot 10^{-19} \text{m}^3/\text{s}$ en de generatieconstante is gekozen als $10^{-6}/\text{s}$. De twee opgemeten mobiliteiten zijn $3.5 \cdot 10^{-10} \text{m}^2/\text{Vs}$ en $5 \cdot 10^{-11} \text{m}^2/\text{Vs}$. De snelste ionen worden als de positieve ionen beschouwd en de tragere als de negatieve ionen.

Bij een spanning van 1 V geeft dit $t_R = 4.6 \text{ s}$ en $t_{trans} = 0.32 \text{ s}$. Bij 1 V wordt dus de saturatiestroom J_{sat} bekomen die rechtstreeks evenredig is met de generatieconstante β_0 .

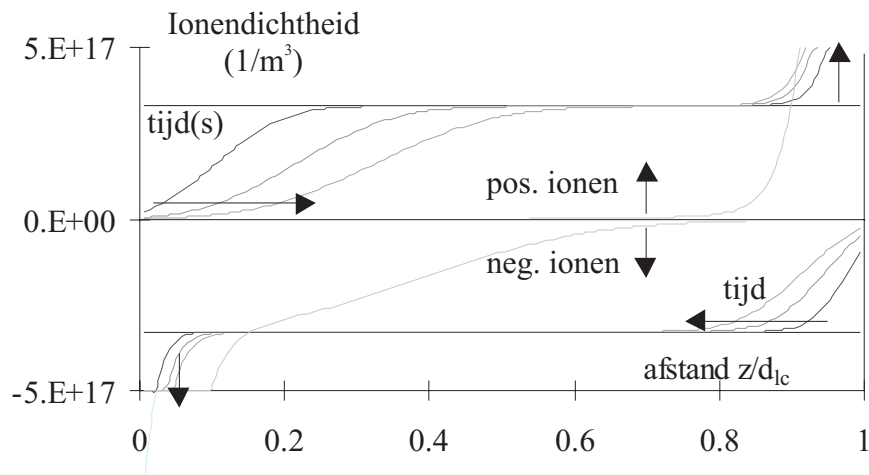
Als een spanning van 1 V wordt aangelegd, zal de transiëntstroom stuksgewijs lineair dalen tot de transittijd van de tweede ionsoort (zie figuur 5.2). Deze tijd bedraagt 0.6s. De stroom wordt dan gelijk aan $1.8 \cdot 10^{-8} \text{ A}/\text{m}^2$, dus iets kleiner dan de theoretische waarde.

De distributie van de ionen toont duidelijk dat de snellere positieve ionen naar de rechtse, negatieve elektrode lopen en dat de tragere negatieve ionen naar de linkse, positieve elektrode gaan (zie figuur 5.3). Na de transiënttijd zal de vloeibaar-kristallaag vrij zijn van ionen op recentelijk gegeneerde na. Alle ionen verzamelen zich bij de elektrodes.

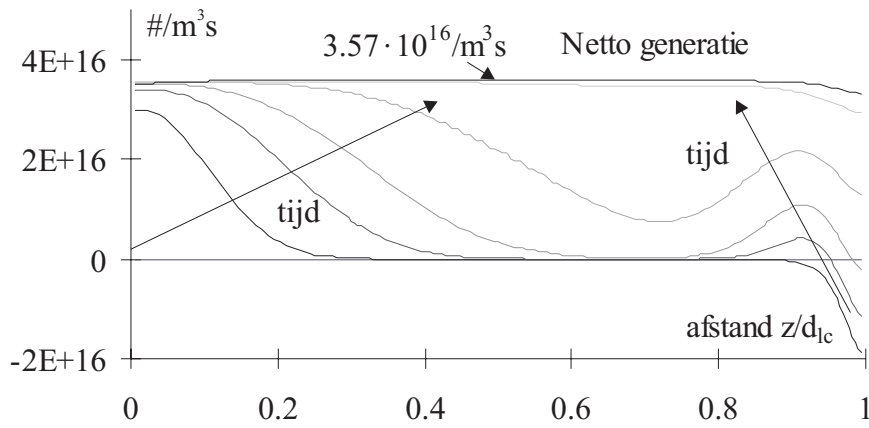
De curven van de netto generatie $G(z) - R(z)$ tonen aan dat er een gebied wordt gecreëerd waar de generatie groter is dan de recombinatie. De creatie van ladingsdragers gebeurt eerst dicht bij de positieve elektrode en pas later overal in de vloeibaar-kristallaag (zie figuur 5.4). Omdat het langer duurt om de tragere negatieve ionen van de negatieve elektrode te verwijderen vindt daar zelfs eerst wat recombinatie plaats.



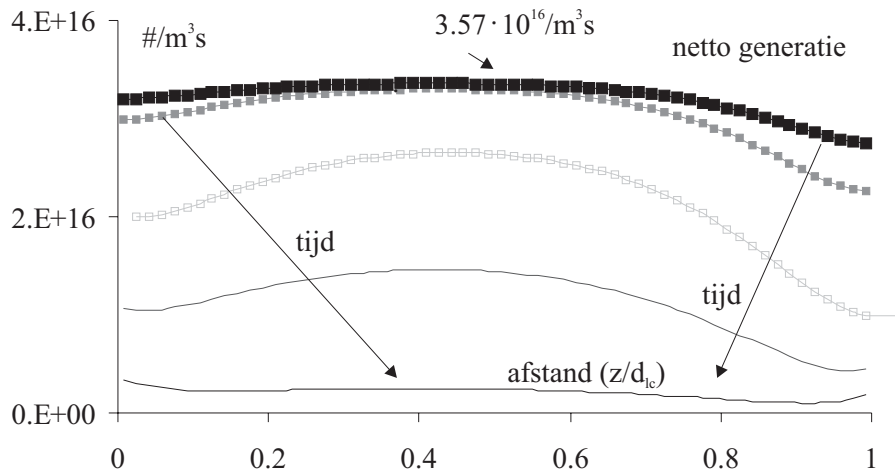
Figuur 5.2: De gesimuleerde lange termijn stroomdichtheid bij 1 V.



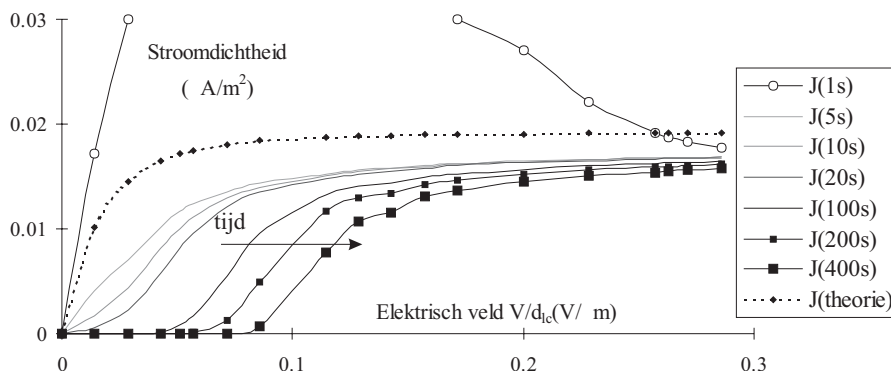
Figuur 5.3: De gesimuleerde ionendistributie tijdens het transiëntproces bij 1 V. $+n^+(z)$ is weergegeven voor de positieve ionen, $-n^-(z)$ is weergegeven voor de negatieve ionen. De curven zijn gegeven op de tijdstippen 0 s, 20 ms, 40 ms, 60 ms en 400 ms.



Figuur 5.4: De gesimuleerde ionengeneratie bij 1 V. De curven zijn gegeven op de tijdstippen 20 ms, 40 ms, 60 ms, 100 ms, 200 ms en 1 s.



Figuur 5.5: Het gesimuleerde compensatiefenomeen bij 0.3 V. De generatie daalt. De curven zijn gegeven op de tijdstippen 5 s, 20 s, 100 s, 200 s en 400 s.



Figuur 5.6: De gesimuleerde S-curve op verschillende tijdstippen (in s) in vergelijking met de theoretische S-curve van vergelijking 5.16.

De negatieve netto generatie duidt op deze recombinatie.

Na de transittijden van de ionen blijft de generatie (en de stroom) op een constant niveau. Op een bepaald ogenblik zijn er echter zoveel ionen aanwezig bij de elektrodes, dat het elektrisch veld in het vloeibaar kristal sterk begint te dalen. Nieuw gegenereerde ionen gaan dan niet langer naar de rand. Het resultaat is een daling van de stroom (zie figuur 5.5, bij $V = 0.3$ V).

De bekomen S-curven zijn voorgesteld op figuur 5.6.

Bij korte stresstijden (in de buurt van de transittijden van de ionen) zijn er twee bijdragen aan de stroom: de snelle ionen zijn nog niet volledig aangekomen bij lage spanningen en het generatieproces is nog niet volledig op gang gekomen. Deze bijdragen geven in de simulaties aanleiding tot een bult in de J - E -karakteristiek. Voor de hoogste spanningen is de generatie reeds constant, voor lagere spanningen is bovendien een transiëntbijdrage aanwezig. De resulterende bult is zichtbaar in de S-curve (bijvoorbeeld na 1 s in figuur 5.6).

Het opladen van de cel gebeurt in principe ogenblikkelijk, doch in de praktijk is dit niet het geval. Het opladen verstoort de stroommeting bij korte meettijden. Voor spanningen boven de drempelspanning geeft ook het tilten van de vloeibaar-kristalmoleculen aanleiding tot stroom. Het onderscheiden van opladen, transiënt en reoriëntatie van de moleculen is niet altijd even gemakkelijk. Ze kunnen in hetzelfde tijdsinterval en bij dezelfde spanningen een rol spelen. Nauwkeurige metingen lieten toch toe enig licht op de zaak te werpen [98].

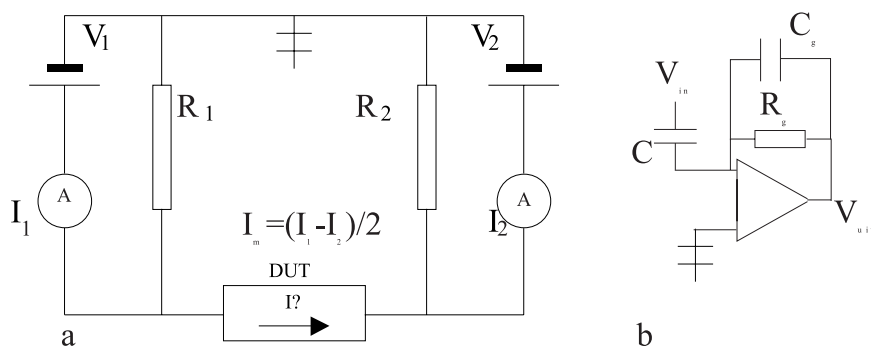
De S-curven blijken naar rechts op te schuiven voor positieve spanningen en naar links voor negatieve spanningen. De minimale absolute spanning waarbij na een zekere stresstijd nog stroom vloeit, neemt toe. Dit is een gevolg van compensatie of afscherming. Ook bij hogere spanningen daalt het elektrisch veld, maar de gegenereerde ionen blijven voldoende gescheiden. Het stroomniveau blijft dan quasi constant.

Het generatieproces leidt tot een stijging van de ionenconcentratie. Deze ionen zijn moeilijk te verwijderen uit een beeldelement. Hun aantal wordt hierbij snel belangrijker dan de ruimteladingslimiet. Ze geven dan ook aanleiding tot transmissieveranderingen en generatie vormt dan ook een belangrijke fysische oorzaak van *image sticking*.

5.4 Het opmeten van een S-curve

5.4.1 De meetopstelling en het aanstuurprogramma

De eerste opmetingen van S-curven, die het bestaan van generatie en recombinatie aantonen, vonden plaats in Philips Natlab. De daar aanwezige opstelling bevat twee Keithley Model 428 nauwkeurige stroomversterkers en twee spanningsmeters. De meters zetten een spanning over de cel en de stroom wordt gemeten voor en nadat hij door de cel gepasseerd is. De cel zelf wordt in een aluminium doos gestoken (DUT: Device Under Test op figuur 5.7).



Figuur 5.7: De opstelling voor het meten van lange termijn lekstromen. Figuur (a) toont de meetopstelling. Figuur (b) toont het principeschema van een stroommeter.

Als een spanning van 5 V over de DUT moet worden gezet, dan wordt V_1 gelijk gesteld aan 2.5 V en V_2 wordt -2.5 V. De meest nauwkeurige waarde van de stroom is dan gegeven door:

$$I_m = \frac{I_1 - I_2}{2} \quad (5.20)$$

Het aluminium doosje werd speciaal vervaardigd. Hierbij werd aandacht gegeven aan de connectoren van de coax-kabels, aan de korte kabels die de connectoren met de cel verbinden en aan het TEFLON-plaatje waarop de cel ligt binnen in het doosje. Een klein gaatje laat toe een temperatuursprobe aan te brengen die dicht bij de cel komt maar geen fysiek contact maakt. Het volledige doosje kan op een bepaalde temperatuur gebracht worden door een Oxford-temperatuurstabilisator.

De meetopstelling wordt gecontroleerd met een Labview-programma dat de temperatuur volgt, de spanningsbronnen aanstuurt, de stroommetingen ophaalt en bewaart. Een speciaal bestand bevat de voornaamste resultaten waardoor de latere verwerking snel kan verlopen.

Gedurende de meetcyclus worden elke vijf seconden de stroom, de spanningen en de temperatuur gemeten en bewaard.

De goede werking van de meetopstelling werd uitgebreid geverifieerd:

- De meetopstelling werd nagenoeg vrij bevonden van lek. Om dit te controleren werd een spanning V aangebracht met behulp van de spanningsbronnen (V_1, V_2) op drie manieren: ($V, 0$), ($V/2, -V/2$) en ($0, -V$). Deze werkwijze liet toe te bepalen dat stroommeter 1 een lek (R_1, R_2) heeft die 1 pA hoger ligt dan stroommeter 2 en dat de lekweerstand extreem hoog zijn. Ze zijn van de orde van $10^{13} \Omega$ doch zijn waarschijnlijk ook licht afhankelijk van de wijze waarop de cel is aangebracht, de temperatuur en andere factoren. Grosso modo kunnen lage stromen tot 0.5 pA redelijk nauwkeurig gemeten worden.
- De ingestelde versterking heeft weinig invloed op de meting. De gebruikte versterking wordt normaal automatisch bepaald maar kan ook manueel ingesteld worden van 10^7 V/A tot 10^{11} V/A. De invloed van de versterking werd bepaald door dezelfde stroom drie maal op te meten met verschillende versterkingen. De resultaten waren nagenoeg gelijk.

- De invloed van de tijdsconstante van de meetopstelling moet bepaald worden. Deze tijdsconstante kan gevarieerd worden tussen 10^{-6} s en 0.3 s.

Het belang van deze tijdsconstante $R_g C_g$ is tweevoudig. De versterking (gain) R_g moet groot genoeg zijn opdat de uitgaande spanning van de transimpedantie versterker meetbaar zou zijn. De capaciteit C_g moet echter laag genoeg zijn om de transiënteffecten te zien. De transiëntreactie op een sprong in de ingangsspanning van de stroommeter uit figuur 5.7.b is:

$$V_{uit} = -\frac{C}{C_g} |V_{in}| e^{-t/R_g C} \quad (5.21)$$

Als de tijdsconstante 0.3 s is en de gainweerstand $10^{10} \Omega$, is de capaciteit C_g gelijk aan 30 pF. De celcapaciteit C is ongeveer 1 nF. Uit vergelijking 5.21 volgt dat het dan nodig is een achttal tijdsconstanten te wachten alvorens het transiënt effect gedaald is onder 10 mV wat overeenkomt met een stroom door de cel van 1 pA.

Echter moet C_g ook hoog genoeg zijn om de invloed van ruis tegen te gaan. De ruisenergie neemt immers toe met de bandbreedte van het systeem dus met lagere C_g . Hoogfrequente ruis ($f > 1/2\pi 0.3s$) wordt versterkt als:

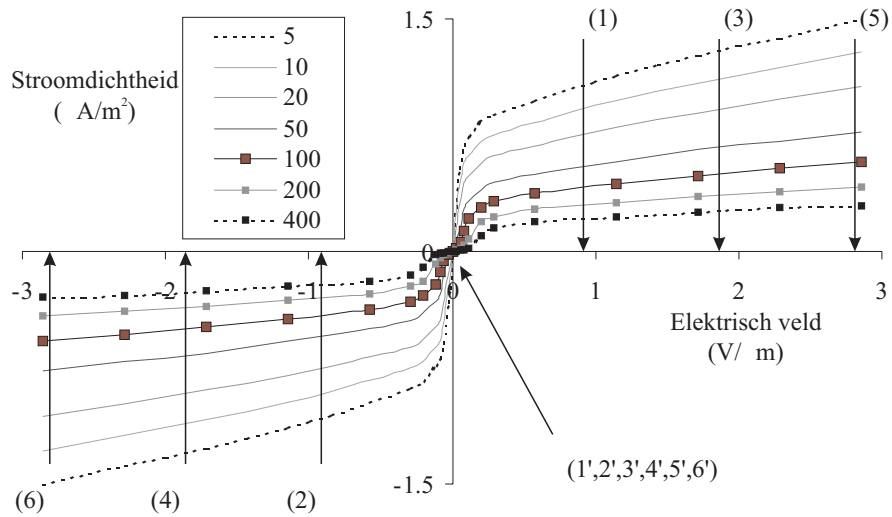
$$V_{uit} = -\frac{C}{C_g} |V_{in}| \quad (5.22)$$

In de opstelling wordt de eerste stroommeting verricht na 5 s. Het transitie-effect is bijna steeds afgelopen en de kleine verschillen tussen metingen met verschillende tijdsconstanten zijn dan ook waarschijnlijk toe te schrijven aan de meetomstandigheden eerder dan aan de invloed van $R_g C_g$ [66].

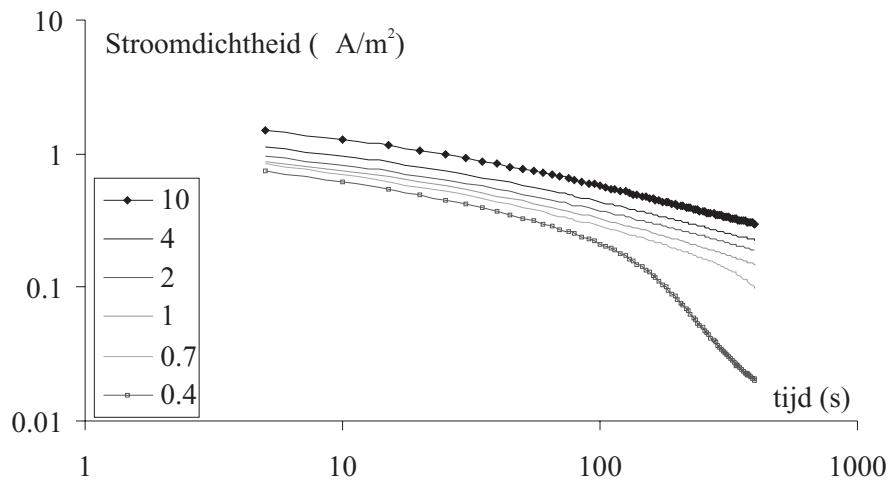
Uit vorige punten blijkt dat de meetopstelling nagenoeg optimaal was.

5.4.2 De gemeten S-curve en de I-t-curven

Het opmeten van een S-curve gebeurt met een vrij ingewikkelde cyclus. Eerst wordt een biasspanning over de cel gezet. Bij een transmissieve cel is dit meestal een gewone kortsluiting, bij een reflectieve cel is het nodig het interne veld te compenseren. De cel wordt dus typisch 100 seconden kortgesloten waarna een stress-spanning van 0.1 V aangebracht wordt. Na het verlopen van de stressperiode (die willekeurig kan ingesteld worden) wordt de cel terug naar de initiële toestand gebracht door opnieuw



Figuur 5.8: De opgemeten J - E -curven (S-curven) van E49 bij 50°C op verschillende stresstijden (in s). De volgorde van de metingen werd aangeduid: positieve spanningen (1, 3, 5), tussenliggende kortsluitperiodes (1' tot 6') en negatieve spanningen (2, 4, 6).



Figuur 5.9: De opgemeten J - t -curven van E49 bij 50°C als functie van de spanning (in V).

kort te sluiten. Vervolgens wordt de negatieve stress-spanning van -0.1 V aangebracht. Deze cyclus wordt herhaald voor spanningen tussen 0 en 10 V. De aangebrachte spanningen zijn dus steeds uitgebalanceerd (zie ook figuur 5.8).

Figuren 5.8 en 5.9 tonen de bekomen S-curven en J - t -curven. De S-curven zijn opgemeten bij 50°C voor de cel E49. De cel is $3.5\ \mu\text{m}$ dik en gevuld met een commercieel gebruikt vloeibaar-kristalmengsel LC-1. Het wordt gebruikt voor eerste minimum TN-beeldschermen met zeer hoge resistiviteit en actieve-matrixaansturing.

De cel heeft een aligneringslaag PI-A van 100 nm dik. Deze aligneringslaag heeft een erg hoge resistiviteit van $10^{17}\ \Omega\text{cm}$. De meting (zie figuren 5.8 en 5.9) is zeer representatief voor alle verder besproken S-curven.

Deze curven kunnen vergeleken worden met het standaard theoretisch model uit figuur 5.1. Hierbij vallen drie grote verschillen op:

- De S-curve verschuift voor positieve spanningen naar rechts en voor negatieve spanningen naar links. Dit is een gevolg van de compensatie en was reeds aanwezig in de vorige paragraaf. Kort gezegd, de gegenereerde ionen compenseren voor het elektrisch veld zodat nieuw gegenereerde ionen niet langer naar de rand gaan en de stroom sterk begint te dalen.
- Er is een helling aanwezig in de S-curve. Deze helling neemt af met de tijd net als de saturatiestroom. De saturatiestroom is hier gedefinieerd het snijpunt van de raaklijn aan de S-curve bij hoge spanningen en de stroom-as. Meer bepaald kan gesteld worden dat de verhouding van de helling op de saturatiestroom constant is. Het hoe en waarom is echter onduidelijk.
- De saturatiestroom (saturatie voor hoge velden) neemt geleidelijk aan af als functie van de stresstijd. Het hoe en het waarom van deze stroomdaling is al evenmin duidelijk.

Het eerste punt is reeds verklaard. Voor de verklaring van de helling in de S-curve en de stroomdaling zijn echter uitbreidingen van het theoretische model nodig. Deze uitbreidingen zijn originele bijdragen tot het generatiemodel in vloeibare kristallen.

5.5 Uitbreidingen aan het theoretisch model

5.5.1 Het Onsager-effect

Tot nu toe werden de generatieconstante β_0 en de recombinatieconstante α constant ondersteld. Vandaar ook dat de notatie voor de generatieconstante β met een '0' werd aangeduid. Dit is echter niet helemaal correct. Generatie en recombinatie vormen een elektrochemisch evenwicht. Er is altijd een waarschijnlijkheid dat een ladingsdrager van zijn attractief center verwijderd wordt. Dit is dan de generatie van twee ionen of de dissociatie van de neutrale molecule. Het effect van het externe veld op deze dissociatie kan berekend worden met behulp van de vergelijkingen voor de Brownse beweging in combinatie met de wet van Coulomb en het elektrisch veld. Een van de twee polaire delen wordt hierbij vast ondersteld in het centrum en het andere beweegt zich er omheen. Deze twee polaire delen zullen bij splitsing de ionen vormen. De kans dat de molecule dissocieert neemt toe, naarmate ze verder uit elkaar gaan. In figuur 5.10 zijn de contouren van constante dissociatieprobabiliteit $p(\mathbf{r}, q, E)$ weergegeven voor drie veldsterktes [99]. Het gebied waar de neutrale molecule stabiel is, d.i. niet dissocieert, wordt steeds kleiner als het elektrisch veld groter wordt. p wordt bijna overal gelijk aan 1.

Het sterk elektrisch veld zal de twee polaire gedeelten van de molecule uit elkaar trekken en de generatieconstante β zal toenemen. Er volgt dat de dissociatieconstante K_{diss} veldafhankelijk is als [89, 99, 100]:

$$K_{diss}(E)/K_{diss}(0) = \frac{J_1(2\sqrt{2b|E|i})}{\sqrt{2b|E|i}} \quad (5.23)$$

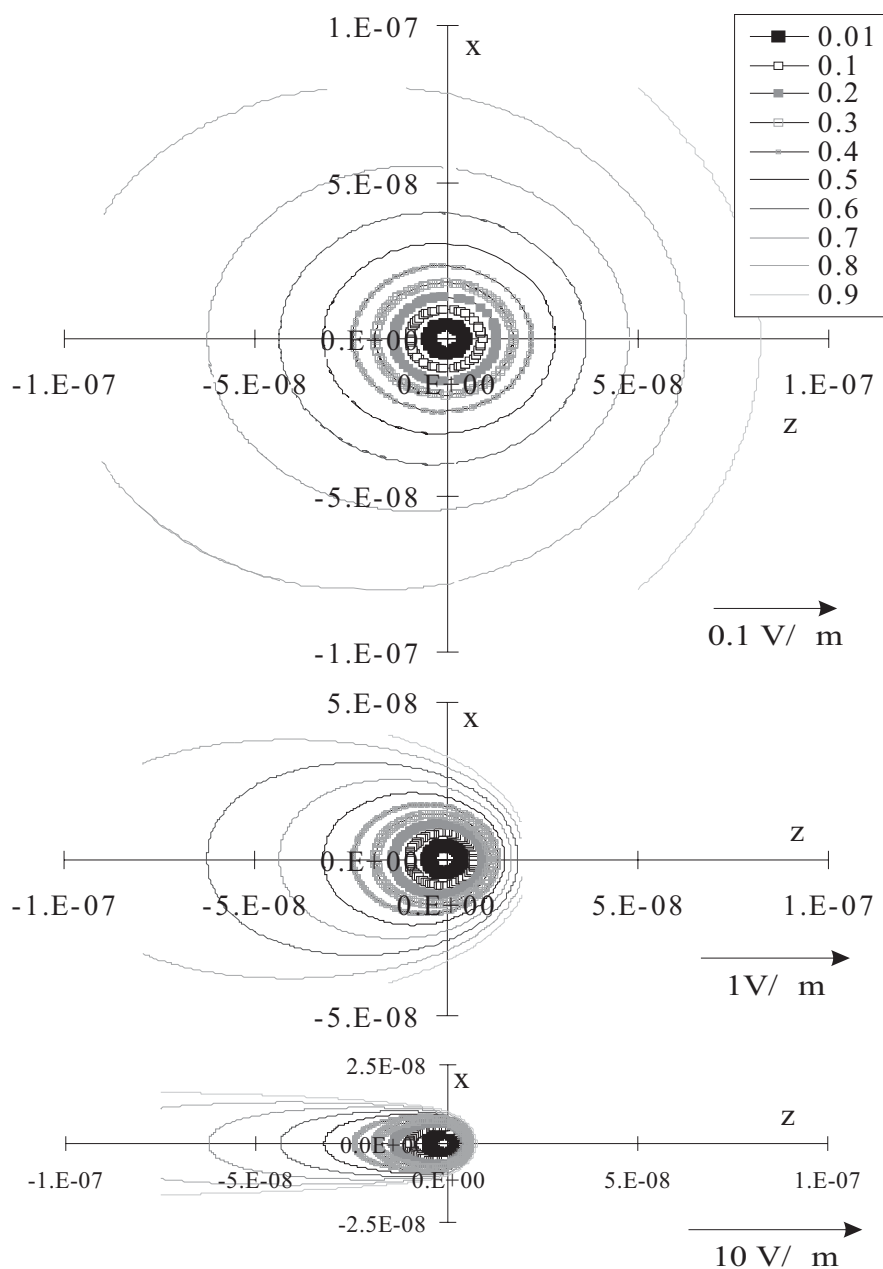
Vergelijking 5.23 noemen we de Wet van Onsager, de veldafhankelijkheid van de generatie noemen we het Onsager-effect. Hierbij is J_1 de gewone Besselse functie van 1^e orde en $i = \sqrt{-1}$. b is gelijk aan:

$$b = \frac{e^3}{2 \cdot 4\pi\epsilon_0\epsilon_{lc}(kT)^2} \quad (5.24)$$

Tevens blijft gelden dat de recombinatieconstante α veldonafhankelijk is [89]. De reden hiervoor, zoals reeds aangehaald, is dat het aantal positieve ionen dat zich in de werkzame doorsnede van een negatief ion bevindt, en dus in aanmerking komt voor recombinatie, onafhankelijk is van het externe veld.

Gelet op $K_{diss} = \beta/\alpha$, volgt dat:

$$K_{diss}(E)/K_{diss}(0) = \beta_1(E)/\beta_0 \quad (5.25)$$



Figuur 5.10: De kans op dissociatie p is een functie van \mathbf{r} en E . Het ene polair gedeelte van de molecule bevindt zich in de oorsprong $(0, 0)$. Het andere polair gedeelte van de molecule bevindt zich in \mathbf{r} . $p(\mathbf{r}, E)$ is voorgesteld voor drie verschillende veldsterktes ($10^5, 10^6, 10^7 \text{ V/m}$). Het gebied waar de molecule stabiel blijft, dus niet splitst in twee ionen, verkleint sterk als het veld toeneemt.

Uit vergelijking 5.23 kan een veldafhankelijke generatieconstante $\beta_1(E)$ geschreven worden als [101]:

$$\beta_1(E) = \beta_0(1 + b|E| + \frac{(b|E|)^2}{3} + \frac{(b|E|)^3}{18} + \dots) \quad (5.26)$$

waarbij β_0 de generatieconstante blijkt te zijn in afwezigheid van een elektrisch veld.

De relatieve diëlektrische constante van het beschouwde vloeibare kristal boven de drempelspanning V_{THR} is $\epsilon_{||} = 8$. Bij $T = 323$ K is $b \approx 1.2 \cdot 10^{-7}$ m/V.

De saturatiestroom van de S-curve J_{sat} is evenredig met de generatieconstante β .

Vergelijking 5.26 voorspelt dus een helling S_{sat} in de S-curve gelijk aan bJ_{sat} . Hierbij is J_{sat} nu bepaald door het snijpunt van de raaklijn aan de S-curve met de stroomdichtheidsas. De verhouding van de helling S_{sat} van de S-curve tot J_{sat} is dan steeds gelijk aan b ofwel $1.2 \cdot 10^{-7}$ m/V.

$$\frac{S_{sat}}{J_{sat}} = b \quad (5.27)$$

De gemeten waarde bedraagt ongeveer $1.9 \cdot 10^{-7}$ m/V. Deze overeenkomst is meer dan redelijk, zeker gelet op de afwijkingen die aanvaard worden in de literatuur.

Dit laat, voorlopig, toe te besluiten dat het Onsager-effect verantwoordelijk is voor de helling in de S-curve. Verdere verificatie zal gedaan worden eens de resultaten van alle S-curven voorgesteld zijn. Het weze hier reeds opgemerkt dat de andere S-curven de toepasbaarheid van het Onsager-effect bevestigen, doch dat het temperatuursgedrag van vergelijking 5.26 niet kan teruggevonden worden.

5.5.2 Het tijdsafhankelijk gedrag van de stroom

Een tweede uitbreiding van het standaardmodel was nodig om het tijdsafhankelijk gedrag van de stroom te verklaren.

Van zodra de mobiele ionen gescheiden zijn, zou de stroom constant moeten zijn. Dit is echter niet het geval in de metingen. De metingen tonen dalende stromen in de $J-t$ karakteristiek (zie figuur 5.9). Deze stroom vertoont steeds bijna hetzelfde gedrag. Zolang er geen compensatie optreedt is er nagenoeg sprake van een machtswet.

$$J \propto t^{-\epsilon_s} \quad (5.28)$$

Deze wet kan geldig zijn voor verschillende decades (vanaf 1 s tot enkele uren) en voor alle spanningen tot de compensatie optreedt. De macht ϵ_s is nagenoeg onafhankelijk van de temperatuur en is ongeveer gelijk aan 0.3 (zie figuur 6.10). Dit wordt verder besproken in de volgende hoofdstukken. Bij lagere spanningen is de macht echter vaak iets hoger, de stroom daalt sneller. Dit kan nog niet verklaard worden.

De machtswet werd ook teruggevonden in cellen zonder aligneringslaag en in cellen gevuld met andere vloeibare kristallen (zie verder). Dit bewijst dat zijn oorzaak niet gerelateerd is aan de aligneringslaag doch een fundamentele karakteristiek is van de conductie, in dit geval de generatie, in de vloeibaar-kristallaag.

Een aantal hypothesen werden uitgetest om de fundamentele oorzaak van de stroomdaling te achterhalen. Deze zullen nu één voor één besproken worden.

Het Onsager-effect

De hoeveelheid gegenereerde ionen laat het veld merkbaar dalen. Bij dalende velden wordt de veldafhankelijke term van de generatieconstante kleiner. Dit reststroomafhankelijk effect kan dus tot kleinere stromen leiden. Echter blijkt dat het effect veel te zwak is om het te zien als de voornaamste oorzaak van de daling van de stroom in de tijd. Tevens blijkt de machtswet die zichtbaar is in de stroom onafhankelijk te zijn van het stroomniveau. Enkel door sterke overdrijving van het Onsager-effect (waarbij de vorm van de S-curve beïnvloed wordt) kan een waarneembare stroomdaling gezien worden. Dit is echter onrealistisch.

Het effect van compensatie

De hoeveelheid gegenereerde ionen zou het elektrische veld dermate kunnen laten dalen dat door compensatie de stroom eveneens kan dalen. Echter treedt de stroomdaling ook bij de hoogste spanning vanaf de eerste seconden op. Op dit ogenblik is het aantal gesepareerde ionen nog kleiner dan de ruimteladingslimiet en dus kan enkel compensatie niet de oorzaak vormen.

Het injecteren van ionen

Injectie van ionen is zeker aanwezig [102, 103]. De injectie werd gemiddeld via een diode-karakteristiek. Als de combinatie elektrode-align-

neringslaag-vloeibaar kristal zich gedraagt als een MIS-contact, kan lek gemodelleerd worden met exponentieel stijgende stromen in functie van de aangelegde spanning erover. Spijtig genoeg gaf dit aanleiding tot drastisch lagere stromen dadelijk na het verstrijken van de transittijden van de ionen. De afwezigheid van ionen in de vloeibaar-kristallaag was de oorzaak van de generatie. De aanwezigheid van geïnjecteerde ionen laat het aantal nieuw gegenereerde ionen dalen (de toestand in de cel is dichter bij chemisch evenwicht). Deze gegenereerde ionen recombineren bovendien met de geïnjecteerde wat tot verdere stroomdaling leidt.

Ook is belangrijk dat de ionen verwijderd worden uit de vloeibaar-kristallaag. De hoeveelheid geïnjecteerde ionen stijgt vermoedelijk met het elektrisch veld over de aligneringslaag. De ionen moeten dus sneller verwijderd worden uit het vloeibaar kristal dan ze erin komen. Anders zullen de geïnjecteerde ionen het veld over de tegenoverstaande aligneringslaag doen stijgen en dit zal op zijn beurt resulteren in meer injectie. Dit leidt tot instabiele situaties. Natuurlijk kan verondersteld worden dat de éne elektrode ionen injecteert en de andere elektrode niet, doch dit is niet het geval voor de bestudeerde symmetrische cellen.

Het lekken van ionen doorheen de aligneringslaag

Als de ionen weglekken doorheen de aligneringslaag zal de compensatie van het elektrisch veld in het vloeibaar kristal verminderen. Dit werd gemodelleerd met dezelfde differentiaalvergelijking die ook in de vloeibaar-kristallaag geldt. Er blijkt dan ladingsscheiding op te treden in de aligneringslaag. Deze ladingsscheiding verlaagt het elektrisch veld in de aligneringslaag en gezien de spanning constant is, verhoogt het elektrisch veld in het vloeibaar kristal. Dit leidt dan weer tot stijgende stromen als functie van de tijd, iets wat bij normale metingen zelden optreedt.

Trage ionen

Dit idee is niet meer aanvaardbaar. Na de transiënttijd van deze trage ionen zou er immers een duidelijke daling van de stroom (sneller bij hogere spanningen) moeten zijn. Deze daling komt overeen met de aankomst van de ionen aan de overzijde van het vloeibaar kristal. Dit betekent evenwel niet dat alle theorieën die gebaseerd zijn op aanwezigheid van trage ionen volledig fout zijn. De aanwezigheid van trage ionen kan immers beschreven worden door een asymmetrische spanning V_c .

Hogere α en snellere ionen

De gegenereerde ionen worden hier vrij snel ondersteld zodat hun transiëntperiode niet kan gezien worden in de transiëntmetingen. De gegenereerde ionen lijken verschillend van de ionen die zichtbaar zijn gedurende de transiënttijd. Dit wordt bevestigd door het feit dat de daling van de stroom waarschijnlijk losstaat van het transiëntgedrag. Cellen met zeer weinig snelle mobiele ionen kunnen hoge generatiestromen hebben en omgekeerd.

Als de concentratie en mobiliteit van de snelle ionen bepaald wordt door een transiëntmeting, kan een correcte transiëntsimulatie bekomen worden. Ondetecteerbare snellere ionen kunnen dus geïntroduceerd worden. Deze hebben een veel hogere α , gerelateerd aan de hogere mobiliteit μ . De relatie (vergelijking 5.7) tussen α en μ kan ten andere even terzijde gelaten worden. Een zeer hoge mobiliteit μ is immers niet opmeetbaar bij hoge spanningen waar de saturatiestroom wordt opgemeten.

De aanwezigheid van een hogere α kan dan eventueel leiden tot dalende stroom. De simulaties geven echter aan dat de situatie zich kan voordoen dat het evenwicht tussen generatie en recombinatie voldaan is op elke plaats in de vloeibaar-kristallaag. De stroom valt dan op nul na slechts enkele seconden voor lage spanningen. Dit is erg onrealistisch, ook bij lage spanningen loopt de lekstroom erg lang door. Tevens is het nodig hogere β -waarden te kiezen om een dalende stroom te krijgen vlak na de transiëntperiode. Dit betekent dus dat in elk gedeelte van de stresstijd een bepaald effect moet plaatshebben om de continue stroomdaling te verklaren. Dit is zeer onwaarschijnlijk.

Hogere α en diffusie van neutrale moleculen

De vaststelling is dat de gesimuleerde stroom constant en te hoog is waarna hij te snel daalt. Dit zou kunnen gebeuren door het opraken van neutrale moleculen.

Om te vermijden dat de stroom effectief op nul valt, kan men onderstellen dat deze moleculen vervangen worden door de diffusie van neutrale moleculen en ionen vanaf de randen van het beeldpunt. Dit effect kan geïntroduceerd worden en het verbetert de simulaties. De stroom kan dan accurater gesimuleerd worden gedurende bijvoorbeeld 10 s in plaats van 1 s. Het idee hangt echter af van de vorm van het beeldpunt (als er de diffusie traag is, is de instroom neutrale moleculen evenredig met de omtrek van het beeldpunt) of zelfs van de grootte van het sub-

straat (als er diffusie zeer snel is, wordt heel het substraat gereinigd van neutrale onzuiverheden). Dit is ook weinig realistisch.

Hogere α en regeneratie

Bij een hogere dissociatiegraad K_{diss} raken de neutrale moleculen op en daalt de stroom. De stroom valt even later op nul. Het is echter mogelijk dat de gegenereerde geladen ionen ontladen worden aan de overgang tussen alingeringslaag en vloeibaar kristal. Deze geneutraliseerde ionen kunnen dan terug diffunderen naar de vloeibaar-kristallaag, paren vormen en terug splitsen, wat opnieuw aanleiding geeft tot stroom. Het weze genoteerd dat dit tot redelijke oplossingen leidt tot een tijdsduur van ongeveer 20 s, doch dat het erg moeilijk is om stijgende stromen te voorkomen (wanneer er teveel neutrale ontstaan aan de rand). Het effect van regeneratie [104] werd onderzocht, doch het lijkt niet tot de juiste oplossing te leiden, althans bij vloeibare kristallen.

De Machtswet

Uit de voorgaande paragrafen blijkt duidelijk dat het vinden van een fysische oorzaak voor het waargenomen fenomeen niet evident is. Als deze fysische oorzaak even terzijde gelaten wordt, kan toch een manier gevonden worden om een goede simulatie te bekomen. Het nut hiervan is dat men de gemeten stroom op elk tijdstip kan voorspellen, wetende wat de stroom is op een gegeven ogenblik bij een gegeven spanning. De S-curven worden veroorzaakt door generatie en recombinatie. De stroom (na transiënt van de ionen) is in het saturatiegebied evenredig met de generatieconstante β . Men laat β de waargenomen machtswet in de opgemeten stroom beschrijven. De tijds- en veldafhankelijke generatieconstante, β_2 genaamd, kan dan benaderd beschreven worden als:

$$\beta_2(t, E) = \beta_1(E) \left(\frac{2t_0}{t_0 + t} \right)^{\epsilon_s} \quad (5.29)$$

De generatie wordt dus tijdsafhankelijk. Hierbij kan gedacht worden aan een verzameling neutrale moleculen in de vloeibaar-kristallaag waarbij de minder stabiele moleculen sneller dissociëren dan de stabielere.

Ook in de literatuur is men reeds op zoek gegaan naar een goede verklaring voor deze tijdsafhankelijke stroom. De literatuur stelt dat de daling van de generatie veroorzaakt wordt door elektrolyse [22]. Tevens werd een vrij oud artikel gevonden dat melding maakt van deze lange

termijn machtswet in de stroom doorheen een elektrolyt [107]. De onderstelde fysische oorzaak is steeds erg vaag: het is een gevolg van de lokale concentraties van de neutrale moleculen, eventueel gecombineerd met een injectie proces. In de praktijk, kunnen meerdere dissociatieprocessen aanwezig zijn en deze hoeven dus niet gelimiteerd te zijn tot uni-univalente dissociaties.

De volledige complexiteit van deze chemische processen kan echter empirisch gemodelleerd worden in vergelijking 5.29.

Het is tevens duidelijk dat deze machtswet wel degelijk ten gevolge van het generatieproces moet zijn. De wet geldt immers zodra de transitietijd van de snelle ionen verstreken is. Stel dat de machtswet zuiver ten gevolge van een gelijkaardige tijdsafhankelijkheid in de mobiliteit van de gegenereerde ionen zou zijn. Dan zou de machtswet pas zichtbaar zijn in de stroom als deze evenredig is met de mobiliteit (lage E). Anders gesteld: voor er ernstige compensatie optreedt, is de transitietijd verwaarloosbaar klein en dan zou, bij constante generatie, ook de stroom constant moeten zijn.

5.6 Verbeterde simulatie van de S-curven

Voor geen enkele van de bestudeerde cellen werd een verband vastgesteld tussen de Voltage Holding Ratio (VHR) en de saturatiestroomdichtheid. Ook werd er geen verband vastgesteld tussen de concentratie aan mobiele ionen en de saturatiestroom. Bijgevolg worden de gegenereerde ionen verschillend ondersteund van de snelle ionen, meetbaar in de transitietijd.

De positieve en negatieve ‘snelle’ ionen zijn onafhankelijk van de S-curve meting bepaald door een normale transitietijdmeting bij gecontroleerde temperatuur. De gevonden mobiliteit wordt gelijk ondersteund en is $3 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{Vs}$ en de gelijke concentraties zijn $1.6 \cdot 10^{12} / \text{m}^2$.

De diffusiecoëfficiënt van de neutrale moleculen is erg laag. De initiële generatieconstante β_0 is ook erg laag. Met de gegeven dissociatiestroom na de transitietijd en de relatie tussen α en μ , hebben de gegenereerde ionen een vrij hoge mobiliteit en een vrij lage concentratie zodat hun aanwezigheid niet gedetecteerd kan worden in de transitietijdmeting.

De machtswet wordt omschreven door $\epsilon_s = 0.3$ en t_0 werd gelijk gekozen aan de transitietijd van de snelle ionen. Met $\beta_0 = 10^{-6} / \text{s}$ en de gemeten J_{sat} op t_0 gelijk aan $4.22 \mu\text{A}/\text{m}^2$, is de neutrale ionenconcent-

tratie in de vloeibaar-kristallaag gelijk aan $2.1 \cdot 10^{19} / \text{m}^2$. De mobiliteit van de gegeneerde ionen en hun recombinatieconstante zijn respectievelijk $3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{Vs}$ en $3.6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$. De helling b van de S-curve is experimenteel bepaald als $1.9 \cdot 10^{-7} \text{ m/V}$.

De gesimuleerde J - E -curven en J - t -curven worden getoond in figuren 5.11 en 5.12.

De gesimuleerde stromen vallen zeer goed samen met de gemeten S-curven uit figuren 5.8 en 5.9 [108]. Om ze te vergelijken, kan men de tussenliggende bladen uit dit doctoraat even vasthouden. Enkel het gesimuleerd gecompenseerd gebied blijft groter dan het gemeten gecompenseerd gebied, net als in paragraaf 5.3.

5.7 Resterende afwijkingen van het model met de realiteit

Het feit dat de compensatie in de simulatie sneller optreedt, kan te wijten zijn aan lek of aan een fout in de simulatie.

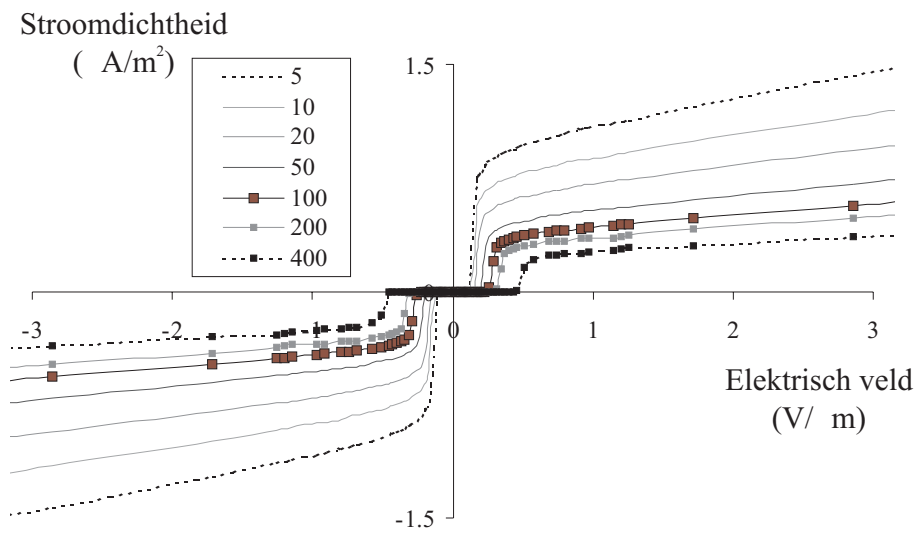
5.7.1 Lek doorheen de aligneringslaag

Er is steeds een zeer geringe hoeveelheid lek aanwezig doorheen de aligneringslaag. De bijdrage van de weggelekte lading tot de compensatie van het elektrisch veld vervalst.

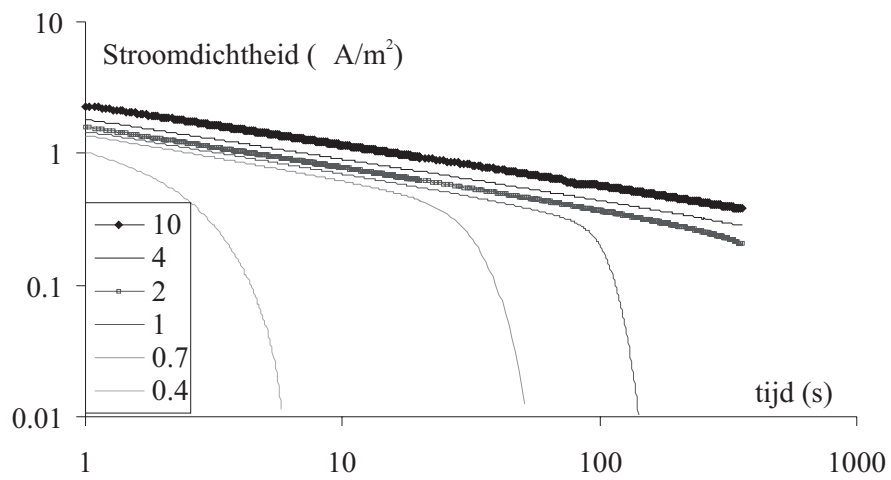
Het is tot nu toe onduidelijk of het de lading van de ionen is die doorheen de aligneringslaag lekt, dan wel de ionen zelf. Het onderscheid tussen de twee effecten zou kunnen gemaakt worden door een verschil in tijdsschaal waarbinnen ze plaatsgrijpen. Het lekken van de ladingen zou sneller kunnen gaan dan het doorsijpelen van de ionen. De literatuur geeft beide mogelijkheden aan: de ionen kunnen lekken doorheen de aligneringslaag [112] of hun lading lekt weg en er treedt regeneratie op [104]. Op dit moment is het dus nog niet echt duidelijk wat er met de ionen gebeurt eens ze aan de rand aankomen.

De grootte van de gecompenseerde spanning hangt af van de capaciteit van de aligneringslaag via de definitie van de ruimteladingslimiet voor directe aansturing. Het is dus geen verrassing dat de compensatie sterk daalt als de aligneringslaag verwijderd wordt (zie figuur 5.13).

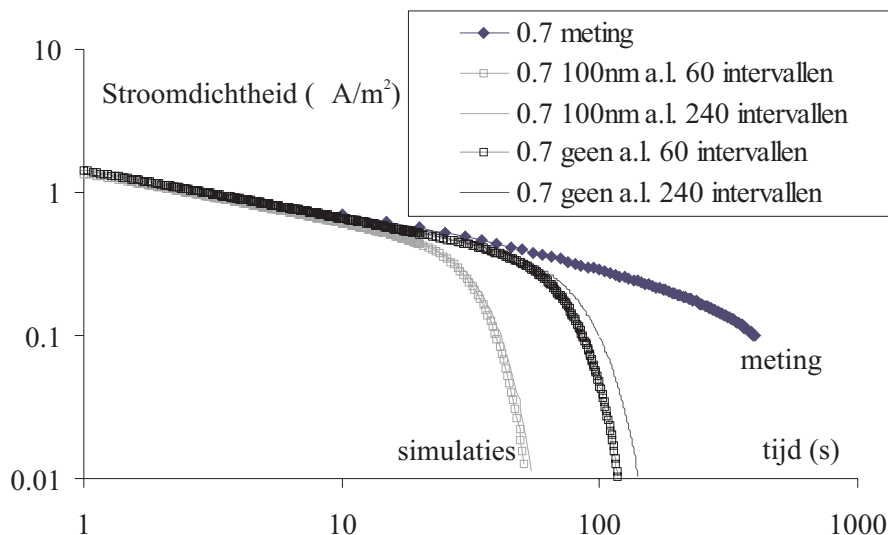
Toch blijft er compensatie aanwezig omdat door het evenwicht tussen drift en diffusie aan de rand, de gegeneerde ionen niet tot de rand gaan



Figuur 5.11: De gesimuleerde S-curve bij lange stresstijden (in s).



Figuur 5.12: De gesimuleerde stroomdichtheid in functie van de tijd bij verschillende spanningen (in V).



Figuur 5.13: Meting bij 0.7 V vergeleken met de simulatie uitgevoerd voor verschillende situaties: met en zonder aligneringslaag en voor een verschillend aantal intervallen.

en dus toch het veld in het centrum van het vloeibaar kristal verzwakken. Een correcte theoretische berekening van deze compensatie is geen evidentie gezien het elektrisch veld in de realiteit sterk vervormd is nabij de rand.

5.7.2 Onvolkomenheden in het programma

Het programma schat het gecompenseerde gebied verkeerd in. Als gevolg van de techniek van de eindige differenties, kunnen de ionen niet dichter naderen tot de rand dan het eerste interval dat een eindige dikte heeft.

Onderstel een spanning van 1 V. De ionen zullen zich groeperen met een exponentiële staart dicht bij de rand van de vloeibaar-kristallaag. De diffusielengte L_d volgt uit het evenwicht tussen drift en diffusie (zie vergelijking 2.15 bij **constant** elektrisch veld) aan de rand van de vloeibaar-kristallaag en bedraagt:

$$L_d = \frac{kT}{qE} = \frac{kT}{qV} d_{lc} \quad (5.30)$$

De benadering dat E homogeen is, is uiteraard slechts geldig als geen compensatie optreedt. In de praktijk is het veld in de ionlaag veel

groter. De concentratie ionen zal op $1/40$ van de dikte van de vloeibaar-kristallaag dus reeds gedaald zijn met een factor $1/e$ (met $e=2.71828$).

Bij de techniek van eindige differenties is de concentratie binnen één interval echter constant. Het is dan ook logisch dat de compensatie vermindert als het aantal intervallen verhoogd wordt van bijvoorbeeld 60 naar 240 (zie figuur 5.13). Beter zou zijn de simulaties te verrichten met meer intervallen zodat het gecompenseerd gebied beter berekend wordt. Dit gaat evenwel ten koste van een grote hoeveelheid rekentijd. De rekentijd loopt ongeveer lineair op met het aantal intervallen. Een oplossing is het gebruik van meer en dunnere intervallen aan de rand. Ook dit kan geprogrammeerd worden [58, 105].

Een drastische verbetering zou de techniek zijn die uitgewerkt werd door Kristiaan Neyts en Stefaan Vermael [106]. In plaats van met eindige differenties en een groot aantal intervallen wordt gewerkt met een beperkt aantal intervallen (bv. 30, net als in de directorsimulatie) waarbij de ionendistributie exponentieel ondersteld wordt binnen het interval. Het diffusieproces en de drift worden benaderend omschreven. De distributie van de ionen dicht bij de rand kan veel nauwkeuriger berekend worden en de compensatie kan dus beter ingeschat worden. De eerste resultaten van deze methode moeten echter nog behaald worden.

5.8 Ionengeneratie en *image sticking*

De resultaten uit dit hoofdstuk laten toe de metingen uit de voorgaande hoofdstukken verder te verklaren: de DC-spanning ten gevolge van de aangelegde stress-signalen of een verschil in werkfunctie zorgen ervoor dat er ionen gegenereerd worden die een compensatie V_c uitvoeren van de stress-spanning.

De ionengeneratie is aldus de trage oorzaak van een toenemende V_c waarvan sprake in de hoofdstukken 2 en 3.

Bij het wegnemen van de stress-spanning en het kortsluiten van de cel, blijft deze V_c aanwezig over de cel en zorgt voor een scheiding van de snelle ionen en bovendien voor optische transmissieverschillen tussen positieve en negatieve aangelegde spanningen. Dit leidt op zijn beurt tot het *image sticking* effect.

5.9 Besluiten

De simulatieresultaten zijn meer dan behoorlijk. Dit is ook logisch gezien het stroomniveau, het spanningsgedrag en het tijdsgedrag onafhankelijk bepaald zijn. Ze kunnen respectievelijk ingesteld worden door $\beta_0 n_o$ te bepalen op t_0 , de relatieve helling b van de S-curve te meten en de machtswet ϵ_s te bepalen. Met vergelijking 5.29 kan dan de generatie als functie van tijd en elektrisch veld uitgeschreven worden.

Hoe de generatieconstante zich als functie van de temperatuur gedraagt is, ondanks vergelijking 5.9, nog niet duidelijk. Het is immers niet noodzakelijk zo dat er slechts één enkel dissociatieproces optreedt.

Met dit model kunnen de meeste metingen vrij eenvoudig gesimuleerd worden voor alle spanningen en voor tijdsschalen vanaf de schakelpuls tot zeer lange meettijden (bv. 10^4 s). Bij het aanleggen van een DC-spanning gedurende enkele dagen gaat de stroom plots stijgen en wordt de cel onbruikbaar. Dit is mogelijks een elektrochemische decompositie van het vloeibaar kristal.

Hoofdstuk 6

Lange termijn ionentransport: Invloed van de structuur

De structuur van een LCD heeft een grote invloed op het *image sticking* gedrag. Van belang zijn bijvoorbeeld de aligneringslaag, het vloeibaar kristal, d_{lc} en d_{al} en de lokale ionenconcentraties. De temperatuur en de aansturing bepalen mee de asymmetrische spanning V_c op een bepaald moment.

In dit hoofdstuk worden 8 cellen nauwkeurig onderzocht op lange termijn ionengedrag en degradatie. Dit gebeurt voornamelijk aan de hand van hun S-curven, doch tevens door studie van de asymmetrie en de spanningsval als functie van de tijd.

6.1 De bestudeerde cellen

De S-curven worden opgemeten bij 8 transmissieve cellen die steeds $3.5 \mu\text{m}$ dik zijn en gevuld met het commercieel mengsel LC-1 [108]. Dit is een fluorbevattend vloeibaar kristal bedoeld voor hoog resistieve actieve matrix eerste minimum LCD's. Vier van de cellen hebben aligneringslagen PI-A met zeer hoge resistiviteit van $10^{17} \Omega\text{cm}$ en met verschillende diktes d_{al} [109]. De andere vier cellen hebben aligneringslaag PI-B met een relatief matige resistiviteit van $3 \cdot 10^{13} \Omega\text{cm}$ [110]. De eigenschappen worden getoond in tabel 6.1 en A.2. Elke cel bestaat uit drie beeldpunten a, b en c. De meeste metingen gebeuren op beeldpunten a en b. c is de referentie en wordt wel blootgesteld aan de temperatuurbehandelingen doch nauwelijks aan metingen.

cell nr	a.l. materiaal	a.l. dikte (nm)	l.c. dikte (μm)
E49	PI-A	100	3.5
E52	PI-A	45	3.5
E53	PI-A	25	3.5
E55	PI-A	140	3.5
E80	PI-B	20	3.5
E82	PI-B	40	3.5
E84	PI-B	70	3.5
E86	PI-B	100	3.5

Tabel 6.1: De E-serie.

De meeste metingen zijn gemaakt toen de cellen nog vrij nieuw waren. Tussen de metingen worden de cellen ‘zwevend’ bewaard. Regelmatig worden de ‘voltage drop’ en de AM-compensatiespanning ΔV opgemeten van een cel. De ‘spanningsval’ of ‘voltage drop’ wordt gedefinieerd als de spanningsval die geschiedt gedurende de rastertijd als er een lading aangebracht wordt gedurende de lijntijd. De ‘spanningsval’ is dus gelijkwaardig aan de ΔV_{lc} uit vergelijking 2.3. Hier is de ‘spanningsval’ opgemeten bij een spanning van 2.5 V en een lijntijd van 300 μs . De rastertijd bedraagt 20 ms. De metingen van de spanningsval en de asymmetrie zijn nagenoeg wekelijks herhaald. Hierdoor krijgt men een goed idee van de toenemende degradatie van de cel en een eventueel verband met de uitgevoerde metingen.

De S-curven zijn opgemeten voor alle cellen bij drie temperaturen (40°C, 50°C en 60°C). Dit temperatuurgebied is beperkt omdat het toestel slechts boven kamertemperatuur kan werken als geen extra koeling aanwezig is. Bovendien kunnen de stromen te klein worden bij lage temperaturen. Hogere temperaturen zouden dan weer te veeleisend geweest zijn voor de apparatuur. Tevens kan een hogere temperatuur een transitie naar de isotrope fase veroorzaken.

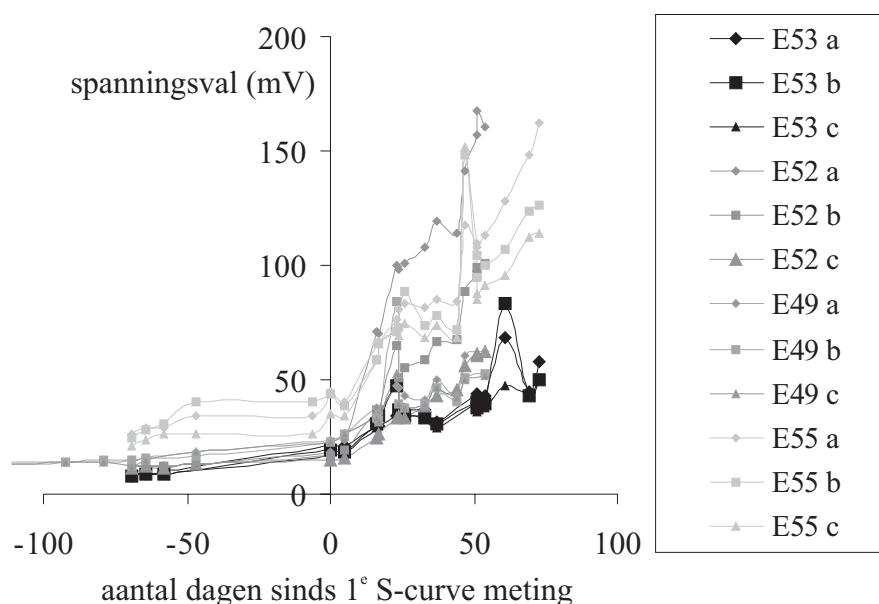
Sommige metingen zijn herhaald om de verouderingseffecten te zien of hogere precisie te halen. In de volgende paragrafen worden de resultaten van al deze metingen besproken.

6.2 De evolutie van de spanningsval in de tijd

De spanningsval en de AM-compensatiespanning ΔV zijn wekelijks opgemeten om de evolutie van de mobiele ionenconcentratie te bepalen.

De AM-compensatiespanning ΔV levert weinig verrassende resultaten: ΔV draait omheen nul, en is meestal kleiner dan 100 mV in absolute waarde. Vlak na een langdurige stress-spanning kan bij de PI-A-reeks een hogere asymmetrie opgemeten worden die bij het kortsluiten van de cel langzaam daalt.

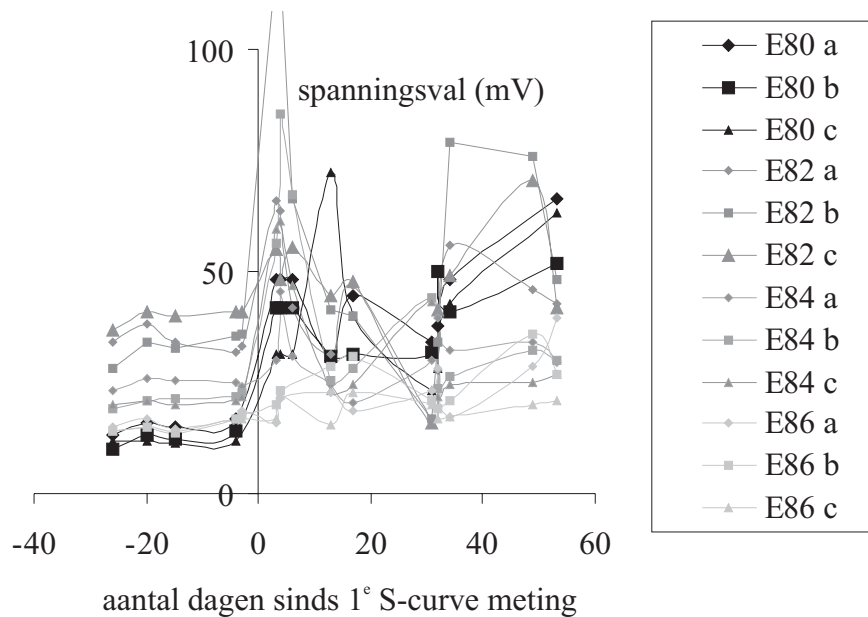
De metingen van de spanningsval zijn voor elke cel van de reeks E49-E53 gestart op de dag van de fabricage van de cel (zie figuur 6.1). Het tijdstip nul duidt de dag aan waarop de eerste S-curven op deze cellen gemeten zijn.



Figuur 6.1: De spanningsval voor de cellen met PI-A stijgt als functie van de tijd (uitgedrukt in dagen sinds de 1^e S-curve meting). De spanningsval werd dus reeds geruime tijd opgemeten alvorens de S-curve metingen gestart zijn.

Uit de initiële spanningsval blijkt dat de ioneninhoud in deze 4 cellen ongeveer proportioneel is met de dikte van de aligneringslaag. Mogelijks gaat het om een vervuilingproces door diffusie van ionen uit de aligneringslaag. Waarschijnlijk gaat het dus niet om een desorptieproces aan de overgang aligneringslaag - vloeibaar kristal gezien de ioneninhoud dan eerder onafhankelijk van d_{al} zou moeten zijn. Evenmin gaat het om een injectie van ionen uit de elektrode, gezien dit eerder gemakkelijker zou moeten gaan bij lagere diktes van de aligneringslaag. Het aantal cellen is echter te laag om hier tot een zekere conclusie te komen.

De toename van de spanningsval van de eerste set cellen wordt als het ware in gang gezet door de metingen. De ionenconcentratie begint dus plots snel toe te nemen. Het meten van alle S-curven duurde ongeveer 14 dagen. Na de metingen neemt de contaminatie terug trager toe als functie van de tijd. Het effect van één enkele meting kan echter niet duidelijk gezien worden in figuur 6.1.



Figuur 6.2: De spanningsval voor de cellen met PI-B verhoogt langzaam als functie van de tijd.

Analoge metingen, verricht op de cellen met aligneringslaag PI-B, zijn voorgesteld op figuur 6.2.

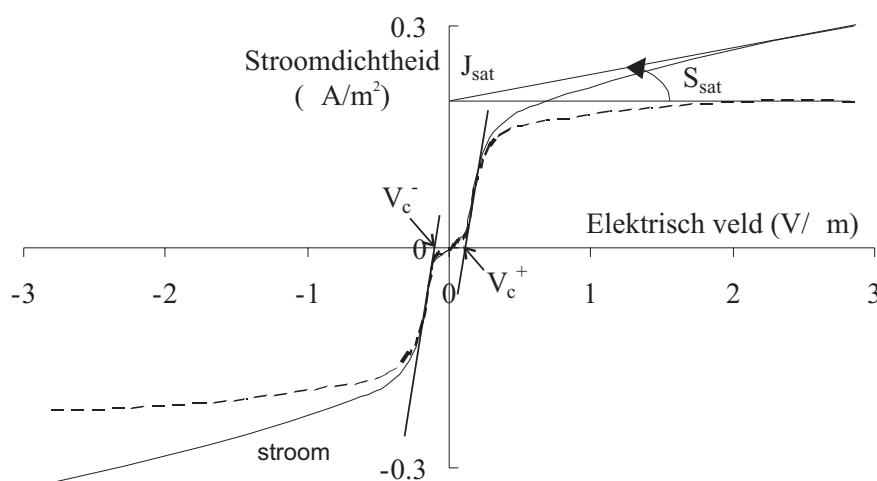
Een drastische stijging van de ioneninhoud treedt op zodra de metingen beginnen. De ioneninhoud stabiliseert op een licht hoger niveau, doch gedurende enkele weken kan de ioneninhoud niet meer gemeten worden. Hiermee wordt bedoeld dat de metingen erg onstabiel en onbetrouwbaar zijn. Na enkele dagen kunnen opnieuw metingen gedaan worden en dit levert licht hogere waarden op van de spanningsval. Typisch is hier dus dat de metingen een drastisch effect hebben. Eens terug gestabiliseerd blijkt de ioneninhoud slechts een weinig gestegen.

PI-A vertoont snellere degradatie dan PI-B maar is minder beïnvloed door één enkele meting. De cellen met PI-A degraderen sneller. Dit zou

kunnen als er meer en meer ionen loskomen uit de aligneringslaag. Voor PI-B zouden de ionen door de aligneringslaag kunnen lekken, en daarbij het veld in de aligneringslaag drastisch beïnvloeden. Deze ionen worden slechts traag verwijderd waarna de cel bijna naar zijn initiële toestand terugkeert.

6.3 De definitie van V_c , J_{sat} en S_{sat}

De S-curven worden steeds opgemeten bij een stresstijd van 400 s. Het opmeten bij twintig positieve en negatieve spanningen duurt dan een vijftal uren.



Figuur 6.3: De definitie van de noodzakelijke parameters voor de beschouwing van de S-curve na een zekere stresstijd: V_c^+ , V_c^- , J_{sat} en S_{sat} .

Teneinde de hoeveelheid meetdata te verwerken, worden de S-curven gekarakteriseerd door drie meetresultaten: V_c , J_{sat} en S_{sat} gedefinieerd in figuur 6.3. De S-curven vertonen een compensatiegebied rond de oorsprong. Dit gebied wordt gevonden door de raaklijn te tekenen door het buigpunt van de S-curve in zijn steil gedeelte bij lage spanningen. Het snijpunt met de spanningsas bepaalt de V_c van de S-curve op het tijdstip t . Deze waarde kan echter licht verschillen voor positieve en negatieve spanningen. V_c wordt dus systematisch opgemeten voor positieve en negatieve spanningen en het gemiddelde wordt genomen als de echte $V_c = (V_c^+ - V_c^-)/2$.

Het weze opgemerkt dat het compenserend veld, overeenkomend met V_c , slechts fysisch aanwezig is op het tijdstip t , bij één aangelegde spanning over de vloeibaar-kristallaag, namelijk V_c zelf.

Bij hogere spanningen is er meer lading getransporteerd en is de compensatiespanning op hetzelfde tijdstip t reeds groter dan de V_c . Bij deze hogere spanningen heeft dit echter nog niet tot merkbare stroomdaling geleid.

Bij kleinere spanningen, is er geen stroom meer gezien de compensatiespanning V_c reeds de aangelegde spanning over de vloeibaar-kristallaag zelf, κV , bereikt heeft. Het aangelegde veld is dan volledig gecompenseerd.

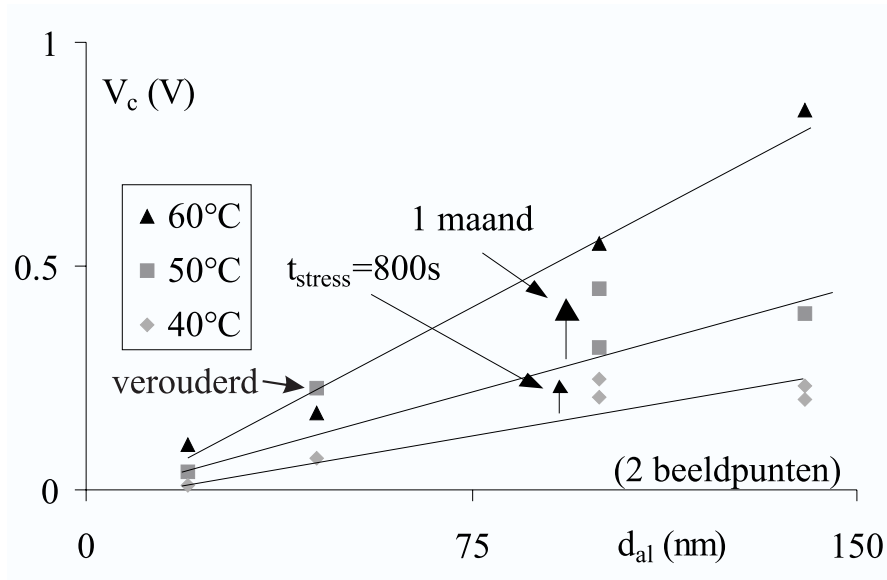
Aan elke S-curve wordt de raakrechte getekend voor hoge waarden van het elektrisch veld. Het snijpunt van deze raaklijn met de verticale as levert de saturatiestroomdichtheid J_{sat} op, de helling levert S_{sat} . Zoals uitgelegd in paragraaf 5.5.1 is de verhouding S_{sat}/J_{sat} gelijk aan de eerste orde veldafhankelijkheid b van de generatie volgens het Onsager-model.

De nauwkeurigheid waarmee de compensatiespanning van de S-curve V_c , J_{sat} en S_{sat} op tijdstip t kunnen bepaald worden uit een meting is vrij hoog. Het heruitvoeren van de bepaling van de drie parameters levert resultaten op die zelden meer dan 2 tot 3% verschillen. De verwerking gaat ook erg snel met behulp van een standaard Excel-verwerkingsblad.

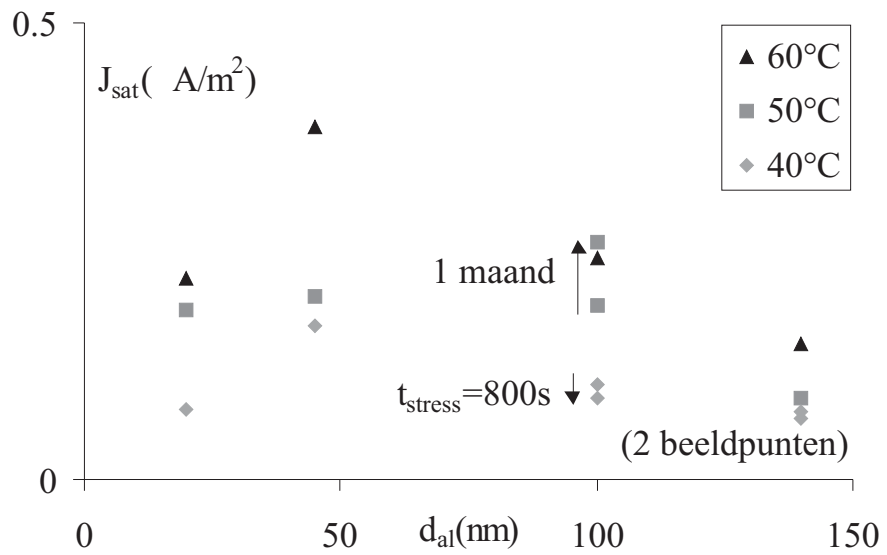
Waar geen twijfel mogelijk is, spreken we in het vervolg van $V_c(t)$ als zijnde de opgemeten compensatiespanning V_c van de S-curve op het tijdstip t . V_c volgens vergelijking 2.28 is uiteraard wel afhankelijk van de aangelegde spanningen, negatief voor positieve spanningen V en positief voor negatieve spanningen V .

6.4 De S-curven van de PI-A-reeks

Uit figuur 5.8 is reeds gebleken dat de saturatiestroomdichtheid J_{sat} daalt als functie van de stresstijd en dat de compensatie steeds toeneemt met de stresstijd. Uit figuur 6.4 blijkt echter ook dat de compensatiespanning V_c toeneemt als functie van de temperatuur en als functie van de aligneringslaagdikte. De stroomdichtheid J_{sat} uit figuur 6.5 blijkt te stijgen met de temperatuur maar vertoont geen merkbare relatie met de dikte van de aligneringslaag.



Figuur 6.4: De gecompenseerde spanning V_c na 400 s als functie van de temperatuur (in °C), de veroudering en dikte van de aligneringslaag PI-A.



Figuur 6.5: De saturatiestroomdichtheid J_{sat} na 400 s als functie van de temperatuur (in °C) en de dikte van de aligneringslaag PI-A. Enkele metingen voor een langere stressduur, een maand veroudering en een andere pixel van dezelfde cel werden eveneens aangeduid.

Het feit dat de stroomdichtheid J_{sat} en de compensatiespanning V_c stijgen met de temperatuur is weinig verrassend. De generatieconstante β volgt immers uit thermische evenwichten en is dus gelinkt aan Arrheniusrelaties (zie vergelijking 5.9). Bij hogere temperatuur zal er dan ook, gezien de grotere totale getransporteerde lading, een groter gecompenseerd gebied V_c optreden (zie figuur 6.4 en 6.5).

De compensatie neemt toe met de dikte d_{al} van de aligeringslaag [108]. Als de resistiviteit van de aligeringslaag oneindig is, zit de totale getransporteerde ionenlading Q opgestapeld aan de aligeringslaag. Gesteld dat dezelfde stroom (dezelfde totale lading Q) vloeit doorheen twee cellen die enkel een verschillende d_{al} hebben, dan geldt voor beide cellen:

$$Q = C_{al}V_{al,ion} \quad (6.1)$$

$$V = V_{lc} + 2V_{al,ion} + (1 - \kappa)V \quad (6.2)$$

Hierbij is $V_{al,ion}$ de spanningsval over de aligeringslaag door de gegenereerde ionen en is $(1 - \kappa)V$ de zeer kleine spanningsval over de aligeringslaag veroorzaakt door de aangelegde spanning V .

Hieruit volgt dat dezelfde totale getransporteerde lading Q een hogere spanningsval $V_{al,ion}$ veroorzaakt over een cel met een lage C_{al} (bv. grotere dikte) dan over een cel met een hogere C_{al} . Een hogere spanningsval over de aligeringslaag betekent bij constante spanning dat het elektrisch veld in het vloeibaar kristal sterker daalt en dat er dus meer compensatie optreedt.

Dit verklaart de metingen op figuur 6.4. De compensatiespanning neemt toe met de aligeringslaagdikte.

De enige uitzondering hierop is dat cel E52 (met $d_{al}=45\text{nm}$) bij 60°C een lagere compensatie en stroom vertoont als bij 50°C . De eerste meting (bij 60°C) werd echter een maand vroeger verricht werd dan de tweede. Het blijkt dat de blootstelling aan DC-spanningen en de veroudering van de cel een dergelijke negatieve invloed hebben op de cel.

Veroudering wordt verder behandeld in paragraaf 6.9. Het moet echter reeds benadrukt worden dat om een goede vergelijking te kunnen maken tussen verschillende cellen, deze best niet te oud zijn en de metingen in een zo kort mogelijke tijdsspanne moeten plaatsvinden.

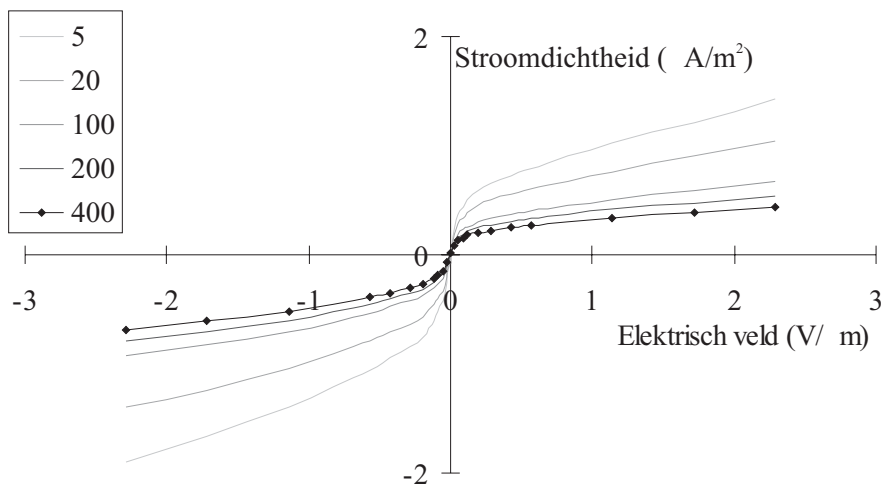
Uit figuur 6.4 blijkt ook dat twee beeldpunten van dezelfde cel compensaties en stromen vertonen die erg dicht bij elkaar liggen. De kleine verschillen kunnen toegeschreven worden aan de verschillende voorgeschiedenis van het beeldpunt of aan lokale ionenvariaties. Het feit

dat de resultaten dicht bij elkaar liggen laat toe verschillende behandelingen toe te passen (aansturen met AC en DC bijvoorbeeld) om het verschil in effect te bestuderen.

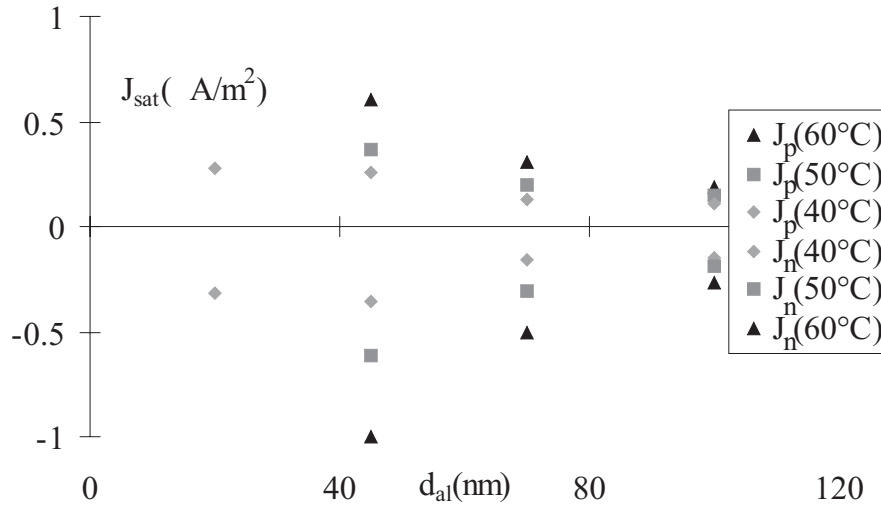
Er is geen verband tussen de saturatiestroom en de dikte van de aligeringslaag. Dit werd duidelijk aangetoond in andere metingen [111]. Het is ook logisch dat het aantal neutrale moleculen weinig verband houdt met de dikte van de aligeringslaag, tenzij het gaat om onzuiverheden die eruit gediffundeerd zijn. Dit is echter een fenomeen dat nog verder onderzocht moet worden.

6.5 De S-curven van de PI-B-reeks

De cellen van de PI-B-reeks vertonen geen van allen een duidelijk gecompenseerd gebied V_c . Bij metingen met een grote precisie (stappen van 30 mV in plaats van 0.1 V) blijkt er een zeer beperkte compensatie op te treden. Dit komt overeen met andere DC-metingen die aangeven dat er ongeveer 0.1 V compensatie plaatsvindt na het aanleggen van een AC met een DC erop gesuperponeerd gedurende meerdere dagen [111].



Figuur 6.6: De asymmetrische S-curven van cel E84 bij $50^\circ C$ op verschillende tijdstippen (in s).



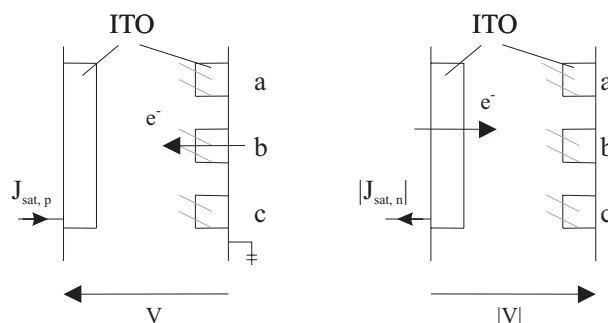
Figuur 6.7: De positieve en de negatieve saturatiestroomdichtheden van de reeks met aligneringslaag PI-B, opgemeten na 400s en bij drie verschillende temperaturen (in °C).

De cellen van de PI-B-reeks vertonen echter een duidelijke asymmetrie. Deze asymmetrie wordt gedemonstreerd in cel E84 bij 50°C (zie figuur 6.6). De meest waarschijnlijke oorzaak is een verschil in de behandeling van de substraten tijdens het fabricageproces. Uitgemiddeld geldt dat de positieve saturatiestroom slechts 65% bedraagt van de negatieve.

De stroomdichtheid J_{sat} werd opgemeten bij de drie temperaturen voor een totale stresstijd van 400 s en voor de vier cellen met de verschillende aligneringslaagdiktes (zie figuur 6.7). J_{sat} vertoont hetzelfde gedrag als bij de PI-A-reeks: de stroom is hoger bij hogere temperaturen omwille van de hogere generatie. Echter moet nu een onderscheid gemaakt worden tussen de positieve $J_{sat,p}$ en negatieve $J_{sat,n}$ saturatiestroomdichtheden.

Nauwkeuriger analyse leert dat naast de verhouding van $J_{sat,p}$ op $J_{sat,n}$, ook deze van $S_{sat,p}$ op $S_{sat,n}$ en deze van de relatieve helling ($S_{sat,p}/J_{sat,p}$) op ($S_{sat,n}/J_{sat,n}$) genoeg informatie bevatten om aan te geven in welke richting de asymmetrie ligt [66]. Net als bij de saturatiestromen is de verhouding van de hellingen steeds kleiner dan 1, evenals de verhouding van de relatieve helling.

De sterke asymmetrie in deze cellen kan verklaard worden. Hoewel de substraten op symmetrische wijze gemaakt werden, werd slechts één



Figuur 6.8: Een licht verschillende injectie kan de asymmetrie van de saturatiestromen bij positieve en negatieve spanningen V , bij de cellen van de PI-B-reeks, verklaren.

van de twee substraten gebruikt om spacers op te leggen. Met spacers dwingt men een constante dikte op aan het vloeibaar-kristallaag over het volledige substraat. Deze spacers worden aangebracht in een oplossing van IPA (isopropylalcohol). Het is mogelijk dat deze extra behandeling op een substraat een meetbaar effect had op de eigenschappen van de injectie aan de randen van de vloeibaar-kristallaag. Als de voornaamste bijdrage komt van elektronen die doorheen de aligeringsslaag migreren, dan leidt deze behandeling tot asymmetrie (zie figuur 6.8). Voor positieve spanningen moeten de elektronen door de behandelde zijde komen en dit, blijkbaar moeilijker, leidt tot een lagere stroom die een constante helling vertoont met de spanning. De elektronen geven aanleiding tot een negatief ion, dat gemakkelijk door de andere aligeringsslaag gaat en dus geen aanleiding geeft tot compensatie.

Voor negatieve spanningen daarentegen, kunnen de elektronen doorheen de niet-behandelde zijde en dit, blijkbaar gemakkelijker, leidt tot hogere stromen. Aan de overzijde van de vloeibaar-kristallaag worden de ionen enigszins geblokkeerd en dit leidt tot een meer gekromde S-curve (wat een aanduiding lijkt te zijn voor beginnende compensatie) zoals zichtbaar is op figuur 6.6 voor negatieve spanningen.

Natuurlijk is het ook mogelijk dat de behandeling de injectie vergemakkelijkt en dat de hoofdoorzaak van injectie komt van gaten die doorheen de aligeringsslaag komen. Het feit dat de aligeringsslaag een polyimide is, pleit hiervoor. Algemene halfgeleidertheorie geeft eerder een hogere mobiliteit (gerelateerd aan meer injectie ?) aan de elektronen.

Om bovenstaande hypothesen te onderzoeken, werden nieuwe cellen vervaardigd, ook cellen behandeld met IPA aan beide zijden. De optredende asymmetrie bleek echter veel kleiner te zijn en de resultaten waren zelfs niet 100% eenduidig. Gezien de metingen vrij snel na de fabricage dienden te gebeuren, is het echter mogelijk dat de cellen nog niet gestabiliseerd waren. De asymmetrie en de ioneninhoud blijken korte tijd na de fabricage nog langzaam te variëren alvorens te stabiliseren.

Figuur 6.7 voor de saturatiestroomdichtheid J_{sat} van de PI-B-reeks laat vermoeden dat de saturatiestroom omgekeerd evenredig is met de dikte van de aligneringslaag. Andere metingen duiden er echter op dat er geen echt verband is [111].

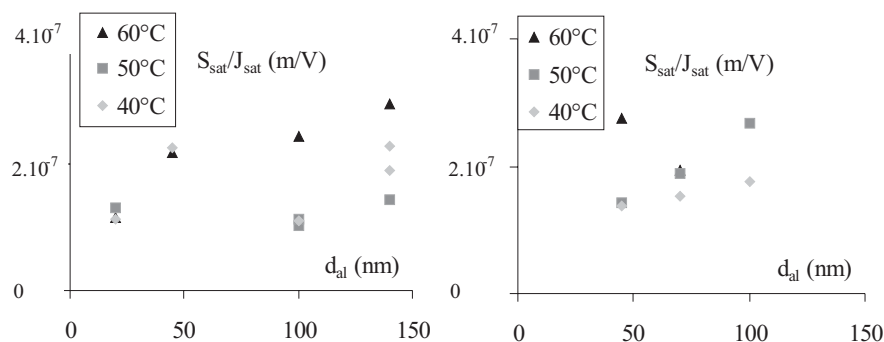
6.6 PI-A vergeleken met PI-B

Het belangrijkste verschil tussen de PI-A- en de PI-B-reeks is dat de PI-A-reeks duidelijke compensatie vertoont daar waar de PI-B-reeks dit niet doet. De stroomniveaus zijn van dezelfde grootte-orde. De reden zijn de 4 grootte-orde verschil in resistiviteit tussen de twee aligneringslagen (zie tabel A.2). PI-A schijnt de ionen of hun lading in de vloeibaar-kristallaag te blokkeren, daar waar PI-B de ionen of hun lading laat weglekken. Het is hier niet mogelijk het onderscheid te maken tussen weglekkende ionen en weglekkende lading. Het kan zijn dat er een grootte-orde verschil is tussen de snelheid van deze twee fenomenen, doch dit is niet zeker.

Bij de cellen met PI-A is de ruimteladingslimiet dus echt van kracht. Eens er genoeg ionen verzameld zijn aan de rand, daalt het elektrisch veld en ontstaat een gebied zonder netto generatie. Bij de cellen met PI-B daalt de stroom enkel omwille van de tijdswet van vergelijking 5.28 en treedt geen compensatie op.

6.7 Verificatie van de Wet van Onsager

De toepasbaarheid van de Wet van Onsager (zie paragraaf 5.5.1) kan geverifieerd worden met behulp van de gedane metingen. De verhouding van de helling S_{sat} op de saturatiestroomdichtheid J_{sat} van de S-curven is immers evenredig met de eerste orde veldafhankelijkheid b van de generatieconstante β_1 in het Onsager-model (zie vergelijking 5.26). Dit wordt getoond op figuur 6.9 voor de volledige E-reeks.



Figuur 6.9: De opgemeten relatieve hellingen voor de PI-A-reeks (links) en de PI-B-reeks (rechts) bij een stresstijd van 400 s.

De overeenstemming met de ideale helling voor dit vloeibaar kristal, $1.2 \cdot 10^{-7} \text{ m/V}$, is vrij goed vergeleken met de literatuur [89]. De temperatuursafhankelijkheid kan niet teruggevonden worden gezien andere fenomenen zoals de hogere generatie of de injectie ook belangrijker worden bij hogere temperaturen.

De afwijking is aanvaardbaar. In de praktijk heeft men immers niet gegarandeerd met een uni-univalente dissociatie te maken. Bij meerwaardige ionen kunnen de relatieve mobiliteiten de veldafhankelijkheid beïnvloeden. De Onsager-theorie is overigens geen anisotrope theorie en als dusdanig slechts geldig als eerste orde benadering. Ook geldt dat het elektrisch veld bij elke spanning niet in dezelfde mate gecompenseerd is op een bepaald moment. Ook dit kan de helling beïnvloeden. Tot slot kan men stellen dat de hogere termen van de Bessel-reeks verwaarloosd werden.

Een andere mogelijke verklaring voor de helling in de S-curve had het Poole-Frenkel-effect kunnen zijn. Hierbij stelt men dat de kans om uit een potentiaalput te geraken veldafhankelijk wordt. Het blijkt echter dat deze veldafhankelijkheid ongeveer 10 keer te groot is om de waargenomen helling te verklaren. Bovendien is ze sterk niet-lineair in het beschouwde gebied van het elektrisch veld tussen $0.1 \text{ V}/\mu\text{m}$ en $10 \text{ V}/\mu\text{m}$ [99].

6.8 Metingen van de machtswet

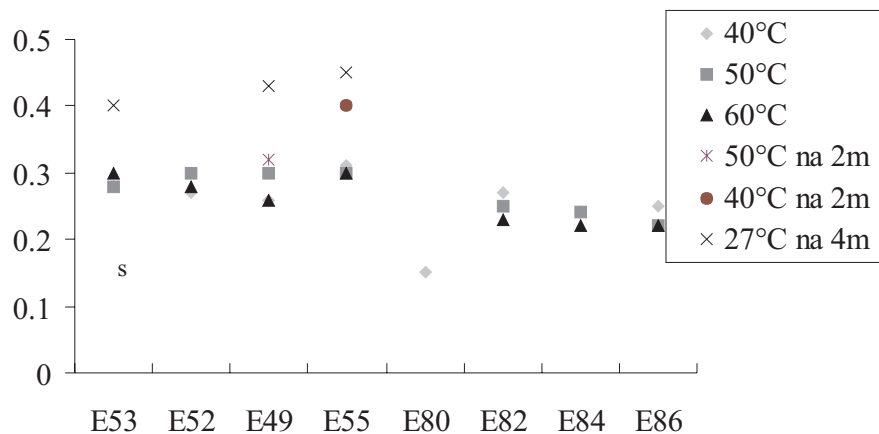
6.8.1 De stressperiode

De machtswet, aanwezig in de tijdsafhankelijke generatieconstante β_2 , kan eveneens bepaald worden voor alle metingen (zie vergelijking 5.28). Het resultaat wordt getoond op figuur 6.10.

Het blijkt dat de machtswet $\epsilon_s = 0.3$ door zeven van de acht cellen gevolgd wordt en dat er slechts een geringe temperatuursvariatie is.

ϵ_s lijkt licht te dalen met stijgende temperatuur. Een grotere studie van het temperatuursafhankelijk gedrag van ϵ_s werd uitgevoerd op 240° STN-cellen met volledig verschillende aligneringslagen door Fatiha Bougrioua [65]. Hierbij werd dezelfde ϵ_s rond 0.3 vastgesteld en bleek geen noemenswaardige temperatuursafhankelijkheid in het gebied van 10°C tot 70°C. De temperatuursonafhankelijkheid lijkt echter enkel te gelden als de metingen binnen een beperkt tijdsinterval gebeurd zijn (bv. 1 dag) en bij niet al te lange stress-signalen.

Een lichte afhankelijkheid van de spanning treedt toch op. Bij lage spanningen is ϵ_s iets groter: dit wordt verder behandeld in hoofdstuk 7.



Figuur 6.10: De waarden van ϵ_s voor alle cellen en voor de bestudeerde temperaturen. Enkele later verrichte metingen zijn eveneens weergegeven (40°C en 50°C na 2 maanden en 27°C na 4 maanden). Deze metingen worden later besproken.

Twee maanden na de eerste metingen, werden nieuwe metingen bij 40°C uitgevoerd. Deze leverden hogere ϵ_s -waarden op. Veel later (4 maanden) uitgevoerde metingen op E55 (bij 27°C, getoond op figuur 7.9) leverden een ϵ_s van 0.45 op. De hogere ϵ_s -waarden zijn eveneens opgenomen in figuur 6.10. Een zeer oude cel opgemeten in de te Gent ontwikkelde opstelling bleek zelfs een ϵ_s van 0.6 te vertonen! Een stijging van ϵ_s kan dan ook gezien worden als een gevolg van de **veroudering** van de cel.

De onstabiele cel E80 vertoont verrassend genoeg een machtswet met $\epsilon_s = 0.15$ bij 40°C. Hiervoor valt niet dadelijk een verklaring te geven.

6.8.2 De herstelperiode

Als de DC-spanning een tijdje aangelegen heeft, wordt de cel terug kortgesloten. Alle gegeneerde ionen zullen nu naar het centrum diffunderen waar ze recombineren. Deze beweging gaat uiteraard ook gepaard met stroom. Het blijkt nu dat deze stroom ook min of meer volgens een machtswet daalt. De relaxatiestromen werden echter slechts gedurende een beperkt interval opgemeten. Verdere metingen moeten uitsluitel geven of het echt om een machtswet gaat.

De behandeling kan echter gevoerd worden met behulp van een machtswet rakend aan de gemeten stroomcurven. Dit laat toe de nuttige conclusies te trekken.

De machtswet heeft een ϵ_r rond 0.5 (zie figuur 6.11) voor de aligneringslaag PI-A. Hierbij treedt eveneens een soort afbuiging van de stroom op na de diffusie van de ionen naar het centrum. De recombinatietijd hangt inderdaad niet af van de DC-spanning die eraan voorafging, doch van de diffusie die plaatsvindt na het kortsluiten. Deze diffusie hangt af van de ionengradiënt die samenhangt met de getransporteerde lading gedurende de voorafgaande spanningspuls. Bij hogere temperaturen gaat deze diffusie uiteraard iets sneller.

Bij aligneringslaag PI-B (zie figuur 6.12) treedt een iets kleinere machtswet op: ϵ_r is rond de 0.3. Waarschijnlijk betekent dit dat een groot gedeelte van de ladingen die doorheen de aligneringslaag gelekt zijn, terug in het vloeibaar kristal terecht komen. Dit is evenwel een langzamer proces wat mogelijks de tragere stroomdaling veroorzaakt. Dit hangt samen met de tijd die het duurt voor de meeste ionen via diffusie naar het centrum van de cel gegaan zijn en daar beginnen recombineren.

Het is alleszins interessant te beseffen dat het herstelproces afhangt van de aligneringslaag en bovendien dat de temperatuursafhankelijkheid van ϵ_r even klein is als deze van ϵ_s (zie figuur 6.13).

Ook hier treedt een fenomeen van veroudering op waarbij de ϵ_r verhoogt. Na 4 maanden worden ϵ_r -waarden van 0.7 teruggevonden.

6.9 Veroudering van het LCD

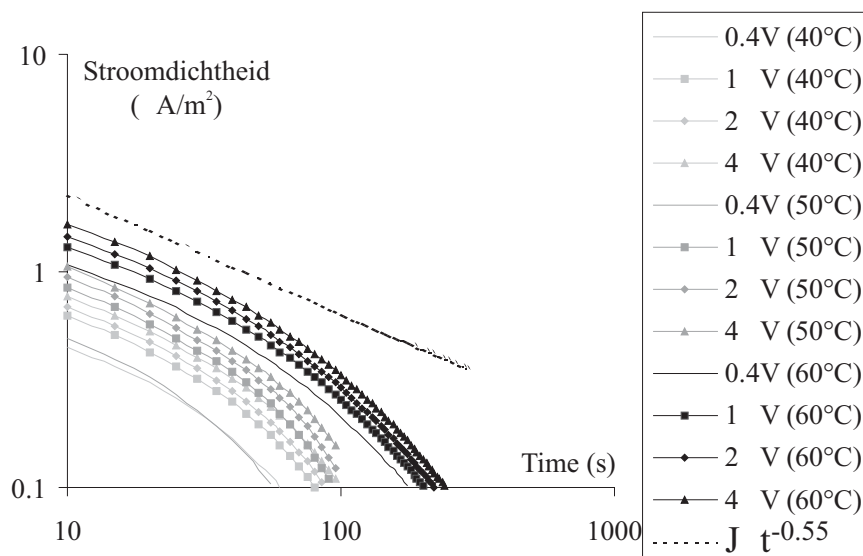
De resultaten voorgesteld in de vorige paragrafen zijn enkel mogelijk omdat de S-curven kort na elkaar werden opgemeten. De herhaalde meting van de S-curve na 400 s stresstijd geeft licht verschillende resultaten. Dit is een gevolg van de blootstelling aan de DC-spanningen en de veroudering van de cel.

Herhaalde metingen met langere tussentijden geven veel drastischer verschillen ten gevolge van de veroudering. De cel E49 werd twee maal gemeten bij dezelfde temperatuur met slechts tien dagen verschil (zie figuur 6.14). Een nog duidelijker voorbeeld is de degradatie van cel E55 gemeten met twee maand verschil (zie figuur 6.15).

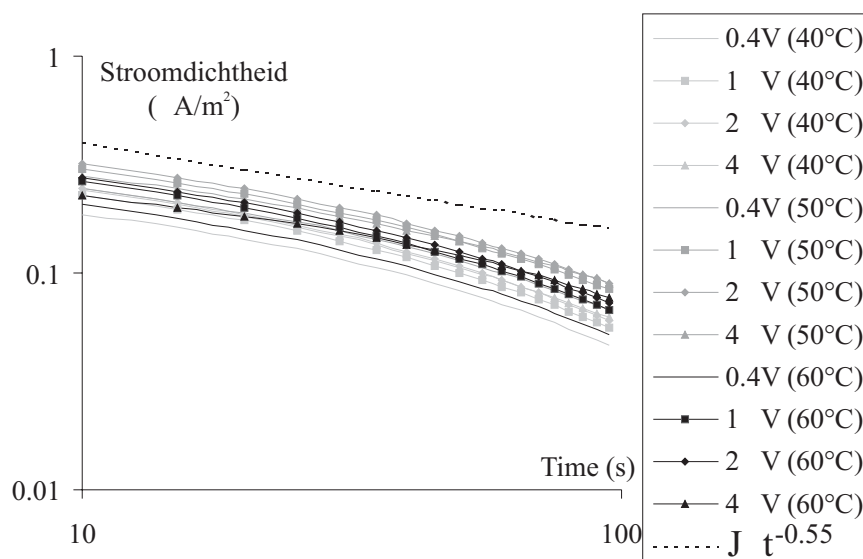
Het is duidelijk dat de veroudering leidt tot meer stroom. Gezien de totale hoeveelheid getransporteerde lading na een bepaalde stresstijd dan groter is, leidt het ook tot een groter gecompenseerd gebied. Het blijkt zelfs dat de veroudering kan voorgesteld worden als een verticale verschuiving van V_c op een log-log plot in functie van de stresstijd (zie verder op figuur 7.9).

De S-curven zijn ook meer gebogen dan recht, boven de drempel van de saturatiestroom. Dit wijst erop dat deze kromming in het gebied van spanningen tussen 1 en 2 V deels veroorzaakt wordt door beginnende compensatie. Hierdoor lijkt de waargenomen helling ook groter.

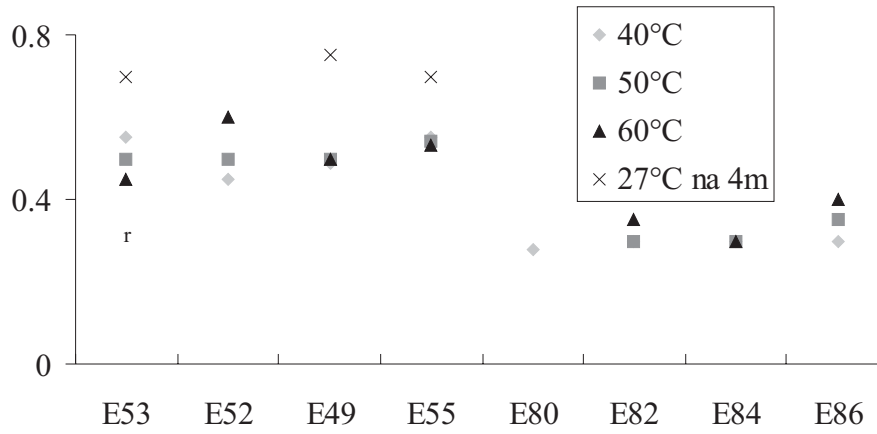
Een laatste voorbeeld is cel E86 bij 50°C op figuur 6.16. De stroom vergroot sterk op anderhalve maand doch er is nog steeds geen compensatie merkbaar. De ionen lekken dus nog steeds doorheen de laag.



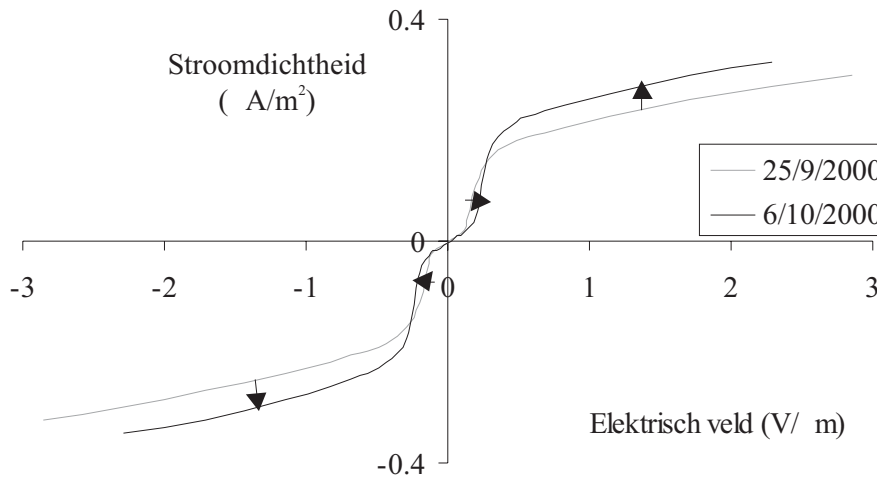
Figuur 6.11: De relaxatiestromen bij het kortsluiten na een DC (in V) gedurende 400 s en bij verschillende temperaturen (in °C). Dit is voor cel E55.



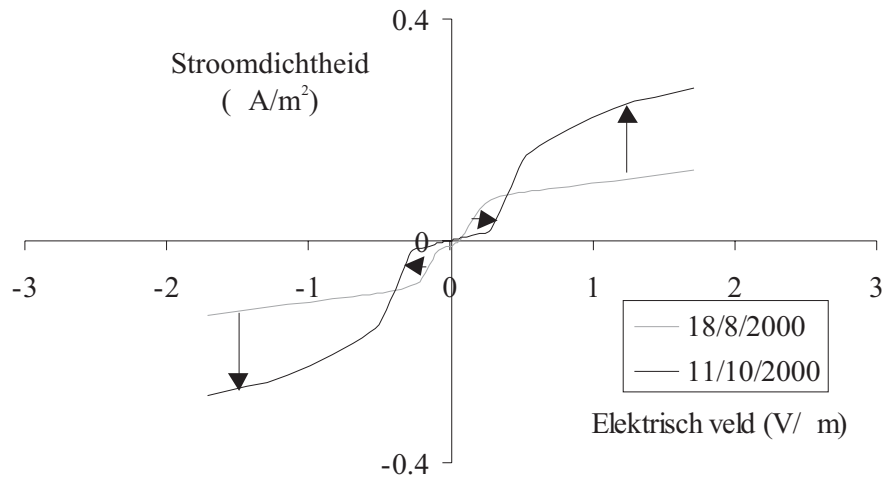
Figuur 6.12: De relaxatiestromen bij het kortsluiten na een DC (in V) gedurende 400 s en bij verschillende temperaturen (in °C). Dit is voor cel E86.



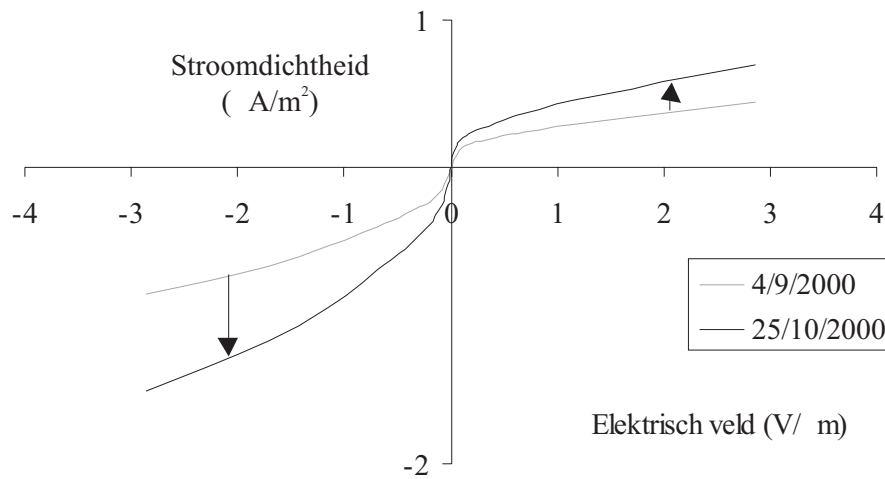
Figuur 6.13: De ϵ_r -waarden voor de cellen van de E-reeks.



Figuur 6.14: De S-curven na 400 s van E49 ($d_{at} = 100$ nm) uitgevoerd met tien dagen tijdsverschil bij 40°C.



Figuur 6.15: De S-curven na 400 s van E55 ($d_{al} = 100$ nm) uitgevoerd met bijna twee maanden tijdsverschil bij 50°C.



Figuur 6.16: De S-curven na 400 s van E86 ($d_{al} = 100$ nm) uitgevoerd met anderhalve maand tijdsverschil bij 50°C.

6.10 Conclusie

In dit hoofdstuk werd de invloed van de celstructuur op het lange termijn ionentransport besproken. Het blijkt dat het transport voldoet aan een hele reeks redelijk gerespecteerde wetten gerelateerd aan het generatieproces. De aard van de aligeringslaag, temperatuur en de dikte blijken eveneens een redelijk voorspelbare invloed te hebben op de waargenomen compensatiespanning en de saturatiestroom.

Het model laat dan ook toe met enkele parameters:

$$J_{sat}(t_0, T), V_c(t_0, T)$$

en enkele nagenoeg constante waarden:

$$\epsilon_s \approx 0.3, \epsilon_r \approx 0.5$$

de stroom op elk tijdstip t te voorspellen.

De relatie met de compensatiespanning werd reeds aangehaald. Bij het aanleggen van een bepaalde spanning V stijgt de compensatiespanning V_c slechts tot deze spanning V waarna de stroom drastisch daalt.

Dit model geeft een behoorlijke kwantitatieve beschrijving van de stroom gedurende het lange termijn ionentransport.

De relatie met het optische fenomeen, waargenomen als *image sticking*, is duidelijk uit de resultaten van de voorgaande hoofdstukken.

Toch blijven twee belangrijke vragen over:

Wat is nu de fysische oorzaak van de waargenomen machtswetten?
Welke kwantitatieve relatie is er tussen de stroom en de compensatiespanning V_c ?

Deze vragen zullen behandeld worden in het volgende hoofdstuk 7.

Hoofdstuk 7

Dispersieve generatie

In dit hoofdstuk zal op zoek gegaan worden naar de fundamentele oorzaak van de machtswet in de stroom. Het blijkt dat deze oorzaak niet evident noch intuïtief is. Er zal eerst een eenvoudig voorbeeldje aangehaald worden waarin het probleem van dispersie opduikt in een waarschijnlijkheidsdistributie.

Vervolgens zal het probleem van dispersie in de mobiliteit behandeld worden. Deze dispersie werd veelvuldig opgemeten en bestudeerd in de literatuur.

Pas dan zal het probleem van dispersieve ionengeneratie aangekaart worden. Er zal een model voorgesteld worden dat vele, doch niet alle, van de waargenomen resultaten kan verklaren. Het model zal vervolgens gebruikt worden om verdere informatie af te leiden uit de hoofdstukken die hieraan vooraf gingen.

7.1 Kruis of munt

De kans op een discreet **aantal** gebeurtenissen x_i wordt gegeven door $p(x_i)$. Het gemiddeld **aantal** gebeurtenissen \bar{x} en de spreiding σ_x op dit aantal, zijn dan:

$$\bar{x} = \sum_i x_i p(x_i) \qquad \sigma_x^2 = \sum_i p(x_i) (x_i - \bar{x})^2 \qquad (7.1)$$

In normale gevallen zijn de gemiddelde waarde en de spreiding van deze soort van kansdistributies eenvoudig te berekenen.

Een vrij onschuldig spelletje van Bernouilli uit 1713 leverde echter

problemen op. Dit voorbeeld staat gekend als de Sint-Petersburgparadox [121]. Onderstel dat men kruis of munt speelt: als men na de eerste keer kruis gooit, krijgt men twee euro, als men pas de tweede keer kruis gooit, krijgt men vier euro, na de n -de keer krijgt men 2^n euro. De gemiddelde winst na een spelletje is dan:

$$\bar{x} = (1/2)2 + (1/4)4 + (1/8)8 + \dots = \infty \text{ euro.} \quad (7.2)$$

Dit is inderdaad een zeer voordelig spelletje! Echter kan men ook argumenteren dat men om effectief dit oneindig aantal euro's te winnen, men ook oneindig lang moet spelen wat ondoenlijk is. Dit betekent (helaas) dat er niet steeds oneindig veel kan gewonnen worden: de winst loopt weliswaar bij elk spelletje op, doch bereikt nooit de oneindigheid!

De fout in dit voorbeeld is dat men de gemiddelde waarde probeert te bepalen van een kansdistributie die er geen heeft. De enige mogelijkheid om toch tot zinvolle resultaten te komen is dan ook rechtstreeks met de waarschijnlijkheden te werken.

7.2 Dispersief transport

In het recente verleden werd dispersie ontdekt in zeer uiteenlopende gebieden zoals mechanische relaxatie [121], datatrafiëk in telecommunicatie netwerken [122, 123, 124, 125, 126] of zelfs biologische evolutie [127].

In deze paragraaf zullen we ons beperken tot dispersief transport omdat dit reeds bestudeerd werd in de literatuur en eveneens veel verwantschap vertoont met de waargenomen fenomenen. We zullen echter eerst het normale niet-dispersief transport bespreken.

7.2.1 Niet-dispersief transport

Bij fysisch transport beschrijft men de overgang van een positie naar de volgende met behulp van waarschijnlijkheden. Bij een normaal, Gaussisch transport kan men dan de gemiddelde snelheid berekenen. In het geval van drift onder invloed van een elektrisch veld kan dan ook de mobiliteit gedefinieerd worden.

Onderstel dat een enkele lichtpuls een ladingsinjectie $N\delta(z)\delta(t)$ veroorzaakt aan één zijde van een cel en op tijdstip 0. Over de cel staat een constante spanning V (zie figuur 7.1). Bij een constant elektrisch veld E kan men vergelijking 2.15 (voor de transitie) dan benaderd

analytisch oplossen als:

$$n(z, t) = \frac{N}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{(z-\mu Et)^2}{4Dt}} \quad (7.3)$$

De benadering bestaat erin dat het veld constant moet zijn en dat structuur halfoneindig verondersteld wordt. Er is dus geen overzijde waaraan de ionen toekomen.

Bij een normaal of Gaussisch transport zal de oorspronkelijke ladingsinjectie zich met gemiddelde snelheid $v_d = \mu E$ naar rechts bewegen en tevens uitspreiden door diffusie (zie figuur 7.1). Dit betekent dat na een tijd t , de lading uitgespreid is rond de plaats μEt . De uitspreiding $\sigma_x(t)$ rond dit punt is dan $\sqrt{2Dt}$.

Zonder diffusie zou de stroom constant zijn tot de transittijd (situatie a op figuur 7.1). Met diffusie daalt de stroom reeds net voor de transittijd en loopt nog een tijdje door na de transittijd (situatie b).

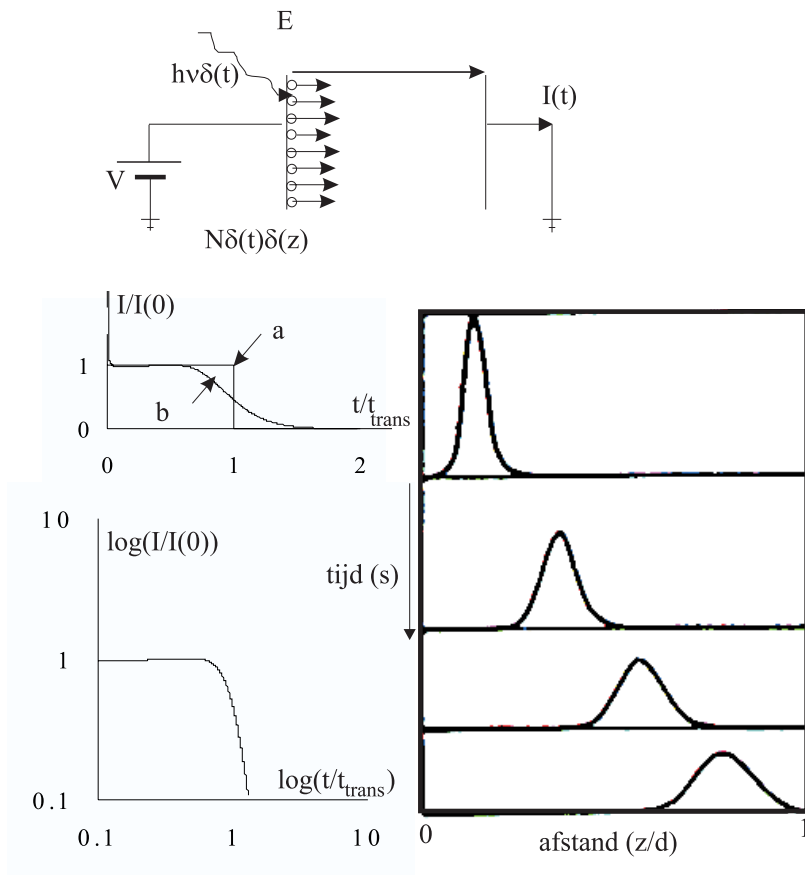
De verhouding $\sigma_x(t)/\bar{x}(t)$ neemt af met $t^{-1/2}$, voor de ionen aankomen aan de overzijde. Dit is belangrijk. Beschouwt men bijvoorbeeld dezelfde ladingsdichtheid in een dikkere cel of bij een lagere spanning. Het gebied waar de stroom daalt (\sim de spreiding) is dan relatief korter ten opzichte van de duur van het constante stroomplateau (\sim de gemiddelde transit-tijd). Stroomcurven bij verschillende spanningen zijn dus verschillend van vorm en vallen niet samen als ze geschaald worden ten opzichte van $I(0)$ en t_{trans} . Ze zijn dus niet schaalbaar.

7.2.2 Dispersief transport

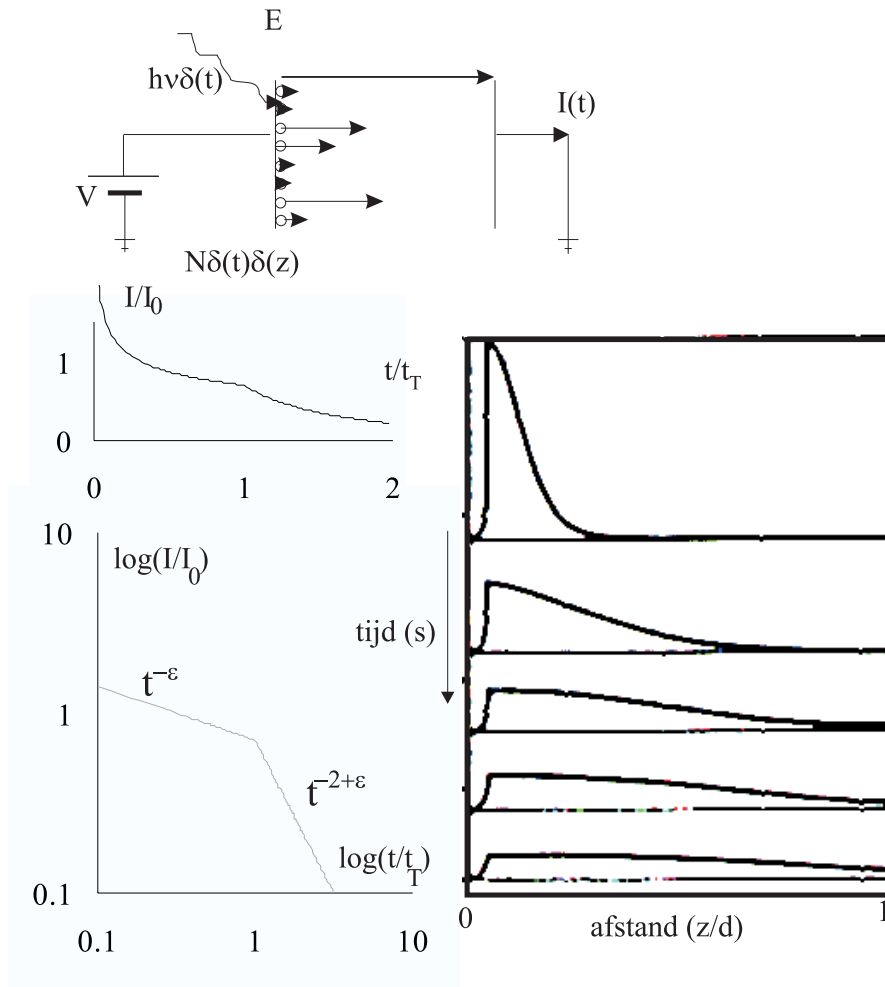
Bij niet-Gaussisch transport loopt het reeds fout bij het berekenen van de gemiddelde snelheid. Dit gebeurt ten gevolge van de kansdistributie in de waarschijnlijkheid van één enkele verplaatsing. Deze distributie gedraagt zich net zo moeilijk als in het vraagstuk over kruis of munt. De naam ‘dispersief’ of ‘niet-Gaussisch’ is gerelateerd aan het feit dat de snelheid van het opgemeten fenomeen tijdsafhankelijk en steeds trager wordt.

Hierbij wordt in eerste instantie een dalende machtswet $t^{-\epsilon}$ waargenomen in de metingen. ϵ ligt dan tussen 0 en 1 en hierdoor spreekt men soms zelfs van ‘fractale’ tijd [123].

Een typisch eigenschap van dit soort dispersie, naast het optreden van machtswetten, is schaalbaarheid (‘self-similarity’ of ‘time-scale invariance’) [121, 124]. Hiermee wordt bedoeld dat de opgemeten curven



Figuur 7.1: Schets van het transport. De geïnjecteerde ladingen bewegen zich met gemiddelde snelheid v_d naar de overzijde. De stroom is afgebeeld voor Gaussisch transport zonder (a) en met (b) diffusie zowel op lineaire schaal als op log-log schaal. De waarschijnlijkheid om op tijdstip t op plaats z een ion aan te treffen staat weergegeven rechts op de figuur.



Figuur 7.2: Schets van het transport. De geïnjecteerde ladingen bewegen zich met ‘moeilijk’ te bepalen gemiddelde snelheid naar de overzijde. De stroom is afgebeeld voor dispersief transport (c) zowel op lineaire schaal als op log-log schaal. De waarschijnlijkheid om op tijdstip t op plaats z een ion aan te treffen staat weergegeven rechts op de figuur.

op een schaalfactor na gelijklopend zijn. De ladingen lopen sneller bij hogere spanningen doch de curven, geschaald ten opzichte van de maximale stroom en de transitietijd, vallen samen.

Dit verschijnsel is het gevolg van de machtwetten die optreden in de waarschijnlijkheidsdistributies. Wiskundig gezien uit zich dit in de verhouding van de spreiding $\sigma_x(t)$ van het aantal gebeurtenissen op tijdstip t , tot de gemiddelde waarde $\bar{x}(t)$ van het totaal aantal gebeurtenissen. Bij dispersie blijft $\sigma_x(t)/\bar{x}(t)$ constant als functie van de tijd en dit in grote tegenstelling tot het reeds besproken Gaussisch proces. Dit is ook duidelijk op figuur 7.2 waar de kanswaarschijnlijkheid om een ion aan te treffen op plaats z staat weergegeven als functie van de tijd.

Bij het transport van ladingen blijkt het Gaussisch model dus niet altijd in overeenstemming met de realiteit te zijn. De stroom daalt dan initieel volgens een machtswet (zie figuur 7.2).

$$I \propto t^{-\epsilon} \quad (7.4)$$

ϵ ($0 < \epsilon < 1$) wordt hierna de dispersie parameter genoemd.

Echter, zodra de ionen in grote mate aan de overzijde aankomen, treedt een omslagpunt op. Dit gebeurt op t_T . T staat voor 'turnover'. Hierna geldt een andere machtswet zijnde [121]:

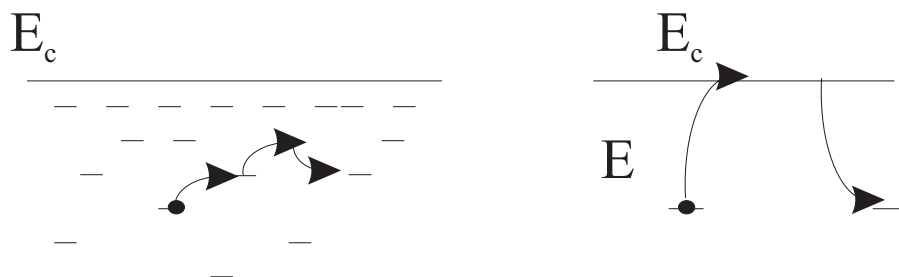
$$I \propto t^{-2+\epsilon} \quad (7.5)$$

De beste test om na te gaan of er effectief sprake is van dispersie in de mobiliteit bestaat er dan ook in, te kijken of de som van de twee waargenomen machtwetten ϵ en $2 - \epsilon$ effectief 2 is. Dit werd met hoge graad van nauwkeurigheid waargenomen en beschreven in de literatuur [128, 129].

De fundamentele oorzaak van dispersie ligt in de fysische aard van het transport. Deze fysische aard hangt af van de structuur of de eigenschappen van het materiaal waarin het transport gebeurt. Meestal gaat het om amorfe, wanordelijke materialen, zoals a-Se, As_2Se_3 [117, 118] and PVK [119] and TNF-PVK [120].

Deze wanordelijke materialen kunnen beschouwd worden als een netwerk van gelocaliseerde plaatsen waar hopen en elektronen kunnen zijn en zeer moeilijk of juist gemakkelijk weggeraken. De aard van en de afstand tussen dit soort plaatsen bepaalt, op zeer gevoelige wijze, mee de kans om van een plaats weg te geraken. Het is juist deze kans die aanleiding geeft tot de dispersie in de waargenomen 'snelheid' van de ladingsdragers.

In de literatuur worden voornamelijk twee modellen voor dispersie besproken: **meervoudige trapping** en **trapegecontroleerde hopping** (zie figuur 7.3)[121].



Figuur 7.3: Twee modellen voor dispersie in de mobiliteit: meervoudige trapping in gedistribueerde centra met verschillende energieniveaus en trapegecontroleerde hopping met een enkel energieniveau.

Meervoudige trapping

Bij het model van meervoudige trapping is de kans op één enkele verplaatsing, op tijd t na een vorige verplaatsing, beschreven door:

$$\phi(t)dt \propto t^{-2+\epsilon} dt \tag{7.6}$$

Deze distributie heeft net als het voorgaande kruis of munt vraagstuk geen definieerbare gemiddelde waarde in de tijd (voor $0 < \epsilon < 1$).

Dit model illustreert belangrijke eigenschappen van dispersieve processen en werd onder meer vastgesteld in amorf silicium dat grote hoeveelheden waterstof bevat [121] en in As_2Se_3 (zie figuur 7.3). De dispersie parameter ϵ is hierbij **temperatuursafhankelijk**. Deze temperatuursafhankelijkheid volgt uit het feit dat men vertrekt van een langgerekte exponentiële distributie (gekaracteriseerd door zijn breedte kT_0) van vaste energieniveaus onder een zeker niveau (de conductieband). De getransporteerde ladingsdragers worden meermaals in verschillende energieniveaus getrapd en terug losgelaten. Er is een temperatuursafhankelijke ontsnappingswaarschijnlijkheid verbonden aan elk energieniveau. Typisch worden de ladingsdragers dan tijdens het transport meermaals getrapd in trappingscentra met zeer grote ontsnappingstijden. In een complexe, gedetailleerde modellering leidt dit dan tot een dispersie parameter $\epsilon(T) = 1 - T/T_0$ [128, 130, 131, 132].

Voor temperaturen groter dan T_0 ($\epsilon < 0$) treedt het trage fenomeen niet vaak genoeg op om dispersie te geven. De gemiddelde tussentijd

wordt dan eindig hoewel het transport niet volledig Gaussiaans (of normaal) is alvorens ϵ kleiner is dan -1.

Dit model komt niet in aanmerking om de resultaten uit de voorgaande hoofdstukken te verklaren. De dispersie parameter ϵ van het model is temperatuursafhankelijk, wat niet waargenomen wordt in de reeds besproken metingen of in diegene die hierna zullen voorgesteld worden.

Trapgecontroleerde hopping

Het andere model beschrijft een trapgecontroleerde hopping tussen twee energieniveaus gescheiden door ΔE (zie figuur 7.3). In het bovenste niveau E_c kunnen de ladingsdragers zich vrijelijk bewegen. Het is nu echter de ontsnappingstijd uit dit niveau die dispersie vertoont. De ontsnappingstijd uit het sterke trappingscentrum hangt niet alleen af van het energieverschil doch ook van de lokale omgeving. Dit wordt verklaard door de chaotische structuur van het materiaal. De wanordelijke omringing door gelijkaardige of andere moleculen geeft een dispersief karakter aan de ontsnappingstijd.

Dit model geeft initieel aanleiding tot extern meetbare stromen die afnemen volgens een machtswet:

$$J(t) \propto t^{-\epsilon} e^{-\Delta E/kT} \quad (7.7)$$

De fotoconductiviteit in een polymerische dunne film PVK (Polyvinylcarbozole) tussen -10°C en 100°C [129] geeft hier relevante resultaten. Het blijkt dat de **temperatuursonafhankelijke** dispersie parameter ϵ enkel geldt bij een zeer zwakke belichting (en hoge spanningen). Dit geeft aanleiding tot het transport van ladingsdichtheden ver beneden de ruimteladingslimiet van de cel. Een teveel aan lading leidt tot temperatuursafhankelijke dispersie waarbij verschillende machtswetten ϵ_1 en $2 - \epsilon_2$ worden waargenomen voor en na transitstijd. Beneden de transitstijd daalt ϵ_1 vrij langzaam met stijgende temperatuur. De machtswet $(2 - \epsilon_2)$ na t_T neemt echter snel toe bij grotere temperaturen.

Algemeen

Algemeen geldt dat de transitstijd daalt met de toenemende spanning. Dit geldt zowel voor meervoudige trapping als voor trapgecontroleerde

hopping. Het omslagpunt komt vroeger bij hogere spanningen. Als $l_0(V)$ de gemiddelde verplaatsing per hop is (min of meer evenredig met de spanning V), dan kan de afgelegde weg op het ogenblik t geschreven worden als: $l(t, V) \propto l_0(V)t^{1-\epsilon}$.

De transittijd bedraagt dan:

$$t_{trans} \propto \left[\frac{d}{l(V)} \right]^{\frac{1}{1-\epsilon}} \quad (7.8)$$

De transittijd is dus meer dan omgekeerd evenredig met de spanning en meer dan evenredig met de dikte d van de cel.

Het transport van ladingen (elektronen en hopen in halfgeleiders) en ionen (H^+) in amorfe vaste stoffen (a-Se, As_2Se_3 [133], amorf Si:H [134]) en het trapgelimiteerd transport in TiO_2 [135] zijn eveneens gekend voor zijn dispersieve eigenschappen. Ook diëlektrische verliezen voor AgX-deeltjes in een isolerende medium Y (X= Cl, Br, I en Y=gelatine) blijken aanleiding te geven tot dispersie [136].

7.3 Dispersieve generatie

Het fenomeen van schaalonafhankelijkheid treedt sterk op bij de metingen voorgesteld in de voorgaande hoofdstukken (zie bijvoorbeeld figuren 5.8, 5.11, 6.6, 6.14, 6.16) en eigenlijk bij alle opgemeten S-curven en I - t -curven. Het optreden van één machts wetten (in de I - t -curven) én deze schaalbaarheid is dan ook een goede reden om het eventueel optreden van dispersie te onderzoeken.

Bovendien is ook een vloeibaar kristal een zeer wanordelijk materiaal, omdat het eigenschappen van de vloeibare (totale wanorde) en de vaste (het oplijnen volgens de director) fase bevat.

Er werd reeds ondersteld dat de dissociatie afkomstig is van een grote verzameling neutrale moleculen. De aard van deze moleculen is nog steeds ongekend.

Binnen een model met tijdsonafhankelijke generatieconstante β wordt ondersteld dat zodra een spanning aangelegd wordt en het transitieproces afgelopen is, de kans op generatie gedurende de eerste en de tweede seconde even groot is als de kans op generatie gedurende eender welke seconde (de 2736^e bijvoorbeeld). Dit beantwoordt niet aan wat in de vorige hoofdstukken gemeten werd.

Geïnspireerd door het dispersief ladingstransport in amorfe materialen, wil ik hier dan ook een model voorstellen voor dispersieve generatie[140]. Hierbij zal ik trachten een aannemelijk model te geven dat vele van de waargenomen eigenschappen verklaart. Met behulp van de reeds beschouwde metingen en deze uit de volgende paragraaf zal dan nagegaan worden of de eigenschappen van het model gerespecteerd worden en waar het nog steeds fout loopt.

In het model treedt slechts één soort dissociërende moleculen met één vast energieniveau op: ΔE . Er is dus slechts één soort generatiecentra voor geladen ionen. De dissociatietijd heeft echter een dispersief karakter dat zich uit in een machtswet $t^{-\epsilon}$. De verklaring voor de dispersie ligt waarschijnlijk in de lokale omringing van de neutrale molecule door gelijkaardige of andere moleculen.

Naar analogie met het model voor trap-gecontroleerde hopping blijken de bekomen ϵ -waarden dan nagenoeg onafhankelijk te zijn van de temperatuur. Dit werd reeds in hoofdstuk 6 aangetoond. Achteraf werd dit ook in het gebied van 10 tot 90°C geverifieerd door Fatiha Bougrioua [65]. Verdere metingen worden aangehaald in de volgende paragraaf.

De invloed van de temperatuur blijft dan, net als bij trapgecontroleerd ladingstransport in vergelijking 7.7, gegeven door een Arrheniusrelatie met activeringsenergie ΔE .

Een dergelijke dispersie heeft echter geen invloed op de waarneming van andere eigenschappen (schaalbaarheid). Dit verklaart waarom de S-curven steeds teruggevonden worden, onafhankelijk van de stresstijd. Tevens blijft de invloed van het elektrisch veld op elke ontsnapping gegeven door de Wet van Onsager. De verhouding van de helling tot de saturatiestroom van de S-curven is dus eveneens onafhankelijk van de stresstijd wat ook waargenomen werd in de vorige hoofdstukken. Er is dus een loskoppeling van het spanningskarakter en het tijds karakter in de generatieconstante β .

De kans op een generatie op het tijdstip t wordt dan benaderd gegeven door:

$$\phi(t) \propto (1 + b|E|)t^{-\epsilon}e^{-\Delta E/kT} \quad (7.9)$$

De generatieconstante β is hiermee evenredig:

$$\beta_3(t, T, E) = \beta_0(1 + b|E|)t^{-\epsilon}e^{-\Delta E/kT} \quad (7.10)$$

De stroom moet dan opnieuw bepaald worden uit het evenwicht van generatie en recombinatie. Gezien het tijds karakter van β_3 vrij

traag is, kan op elk moment gesteld worden dat de stationaire saturatiestroomdichtheid J_{sat} nog steeds evenredig is met β .

Elke invloed op β (elektrisch veld, dispersie en temperatuur) gebeurt dus onafhankelijk van de andere invloeden. Hieraan blijkt enkel goed voldaan te zijn voor voldoende hoge velden. Men kan ongeveer stellen dat, zolang men op het plateau van de S-curve meet, er zeer goed aan voldaan is. Bij lagere velden blijkt ϵ enigszins spanningsafhankelijk te zijn.

Ook bij ionengeneratie kan een punt optreden waar de stroom plots sneller begint te dalen. Het omslagpunt bij generatie is niet zo evident als bij het transport van een geïnjecteerde lading. Het plotseling sterker afnemen van de generatie, dus de stroom, wordt nu veroorzaakt door het afnemend veld dat steeds geleidelijker gecompenseerd wordt door de gegenereerde ionen.

Dit fenomeen kan dus enkel waargenomen worden als de invloed van de gegenereerde ionen effectief plaatsgrijpt. Indien de ionen doorheen de aligeringslaag lekken (zoals bij PI-B), treedt er nooit een omslagpunt op en kan men de machtswet $t^{-\epsilon}$ zeer lang opmeten (tot 10^4 s bijvoorbeeld).

Het is duidelijk dat hier een fundamenteel ander principe aan de orde is: de tijd t_T (T voor turnover) wordt nu immers mede bepaald door de ladingslimiet van de cel. Als de totale opgestapelde ladingsdichtheid groter wordt dan de ladingslimiet treedt het omslagpunt op. Deze opgestapelde ladingsdichtheid kan berekend worden uit de getransporteerde ladingsdichtheid:

$$Q_{lc}(t) = \int_0^t I(t)dt \propto \int_0^t At^{-\epsilon_s} dt \propto At^{1-\epsilon_s} \quad (7.11)$$

Hierbij is de dimensieloze A niet alleen gerelateerd aan de stroom doch ook aan de eventuele lek van ladingen doorheen de aligeringslaag. Voor een relatief lekke aligeringslaag zal er dus nooit een omslagpunt optreden wat dan ook bevestigd wordt bij PI-B. Voor een oneindig resistieve laag is $A=1$.

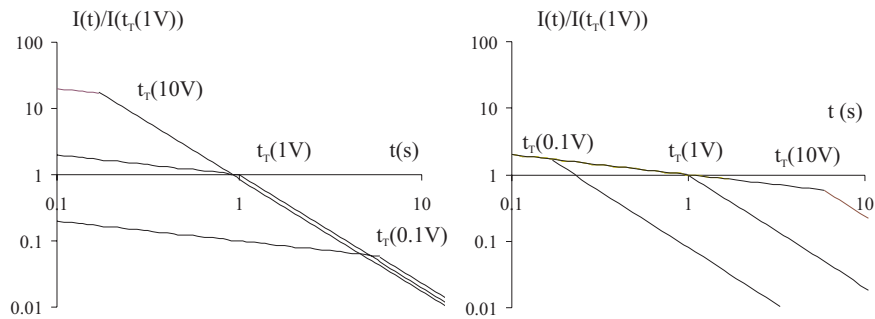
De opgebouwde lading komt over de capaciteit van de aligeringslaag terecht en leidt tot de compensatiespanning V_c . De ionen gaan echter niet volledig aan de overgang van aligeringslaag naar vloeibaar-kristallaag zitten. De capaciteit van de diffusie laag $C_d = \epsilon_{lc}\epsilon_0/L_d$ staat in serie met de aligeringslaagcapaciteit C_{al} . C_d bepaalt mee de ruimteladingslimiet $Q_{SCL,PM}$. Hierbij moet asymmetrische spanning V_c gebruikt worden voor de berekening van L_d in vergelijking 5.30. Men

vindt dat:

$$Q_{SCL,PM}(V_c) = \frac{C_d(V_c)C_{al}}{2(C_d(V_c) + C_{al})} V_c = C_{equiv}(V_c)V_c \quad (7.12)$$

In paragraaf 7.4.3 zal nagegaan worden of de getransporteerde lading en de opgemeten compensatiespanning zich inderdaad door deze seriecapaciteit laten verbinden.

Uit vergelijkingen 7.8 en 7.11 volgt een opmeetbaar onderscheid tussen transport en generatie. De tijd t_T van dispersief transport t_{trans} neemt af met de spanning, daar waar het keerpunt van het generatieproces t_T toeneemt met de spanning. Dit laat toe een onderscheid te maken tussen het transport van bestaande en de creatie van nieuwe ionen. Dit verschil wordt naar voor gebracht in figuur 7.4. Men kan hierbij opmerken dat de schaal van de figuur eigenlijk weinig rol meer speelt. In de literatuur spreekt men dan ook van een ‘master’ plot die benaderd steeds opnieuw te voorschijn komt, voor alle spanningen, temperaturen, ...



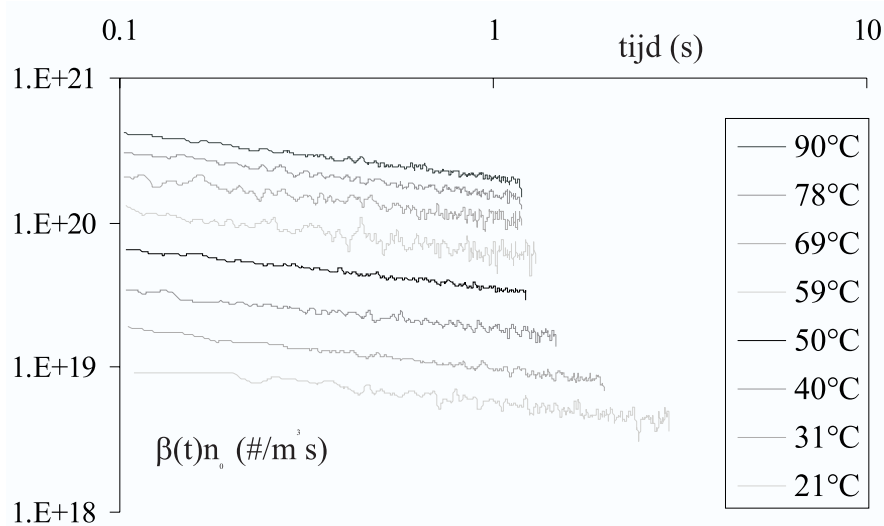
Figuur 7.4: Schematische $\log I$ - $\log t$ profielen bij verschillende spanningen (0.1 V, 1 V en 10 V) voor ionentransport (links) en ionengeneratie (rechts). De parameters werden zo gekozen dat het turnover punt t_T bij 1 V gelijk is aan 1 s, $\epsilon = 0.3$.

7.4 Het model en de realiteit

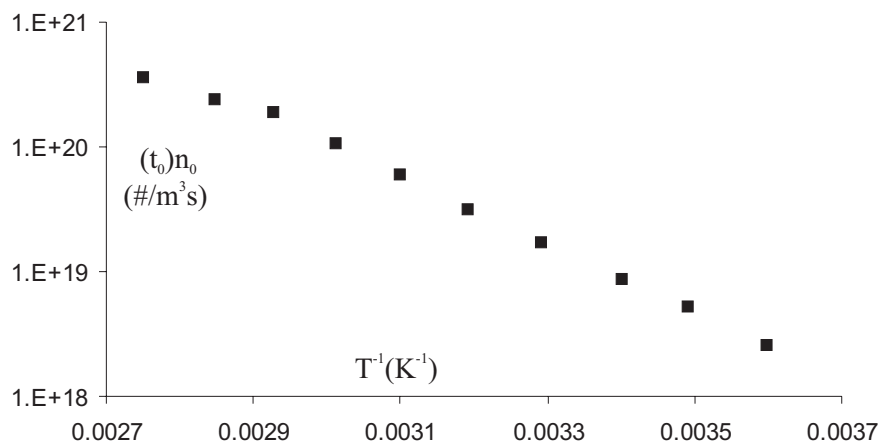
Het model bevat door zijn constructie reeds vele elementen die in de vorige hoofdstukken naar voor gebracht werden. De schaalbaarheid, temperatuursonafhankelijke dispersie, het optreden van de S-curven en de Wet van Onsager zijn reeds aanwezig. In deze paragraaf worden dan ook de elementen naar voor gebracht die nog niet gedemonstreerd werden zoals de temperatuursafhankelijkheid van de generatie en de relatie tussen getransporteerde lading en de veroorzaakte asymmetrische spanning V_c .

7.4.1 De symmetrische cel met ZLI-4757

Allereerst kan de meting uit paragraaf 2.4 herbekeken worden. Het generatiegebied wordt gekenmerkt door de tijd t_0 waarop de generatie begint en het stroomniveau evenredig met $\beta(t_0)n_o$. Op het ogenblik van de meting blijkt de cel duidelijk reeds ietwat verouderd: het generatieniveau overtreft de transiëntstroom reeds na 100 ms. De concentratie neutrale moleculen is zeer hoog zodat n_0 constant is voor alle temperaturen en tijden.



Figuur 7.5: Meting op een 8 μm cel met ZLI-4757: De generatie $\beta_0(t)n_o$ voor verschillende temperaturen (in $^{\circ}\text{C}$).



Figuur 7.6: Meting op een $8 \mu\text{m}$ cel met ZLI-4757: De generatie $\beta_0(t_0)n_o$ is temperatuursafhankelijk volgens een Arrheniusrelatie. De activeringsenergie van β is 510 meV.

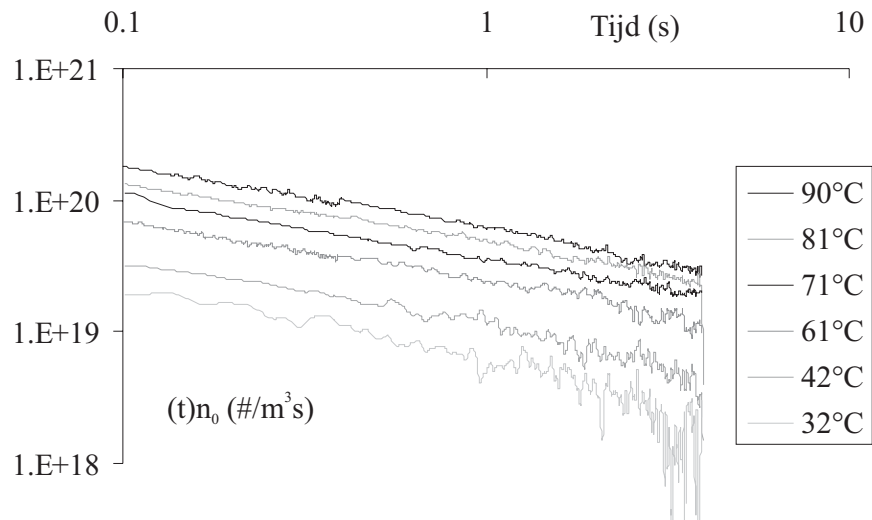
De saturatiestroomdichtheid J_{sat} na de transitie van rond de 100 ms wordt nu uitgezet in een log-log plot (zie figuur 7.5). Hierop kunnen de machts wetten inderdaad mooi gevolgd worden. De macht is duidelijk temperatuursonafhankelijk en gelijk aan ongeveer 0.4. Dit klopt dus reeds met het model.

Men kan nu ook eenvoudig de activeringsenergie van de generatieconstante bepalen en zo de dissociatie-energie van de neutrale moleculen blootleggen. Als ook $\beta(t_0)n_o$ wordt uitgezet in functie van de inverse temperatuur (in K^{-1}) vindt men de activeringsenergie van β ter grootte van 510 meV (zie figuur 7.6).

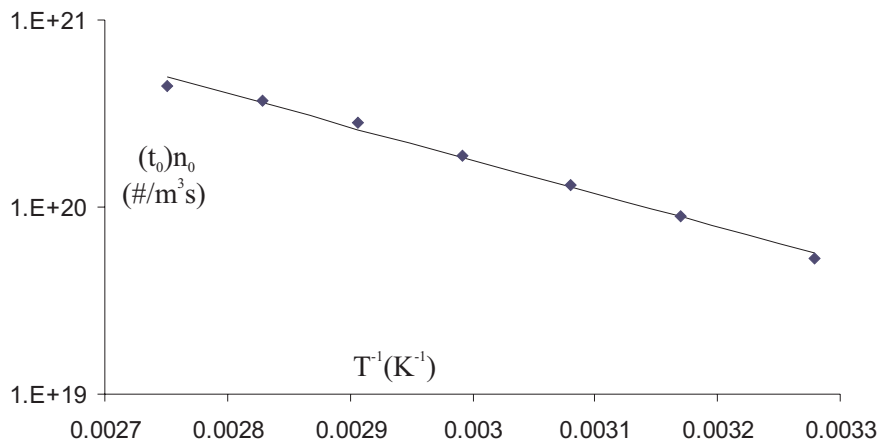
Het blijkt dat geen van de mobiele ionen deze waarde oplevert voor $2E_a + \varepsilon_a$. Dit lijkt dus eveneens erop te wijzen dat de gegenereerde ionen verschillend zijn van de mobiele ionen.

7.4.2 Een symmetrische cel met ZLI-4792

Deze cel is gevuld met ZLI-4792 en $10 \mu\text{m}$ dik. De concentratie aan mobiele ionen blijkt erg laag te zijn zodat deze niet bepaald kon worden. Het generatiegebied blijkt echter zeer snel te starten (rond 100 ms) en dit geeft aanleiding tot stromen die zich min of meer volgens een machts wet



Figuur 7.7: Meting op een 10 μm cel met ZLI-4792: de generatie $\beta_0(t)n_o$ voor verschillende temperaturen (in $^\circ\text{C}$).



Figuur 7.8: Een 10 μm cel met ZLI-4792: De generatie $\beta_0(t_0)n_o$ is opnieuw temperatuursafhankelijk volgens een Arrheniusrelatie. De activeringsenergie van β is 350 meV.

gedragen (zie figuur 7.7). De stroom is een grootte-orde lager dan in de vorige paragraaf. Ook hier kan een Arrheniusrelatie gevonden worden voor $\beta(t_0)n_o$ (zie figuur 7.8). t_0 werd hierbij arbitrair gekozen als 10 ms en heeft verder geen invloed. De activeringsenergie van $\beta(t_0)n_o$ bedraagt hier echter slechts 350 mV.

7.4.3 De cellen met aligneringslaag PI-A

Het gevolg van de machtswet in de stroom is een stijging van de totale ionenconcentratie in het LCD. Gezien deze ionen totaal gescheiden zijn, veroorzaken ze nu juist de compensatie V_c van de cel. Dit kan passend aangetoond worden door de opgemeten compensatiespanning V_c als functie van de stresstijd uit te zetten (zie figuur 7.9). Het blijkt dat hier sprake is van een machtswet met benaderende grootte 0.7.

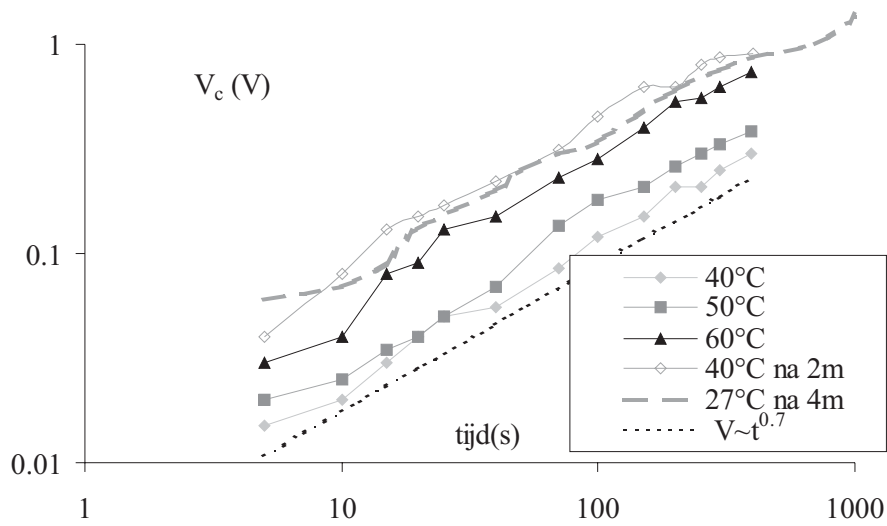
Het aanleggen van langdurige DC-spanningen veroorzaakt hier dus stromen die dalen met machtswet 0.3 en asymmetrische spanningen V_c die stijgen met een machtswet 0.7. Dit gaat zo door tot de DC-spanning gecompenseerd is. Hierbij moet evenwel rekening gehouden worden met de lek doorheen de aligneringslaag (zie vergelijking 7.11).

Toch blijkt de machtswet erg goed voldaan te zijn (zie figuur 7.9). Zelfs indien twee maanden (40°C) en vier maanden (27°C) later opnieuw gemeten wordt en door veroudering de stroom gestegen is wordt de corresponderende machtswet in de stroomdichtheid J en compensatiespanning V_c nog redelijk gevolgd.

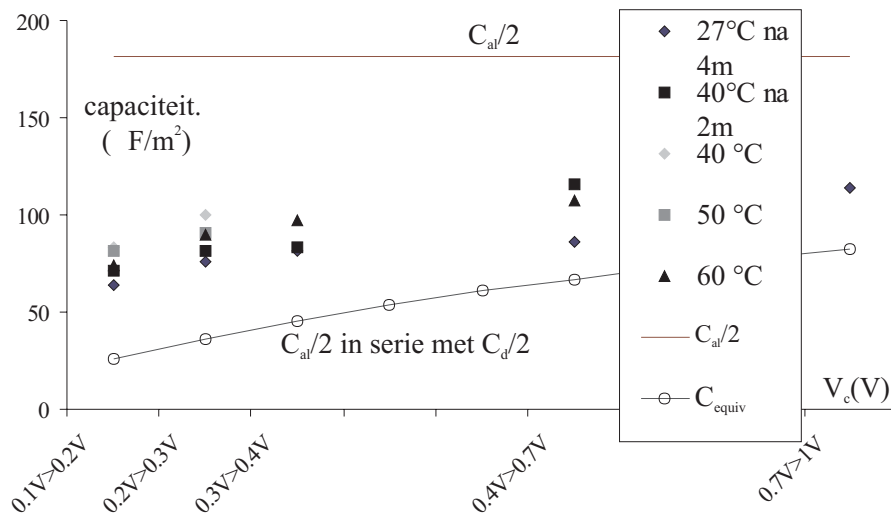
Het is nu interessant om na te gaan of de aligneringslagen en de opgebouwde ladingslaag de gecompenseerde spanning V_c kunnen verklaren. Hiertoe wordt nagegaan hoeveel lading er in totaal getransporteerd wordt om V_c van 0.1 V naar 0.2 V te laten stijgen. Deze lading wordt gedeeld door de verandering van V_c (0.1 V) om de grootte van de capaciteit te bekomen waarover de lading geplaatst is.

In het ideale geval, geen lek en geen diffusie, zou deze capaciteit de seriec capaciteit van de 2 aligneringslagen zijn ($C_{al}/2$). De ladingen zijn dan zeer dicht bij de aligneringslagen opgestapeld. Als er veel lek is, is er veel meer getransporteerde lading nodig om een V_c te creëren en zou de aldus bekomen capaciteit veel groter zijn dan $C_{al}/2$.

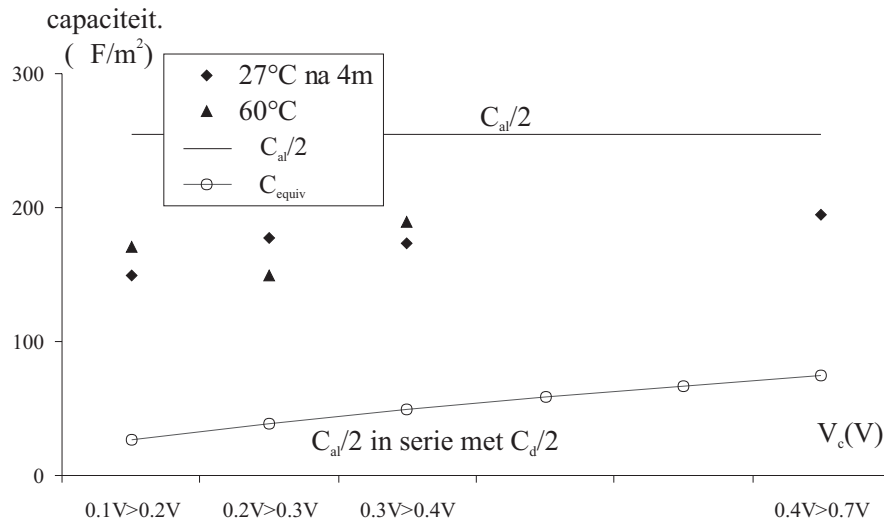
In figuren 7.10 en 7.11 blijkt dat de gemeten capaciteiten kleiner zijn dan de gemeenschappelijke capaciteit van de aligneringslagen. Dit betekent alvast dat de lek erdoorheen minimaal is. Ook de langetermijnstabiliteit van de aligneringslagen is gegarandeerd: de opgeladen



Figuur 7.9: De stijging van de gecompenseerde spanning V_c als functie van de stresstijd voor cel E55 met een dikke oriëntatielaag van 140 nm en voor verschillende temperaturen (in °C). Enkele later uitgevoerde metingen (bij 40°C en 27°C) zijn eveneens afgebeeld.



Figuur 7.10: De equivalente capaciteit C_{equiv} waarover de lading opgestapeld moeten zijn teneinde de waargenomen stijging van de compensatiespanning te verklaren. Alle uitgevoerde metingen zijn afgebeeld voor E55 met $d_{al} = 140$ nm.



Figuur 7.11: C_{equiv} voor E49 met $d_{al}=100$ nm. Gezien de maximaal opgemeten V_c kleiner is, kunnen hier minder punten in rekening gebracht worden.

equivalente capaciteiten van 40°C (na 2 maanden) en 27°C (na 4 maanden) zijn niet groter dan bij de andere metingen. Door de veroudering (aangeduid door de accenten) is de generatiesnelheid op het moment van de meting echter veel groter en worden deze dus wel veel sneller opgeladen.

De ionen gaan dus niet volledig aan de rand zitten. Indien de capaciteit van de diffusielaag $C_d = \epsilon_{lc} \cdot \epsilon_0 / L_d$ in rekening gebracht wordt (waarbij de goede spanning V_c moet gebruikt worden), blijken alle opgemeten capaciteiten groter te zijn, hoewel duidelijk de invloed van de diffusiecapaciteit wordt gevolgd (zowel voor E55 als E49). Gezien de ruwheid van het model geeft dit een zeer goede afbakening. Enkel betere simulaties kunnen een verdere verklaring geven of de afwijkingen van de opgemeten capaciteiten ten opzichte van de equivalente capaciteit dan toch aan enige lek te wijten zijn.

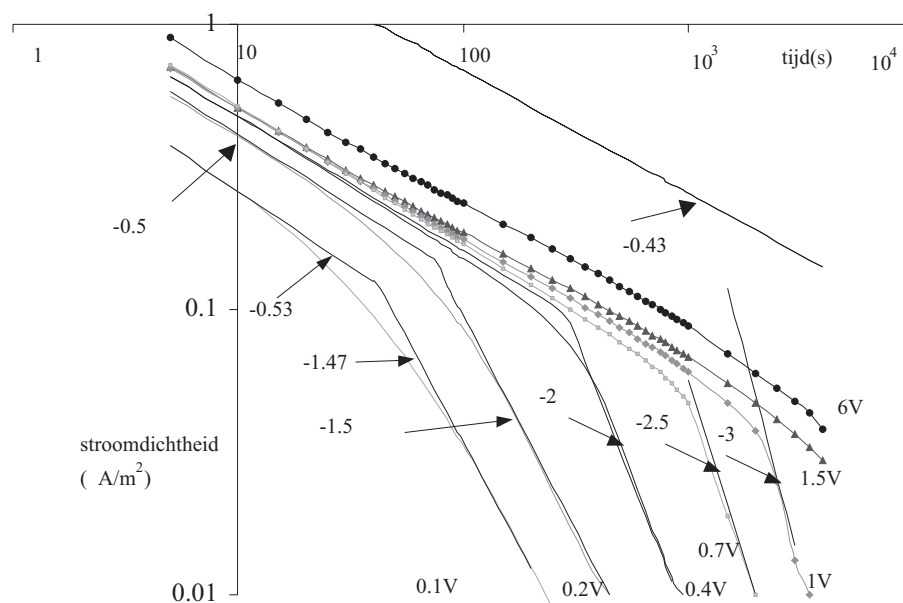
Het blijkt dat de diffusiecapaciteit uiteindelijk primeert op de capaciteit van de alingeringslaag. Het heeft dus weinig zin de alingeringslagen nog veel dunner te maken.

7.4.4 Meting op E49 bij 27°C (na 4 maanden)

Hier wordt de meting op E49 bij 27°C uitgevoerd door Alwin Verschueren besproken. De cel was op het ogenblik van de meting reeds 4 maanden in gebruik. Het is een meting waarbij systematisch voor verschillende spanningen gedurende zeer lange tijd de I - t -curven zijn opgemeten (zie figuur 7.12).

Het interessante aan deze meting is dat voor lage spanningen, de machtswet iets sneller verloopt en bovendien voldaan is aan de voorwaarde die aan dispersief transport gesteld werd ($\epsilon_1 + \epsilon_2 = 2$)! Ook voor andere metingen op de cellen met PI-A bleek hieraan voldaan te zijn (zie bv. figuur 5.9).

Voor hogere V blijkt ϵ_1 constant te worden, doch ϵ_2 neemt snel toe.



Figuur 7.12: De lange termijn I - t -curven bij 27°C van E49 op het moment dat de cel reeds iets verouderd was.

Hoewel het uiterst moeilijk is het gedrag van de ϵ -waarden in functie van de spanning te verklaren, lijkt het toch enigszins gelijkaardig met het gedrag dat als functie van de stijgende temperatuur gevonden werd in de metingen op PVK (bij voldoende intensiteit teneinde het veld te beïnvloeden) aangehaald in paragraaf 7.2.2 [129].

Een verklaring kan waarschijnlijk enkel komen door een betere modellering toe te passen dan deze die leidt tot vergelijking 7.10. Het laatste woord is over deze meting dan ook nog niet gezegd.

7.5 Conclusies

In dit hoofdstuk werd een model besproken dat toelaat de gedane metingen verder te verklaren. Het optreden van dispersie blijkt duidelijk uit de aanwezigheid van alle typische verschijnselen zoals de tijdsschaalafhankelijkheid en machtswetten. Belangrijker is nog dat een bruikbaar verband gelegd werd tussen de getransporteerde lading en de veroorzaakte compensatiespanning. Bovendien werd de dissociatie-energie van de gegenereerde ionen achterhaald. De temperatuursonafhankelijkheid van de optredende machtswet voor het omslagpunt werd, bij voldoende hoge spanningen, eveneens duidelijk gedemonstreerd. Doch verder onderzoek naar het achterliggende fysisch proces blijft nodig.

Hoofdstuk 8

Besluiten

8.1 Verwezenlijkingen van dit doctoraat

Hier worden de voornaamste originele verwezenlijkingen van dit doctoraat nog eens op een rijtje gezet.

- *De basistheorie voor de studie van de asymmetrie werd opgesteld:* Er werd aangeduid hoe uit het opmeten van de transiëntstromen ook bij asymmetrie een idee kan opgemaakt worden van de ionenconcentratie en de asymmetrische verdeling ervan. Tevens werden verschillende analysemethoden van de asymmetrische optische respons bestudeerd.
- *De oorzaak van image sticking in nematische vloeibare kristallen werd achterhaald:* Het beperkte theoretisch model van Blinov werd verder uitgebouwd door toepassing van de theorie van Onsager en de theorie van de dispersie in het generatieproces, teneinde alle aspecten van de opgemeten curven te verklaren. Bovendien werd een belangrijke relatie gelegd tussen de getransporteerde stroom en de waargenomen compensatiespanning.

De invloed van de structuur op het *image sticking* gedrag werd in afdoende mate verklaard en mogelijke aanpassingen ervan werden voorgesteld teneinde het *image sticking* fenomeen onder controle te krijgen.

- *De oorzaak van de asymmetrie in reflectieve LCD's werd achterhaald en de invloed van de structuur werd besproken:* De resultaten

voor de verschillende aligneringslaagtypes zijn in overeenstemming met de resultaten van de transmissieve cellen.

- *De interactie van onze groep met de industrie werd verhoogd:* Naast de verkoop van ons softwareprogramma *Glue* aan Barco werd ook de door Chris Colpaert ontworpen stroomversterker verkocht aan de leidende fabrikant in vloeibare kristallen Merck Gmbh te Darmstadt. De contractbesprekingen daartoe waren een uiterst interessante ervaring. De verdere commercialisering van de versterker door Autronics draaide echter op een sisser uit.

De blijvende interesse en financiële ondersteuning van Philips Natlab voor ons werk en hun bereidheid tot het verlenen van een stage in Eindhoven zal altijd tot een grote meerwaarde van onze groep leiden. Deze samenwerking zal ook voortgezet worden in hun leidinggevende rol van het Europese MonLCD-programma.

- *De resultaten van dit onderzoek werden gepubliceerd:* in 6 internationale tijdschriften met reviewer, in 9 wetenschappelijke artikels op internationale conferenties en 2 nationale conferenties. Tevens werden 6 externe rapporten voor Philips afgeleverd.

8.2 Het voorkomen van *image sticking*

In dit doctoraat werden meetmethodes ontwikkeld die het korte en lange termijn ionentransport karakteriseerden voor reflectieve en transmissieve cellen. Het lange termijn ionentransport leidt duidelijk tot *image sticking* gezien de gecompenseerde spanning V_c slechts langzaam opgebouwd en afgebouwd wordt en dit gepaard gaat met transmissie- of reflectiever schillen tussen positieve en negatieve aangelegde spanningen. De generatie van ionen leidt tot een verhoging van het aantal aanwezige ionen wat allesbehalve voordelig is voor de goede werking van het LCD, of het nu om actieve of passieve matrix gaat.

Het uitschakelen van het effect van ionen wordt vergemakkelijkt door het gebruik van parallelle opslagcapaciteiten. Een capaciteit van 9 maal de beeldpuntcapaciteit laat toe de VHR op te krikken van 10% naar 90%. Uiteraard is dit wel nadelig voor de aansturing die de extra lading moet leveren.

Er werd evenwel weinig aandacht besteed aan het effectief voorkomen van *image sticking* of het verbeteren van de bestaande situatie. Enkele

maatregelen zijn evident. Het voorkomen van langdurige DC-spanningen zal duidelijk tot een betere situatie leiden.

Bij transmissieve LCD's is een DC rond 0 V aan te bevelen.

Bij reflectieve cellen zou deze best gelijk zijn aan het verschil in werkfunctie teneinde het elektrisch veld in de vloeibaar-kristalcel DC-vrij te maken en aldus het generatieproces van ionen te voorkomen.

Dit wordt echter, zowel bij transmissieve als bij reflectieve beeldschermen sterk bemoeilijkt door het feit dat werkfuncties plaatsafhankelijk zijn en dus kunnen verschillen van beeldpunt tot beeldpunt. Het bijhouden van alle benodigde tijdsafhankelijke compenserende spanningen van alle beeldpunten is bij een groot vlak beeldscherm met miljoenen beeldpunten een ondoenlijke zaak. Bij een klein direct aangestuurd beeldschermje zou dit eventueel wel nog kunnen.

Structurele maatregelen kunnen zeker helpen: het gebruik van laag-resistieve aligneringslagen met hoge capaciteit (dunne lagen) verhindert de opbouw van een spanning V_c . Een klein nadeel is dat bij kortsluiting de stroom trager daalt (voor PI-B) gezien de gelekte lading (of de ionen) terug in het vloeibaar kristal terugkeren. De aligneringslaag PI-B wordt trouwens gepromoot omwille van zijn lage *image sticking* effecten. Het gebruik van dunne lagen vereist uiteraard een foutloze, zeer efficiënte depositietechniek.

Het berekenen van de aan te leggen compenserende spanning is weer een andere zaak: uiteraard hoeft hiertoe niet de S-curve opgemeten te worden, doch kan de stroomasymmetrie CA als aanduiding genomen worden.

Een automatisch regelsysteem kan dan gerealiseerd worden dat regelmatig de CA meet van de cel en vervolgens een compenserende DC aanlegt opdat de volgende meting van CA naar nul streeft. Opnieuw is het niet duidelijk hoe een dergelijk regelsysteem vlot naar enkele duizenden of meer beeldpunten kan uitgebreid worden. Een of meer rasters kunnen opgeofferd worden om de CA te meten, de resultaten kunnen dan in de volgende adressering gebruikt worden om de cel terug naar een optimale werking te brengen (door het aanleggen van tijdelijk tegenstelde DC-spanningen bijvoorbeeld).

Eventueel kan men ook de asymmetrie van de ontladingscurve of zelfs de optische respons van een referentiebeeldpunt (dat echter niet representatief is voor het hele beeldscherm) opmeten en compenseren. De meting van CA zou immers een dergelijke precisie kunnen vergen dat de meerkost voor het totale systeem (bv. een mobiele telefoon of

een polshorloge) ondraaglijk zou zijn. Een diepgaandere studie zou hier echter meer duidelijkheid kunnen scheppen.

Een andere methode is het domweg elimineren van elk *image sticking* gedrag door het aanleggen van langdurige kortsluitingen op geregelde tijdstippen teneinde alle gecompenseerde spanningen (die kunnen verschillen van beeldpunten tot beeldpunt gezien de verschillende beeldinformatie) naar nul te dwingen. Dit kan waarschijnlijk enkel bij directe aansturing of bij gebruik van een passieve matrix en zou een methode zijn voor beeldschermen die het grootste deel van de tijd niet gebruikt worden (bv. schermpjes van rekenmachines).

8.3 Vooruitzichten

Naast het kort samenvatten van het verrichte werk en het aandragen van eventuele oplossingen voor het *image sticking* probleem, wil ik ook wijzen op nieuwe, nog te bewandelen of eventueel verder te zetten wegen.

- *Het uitbreiden van een ééndimensionale model naar een twee- of drie-dimensionaal model:* dit gebeurt reeds in het kader van het MonLCD-programma. De oriëntatieberekening en transmissieberekeningen evenals het ionentransport moeten geïmplementeerd worden. Daarna kunnen strooivelden, VA-cellen en slitelektrodes voor IPS onderzocht worden. Het versnellen van het simulatieprogramma is hiertoe een voorwaarde die reeds behaald werd. Het exponentiële model en de Monte-Carlo simulaties die door Stefaan Vermael en Kristiaan Neyts uitgewerkt werden, blijken immers nog veel snellere simulaties mogelijk te maken. Deze modellen zijn momenteel nog in de testfase. De stabiliteit en nauwkeurigheid moeten grondig onderzocht worden. Tevens dienen eenvoudige experimenten uitgedacht te worden die een vergelijking tussen meting en simulatie ook hier mogelijk maken.
- *De uitbreidingen van het theoretisch model met spanningsafhankelijke en dispersieve generatie zijn originele bijdragen. Karakterisatie van ionentransport in zowel (anti)ferro-elektrische vloeibare kristallen als nematische reflectieve beeldschermen is nog steeds een grote uitdaging.* De kernelementen van de S-curven moeten verder getest worden op hun geldigheid. Dit kan gebeuren door een nieuwe door Philips gesponsorde kandidaat zijnde Goran Stojmenovic. Hierbij werd reeds de in Philips Natlab aanwezige setup

nagebouwd. Vanuit een sterk inzicht in de S-curven en andere metingen kunnen oplossingen voorgesteld worden in de vorm van betere vloeibaar-kristalsoorten en aligeringslagen. Ook de behandeling van de aligeringslagen blijkt hierbij een rol te kunnen spelen.

- *Ionentransport treedt niet alleen op in één dimensie*: het blijkt dat kleine gecorreleerde laterale verplaatsingen van ionen kunnen aanleiding geven tot waarneembare optische verschijnselen. Deze effecten worden onderzocht in het kader van het Europese MonLCD-project en in samenwerking met Philips. Verder onderzoek kan tevens gebeuren in samenwerking met Philips Mobile Display Systems te Heerlen.
- *Reflectieve LCD's*: De studie van ionentransport in reflectieve vloeibare kristallen staat duidelijk nog maar in zijn kinderschoenen. De grootte van de asymmetrie en de lage drempelspanningen bemoeilijken de interpretatie van de metingen. Meer en betere cellen kunnen helpen tot duidelijker conclusies te komen.

Bijlage A

Materiaalconstanten

De voornaamste eigenschappen van de gebruikte vloeibare kristallen staan hier samengevat.

	ZLI-4792	ZLI-4757	LC-1
toepassing	AM-LCD	onderzoek	AM-LCD
n_e	1.5763	1.6319	1.5647
Δn (589nm, 20°C)	0.0969	0.1312	0.0902
$\Delta\epsilon$ (1 kHz, 20°C)	5.2	0.6	5.1
$\Delta\epsilon/\epsilon_{\perp}$ (1 kHz, 20°C)	1.67	0.17	1.65
$V_{(10,0,20)}$	1.56	6.84	2.1
VHR (% , 20°C)	-	98	
viscositeit (mm ² /s,60°C)	15	17	14
$T_{smec \rightarrow nem}$ (°C)	<-40	<-40	<-20
$T_{nem \rightarrow iso}$ (°C)	92	101	91
K_3/K_1 (20°C)	1.39	1.39	-
K_3/K_2 (20°C)	2.8	2.8	-

Tabel A.1: De eigenschappen van de gebruikte vloeibare kristallen

De voornaamste eigenschappen van de gebruikte aligneringslagen worden hier naar voor gebracht.

Hierbij is 1 dyne=1 g cm/s² =10⁻⁵N en 1 cP=10⁻³ Pa.s.

	PI-A	PI-B
toepassing	AM	AM
vastheid (wt%)	6±0.3	4±0.5
filmhardheid	3H	H
decompositie temp. (°C)	390	460
brekingsindex	1.61	1.59
oppervlakte energie (dyne/cm)	36	52.3
bulkresistiviteit (10 ¹⁴ Ωcm)	10 ³	0.3
diëlektrische constante (1 kHz)	3.4	3.4
pretilt (graden)	5-6	3-4
VHR (% , 60° C)	99.6	>96
viscositeit (cP, 25° C)	31±6	40±5

Tabel A.2: De eigenschappen van de gebruikte polyimides (PI)

Bibliografie

- [1] K.F. Braun, Ueber ein Verfahren zur Demonstration und zum Studium des zeitlichen Verlaufes variabler Ströme, *Annalen der Physik und Chemie*, (1897).
- [2] L. F. Weber, The promise of Plasma Displays for HDTV, *Information Display* **16**(12), (2000) 16.
- [3] K. Heeks, Light-Emitting Polymer Displays, *Information Display* **16**(12), (2000) 23.
- [4] A. Giraldo, M.T. Johnson, G.C.M. Silvestre, J.M. Shannon, Voltage drift in PLED Devices, *Proceedings of the 20th International Display Research Conference, Society for Information Display, Palm Beach(USA)*, (2000) 362.
- [5] M. Kimura, H. Maeda, Y. Matsueda, H. Kobayashi, S. Miyashita, T. Shimoda, an area-ratio gray-scale method to achieve image uniformity in TFT-LEPDs, *Journal of the Society for Information Display* **8**(2), (2000) 31.
- [6] O. Lehmann, *Die Flüssige Kristalle*, Leipzig(Germany), (1904).
- [7] M.Schadt, W. Helfrich, Voltage-dependent optical activity of a Twisted Nematic Liquid Crystal, *Applied Physics Letters* **18**, (1971) 127.
- [8] T. Scheffer, J. Nehring, A new, highly multiplexable Liquid Crystal Display, *Applied Physics Letters* **45**, (1984) 1021-1023.
- [9] T. Scheffer, J. Nehring, Supertwisted Nematic (STN) LCDs, *Seminar Session of the 24th International Display Research Conference, Society for Information Display, Strasbourg(France)*, (1993) A-4.

- [10] E. Sakai, H. Nakamura, K. Yoshida, Y. Ugai, A single-polarizer Reflective TFT-LCD, Proceedings of the 3rd International Display Workshops **1**, Kobe(Japan), (1996) 329.
- [11] M. Ozeki, H. Mori, E. Shidoji, Y. Hirai, H. Koh, A. Akatsuka, A super Reflective Colour LCD with white, red, blue and green using Electrically Controlled Birefringence technology, Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical Papers **XXVII**, San Diego(USA), (1996) 107.
- [12] J.A.M.M. van Haaren, C. Doornkamp, H.J. Cornelissen, L.J.M. Schlangen, J.P.A. Deeben, P. van de Witte, R. van Asselt, A. V. Henzen, Recent advances in Reflective Liquid Crystal Displays, Proceedings of the 6th International Display Workshop, Sendai(Japan), (1999) 331.
- [13] Y. Meuret, Het contrast van DMD projectoren, Seminar Physical electronics, Gent(Belgium), (2001).
- [14] S.-G. Kim, Thin film Micromirror Array (TMA) for large information-display systems, Journal of the Society for Information Display **8**(2), (2000).
- [15] P. De Visschere, Visualisatietechnologie, Cursus gedoceerd aan de Universiteit Gent, (1999).
- [16] R. Smith, M. Popovich, Replacing the color wheel, Information Display **16**(10), (2000) 20.
- [17] R. B. Meyer, L. Lievert, L. Strzelecki, P. Keller, Ferroelectric LCs, Journal de Physique, Letters **36**, (1974) L69-71.
- [18] N. A. Clark, S. T. Lagerwall, Submicrosecond bistable electro-optic switching in Liquid Crystals, Applied Physics Letters **36**, (1980) 899.
- [19] K. D'havé, P. Rudquist, S. Lagerwall, H. Pauwels, R. Dabrowski, Solution of the dark state problem for high contrast AFLCDs, Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical Papers **XXXI**, Long Beach(USA), (2000) 1266-1269.
- [20] S. Lagerwall, A. Delgren, P. Jagemalm, P. Rudquist, K. D'havé, H. Pauwels, R. Dabrowski, W. Drzewinski, Design in Molecular optics creates Liquid Crystals with unique electro-optical properties, submitted to Science.

- [21] G. Vertogen en W. H. de Jeu, Thermotropic Liquid Crystals, fundamentals, Springer Series in Chemical Physics **45**, Springer, Berlin (Germany), (1987).
- [22] L.M. Blinov, Electro-optical and magneto-optical properties of Liquid Crystals, John Wiley & Sons 2nd ed, New York(USA), (1983).
- [23] P.G. de Gennes, J. Prost, The Physics of Liquid Crystals, 2nd Ed., Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford(United Kingdom), (1993).
- [24] F. Franck, On the theory of Liquid Crystals, Discussions of the Faraday Society **25**, (1958) 19-28.
- [25] F. Cuypers, Simulatie van de evenwichtsoriëntatie in en de optische transmissie van vloeibaar-kristalbeeldschermen, Ph.D. Thesis Universiteit Gent, (1989).
- [26] K. Vermeirsch, Richtingsafhankelijkheid van de optische eigenschappen van vloeibaar-kristallagen, Ph.D. Thesis Universiteit Gent, (2000).
- [27] C. Colpaert, Geleidingsprocessen in nematische vloeibare kristallen, Ph.D. Thesis Universiteit Gent, (1997).
- [28] P.M. Alt, P. Pleshko, Scanning limitations of Liquid Crystal Displays, IEEE Transactions on Electron Devices **ED-21**, (1974) 146-155.
- [29] R. Greene, P. Krusius, D. Seraphim, D. Skinner, B. Yost, Are tiled AMLCDs ready to leapfrog large FPD trends, Information Display **17**(1), (2001) 16.
- [30] H. De Vleeschouwer, H. Zhang, A Simulation Program on Nematic Liquid Crystal Displays, Acomen, Gent(Belgium), (1998) 465-472.
- [31] D.W. Berreman, Optics in stratified and anisotropic media: 4x4 Matrix Formulation, Journal of the Optical Society of America **62**, (1972) 502-510.
- [32] R.C. Jones, A new calculus for the treatment of optical systems, Journal of the Optical Society of America **31**, (1941) 488-500.

- [33] P. Yeh, Extended Jones matrix method II, *Journal of the Optical Society of America* **83**, (1993) 966-973.
- [34] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara, *Ellipsometry and polarized light*, Elsevier Science BV, Amsterdam(The Netherlands), (1987) H.2.
- [35] C.H. Gooch, H.A. Tarry, The optical properties of Twisted Nematic Liquid Crystal structures with twist angles smaller or equal to 90° , *Journal of Applied Physics* **8**, (1975) 1575.
- [36] H. Poincaré, *Théorie mathématique de la lumière* **2**, Gauthiers-Villars, Parijs(France), (1892) H.12.
- [37] K. Vermeirsch, A. De Meyere, J. Fornier, H. De Vleeschouwer, Viewing angle of Liquid Crystal Displays: representation on the Poincaré-sfeer, *Applied Optics* **38**(13), (1999) 2775-2786.
- [38] H. De Vleeschouwer, *Transmissie van Vloeibaar-Kristallagen bij schuine lichtinval*, Eindwerk RUG, (1997).
- [39] H.L. Ong, Origin and characteristics of the optical properties of general Twisted Nematic Liquid Crystal Displays, *Journal of Applied Physics* **64**, (1988) 614.
- [40] M. Schadt, F. Leenhouts, Electro-optical performance of a new, black-white and highly multiplexable Liquid Crystal Display, *Applied Physics Letters* **50**, (1987) 236.
- [41] K. Katoh, Y. Endo, M. Akatsuka, M. Ohgawara, K. Sawada, Application of retardation compensation: a new highly multiplexable black-white Liquid Crystal Display with two Super Twisted Nematic Layers, *Japanese Journal of Applied Physics* **26**, (1987) L1784.
- [42] Y. Tanaka, Y. Taniguchi, T. Sasaki, A. Takeda, Y. Koibe, K. Okamoto, A new design to improve performance and simplify the manufacturing process of high-quality MVA TFT-LCD panels, *Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical Papers* **XXX**, San Jose (USA), (1999) 206.
- [43] N. Yamada, S. Kohzaki, F. Funada, K. Awane, Axially Symmetric aligned Microcell (ASM) mode: electro-optical characteristics of new display mode with excellent wide viewing angle, *Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical*

- Papers **XXVI**, Orlando (USA), (1995) 575. Journal of the Society of Information Display **3**, (1995) 155.
- [44] N. Yamada, K. Himejima, T. Akai, H. Uede, M. Imai, K. Endo, T. Kakizaki, R. van Gelder, C. van Winsum, A 42-inch PALC display with wide-viewing-angle using ASM mode, Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical Papers **XXIX**, Anaheim (USA), (1998) 203.
- [45] K. Neyts, K. Vermeirsch, S. Vermael, H. De Vleeschouwer, F. Bougrioua, S. Rozanski, D. De Boer, J. van Haaren, S. Day, Simulation of refraction, retardation and transmission in Liquid Crystal Displays with slow lateral variations, Proceedings of the 20th International Display Research Conference, Society for Information Display, San Jose(USA), (2000) 225-228.
- [46] R.A. Soref, Field effects in Nematic Liquid Crystals obtained with interdigitated electrode, Journal of Applied Physics **45**, (1974) 5466.
- [47] M. Oh-e, M. Ohta, S. Aranti, K. Kondo, Principles and characteristics of electro-optical behaviour with In-Plane Switching mode, Proceedings of the 15th International Display Research Conference, Society for Information Display, Hamamatsu(Japan), (1995) 577.
- [48] S. Endo, M. Ohta, N. Konishi, K. Kondo, Advanced 18.1 inch diagonal super-TFT LCDs with mega wide viewing angle and fast response speed of 20 ms, Proceedings of the 6th International Display Workshops, Sendai(Japan), (1999) 187.
- [49] H. Mada, S. Yoshino, Absorption current and impurity ions in Nematic Liquid Crystal cells, Japanese Journal of Applied Physics **27**, (1988) L1361-L1364.
- [50] H. Mada, K. Osajima, Time response of a Nematic Liquid Crystal cell in a switched DC electric field, Journal of Applied Physics **60**, (1986) 3111-3113.
- [51] H. Mada, Increasing phenomenon of abnormal absorption current in Liquid Crystal cell, Japanese Journal of Applied Physics **29**, (1990) L123-125.

- [52] Y. Nakazono, T. Takagi, H. Ichinose, A. Sawada, S. Naemura, K. Tarumi, Characterization of Liquid Crystal materials for low-voltage-operations and IPS LCDs, Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical Papers **XXIX**, Anaheim (USA), (1998) 742-745.
- [53] J. Vaxivière, B. Labroo, P. Martinot-Lagarde, Ion bump in Ferroelectric Liquid Crystal domains reversal current, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **173**, (1989) 61-73.
- [54] M. Yamashita, Y. Amemiya, Drift mobilities of positive ions in nematic MBBA at low electric field, *Japanese Journal of Applied Physics* **17**(9), (1978) 1513-1517.
- [55] T. Yanagisamwa, H. Matsumoto, K. Yahagi, Transient electric current in p-methoxybenzylidene-p-n-butylaniline, *Japanese Journal of Applied Physics* **16**(1), (1977) 45-48.
- [56] B. Verweire, C. Colpaert, A model for the trapping of ions at the alignment layers in LCDs, Proceedings of the 17th International Display Research Conference Society for Information Display, Santa Ana(USA), (1997) 9-12.
- [57] C. Colpaert, A. De Meyere, B. Verweire, H. Zhang, H. Pauwels, Characterisation of conduction in LCDs, Society for Information Display International Symposium, Digest of Technical Papers **XXVIII**, Boston(USA), (1997) 195-198.
- [58] H. Zhang, Ionen transport in Ferroelektrische en Antiferroelektrische vloeibaar-kristal beeldschermen, Ph.D. Thesis Universiteit Gent, (2000).
- [59] H. De Vleeschouwer, F. Bougrioua, H. Pauwels, Importance of ion transport in industrial LCD applications, Italian Liquid Crystal Society '99, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **360**, Ancona(Italy), (1999) 29-39.
- [60] M. Treiber, L. Kramer, Bipolar electrodiffusion model for electroconvection in Nematics, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **261**, (1995) 311-326.
- [61] K. Ochi, H. Naito, Observation of transient diffraction, International Liquid Crystal Conference, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **331**, Strasbourg(France), (1999) 289-296.

- [62] F. Bougrioua, H. De Vleeschouwer, S. Vermael, H. Pauwels, Influence of the ion mobility on the exact location of the current bump in NLCDs, International Liquid Crystal Conference 2000, accepted for publication in *Molecular Crystals & Liquid Crystals* **364-368**, Sendai(Japan), (2000) 45-52.
- [63] H. De Vleeschouwer, B. Verweire, K. D'havé, H. Zhang, Electrical and optical measurements of the image sticking effect in Nematic LCDs, International Liquid Crystal Conference 1998, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **331**, Strasbourg(F), (1999) 567-574.
- [64] S. Palmer, The optical response of Liquid Crystal cells to a low frequency driving voltage, *Liquid Crystals* **24**(4), (1998) 587-598.
- [65] Philips MDS - Universiteit Gent bezoek, februari 2001.
- [66] H. De Vleeschouwer, Long-term Ion Transport in Nematic Liquid Crystal Displays, Philips Stage Report 2000, (2000) 1-42.
- [67] S. Ramo, Currents induced by Electron Motion, *Proceedings of the I.R.E.*, (1939) 584 .
- [68] P. De Visschere, The validity of Ramo's theorem, *Solid-State Electronics* **33**(4), (1990) 455-459.
- [69] K. Neyts, Interpretation of time-resolved measurements on ac thin film electroluminescent devices, Technical Digest of the International Symposium on Inorganic and Organic Electroluminescence, Hamamatsu(Japan), (1994) 30-35.
- [70] H. De Vleeschouwer, Philips Report 2000(1), (2000) 1-28.
- [71] H. De Vleeschouwer, F. Bougrioua, H. Pauwels, Image Sticking Simulations in Nematic Liquid Crystal Displays, *Proceedings of Electronic Information Display* **2**, Esher(United Kingdom), (1999) 40-45.
- [72] F. Bougrioua, W. Oepts, Determination of the switching time in Reflective TN LCDs, Philips Internal Report, (2000).
- [73] C. Colpaert, A. De Meyere, B. Verweire, Simulating ion transport processes in nematic liquid crystal displays, *Proceedings of the 16th International Display Research Conference, Society for Information Display*, Birmingham(United Kingdom), (1996) 325-329.

- [74] H. De Vleeschouwer, *Glue*: een handleiding, unpublished (1998).
- [75] S.Takahashi, S.Miyake, T.Tobita, H.Takasago, Japan Display '92, (1992) 639.
- [76] A. Sawada, K. Tasrumi, S. Naemura, Japanese Journal of Applied Physics **38** (1999) 1418.
- [77] P. Lun-chen, private conversaties, International Liquid Crystal Conference 2001, Sendai(Japan), (2001).
- [78] H. De Vleeschouwer, Philips Report 1998(1), (1998) 1-10.
- [79] H. De Vleeschouwer, F. Bougrioua, H. Pauwels, Image Sticking Theories and Interpretation of Measurements, Proceedings of the 19th International Display Research Conference, Society for Information Display, Berlin(Germany), (1999) 427-432.
- [80] H. De Vleeschouwer, Philips Report 1998(2), (1998) 1-10.
- [81] S. Stallinga, Equivalent retarder approach to reflective liquid crystal displays, Journal of Applied Physics **86**(9),(1999) 4756.
- [82] T. Sonehara, Photo-addressed Liquid Crystal SLM with Twisted Nematic ECB (TN-ECB) Mode, Japanese Journal of Applied Physics **29**(7), (1990) L1231-1234.
- [83] K. Chopra, Thin film phenomena (ELIS-BIB FF17) 744.
- [84] F. Bougrioua, H. De Vleeschouwer, H. Pauwels, Asymmetry in Reflective Liquid Crystal Displays, Proceedings of Electronic Information Display, (1999).
- [85] H. De Vleeschouwer, Philips Report 1999(1), (1999) 1-12.
- [86] H. De Vleeschouwer, Philips Report 1999(2),(1999) 1-19.
- [87] H. De Vleeschouwer, F. Bougrioua, R. Van Asselt, A. Verschueren, Asymmetrical properties of Reflective LCDs, International Liquid Crystal Conference 2000, Molecular Crystals & Liquid Crystals **364-368**, Sendai(Japan), (2000) 643-650.
- [88] P. Langevin, Recombinaison et mobilité des ions dans les gaz, Annales de chemie et de physique 7e serie **28**, (1903) 433-530.

- [89] L. Onsager, Deviations from Ohm's Law in weak electrolytes, *Journal of Chemical Physics* **2**, (1934) 599-615.
- [90] L. Onsager, R. Fuoss: Irreversible processes in electrolytes, diffusion, conductance and viscous flow in arbitrary mixtures of strong electrolytes, *Journal of Physical Chemistry* **36**, (1932) 2689-2778.
- [91] F. Pontiga, A. Castellanos, Electrical conduction of electrolyte solutions in nonpolar liquids, *IEEE Transactions on industry applications* **32**(4), (1996) 816-824.
- [92] G. Weber, U. Finkenzerler, T. Geelhaar, H. Plach, B. Rieger, L. Pohl, Liquid Crystals for Active Matrix Displays, *Liquid Crystals* **5**(5), (1989) 1381-1388.
- [93] D. Demus, Y. Goto, S. Sawada, E. Nakagawa, H. Saito, R. Tarao, Trifluorinated Liquid Crystals for TFT displays, *Molecular Crystals & Liquid Crystals* **260**, (1995) 1.
- [94] G. Brière, R. Herino, F. Mondon, Correlation between chemical and electrochemical reactivity and DC conduction in the isotropic phase of a liquid crystalline p-Methoxybenzyl-idene-p-n-butylaniline, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **19**, (1972) 157-177.
- [95] A. Nikuradse, *Das flüssige Dielektrikum (Isolierende Flüssigkeiten)*, Berlin, Verlag von Julius Springer (1934).
- [96] F. Pontiga, A. Castellanos, Field-dependent injection-dissociation model for electrical conduction in nonpolar liquids, *Conference Record IEEE Industry Applications Society* **3**, (1994) 1645-1652.
- [97] H. De Vleeschouwer, Image sticking in NLC-Displays, Ph.D. Symposium, Ghent University, (2000) paper 36.
- [98] F. Bougrioua, H. De Vleeschouwer, A. Van Brandenburg, G. Stojmenovik, K. Neyts, H. Pauwels, Transition from transient to generation ion transport in TN LCDs, *Proceedings of the 21th International Display Research Conference, Society for Information Display, Society for Information Display, Nagoya (Japan)*, (2001) 153.
- [99] P. T. Landsberg, *Recombination in semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge (United Kingdom), (1991) 188-191.

- [100] R.H. Batt, C.L. Braun, J.F. Hornig, Electric-field and Temperature Dependence of Photoconductivity, *Journal of Chemical Physics* **49**(4),(1968) 1967-1969.
- [101] M. Abramowitz, A. Stegun, Handbook of mathematical functions, US Department of Commerce(USA), (1964) 374-379.
- [102] N. Felici, J.P. Gosse, Ion injection by metallic electrodes into liquid hydrocarbons of high-resistivity, *Revue de Physique Appliqué* **14**, (1979) 629-633.
- [103] N. J. Felici, La conduction électrique dans les liquides diélectriques, phénomènes d'instabilité et de transport: mécanismes chimiques et hydrodynamiques, *Journal de Physique Colloque*, supplément au n°1 **37**, (1976) C1-117 .
- [104] G.H. Heilmeyer, Further studies of the dynamic scattering mode in nematic liquid crystals, *IEEE Transactions on Electron Devices* **ED-17** n°1, (1970) 22-26.
- [105] H. Zhang, H. De Vleeschouwer, A Dynamic Simulation Program On Surface Stabilised Ferroelectric Liquid Crystal Displays, *Acomen 1998*, Gent(Belgium), (1998) 537-544.
- [106] S. Vermael, H. De Vleeschouwer, K. Neyts, A. Adamski, G. Stojmenovic, Detailed comparison of several ion-transport algorithms in a 1-dimensional LCD model, *SPIE conference Book of Abstracts*, Zakopane (Poland), (2001) O-17. Submitted to *SPIE Journal*.
- [107] G. Brière, J.P. Gosse, Electrolyse des solvants polaires, *Journal de Chimie Physique* **65**, (1968) 1341.
- [108] H. De Vleeschouwer, S. Vermael, F. Bougrioua, A. Adamski, G. Stojmenovic, K. Neyts, H. Pauwels, A. Verschueren, R. Van Asselt, E. Alexander, Ion transport simulations and DC leakage current measurements in nematic LCDs, *Society for Information Display International Symposium*, Digest of Technical Papers **XXXII**, San Jose(USA), (2001) 128-131.
- [109] Nissan Chemical Industries, Ltd., <http://www.nissanchem.co.jp/>.
- [110] JSR Corporation, <http://www.jsr.co.jp/>.

- [111] A. Verschueren, mondelinge conversaties, Philips Research Laboratories, Eindhoven (The Netherlands), (2000).
- [112] T. Sasaki, A New measurement method for ion density in TFT-LCD panels, International Liquid Crystal Conference 2000, to be published in *Molecular Crystals & Liquid Crystals* **364-368**, Sendai(Japan), (2000).
- [113] A. Verschueren, P. Kohlsiek, M. Johnson, R. van Asselt, DC current measurements on Liquid Crystal cells as indicative tool for image retention phenomena, Proceedings of the 21th International Display Research Conference, Society for Information Display, Palm Beach(USA), (2000) 55-58.
- [114] H. De Vleeschouwer, A. Verschueren, F. Bougrioua, R. van Asselt, E. Alexander, S. Vermael, K. Neyts and H. Pauwels, Long-term Ion Transport in Nematic Liquid Crystal Displays, *Japanese Journal of Applied Physics* **40**(5), (2001) 3272-3276.
- [115] B. Gnade, J. Levine, Field-Emission Displays **M-8**, Society for Information Display International Symposium, Seminar Lecture Notes **XXVI**, Orlando (USA), (1995).
- [116] D.M. Pai, Photogeneration in inorganic molecular solids - amorphous selenium, *Journal of the Electrochemical Society* **120**(8), (1973) C243-C243.
- [117] D.M. Pai, Electrical-field-enhanced conductivity in solids, *Journal of Applied Physics* **46**(12), (1975) 5122-5126.
- [118] G. Pfister, Pressure-dependent electronic transport in amorphous As_2Se_3 , *Physical Review Letters* **33**, (1974) 1474.
- [119] I. Chen , J. Mort, Xerographic discharge characteristics of photoreceptors, *Journal of Applied Physics* **43**(3), (1972) 1164.
- [120] W.D.Gill, Drift mobilities in amorphous charge-transfer complexes of trinitroflorenone and poly-n-vinylcarbazole, *Journal of Applied Physics* **43**, (1972) 5033.
- [121] H. Scher, M. Shlesinger, J. Bendler, Time-scale invariance in transport and relaxation, *Physics Today* (1), (1991) 26-34.

- [122] S. Wittevrongel, Queueing systems, COST-257 Mid-term seminar, Proceedings of the Mid-Term Seminar 1999, Vilamoura(Portugal), (1999) 17.
- [123] J. Roberts, U. Mocci, J. Virtamo, Broadband Network Teletraffic, Final report of COST242, Springer-verlag, Berlijn(Germany), (1996) H.13.
- [124] K. Laevens, A bit about self-similar traffic, unpublished, 1995.
- [125] W. Leland, M. Taqqu, W. Willinger, D. Wilson, On the self-similar nature of ethernet traffic (Extended version), IEEE/ACM, Transactions on networking **2**(1), (1994) 1-15.
- [126] W. Lau, A. Erramilli, J. Wang, W. Willinger, Self-similar traffic generation: the random midpoint displacement algorithm and its properties, IEEE, (1995) 466-472.
- [127] J. de Boer, B. Derrida, H. Flyvbjerg, A. Jackson, T. Wettig, Simple Model of self-organized biological evolution, Physical Review Letters **73**(6), (1994) 906.
- [128] G. Pfister, H. Scher, Dispersive (non-Gaussian) transient transport in disordered solids, Advances in Physics **27**(5), (1979) 747-798.
- [129] F. Bos, D. Burland, Hole Transport in Polyvinylcarbazole: The Vital Importance of Excitation-Light Intensity, Physical Review Letters **58**(2), (1987) 152.
- [130] E. Montroll, G. Weiss, Random walks on Lattices, II, Journal of Mathematical Physics **6**(2), (1965) 167.
- [131] E. Montroll, H. Scher, Random walks on lattices. IV Continuous-time walks and influence of absorbing boundaries, Journal of Statistical Physics **9**(2), (1973) 101-135
- [132] E. Muller-Horsche, D. Haarer, H. Scher, Transition from dispersive to nondispersive transport: photoconduction of polyvinylcarbazole, Physical Review B **35**(3), (1987) 1273.
- [133] H. Scher, E. Montroll, Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids, Physical Review B **12**(6), (1975) 2455-2477.

- [134] J. Kakalios, R.A. Street, W.B. Jackson, Stretched exponential relaxation arising from dispersive diffusion of hydrogen in amorphous silicon, *Physical Review Letters* **59**(9), (1987) 1037.
- [135] P.E. de Jongh, D. Vanmaekelbergh, Trap-Limited Electronic transport in Assemblies of Nanometer-Size TiO₂ particles, *Physical Review Letters* **77**(16), (1996) 3427.
- [136] F. Callens, D. Vandembroucke, L. Soens, F. Cardon, Occurrence of multiple dielectric-loss curves for silver-halide emulsions: difficulties of interpretation, *Journal of Applied Physics* **77**(11), (1995) 5869.
- [137] H. Boesch, F. McLean, J. McGarrity, P. Winokur, Temperature-dependent and field-dependent charge relaxation in SiO₂ gate insulators, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **25**(3), (1978) 1012-1016.
- [138] G. Brière, F. Gaspard, R. Herino, Ionic residual conduction in the isotropic phase of a Nematic Liquid Crystal, *Chemical Physics Letters* **9**, (1971) 285-288.
- [139] G. Brière, B. Rose, Electrolyse des solvants polaires, *Journal de Chimie et Physique* **64**, (1967) 1720-1725.
- [140] H. De Vleeschouwer, A. Verschueren, F. Bougrioua, K. Neyts, G. Stojmenovic, S. Vermael, H. Pauwels, Dispersive Ion Generation in Nematic Liquid Crystal Displays, accepted for publication in *Japanese Journal of Applied Physics*.

