

# Innholdsfortegnelse

<b>1</b>	<b>Sammendrag</b> .....	2
<b>2</b>	<b>Innledning</b> .....	3
<b>3</b>	<b>Teorien bak ferroelektriske materialer</b> .....	4
3.1	<i>Curie-temperaturen</i> .....	4
3.2	<i>Symmetri</i> .....	5
3.3	<i>Hysteresekurven</i> .....	6
3.4	<i>Antiferroelektrisitet</i> .....	7
3.5	<i>Pyro- og piezoelektrisitet</i> .....	8
3.5.1	Pyroelektrisitet .....	8
3.5.2	Piezoelektrisitet.....	8
3.6	<i>Tre grupper av ferroelektriske materialer</i> .....	9
3.7	<i>Materier til komponentproduksjons</i> .....	10
<b>4</b>	<b>Svitsjing</b> .....	11
4.1	<i>Modeller</i> .....	11
4.1.1	Ishibashi modellen .....	11
4.1.2	Nukleasjonbegrenset modell (NSL) .....	13
4.2	<i>Polarisasjonstap</i> .....	15
<b>5</b>	<b>Produksjon</b> .....	16
5.1	<i>Celledesign</i> .....	16
5.1.1	Offset- og Stacked cell.....	16
5.2	<i>Utfordringer i produksjon</i> .....	17
5.2.1	Materialvalg .....	17
5.2.2	Forurensning i prosessen .....	18
<b>6</b>	<b>Kretskonstruksjon</b> .....	19
6.1	<i>1T-1C cellen</i> .....	20
6.1.1	Skrivesyklus.....	21
6.1.2	Lesesyklus .....	21
6.1.3	Minneoppbygning .....	22
6.2	<i>1T-2C cellen</i> .....	23
6.3	<i>2T-2C cellen</i> .....	24
6.4	<i>Konsepter på utviklingsstadiet</i> .....	24
6.4.1	1T cellen .....	24
6.4.2	Polymer ferroelektrisk RAM-PFeRAM .....	25
<b>7</b>	<b>Feilmekanismer i ferroelektriske minner</b> .....	26
7.1	<i>Hvorfor PZT og SBT</i> .....	26
7.2	<i>Ferroelektriske egenskaper i tynne sjikt</i> .....	27
7.3	<i>Utarming av remanent polarisasjon</i> .....	29
<b>8</b>	<b>Fremtiden</b> .....	30
<b>9</b>	<b>Kildeliste</b> .....	31

# 1 Sammendrag

Denne oppgaven tar for seg bruk av ferroelektriske materialer i ikke flyktige minneceller. Slike minneceller kalles FeRAM og står for Ferroelectric Random Access Memory. I første del av oppgaven beskrives hva et ferroelektrisk material er og hvilke egenskaper det utviser. Det gjennomgås to modeller for hvordan man kan snu den spontane polarisasjonen til materialet, og hvordan parametere som frekvens og materialdimensjoner påvirker prosessen. Videre beskrives hvordan man fysisk lager en FeRAM celle og hvordan disse settes sammen i et nettverk for å danne en minnebrikke. Oppgaven avsluttes ved å se på feilmekanismer i FeRAM.

## 2 Innledning

At ferroelektriske materialer kunne brukes som lagringsmedium for data ble kjent allerede på 50-tallet, da Bell Laboratories fant ut at ferroelektrika kunne svitsjes mellom to permanente tilstander ved å påtrykke en spenning over materialet. Problemet var at minnet ble ødelagt ved gjentatte overskrivninger, og dette førte til at forskningen på området stoppet opp.

På 70- og 80-tallet utviklet man i forbindelse med halvlederfremstilling metoder for å deponere tynne sjikt av materialer. Denne teknologien har siden vært i stadig utvikling, og man deponerer i dag sjikt i nanometerskala. Dette gjelder også ferroelektriske materialer. Utviklingen av nye materialer har gjort at forskningen på området virkelig har skutt fart de siste 15-20 årene.

På denne tiden har ferroelektriske minner gått fra å være en forkastet ide, til å bli produsert for det kommersielle marked av flere store firma som Fujitsu og Ramtron. Ferroelektriske minner, eller FeRAM som det gjerne kalles brukes i dag i smartcards, RFID-brikker for enkelt å markere og identifisere containere, pakker, klær, osv, og i fremtiden vil vi sannsynligvis se utstrakt bruk i både datamaskiner, digitale kamera og mobiltelefoner.

Dette prosjektet omhandler FeRAM. Oppgaven tar for seg egenskaper til et ferroelektrisk materiale, og hvordan dette kan brukes til å lage et ferroelektrisk minne. Vi har valgt å fokusere på to ferroelektriske materialer, nemlig  $PbTiO_3 - PbZrO_3$  (PZT) og  $SrBi_2Ta_2O_9$  (SBT). Valget er tatt på grunnlag av at det er disse to som hovedsakelig brukes i kommersielle produkter.

### 3 Teorien bak ferroelektriske materialer

Ferroelektriske materialer er materialer med spontan elektrisk polarisasjon som kan snus av et ytre elektrisk felt. Det vil i dette kapitlet bli gjennomgått hvilke materialer som kan være ferroelektriske, når de blir det og hvorfor.

#### 3.1 Curie-temperaturen

Det eksisterer en kritisk temperatur for ferroelektriske materialer, kalt Curie-temperaturen. Ved høyere temperaturer enn denne mister materialet de ferroelektriske egenskapene. Curie-temperaturen er avhengig av materialet, og kan for forskjellige materialer avvike flere hundre grader Celsius<sup>4</sup>. Curie-temperaturene for en rekke ferroelektriske materialer er vist i tabell 1.

Den temperaturavhengige polarisasjonen i ferroelektriske materialer kan beskrives ved hjelp av termodynamiske betraktninger, der polarisasjonen  $P$  er ordensfaktoren. Ved å rekkeutvikle Helmholtz frie energi ( $f$ ) eller Gibbs frie energi ( $g$ ), kan man skrive den som i likn. 1 og likn. 2<sup>2</sup>, der  $c_1$  er antatt å være temperaturavhengig, i motsetning til  $c_2$  og  $c_3$ .  $E$  er her det påtrykte elektriske feltet. Ledd med odde antall  $P$  i likn. 1 er ikke tatt med, da de vil forsvinne av symmetrigrunner dersom det antas at  $f(-P) = f(P)$ .

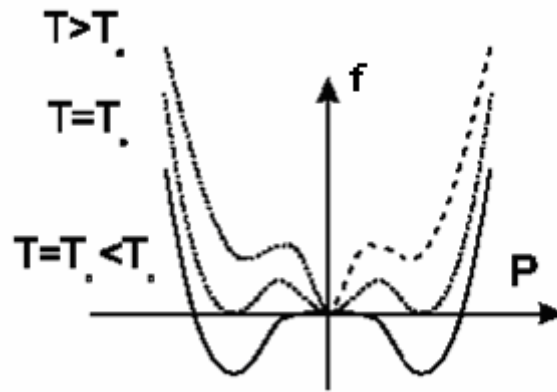
$$f(P) = f_0 + c_1 * P^2 + c_2 * P^4 + c_3 * P^6 \quad \text{likn. 1}$$

$$g(P) = g_0 + c_1 * P^2 + c_2 * P^4 + c_3 * P^6 - E * P \quad \text{likn. 2}$$

I området der  $T > T_C$ , vil Gibbs frie energi være  $g_0$ , mens dersom  $T < T_C$  vil den variere med temperaturen. Temperaturavhengigheten til  $c_1$  kan skrives som  $b(T - T_C)$ , der  $T_C$  er Curie-temperaturen og  $b$  er en konstant<sup>2</sup>. Ved å derivere Helmholtz frie energi med hensyn på  $P$  og sette dette lik 0, får vi temperaturavhengigheten til polarisasjonen ved  $T < T_C$  som i likn. 3<sup>2</sup>. I dette uttrykket er  $c_3$  satt lik 0, men denne faktoren vil forsvinne uansett.

$$P^2 = b(T_C - T) / (2 * c_2) \quad \text{likn. 3}$$

I området der  $T < T_C$  har vi en faseovergang til den ferroelektriske fasen. Denne faseovergangen kan være av første eller andre orden. Dersom den er av første orden vil den bl.a. ha null spontan polarisasjon ved  $T > T_C$ , og en brå overgang i polarisasjon ved  $T < T_C$ <sup>2</sup>. En andreordens faseovergang kjennetegnes bl.a. ved at det er ingen polarisasjon ved  $T > T_C$ , og en gradvis tiltakende polarisasjon etter hvert som  $T$  minker under  $T_C$ . Dersom faseovergangen er av andre orden kan den beskrives matematisk ved å sette  $c_3$  og  $c_2$  større enn 0. Dersom den er av første orden kan den tilnærmet beskrives matematisk ved å sette  $c_2 < 0$  og  $c_3 > 0$ <sup>2</sup>. Ut fra likn. 1 kan man også finne temperaturavhengigheten til susceptibiliteten  $\chi$  ved å derivere to ganger med hensyn på  $P$  og sette dette lik 0 ( $dE/dP = 1/\epsilon_0\chi$ ). Når temperaturen nærmer seg  $T_C$  vil susceptibiliteten gå mot uendelig.

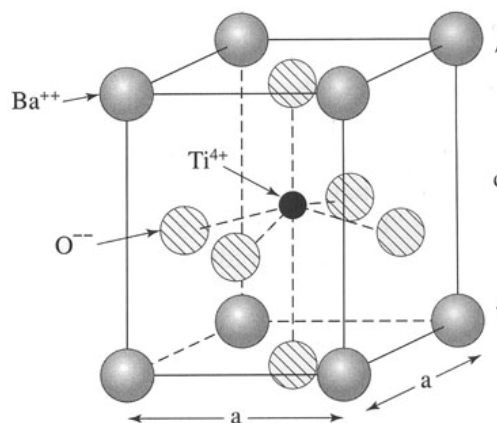


figur 1 - Helmholtz frie energi som funksjon av Polarisasjonen i  $\text{BaTiO}_3$ <sup>2</sup>

Av figur 1 ser vi at  $\text{BaTiO}_3$  (BTO) har en spontan polarisasjon ved  $T = T_C$ . Dette er da en faseovergang av første orden og kan beskrives matematisk ved å sette  $c_2 < 0$  og  $c_3 > 0$ , samtidig som man velger en temperatur  $T^*$  for faseovergangen som ligger litt under  $T_C$ . På samme måte vil den dielektriske konstanten ha en brå overgang ved  $T = T_C$ <sup>2</sup>. Av kurven i figur 1 ser man at det finnes to symmetriske minima i Helmholtz frie energi. Disse vil da representere to stabile tilstander med motsatt rettet polarisasjon.

### 3.2 Symmetri

Polarisasjonen i et ferroelektrisk materiale oppstår ved forskyvning av ladninger i krystallene. Dette gir opphav til en polarisasjonsvektor. Krystallstrukturer som er sentralsymmetriske, med et inversjonssentrum, kan ikke ha polare egenskaper. Dette er fordi de polare vektorene må være invariante ved symmetrioperasjoner. Ved inversjon av en vektor med komponenter  $p_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) vil  $p_i = -p_i$ <sup>1</sup>. Det er derfor bare krystaller uten inversjonssentra som kan ha ferroelektriske egenskaper. Et eksempel på en typisk ferroelektrisk struktur er BTO, med det sentrale titanatomet forskjøvet langs aksene  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$  eller  $\langle 101 \rangle$ <sup>3</sup>. BTO er en perovskitt og er illustrert i figur 2.



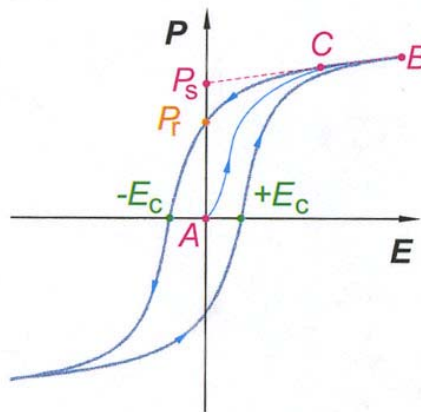
figur 2 – Tegning av enhetscellen til BTO<sup>4</sup>.

For å vise dette kan vi som eksempel bruke BTO. Ved høye temperaturer er BTO kubisk, og har derfor ingen spontan polarisasjon. Ved nedkjøling til Curie-temperaturen  $T_C$  (ca 132 °C), vil enhetscellen skifte fase til å bli tetragonal. Dette skjer når titanatomet forskyves lang retningen  $\langle 001 \rangle$ . Det oppstår da en spontan polarisasjon parallelt med forskyvningen.

BTO har tre faseskift, og derfor flere kritiske temperaturer. I den andre faseovergangen går strukturen fra å være tetragonal til å bli ortorombisk. Titanatomet forskyves da i retning  $\langle 101 \rangle$ . Denne faseovergangen inntreffer ved  $-90^\circ\text{C}$ . Da er polarisasjonen og forskyvningen i retning  $\langle 111 \rangle$ . Denne fasen er romboedrisk.

### 3.3 Hysteresekurven

Spontan polarisasjon alene er ikke nok til å gjøre et material ferroelektrisk. Som nevnt ovenfor kjennetegnes ferroelektriske materialer ved at man, ved hjelp av et ytre elektrisk felt, kan forandre retningen på den spontane polarisasjonen mellom ekvivalente retninger i krystallen. Denne egenskapen er sammenlignbar med det tilsvarende magnetiske momentet i ferromagneter, og er årsaken til navnet ferroelektrisitet<sup>5</sup>. Figuren under viser en typisk P-E kurve for et bulk ferroelektrisk materiale. P er polarisasjonen, mens E er et påtrykt ytre felt..



figur 3 – Skisse av hysteresekurven til et ferroelektrisk material<sup>3</sup>.

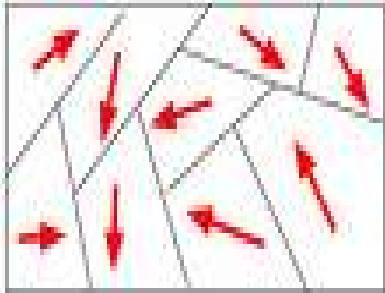
Kurven starter i punkt A, der summen av alle polarisasjonsvektorene utjevner hverandre, Altså  $P = 0$  ("virgin material"). Ved å påføre et elektrisk felt E, øker P til polarisasjonen når et metningspunkt B. Metningspolarisasjonen  $P_S$  finnes da ved å forlenge linjen BC til  $E = 0$ . Ved denne polarisasjonen er tilnærmet alle dipolene i samme retning som E. Hvis man nå reduser den elektriske feltet til  $E = 0$ , reduseres ikke polarisasjonen til null, men til en gjenværende polarisasjon  $P_R$ . Den gjenværende polarisasjonen kalles remanent polarisasjon.

$P_R$  er et resultat av at de fleste dipolene forblir parallelle, selv etter at det elektriske feltet er slått av. For igjen å få  $P = 0$ , må man påføre et negativt elektrisk felt  $E_C$ . Ved å påføre et sterkere negativt felt følges hysteresekurven motsatt av det positive tilfellet.

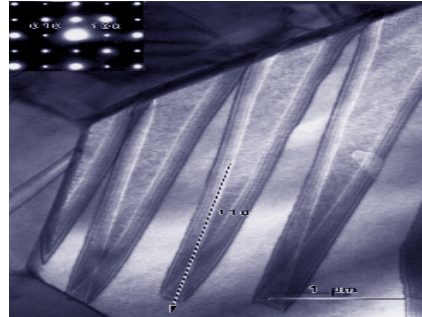
At polarisasjonen som funksjon av elektrisk felt følger en hysteresekurve, er årsaken til at disse materialene kalles ferroelektriske. På samme måte som med ferromagnetiske materialer, vil også ferroelektriske materialer bestå av domener, dvs. områder der polarisasjonen peker i samme retning. Disse domenene er skilt av en grense som kalles domenevegg<sup>3</sup>.

Hysteresekurven oppstår fordi det kreves energi å flytte retningen på de forskjellige domenene. Hvor mye energi som kreves er avhengig av polarisasjonsretningen på hver side av domeneveggene. I den første ferroelektriske fasen til BTO er polarisasjonen som nevnt i retning  $\langle 001 \rangle$ , eller tilsvarende retninger  $\langle 010 \rangle$  og  $\langle 001 \rangle$ . Hvis to nabodomener har polarisasjon langs samme akse i krystallen, men antiparallelt ( $\langle 001 \rangle$  og  $\langle 00-1 \rangle$ ), kalles domeneveggene for  $180^\circ$ -vegger. Denne domenestrukturen er relativt lett å få i samme retning, fordi det krever lite forandring i krystallstrukturen. Hvis nabodomene derimot har

ortogonale retninger ( $\langle 001 \rangle$  og  $\langle 100 \rangle$ ), det vil si  $90^\circ$  domenevegg, koster det mer energi å parallellisere domenene. I den romboedriske fasen, med polarisasjon i retning  $\langle 111 \rangle$  kan domeneveggene være  $180^\circ$ ,  $71^\circ$  og  $180^\circ$  <sup>5</sup>.



figur 4 – Illustrasjon av domener <sup>7</sup>.

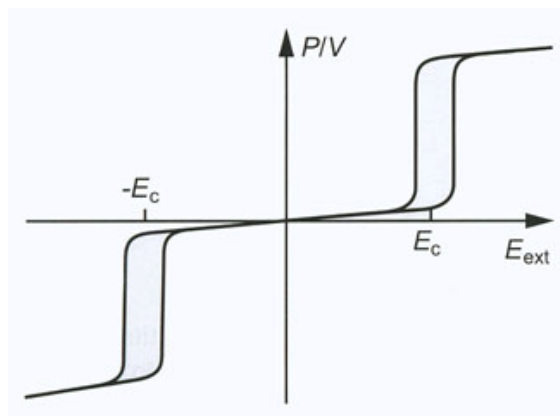


figur 5 – TEM bilde. Domener i PZT kermikk i romboedrisk fase <sup>8</sup>.

### 3.4 Antiferroelektrisitet

De elektriske dipolene fra spontan polarisasjon behøver ikke organisere seg parallelt. De kan også organiseres antiparallelt. Dvs. en opp, en ned, en opp, osv. Dersom dipolene kan tvinges av et ytre felt, fra en antiparallell tilstand til å bli parallelle, kalles materialet antiferroelektrisk <sup>3</sup>. Antiferroelektriske materialer har dermed også spontan polarisasjon ved  $T < T_C$ , men selve materialet har ingen netto polarisasjon.

Figuren under viser polarisasjonen som funksjon av påført elektrisk felt for et antiferroelektrisk materiale. Et svakt elektrisk felt fører bare til et svak polarisasjon, ved et sterkere felt,  $E_c$ , øker polarisasjonen kraftig. Dette inntreffer når den antiferroelektriske ordenen er brutt. Forskjøvet rundt dette kritiske feltet kan man observere hysteresekurver lignende det man har for et ferroelektrisk materiale.



figur 6 – Skisse av hysteresekurve for et antiferroelektrisk materiale <sup>3</sup>.

### 3.5 Pyro- og piezoelektrisitet

Materialer med polare egenskaper er, i tillegg til å være ferroelektriske, også pyro- og piezoelektriske. Vi skal kort forklare hva dette innebærer.

#### 3.5.1 Pyroelektrisitet

Pyroelektrisitet er endringer i polarisasjonen som følge av temperaturforandringer gitt ved følgende ligning<sup>3</sup>:

$$\Delta P = p_{py} \Delta T \quad \text{likn. 4}$$

Der  $p_{py}$  er den pyroelektriske koeffisienten.

Endringene i polarisasjonen vil som regel utjevnes enten av frie ladninger i materialet eller av ladninger som blir fanget opp fra omgivelsene. Hvis temperaturforandringen derimot skjer så raskt at overflateladningen ikke kan utjevnes, vil polarisasjonen føre til polarisasjonsladninger. Forandringen i overflateladningen:

$$\Delta Q = \sigma A = \Delta P A \quad \text{likn. 5}$$

kan måles som en strøm  $I$ , ved å koble elektroder til materialet<sup>3</sup>.

#### 3.5.2 Piezoelektrisitet

Piezoelektriske materialer er materialer som får endring i polarisasjonen  $P$  når de blir utsatt for mekanisk spenning  $T$ . Dette fordi polarisasjonen er avhengig av separasjonen av negative og positive ladninger i krystallene, og den mekaniske spenningen fører til en tøyning  $S$  av strukturen. For små endringer av påkjenningen  $T$ , kan vi bruke likningen for den direkte piezoelektriske effekten<sup>3</sup>:

$$P = d \cdot T \quad \text{likn. 6}$$

Der  $d$  kalles den piezoelektriske koeffisienten.

Vi har også den motsatte effekten, der en tøyning  $S$  oppstår ved påføring av et eksternt elektrisk felt.

$$S = d \cdot E \quad \text{likn. 7}$$

Generelt er  $P$  og  $E$  vektorer, mens  $T$  og  $S$  er andre ordens tensorer. Den piezoelektriske koeffisienten  $d$  er en tredje ordens tensor. Ved hjelp av enkle symmetrirelasjoner kan komponentene i  $d$  reduseres til 18 punktgrupper<sup>1</sup>. Symmetrien til materialer med ferroelektriske egenskaper beskrives ved de 10 polare punktgruppene (1, 2, m, mm2, 4, 4mm, 3, 3m, 6, 6mm)<sup>3</sup>. Fra tabellen på side 32 i kilde 1 ser vi at disse punktgruppene er inkludert i de piezoelektriske punktgruppene. Alle ferro- og pyroelektriske materialer er altså piezoelektriske, mens det motsatte ikke nødvendigvis er tilfelle.



### 3.6 Tre grupper av ferroelektriske materialer

Ferroelektriske materialer kan deles inn i tre forskjellige grupper, avhengig av atombindingen i krystallene<sup>3</sup>

- Gruppe 1 er krystaller med hydrogenbinding. Her oppstår spontan polarisasjon ved at hydrogenet har en foretrukket posisjon i bindingen.
- Gruppe 2 er krystaller med ionebindinger. Her finner vi bl.a. BTO.
- Gruppe 3 er enkelte halvledere med smalt båndgap.

Material	Chemical formula	$T_c$ [°C]
Barium titanate	BaTiO <sub>3</sub>	120
Lead titanate	PbTiO <sub>3</sub>	~ 490
Lead zirconate titanate, PZT (at the MPB)	Pb(Zr <sub>0.52</sub> Ti <sub>0.48</sub> )O <sub>3</sub>	~ 370
Lithium niobate	LiNbO <sub>3</sub>	1210
Strontium bismuth tantalate	SrBi <sub>2</sub> Ta <sub>2</sub> O <sub>9</sub>	570.
Yttrium manganate	YMnO <sub>3</sub>	~ 640
Potassium dihydrogen phosphate (KDP)	KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	- 150
Ammonium fluoberyllate	(NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> BeF <sub>4</sub>	- 98
Rochelle salt	KNaC <sub>4</sub> H <sub>4</sub> O <sub>6</sub> · 4H <sub>2</sub> O	- 18; 24
Triglycine sulfate (TGS)	(NH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COOH) <sub>3</sub> · H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	49
Trisarcosine calcium chloride	(CH <sub>3</sub> NHCH <sub>2</sub> COOH) <sub>3</sub> · CaCl <sub>2</sub>	- 146
Sodium nitrite	NaNO <sub>2</sub>	164
Lead germanate	Pb <sub>5</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>11</sub>	180
Germanium tellurium	GeTe	400

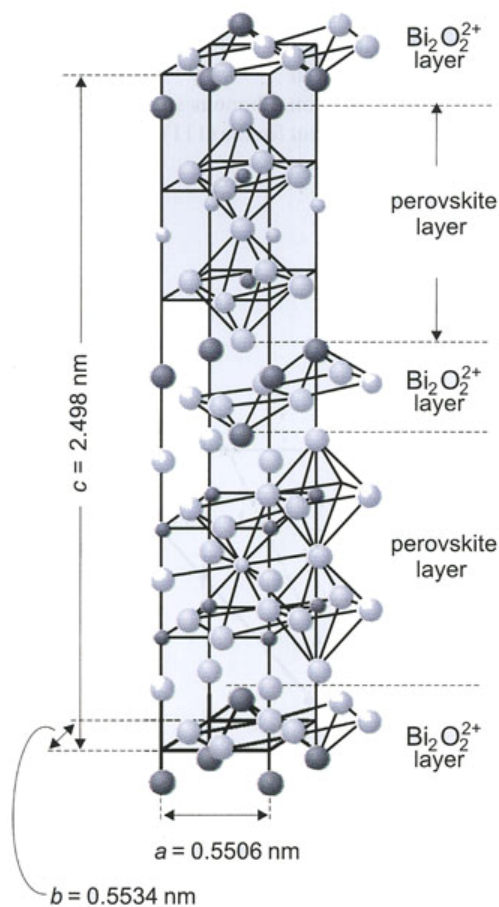
tabell 1 – Oversikt over flere ferroelektriske materialer og deres Curie-temperatur<sup>3</sup>.

### 3.7 Materier til komponentproduksjons

Bruken av ferroelektriske materialer er utbredt i kondensatorer, elektromekaniske transdusere, pyroelektriske komponenter og elektrooptiske komponenter. Foreløpig er det hovedsakelig to materialer som har vist seg som gode i komponentproduksjon, nemlig PZT og SBT<sup>3</sup>.

PZT er et ferro- og piezoelektrisk materiale. Ved et gitt blandingsforhold av  $PbTiO_3$  og  $PbZrO_3$ , kan både romboedrisk og tetragonal fase observeres. Dette gir en tilstand som meget lett kan polariseres. Ved den ortorombiske fasen nær rent  $PbZrO_3$  er PZT antiferroelektrisk, og har derfor ingen spontan polarisasjon ved et påført svakt elektrisk felt. Der PZT blir brukt i ferroelektrisk minne kan man så langt konsentrert seg om blandinger med høy konsentrasjon av  $PbTiO_3$ , fordi dette gir den største andelen av spontane polarisasjoner

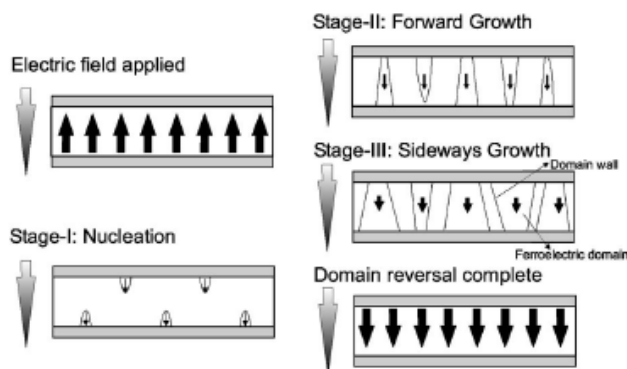
SBT er en bismutlagstrukturen vist i figur 7. Dette er lag av krystaller med perovskittstruktur, atskilt av bismutoksidlag. I denne strukturen er det mulig å forandre mulige polarisasjonsretninger ved å forandre antall lag med perovskitt, og dermed symmetrien. Ved et like antall perovskittlag begrenses polarisasjonen til a-b-planet, mens med odde antall kan man få polarisasjon langs c-aksen. Det begrensede antall polarisasjonsretninger gir en lav gjennværende polarisasjon  $P_R$  i flere av retningene i strukturen. Dette kan begrense dette materialets bruksområde i ferroelektrisk minne, der man trenger tynne filmer av materialet.



figur 7 – Illustrasjon av en Bismut lagstruktur<sup>3</sup>.

## 4 Svitsjing

I forbindelse med minnebrikker er vi spesielt opptatt av hvordan vi kan skifte retningen på polarisasjonen i ferroelektriske materialer. Denne prosessen kalles svitsjing. Vi skal her se nærmere på en tynn film av ferroelektrisk materiale mellom to metalplater, dvs en kondensator.



figur 8 – Svitsjing av domener <sup>5</sup>.

Svitsjingen av polarisasjonen skjer ikke samtidig over hele filmen, slik man kan få inntrykk av ifra hysteresekurven, men ved nukleasjon og fremvekst av domener. Svitsjingen foregår i tre forskjellige faser. (se figur 8). Når et felt først blir påsatt, vil vi få en nukleasjon av domener på elektroden som vil vokse fort fremover over filmen. Deretter vil domenene vokse sakte i bredden til domenene treffer hverandre og vi får en polarisasjon i motsatt retning av det vi startet med <sup>5</sup>.

### 4.1 Modeller

Det er laget flere modeller som skal beskrive hvordan svitsjeprosessen foregår. Disse modellene er viktige for blant annet å beregne tiden det tar for en tynn film å snu polarisasjonsretningen. Vi skal her se nærmere på noen modeller for svitsjing av polarisasjon i ferroelektriske materialer.

#### 4.1.1 Ishibashi modellen

Ishibashi modellen blir også kalt KAI modellen etter Kolmogorov-Avrami-Ishibashi. Modellen er basert på Avrami modellen som sier at farten til en domenevegg er en funksjon av det elektriske feltet <sup>7</sup>. Ifølge Avrami modellen, vil fraksjonen av volumet til reverserte domener som funksjon av elektrisk felt være gitt ved:

$$q(t) = 1 - e^{-\int_0^t C(t,t')n(t')dt'} \quad \text{likn. 8}$$

Der  $C(t, t')$  er volumet til domenet ved tiden  $t$  som har vokst fra en nukleasjon som startet ved tiden  $t'$ . Antall nukleasjoner per enhetsvolum, per enhetstid ved tiden  $t'$ , er gitt ved  $n(t')$  <sup>7</sup>.  $C(t, t')$  er gitt ved:

$$C(t, t') = C_d \left[ \int_{t'}^t v(t'')dt'' \right]^d \quad \text{likn. 9}$$

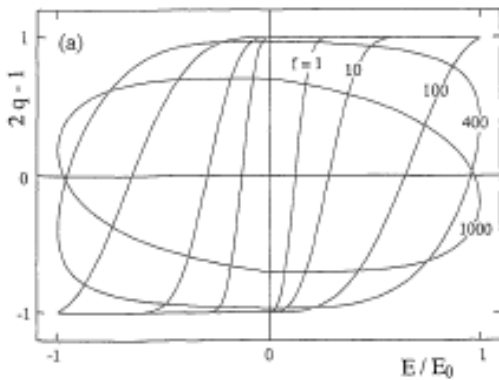
Der  $d$  er vokstdimensjonen,  $C_d$  er en konstant og  $v(t')$  er farten til domeneveggene. Et eksempel på verdier på disse, er  $d = 1$  og  $C_d = 2$  for domener med plane vegger parallelle til hverandre,  $d = 2$  og  $C_d = \pi$  for sylindriske domener, og  $d = 3$  og  $C_d = 4\pi/3$  for sfæriske domener<sup>7</sup>.

De antar også i modellen at nukleasjonen er deterministisk<sup>7</sup>, dvs at nukleasjonen forekommer på forutbestemte posisjoner og ved forutbestemte felt. Denne antagelsen fører med seg at man kan bytte ut  $q$  som en funksjon av  $t$  til en funksjon av  $E$ . Ved å bytte ut  $n(t)dt$  med  $n_E(E)dE$  får vi:

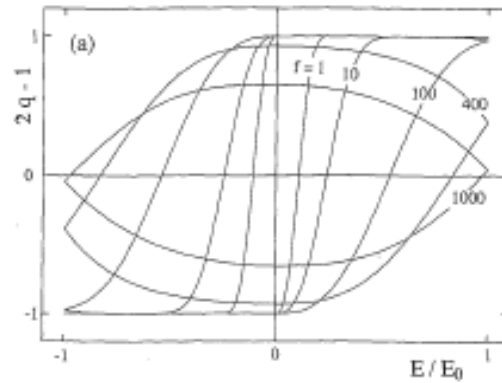
$$q(t) = 1 - e^{-f^{-d}\Phi(E)} \quad \text{likn. 10}$$

Der  $f$  er frekvensen til det påtrykte oscillerende feltet  $E = h(ft)$ . Funksjonen  $\Phi(E)$  er gitt ved:

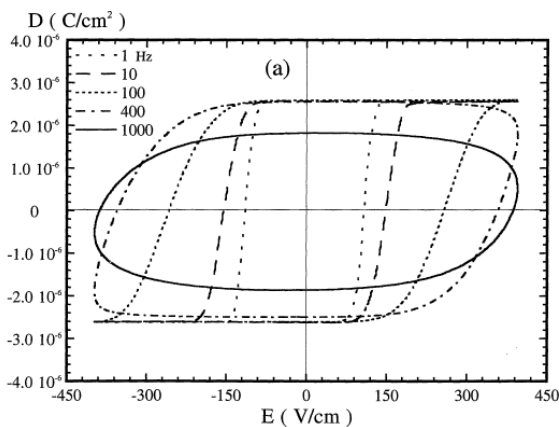
$$\Phi(E) = \int_0^E C_d \left[ \int_{E'}^E v(E'') \{h'(h^{-1}(E''))\}^{-1} dE'' \right]^d n_E(E') dE' \quad \text{likn. 11}$$



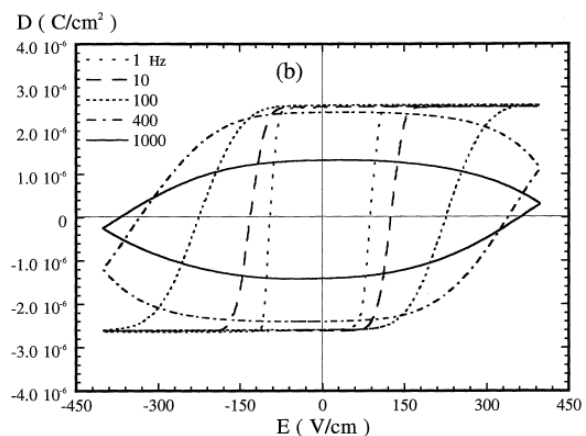
figur 9 – Teoretisk D-E hysteresekurve for sinusmodulert E-felt<sup>7</sup>.



figur 10 Teoretisk D-E hysteresekurve for trekantmodulert E-felt<sup>7</sup>.



figur 11 – Eksperimentell D-E hysteresekurve for sinusmodulert E-felt ved  $T = 30 \text{ °C}$ <sup>12</sup>.



figur 12 - Eksperimentell D-E hysteresekurve for trekantmodulert E-felt ved  $T = 30 \text{ °C}$ <sup>12</sup>.

Figurene over viser teoretiske og eksperimentelle data for D-E hysteresekurve utført av Ishibashi et al.<sup>7,12</sup>. De eksperimentelle forsøkene er gjort på enkle TGS krystaller.

Vi ser at teorien passer godt for forsøket utført av Ishibashi, men videre undersøkelser har vist at Ishibahsi modellen likevel har sine begrensninger <sup>5</sup>, selv om den viser gode resultater der den gjelder. En viktig årsak til dens svakheter er at nukleasjonen i ferroelektriske materialer ikke er deterministisk siden den er inhomogen <sup>5</sup>. KAI modellen gir gode resultater for svitsjeprossessen i bulk ferroelektriske materialer, men på tynne ferroelektriske filmer gir modellen dårligere resultater, spesielt når man ser på et større spekter av svitsjetider <sup>10</sup>. Det er også vist at modellen har sine begrensninger over større frekvensspektra <sup>5</sup>. Siden ferroelektriske tynnfilmer er hovedsaken i ferroelektrisk minne, er fordelaktig å se om andre modeller kan passe bedre for ferroelektriske tynnfilmer. Det er blitt vist at en nukleasjonsbegrenset modell, vil gi bedre resultater i disse tilfellene <sup>5</sup>.

#### 4.1.2 Nukleasjonsbegrenset modell (NSL)

I NSL modellen gjør man noen andre antagelser enn man gjorde i KAI modellen:

1. Tynnfilmen kan beskrives som en ensemble av elementære regioner.
2. Svitsjingen til en region skjer når en nukleasjon av et domene med reversert polarisasjon oppstår.
3. Tiden som trengs for svitsjing av en elementær region er det samme som ventetiden til den første nukleasjonen, dvs tiden for domeneveggbevegelsen er neglisjerbar i forhold til nukleasjonstiden.
4. Distribusjonen av ventetid for ensemblet av elementære regioner er glatt og dekker mange dekader.

Hvis man nå definerer  $\tau_i$  som den typiske ventetiden for den elementære regionen  $i$ , slik at  $1/\tau_i$  er nukleasjonsraten for region  $i$  og  $\gamma_i = S_i / \langle S_i \rangle$  er forholdet mellom arealet av region  $i$ ,  $S_i$  og midlere arealet  $\langle S_i \rangle$  for de elementære regionene  $i$  i filmen, får man følgende uttrykk for fraksjonen av volumet for svitsjete domener som man hadde for KAI modellen <sup>10</sup>.

$$q(t) = 1 - \frac{\sum_{NS} S_i}{\sum_{alle} S_i} \quad \text{likn. 12}$$

NS står her for "nonswitched" ved tiden  $t$ . For å se på sammenhengen mellom denne modellen og KAI modellen, ser man at dersom man setter alle de elementære regionene til å være identiske, dvs  $\tau_i$  og  $S_i$  er like, så får man et uttrykk for  $q(t)$  som er på samme form som for KAI modellen <sup>10</sup>.

Ved å midle over  $\tau_i$  og  $\gamma_i$  samtidig som man bruker at:

$$\langle e^{-t/\tau_i} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t/\tau} g(\ln \tau) d(\ln \tau) \quad \text{likn. 13}$$

der  $g(z)$  er en distribusjonsfunksjon til ventetidene, ender man opp med en sammenheng mellom fraksjon av svitsjet volum og distribusjon av ventetidene <sup>10</sup>.

$$q(t) = \int_{-\infty}^{\ln t} g(z) dz \quad \text{likn. 14}$$

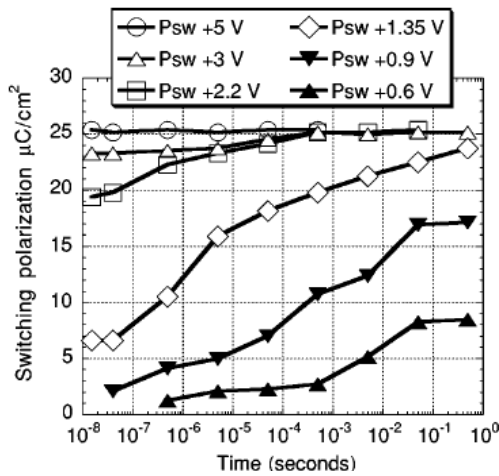
Eksperimenter utført av Tagantsev et al. <sup>10</sup>, viser at NSL modellen kan brukes til ferroelektriske tynnfilmers dersom man bruker en distribusjon av ventetider som er flat mellom  $z_1$  og  $z_2$ , der  $\tau_{min} = 10^{z_1}$  og  $\tau_{max} = 10^{z_2}$  er øvre og nedre grense for spekteret av ventetider. Distribusjonen kan man da sette til å være:

$$g(z) = \frac{\Gamma^2 h}{(z - z_1) + \Gamma^2} \quad \text{for } z < z_1$$

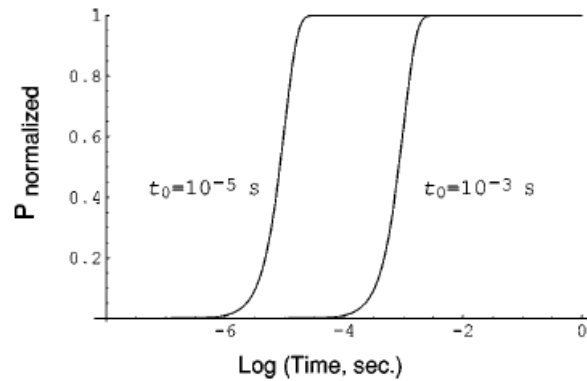
$$g(z) = h \quad \text{for } z_1 < z < z_2$$

$$g(z) = \frac{\Gamma^2 h}{(z - z_2) + \Gamma^2} \quad \text{for } z_2 < z$$

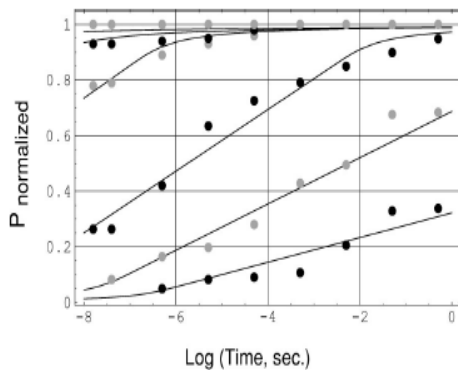
Der  $\Gamma$  er en parameter og  $h = (z_2 - z_1 + \Gamma \pi)^{-1}$ .



figur 13 - Svitsjepolarisasjon som funksjon av svitsjetid, for ulike spenninger. Målingene er gjort på en kondensator med en 135nm tykk PZT film <sup>10</sup>.



figur 14 - Teoretiske beregninger basert på KAI av fraksjonen av svitsjet polarisasjon normalisert til sin maksimale verdi som funksjon av tid <sup>10</sup>.



figur 15 - Teoretiske beregninger basert på NLS. De eksperimentelle dataene fra figur 13 er markert med prikker <sup>10</sup>.

Vi ser at NSL modellen gir et mer nøyaktig resultat for ferroelektriske filmer, men NSL har også svakheter. NSL modellen fungerer f.eks. ikke for temperaturer under 80K. Her vil faktisk KAI modellen gi langt bedre resultat. NSL modellen er også svak for sterke elektriske felt <sup>11</sup>.

## 4.2 Polarisasjonstap

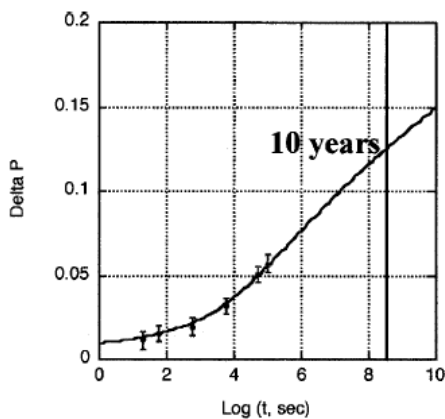
Hovedessensen til ferroelektriske minner, er at de er såkalte ikke-flyktige (non-volatile), dvs. at det ikke trengs spenning for at minnet skal holde på informasjonen. Ferroelektriske materialer vil være polarisert selv etter at spenningen er slått av. Ferroelektriske filmers evne til å holde på polarisasjonen er derfor veldig viktig for å kunne lage pålitelige ferroelektriske minner.

Når en kondensator er blitt polarisert, vil man få et depolarisert elektrisk felt som oppstår hovedsakelig på grunn av mangel på kompensasjon for polarisasjon på grenseflatene av filmen. I polarisasjonstapmodellen til Tagantsev et al., antar man at polarisasjonstap oppstår kun av svitsjing induisert av det depolariserende feltet<sup>11</sup>.

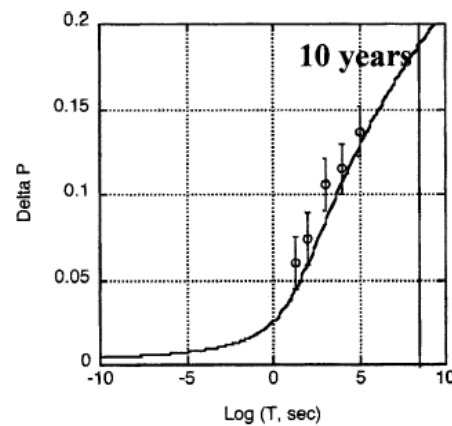
Ytterpunktene for spekteret av svitsjetider,  $\tau_{max}$  og  $\tau_{min}$ , kan ifølge NSL modellen bli tilnærmet til følgende likning<sup>10</sup>

$$\tau_{ytterpunkt} = \tau_0 e^{\left(\frac{V_0}{V}\right)^p} \quad \text{likn. 15}$$

“Ytterpunkt” er her enten “max” eller “min”,  $\tau_0$  er rundt  $10^{-13} s$ , p er et tall som varierer mellom 1 og 2,5, V er spenningen og  $V_0$  er sammenlignbar med den termodynamiske kohersive spenningen. Med hjelp av en fremgangsmåte beskrevet av Tagantsev et al.<sup>11</sup>, og NSL modellen, kan man, ved at man blant annet måler  $\tau_{max}$  og  $\tau_{min}$ , finne et estimat for polarisasjonstap i en ferroelektrisk kondensator.



figur 16 - Normalisert polarisasjonstap som funksjon av tiden ved romtemperatur<sup>11</sup>.



figur 17 - Normalisert polarisasjonstap ved 85 °C<sup>11</sup>.

Figurene over viser beregnet polarisasjonstap til en PZT kondensator ved bruk av fremgangsmåten til Tagantsev kombinert med eksperimentelle data. Gyldigheten til denne modellen vil avhenge av gyldigheten til NSL modellen, diskutert tidligere.

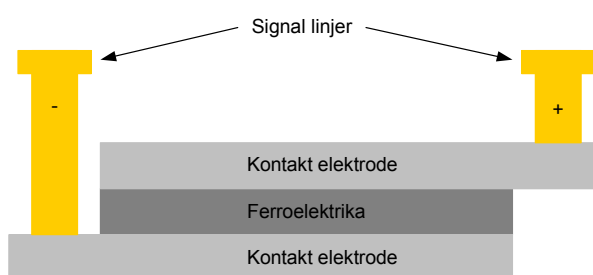
Grafene over antyder at den remanente polarisasjonen vil avta mindre enn 20 % på 10 år. Altså vil ikke dette forårsake at informasjonen går tapt. Gjentatt svitsjing over lengre tid er et langt større problem. En utdypende gjennomgang av denne og andre feilmekanismer er å finne i kapittel 7.

## 5 Produksjon

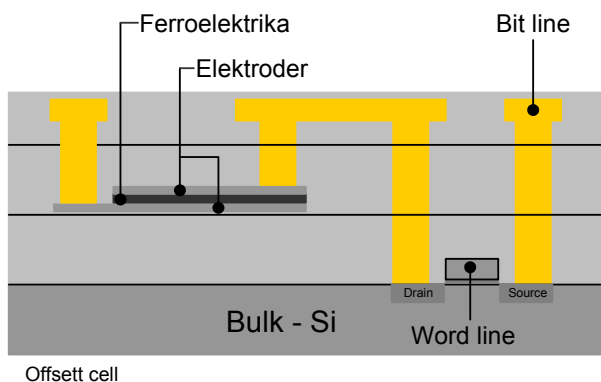
Det å lage en ferroelektrisk kondensator med gode egenskaper, er i seg selv en stor utfordring. I tillegg er man nødt til å integrere kondensatoren med CMOS teknologi. Foreløpig er CMOS vårt eneste verktøy for å kontrollere lesing og skriving til kondensatoren, og med dagens krav til arealbesparende design må prosessering av CMOS og ferroelektrika kunne skje på samme areal. Samtidig krever økonomi at deponeringsmetoder for CMOS og ferroelektrika er like, slik at man slipper omfattende endringer av eksisterende produksjonsmetoder og maskiner. I dette kapitlet følger en gjennomgang av design for to typiske ferroelektriske minneceller og utfordringer i produksjonen.

### 5.1 Celledesign

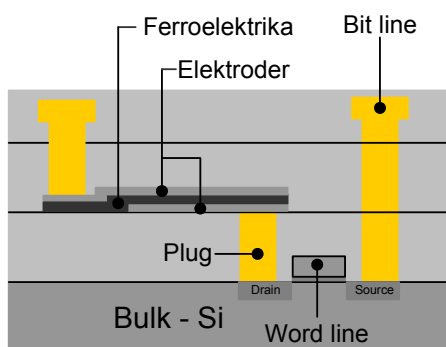
Den enkleste FeRAM minnecellen består av en ferroelektrisk kondensator og en transistor. Kondensatoren består av to elektroder med et mellomliggende ferroelektrisk materiale. Dette er vist på figuren til venstre. Kondensatoren kan integreres med CMOS på en av to måter.



figur 18 – Ferroelektrisk kondensator



Offsett cell



Stacked cell

figur 19 – Illustrasjon av stacked og offsett cell

#### 5.1.1 Offset- og Stacked cell

Designmessig, er det enklest å legge transistoren og kondensatoren side om side. Cellen er da av type offset. En annen mulighet er å legge kondensatoren og transistoren oppå hverandre. Dette designet krever en mer kompleks prosess, men er med dagens produksjonsteknikker, den strukturen som gir størst avkastning, da det krever mindre areal per minnecelle. Cellen er da av type stacked.



## 5.2 utfordringer i produksjon

FeRAM-cellen bygges lagvis. Det betyr at man under deponering og prosessering av et nytt lag, må ta hensyn til de underliggende. Valg av materialer og prosesseteknikker for CMOS er i stor grad allerede bestemt, og setter grenser for hvilket temperaturområde og hvilke herdingsteknikker som kan brukes under deponering av elektroder og ferroelektrika. Samtidig må den ferdige ferroelektriske kondensatoren tåle prosessering av overliggende lag, som kontaktplugger og ledningsnettverk.

### 5.2.1 Materialvalg

Vi kaller det begrensende temperaturområdet for temperaturbudsjettet. For deponering av ferroelektrika og elektroder er temperaturbudsjettet fra 450°C - 900°C<sup>3</sup>. Den øvre grensen settes av diffusjonsbarrieren til source og drain. Overskrives denne grensen vil source og drain diffundere ut i bulk og kan i verste fall kortslutte transistoren. Den nedre grensen settes av prosesseteg etter at hele kondensatoren er deponert. Kondensatoren må tåle minst 450°C uten å bli ødelagt. Med et høyt krav til krystallinitet i både elektroder og ferroelektrika gir dette et begrenset utvalg av materialer å jobbe med.

PZT og SBT er begge ferroelektriske materialer, som har vist seg som gode kandidater i FeRAM fabrikasjon. De er begge oksider, og deponeres i en rik oksygenatmosfære. For å unngå at isolerende oksider dannes på overflaten av kontaktpunkt, og at elektroder blir oksidert, må også valget av elektrodematerial være gjennomtenkt. Elektroden bør være en barriere for oksygen, samtidig som den selv ikke reagerer med oksygen. Dette gjør noble metaller og ledende oksider attraktive som elektrodematerialer. Typiske materialer som brukes i dag er Pt, SrRuO<sub>3</sub> (SRO) and IrO<sub>2</sub>.

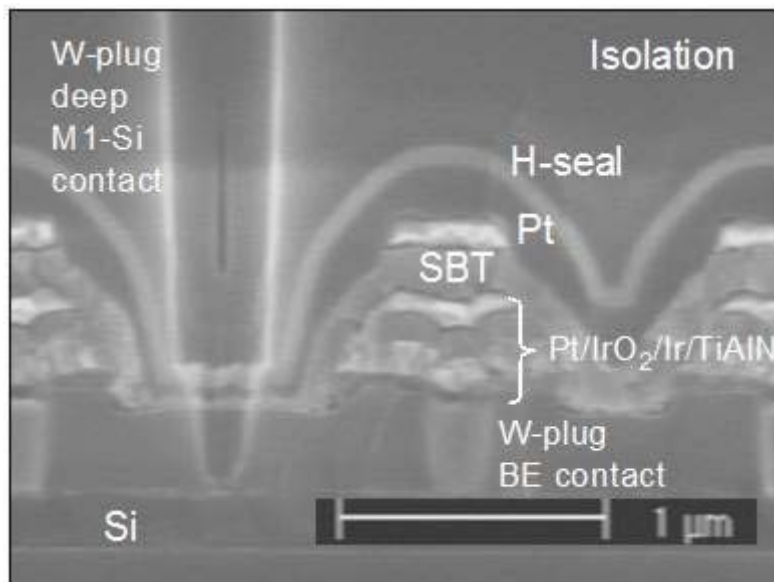
Pt, SRO og IrO<sub>2</sub> fungerer alle godt som barrierer. Ledningsevnen kan derimot variere avhengig av hvilke lag de er i kontakt med. God ledningsevne er avgjørende for å minimere effektforbruk. Det er vist at en lagvis oppbygd elektrode av forskjellige materialer gir bedre ledningsevne og en høyere O<sub>2</sub> – barriere<sup>13</sup>. Tabellen under viser en rekke lagvis oppbygde elektroder.

Top Electrode	Pt	IrO <sub>2</sub>	IrO <sub>2</sub> /Pt	Pt	Pt
Barrier/Bottom electrode	Poly-Si/TaSiN/ Ir/IrO <sub>2</sub> /Pt	W/TiAlN/Ir	Ir/IrO <sub>2</sub> /Pt	Ir/IrO <sub>2</sub> /Pt	Poly-Si/Pt-Rh-O <sub>x</sub> / Pt-Rh/Pt-Rh-O <sub>x</sub> /IrO <sub>2</sub> /Pt
Temperature [°C]	700	<600	700	700	650
Contact resistance [Ω]	200 - 400	100 - 200	100 - 200	500 - 700	1500
Plud diameter [μm]	0.5	0.5	0.5	0.6	0.6

tabell 2 – Eksempel på lagvis oppbygde elektroder<sup>3</sup>.

Et ufravikelig steg i siste del av produksjonen er en baking i  $N_2/H_2$ . Dette er nødvendig for å fylle såkalte "dangling bonds" i Si -  $SiO_2$  grensen under transistorgaten. Bakingen har uheldigvis en ødeleggende effekt på ferroelektriske oksider <sup>14</sup>. Man trenger derfor en  $H_2/N_2$  barriere rundt det ferroelektriske oksidet.  $Si_3Ni_4$  og  $SrTa_xO_y$  er to vanlige  $H_2$  - barrierer <sup>13</sup>.

Den endelige strukturen på en FeRAM celle er dermed mer kompleks enn tidligere illustrert. Under vises et tverrsnitt av en "up to date" minnecelle med stacked struktur.



figur 20 – Tverrsnitt av en "up to date" minnecelle <sup>15</sup>.

### 5.2.2 Forurensning i prosessen

Innføring av nye ledende materialer som Pt og Ir, krever svært nøye planlagt waferhåndtering. Selv den minste forurensning av metalliske materialer kan nemlig ha destruerende effekt på CMOS strukturer <sup>13</sup>. I moderne produksjonslokaler håndteres ikke lenger wafere av mennesker. Wafere transporteres i lufttette containere mellom deponeringsmaskinene, og menneskelig forurensning som NaCl og vanddamp er på den måten minimert. Kryssforurensning mellom maskiner er for øvrig fortsatt en mulighet, og krever at man planlegger produksjonen slik at dette unngås.

## 6 Kretskonstruksjon

I tabell 3 er konvensjonelle minner sammenlignet med FeRAM. Vi ser at FeRAM-cellen er større enn en DRAM-cellen, men den er, til fordel, ikke-flyktig. Sammenlignet med SRAM trenger FeRAM høyere driftspenning, men krever mye mindre areal. Oppsummert kan vi si at FeRAM er nærmere et ideelt minne enn både DRAM og SRAM.

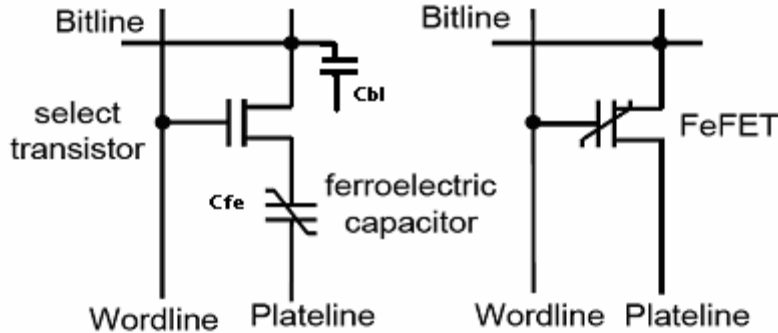
Property	SRAM	Eflash	eDRAM	eFeRAM
<i>Min. Voltage[V]</i>	>0.5	>12	>1	>1
<i>Write Time[nS]</i>	<10	$10^5$	<20	<20
<i>Write Endurance</i>	$>10^{15}$	$<10^5$	$>10^{15}$	$>10^{15}$
<i>Read Time[nS]</i>	<10	20	<20	<20
<i>Read Endurance</i>	$>10^{15}$	$>10^{15}$	$>10^{15}$	$>10^{15}$
<i>Nonvolatile</i>	No	Yes	No	Yes
<i>Cell Size[F<sup>2</sup>]*</i>	80	8	8	15
<i>Mask Count Adder</i>	0	5-8	5-9	2

tabell 3 – Sammenligning av forskjellig flyktige og ikke-flyktige minner<sup>3</sup>.

For ferroelektriske minner er det blitt introdusert 4 forskjellige konfigurasjoner avhengig av antall transistorer (T) og kondensatorer (C), som blir benyttet for å lagre en bit. Disse konfigurasjonene er 1T-1C, 1T-2C, 2T-2C og 1T. Dette kapittelet vil ta for seg oppbyggingen av 1T-1C, 1T-2C, 2T-2C og 1T. Da lesing til 1T-1C er den enkleste og mest grunnleggende konfigurasjonen, vil lesing og skriving for denne bli gjennomgått i detalj. Kapittelet avsluttes med å se på 1T FeRAM og PFeRAM, som er to konfigurasjoner enda på utviklingsstadiet.

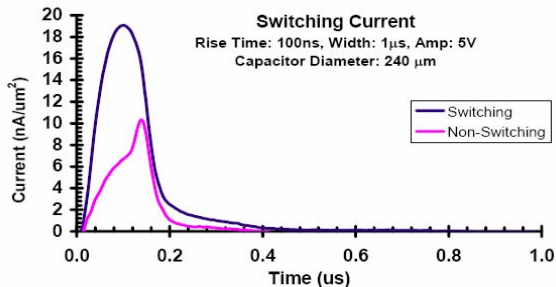
## 6.1 1T-1C cellen

Kretsskjema for 1T-1C-cellen og 1T-cellen er vist i figur 21.

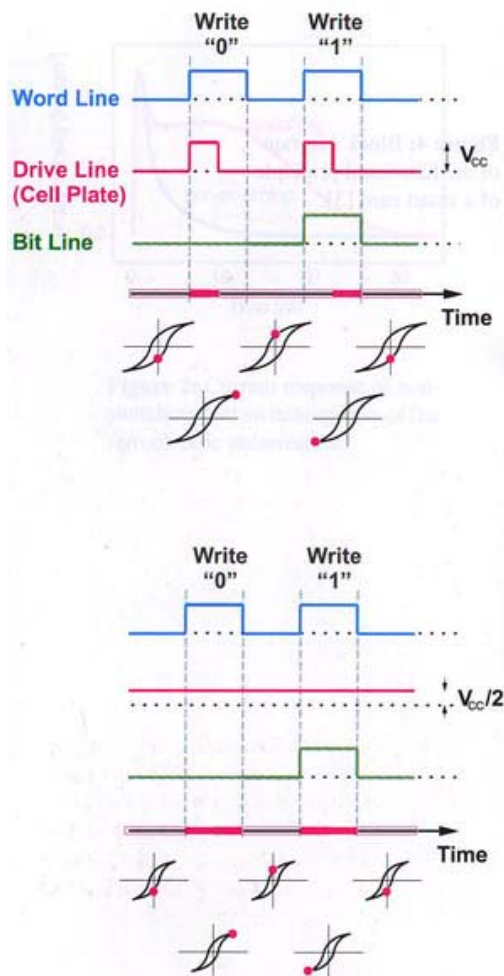


figur 21 - Kretsskjema for 1T-1C-cellen(venstre) og 1T-cellen(Høyre)<sup>17</sup>.

Fysisk er 1T-1C cellen svært lik en DRAM-celle, men skiller seg ut ved at oksidet i kondensatoren er ferroelektrisk. Lesing og skrivning er forøvrig annerledes. I stedet for å legge en ladning på kondensatoren, settes polarisasjonen til det ferroelektriske oksidet i en av to retninger, ved å legge spenning over kondensatoren. Hver polarisasjonsretning representerer en tilstand, nemlig digital "0" eller "1". Ved å måle strømmenresponsen (se figur 22) når man igjen legger spenning over kondensatoren ( $C_{fe}$ ), kan man finne ut om polarisasjonen til  $C_{fe}$  ble svitsjet og man vet dermed om "1" eller "0" var lagret. Det bør nevnes at lesing av cellen medfører at lagret informasjon blir slettet og må skrives inn på nytt.



figur 22 - Generell strømrespons som funksjon av tid for et ferroelektrisk materiale. Den høyeste kurven indikerer at polarisasjonen til materialet blir svitsjet<sup>18</sup>.



figur 23 - Forenklet illustrasjon av skrive-  
syklus for en 1T-1C minnecelle<sup>3</sup>.

### 6.1.1 Skrivesyklus

Hvis tegnet "0" skal lagres (se figur 21) blir Bitline lagt til jord, mens Wordline blir hevet til  $V_{cc} + V_t$  ( $V_t$  er treshold-spenningen til transistoren). Spenningen på Plateline er her ett pulstog som varierer mellom  $V_{cc}$  og jord. Lagringen skjer når  $V_{cc}$  (høy puls på pulstog) blir lagt til Plateline, som innebærer at hele spenningen  $V_{cc}$  legges over den ferroelektriske kondensatoren og tegnet "0" blir lagret. Når tegnet "1" skal lagres blir  $V_{cc}$  lagt til Bitline mens  $V_{cc} + V_t$  blir lagt til Wordline. Lagringen skjer nå mens Plateline blir lagt til jord (lavt nivå på pulstog). En annen måte å lagre informasjon på er å legge spenningen på Plateline til konstant  $V_{cc}/2$ , som forenkler krets-konstruksjonen. Dette innebærer at spenningen over den ferroelektriske kondensatoren maksimalt blir  $V_{cc}/2$ . For å få samme spenning over den ferroelektriske kondensatoren som før må man da øke  $V_{cc}$  til det dobbelte. Dersom spenningen blir for lav vil man ikke være i stand til å snu polarisasjonen til den ferroelektriske kondensatoren.

### 6.1.2 Lesesyklus

Ved lesing av data legges Bitline flytende, mens Wordline legges til  $V_{cc}$ . Dette fører til at den samlede kapasitansen på linjen blir en seriekobling av den ferroelektriske kondensatoren  $C_{fe}$  og kapasitansen på bitlinjen  $C_{bl}$ . Spenningen  $V_{cc}$  blir lagt til Plateline og denne spenningen vil så fordele seg mellom  $C_{fe}$  og  $C_{bl}$ . Spenningen over  $C_{bl}$  vil nå avhenge av om "0" eller "1" var lagret over den ferroelektriske kondensatoren (hvilken retning det ferroelektriske materialet er polarisert i). Spenningen  $V_{BL}$  vil da kunne få to verdier. For "0" er spenningen gitt av likn. 16, for "1" av likn. 17.

$$V_{BL}(0) = \frac{C_0}{C_0 + C_{BL}} \cdot V_{cc} \quad \text{likn. 16}$$

$$V_{BL}(1) = \frac{C_1}{C_1 + C_{BL}} \cdot V_{cc} \quad \text{likn. 17}$$

$C_0$  er her den verdien  $C_{fe}$  vil ha dersom "0" er lagret mens  $C_1$  er verdien til  $C_{fe}$  dersom "1" er lagret. Spenningen  $V_{BL}$  kan også skrives som funksjon av polarisasjonen ved likn. 18 og likn. 19.  $P_S$  er her polarisasjonen ved  $V_{cc}$  mens  $P_R$  er den remanente polarisasjonen.

$$V_{BL}(0) = \frac{A \cdot (P_S - P_R)}{C_{bl}} \quad \text{likn. 18}$$

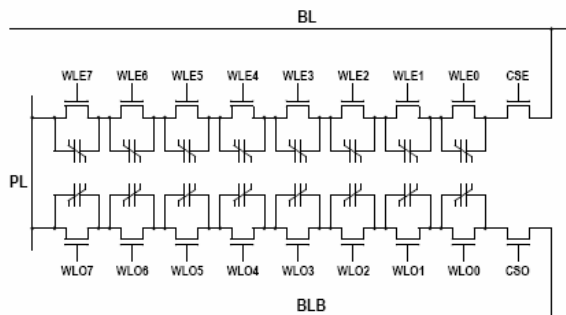
$$V_{BL}(1) = \frac{A \cdot (P_S + P_R)}{C_{bl}} \quad \text{likn. 19}$$

Spenningen over kondensatoren  $C_{bl}$  kan avleses ved hjelp av en "sense amplifier". Denne forsterkeren klarer å registrere den lille spenningsforskjellen på Bitline som oppstår når "1" eller "0" er lagret. Siden vi har en destruktiv read vil den detekterte verdien måtte bli lagret tilbake til den ferroelektriske kondensatoren.

### 6.1.3 Minneoppbygning

En minnebrikke består av et nettverk av celler. Man har derfor flere mulige måter å koble sammen cellene på. Generelt ønsker man lite effektforbruk og en rask lese-/skrivehastighet. Dette oppnås ved å redusere resistans og kapasitans.

Ved å benytte en global Plateline vil man ha en felles Plateline til alle cellene i minnet. For å redusere kapasitansen til Plateline kan man legge inn transistorer mellom den globale Plateline og de lokale Platelines. Når en ferroelektrisk celle blir aktivert vil den respektive transistor som er tilknyttet cellens Plateline bli aktivert. Ved å kun aktivere en transistor om gangen vil den samlede kapasitansen til Plateline bli redusert med ca. 80% (for en 256-kbit FeRAM)<sup>3</sup>. Samtidig vil strømmen til cellen fra Plateline bli redusert fra 0,52 mA til 0,12 mA (ved  $V_{dd} = 3V$  og tsyklus = 200 ns)<sup>31</sup>. En annen måte å redusere kapasitansen og cellens areale på er å benytte Chain-Type Ferroelectric Random Access Memory (CFeRAM). I denne arkitekturen blir cellene koblet i serie istedenfor i parallell. Dette er vist i figur 24.

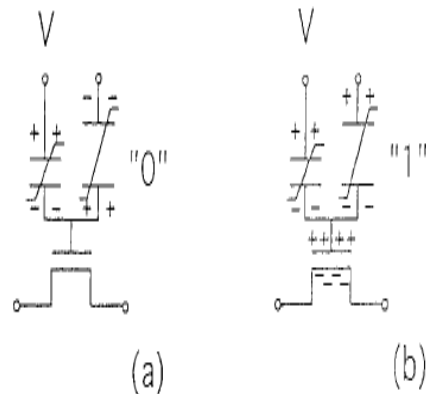
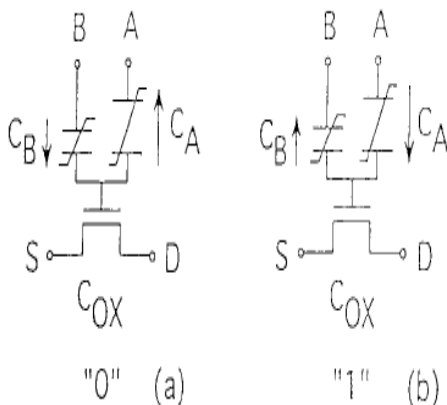


figur 24 - Chain-Type Ferroelectric Random Access MemoryAdvanced<sup>19</sup>.

Ved å legge de ferroelektriske cellene i serie trenger man kun én kontakt til Bitline i den ene enden og én kontakt til Plateline i den andre enden. På den måten reduseres kontaktflaten til Plateline og Bitline. Dette reduserer kapasitansen og dermed også aksess-tiden, samt det totale arealet til den samlede databrikken. Når man vil lese/skrive til en celle, legges Wordline for den respektive transistoren til jord og block-select (BL eller BLB) kobles til  $V_{dd}$ . Transistorer tilhørende andre minneceller kobles til  $V_{dd}$ . Alle de andre ferroelektriske kondensatorene vil da være kortsluttet og påvirkes ikke av spenningen på Plateline og Bitline. Lengden på denne seriekoblingen blir bestemt av forholdet mellom den reduserte aksess-tiden på grunn av mindre kontaktflater til Plateline og den økte aksess-tiden på grunn av resistansen forårsaket av transistorene som ligger i parallell med de ferroelektriske kondensatorene. For 1024 celler pr. bit linje og 16 celler pr. blokk vil vi ha samme aksess-tid som for 1T-1C arkitekturen, men det totale arealet for brikken vil være redusert med 63%<sup>3</sup>.

## 6.2 1T-2C cellen

En ekvivalentkrets av 1T-2C cellen er vist i figur 25.



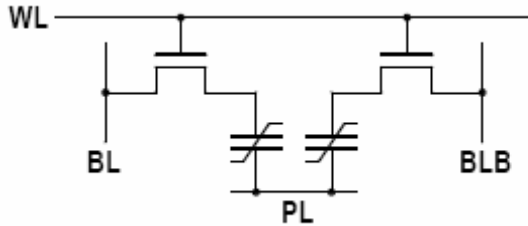
figur 25 - Lagring av informasjon i 1T-2C cellen <sup>16</sup>.      figur 26 - Ladningsfordeling i 1T-2C cellen <sup>16</sup>.

I denne strukturen er to ferroelektriske kondensatorer koblet til Gate på en vanlig MOSFET. For å skrive "0", eller "1" til denne cellen påtrykker man en negativ eller en positiv spenning mellom A og B kontaktene som vist i figur 25(a) og figur 25 (b). Sett fra kontakt A og B vil polarisasjonen til de to ferroelektriske kondensatorene da ha samme retning. I denne strukturen må kapasitansen  $C_{OX}$  til MOSFET`n være liten, slik at tilstrekkelig med spenning legges over  $C_{OX}$  for å slå transistoren av og på. Når spenningen på kontakt A og B er den samme, vil en like stor ladning dannes på elektrodene til  $C_A$  og  $C_B$ , og det er dermed ingen ladning over  $C_{OX}$ . Det vil da heller ikke oppstå depolarisasjonsfelt over  $C_A$  og  $C_B$  når A og B er lagt til jord. Dette gir en mye lengre lagringstid.

Når data skal leses inn til cellen, vil en positiv eller negativ spenning legges over A- og B-kontaktene. De ferroelektriske kondensatorene blir da motsatt polarisert, sett fra Gate, og ingen ladning vil samles ved Gate til transistoren. Når data skal leses ut av cellen vil man holde terminal A åpen og sende positive pulser inn på terminal B. Dersom "0" er lagret i cellen, ser man av figur 26(a) at polarisasjonen over den ferroelektriske kondensatoren er den samme, og ingen ladning samles på gate til MOSFET`n. Dersom "1" er lagret vil pulsene på B reversere polarisasjonen til den ene ferroelektriske kondensatoren og en ladning vil samles på gate til MOSFET`n, som blir ledende (se figur 26(b)). Som antydnet i figur 25 og figur 26 er den ene ferroelektriske kondensatoren tykkere enn den andre. Dette er fordi kun den tykkeste ferroelektriske kondensatoren vil endre polarisasjonsretning dersom "1" skal leses ut. Dersom de var like tykke kunne begge de ferroelektriske kondensatorene endre polarisasjonsretning og ingen ladning ville samles ved Gate på transistoren. Denne cellen vil ha en destruktiv read i motsetning til 1T-cellen 3.

### 6.3 2T-2C cellen

2T-2C cellen består av to 1T-1C celler som har felles Word- og Plateline, men to forskjellige Bitlinjer. Denne cellen lagrer data komplementært (en kondensator = "1", den andre = "0"). For å lese ut data legges ladningen til begge de ferroelektriske kondensatorene til Bitlinjene. Senseamplifiser vil måle hvilken retning spenningen mellom linjene er rettet. Lagring skjer ved å lese inn "0" og "1" til hver ferroelektrisk kondensator. Denne cellen tar større plass, men er ikke så følsom for unøyaktigheter som kan oppstå under produksjonen.<sup>19</sup>



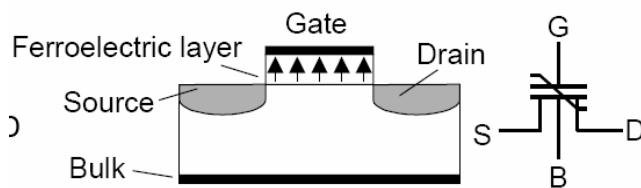
figur 27 – Kretsskjema for 2T-2C celle<sup>19</sup>.

### 6.4 Konsepter på utviklingsstadiet

To konsepter enda på utviklingsstadiet er 1T FeRAM og PPeRAM. Man har enda ikke klart å lage en 1T FeRAM som har tilfredsstillende lang levetid og PFeRAM cellen er fortsatt svært følsom for termiske og mekaniske påkjenninger<sup>21</sup>. Dersom man løser problemene, er potensialet forøvrig svært stort, da både 1T FeRAM og PFeRAM kan gi meget høy bittetthet. Videre følger en beskrivelse av de to konseptene.

#### 6.4.1 1T cellen

Ett problem med 1T-1C konseptet er at vi får en destruktiv utlesning av data. Man må derfor lese inn data på nytt hver gang man har lest ut data, noe som fører til en hyppig svitsjing mellom polarisasjonstilstandene til den ferroelektriske kondensatoren og kan redusere levetiden til det ferroelektriske materialet. Ved å benytte ferroelektriske felteffekttransistorer (FeFET), kan man unngå destruktiv utlesning av data.



figur 28 – Illustrasjon av en ferroelektriske transistor<sup>17</sup>.

FeFET er lik en ordinær MOSFET bortsett fra at man har benyttet ett ferroelektrisk materiale på Gate til transistoren. Ved å sende en positiv puls på transistorens Gate, kan man sette polarisasjonen til det ferroelektriske materialet i en bestemt retning. Den remanente polarisasjonen til det ferroelektriske materialet vil nå gjøre at negative ladninger trekkes mot området under Gate og danner en ledende kanal mellom Source og Drain. Ved å sende en negativ puls til Gate vil polarisasjonen snus. Ladninger under Gate vil nå frastøtes, og den ledende kanalen forsvinner. Denne transistoren skiller seg fra en ordinær MOSFET ved at den, dersom man sender en positiv puls til Gate, fortsatt vil være ledende etter at spenningen ved Gate er blitt 0 V. Dermed har man to ikke-flyktige tilstander som kan atskilles ved å måle resistans mellom Source og Drain. En "0" lagres ved å la transistoren være av.



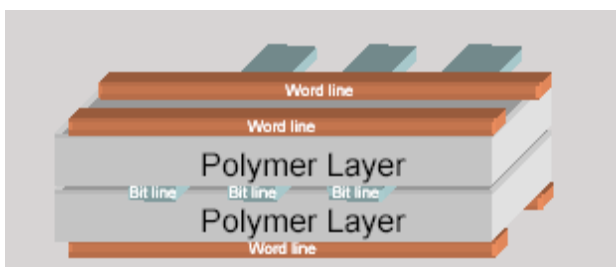
En "1" ved å la den være på. Dette konseptet har store likheter med en Floating Gate transistor som bl.a. benyttes i Flashminnet. Her har man en flytende gate mellom gate og Si-substratet som kan lagre en ladning og transistoren vil dermed fortsette å være i On-state selv om spenningen på Gate er 0 V. Hovedforskjellen mellom bruksmåten til Flash-minnet og 1T-ferroelektrisk minne er den høye spenningen som trengs for å lagre en ladning på Flytende Gate i Flash-minnet og den trege skrive/lese-tiden i Flash-minnet (se tabell 3).

I produksjon av FeFET er det vanskelig å deponere det ferroelektriske materialet direkte på Si da disse materialene lett diffunderer inn i hverandre. For å unngå dette kan det legges ett lag med dielektrisk materiale (MFIS struktur) eller en struktur med dielektrisk og ledende materialet (MFMS), mellom den ferroelektriske filmen og Si-substratet. Det vil igjen føre til problemer med at tiden informasjonen forblir lagret reduseres til 1-2 timer. Dette oppstår da vi nå har en dielektrisk kondensator i serie med det ferroelektriske materialet. Når strømforsyningen er skrudd av og gatespenningen når 0 V, vil disse kondensatorene bli kortsluttet. Over det ferroelektriske materialet vil vi ha en remanent polarisasjon som igjen danner en ladning på den dielektriske kondensatoren (p.g.a. ladningsnøytralitet over begge kondensatorene). Det vil nå danne seg et depolarisasjonsfelt i motsatt retning av polarisasjonen til den ferroelektriske filmen. Dette forkorter levetiden til den remanente polarisasjonen betydelig. Det vil også være en lekkasjestrøm gjennom begge kondensatorene som kan redusere ladningen ved elektrodene til Gate og ødelegge informasjonen som er lagret. For å minske depolarisasjonsfeltet kan man øke kapasitansen til det dielektriske laget mellom den ferroelektriske filmen og Si-substratet. Det er også fordelaktig å finne materialer som minsker lekkasjestrømmen igjennom gate til transistoren

20

#### 6.4.2 Polymer ferroelektrisk RAM-PFeRAM

RAM-PFeRAM konstrueres ved å legge en matrise av ledninger som står 90 grader på hverandre over og under polymermaterialet. På alle stedene hvor ledningene krysser hverandre kan 1 bit bli lagret ved å endre polarisasjonen til materialet ved dette punktet. Fordelen med denne måten å lagre informasjon på er at man ikke trenger en transistor ved hver bit, noe som resulterer i ett ekstremt kompakt minne. En annen fordel med PFeRAM er at man kan legge flere lag med polymermaterialer over hverandre. Dette fører til lave produksjonskostnader og lett prosessering da polymermaterialer lett kan danne komplekse strukturer. Polymermaterialer hefter også bra til mange underlag og trenger ikke å gro epitaxielt (ved hjelp av MBE). Cellene behøver heller ikke standby-strøm, men polymerminnet har den ulempen at det har en lang aksess tid. Typisk aksess tid er 10  $\mu$ s for destruktive mode og 50 ns for ikke-destruktiv mode<sup>3</sup>. Polymermaterialer er også følsomme for kjemiske, termiske og mekaniske påkjenninger<sup>21</sup>.



figur 29 - Lagdelingen til PFeRAM<sup>21</sup>.

## 7 Feilmekanismer i ferroelektriske minner

Som nevnt innledende, har det største problemet med produksjon av ferroelektrisk minne vært å lage tynne nok filmer, samt at gjentatt svitsjing har ført til utarming av remanent polarisasjon. Utarming av remanent polarisasjon kan bety at informasjonen går tapt, da forsterkeren nevnt i kapittel 6.1.2 ikke greier å registrere spenningsforskjellen  $V_{BL}$ . Dette kapitlet beskriver sistnevnte feilmekanisme, hva som skjer når filmene blir svært tynn, og hvilke materialer som foreløpig har løst problemene.

### 7.1 Hvorfor PZT og SBT

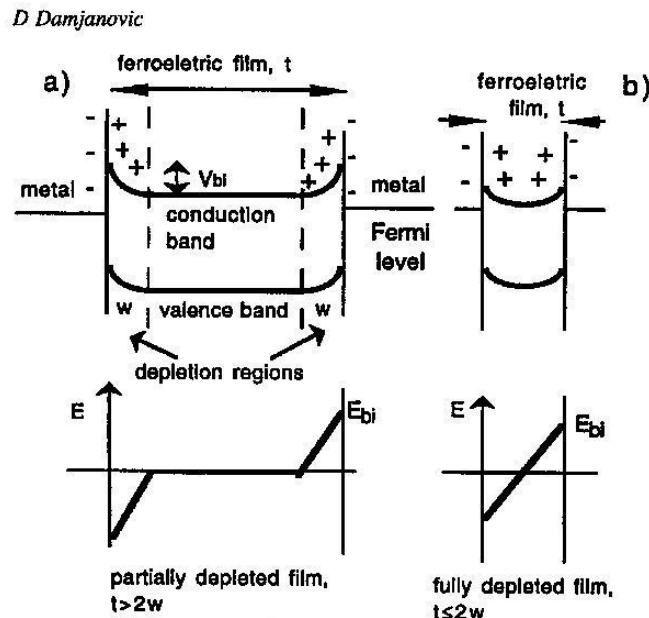
Det er mange egenskaper som må oppfylles for at et materiale skal være egnet for å lage ferroelektriske minneceller. Materialet må som sagt ha en Curie-temperatur som er betydelig høyere enn arbeidstemperaturen minnet blir utsatt for ved normal drift. Dette er helt essensielt for at ikke de lagrede dataene skal gå tapt, da et materiale kun er ferroelektrisk under Curie-temperaturen, og polarisasjonen avtar kraftig når temperaturen nærmer seg  $T_C$ . Materialet bør ha en liten dielektrisk konstant, og en spontan polarisasjon i størrelsesorden  $5\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Tiden det tar å svitsje polarisasjonen bør ligge i nanosekunderområdet. I tillegg må materialet tåle bortimot uendelig mange overskrivninger uten at den gjenblivende polarisasjonen blir borte<sup>22</sup>.

Både PZT og SBT har vist å oppfylle alle disse kravene, forutsatt riktig celledesign, og er de to materialene som brukes til kommersiell FeRAM i dag. De største fordelene ved SBT, er at utarming av den gjenblivende polarisasjonen er nærmest neglisjerbar, og det kan brukes sammen med rene metallektroder, fortrinnsvis Pt. De største problemene er at materialet har en relativ lav Curie-temperatur ( $\sim 310^\circ\text{C}$ ), og som nevnt innledende at den noe lavere polarisasjonen kan bli et problem i tynne sjikt av materialet. Curietemperaturen kan imidlertid økes ved å blande inn andre stoffer, som for eksempel  $\text{Bi}_3\text{TiTaO}_9$ , i en faststoffløsning med SBT. Materialet vil da også forbedre sine ferroelektriske egenskaper i tynne sjikt (ned til  $<0,1\mu\text{m}$ ). PZT har som sagt en høyere polarisasjon og en høyere Curie-temperatur enn SBT, med det må benyttes sammen med metalloksidelektroder, og utarming av polarisasjonen er i utgangspunktet større enn for SBT.

## 7.2 Ferroelektriske egenskaper i tynne sjikt

Ferroelektrisitet er et resultat av relativt langtrekkende vekselvirkninger mellom dipoler, og i tynne sjikt skulle man dermed vente seg at stabiliteten til den ferroelektriske fasen skulle avta når dimensjonene nærmer seg noen titalls nanometer. Det viser seg at ned til  $0,1 \mu\text{m}$  oppfører de fleste ferroelektrika seg som "normalt". Bli tykkelsen mindre enn dette opptrer det en del avvik fra det normale, blant annet påvirkes hysteresekurven og slitassen, som følge av blant annet overflateeffekter <sup>23</sup>.

Kanskje den mest påfallende effekten i tynne sjikt, er at det tvingende feltet  $E_C$  er opptil en størrelsesorden mindre enn i bulk av tilsvarende materiale. I tillegg er hysteresekurven ofte mer tiltet, og den gjenblivende polarisasjonen er lavere. Noe av dette kan nok skyldes at tynne sjikt framstilles på en annen måte enn bulkmateriale, og det er kjent at framstillingsmetoden påvirker egenskapene til sjiktet, men det er også forventet at egenskapene henger sammen med tykkelsen til sjiktet.



figur 30 - Schotky-barrierer og innebygde felt for ferroelektriske sjikt med metallektroder <sup>23</sup>.

De fleste ferroelektrika i perovskittfamilien (som for eksempel PZT) kan sees på som halvledere med lav elektronmobilitet. Når en halvleder settes i kontakt med en metallektrode oppstår et såkalt sperresjikt (Schotky-barriere) med tykkelse  $w$ , og vi får bøyning av bandene i den elektroniske bandmodellen, i kontaktpunktet mellom halvleder og metall. Dette fører til en opphopning av elektroner på metalloverflaten, og en opphopning av hull på overflaten av halvlederen, som i sin tur fører til et elektrisk felt  $E_{bi}$  i sperresjiktet. Dersom tykkelsen av filmen,  $t$ , er større enn 2 ganger tykkelsen av sperresjiktet, er størrelsen til feltet ved elektroden  $E_{bi} = eNw/\epsilon$  <sup>23</sup>, hvor  $e$  er styrken til ladningsbærerne,  $N$  er antallet og  $\epsilon$  er dielektrisitetkonstanten. Hvis  $t < 2w$  blir hele filmen en del av sperresjiktet, og styrken ved elektroden blir  $E_{bi} = eBt/2\epsilon$  (se figur 30). Feltet som kreves for å svitsje polarisasjonen i et ferroelektrisk domene  $E_{cn}$  er det samme som før, men det eksterne feltet  $E_C$  som trengs vil følge ligningen  $E_C = E_{cn} - E_{bi}$  og dermed bli mindre. Dette er i kvalitativ overensstemmelse med eksperimenter <sup>23</sup>.

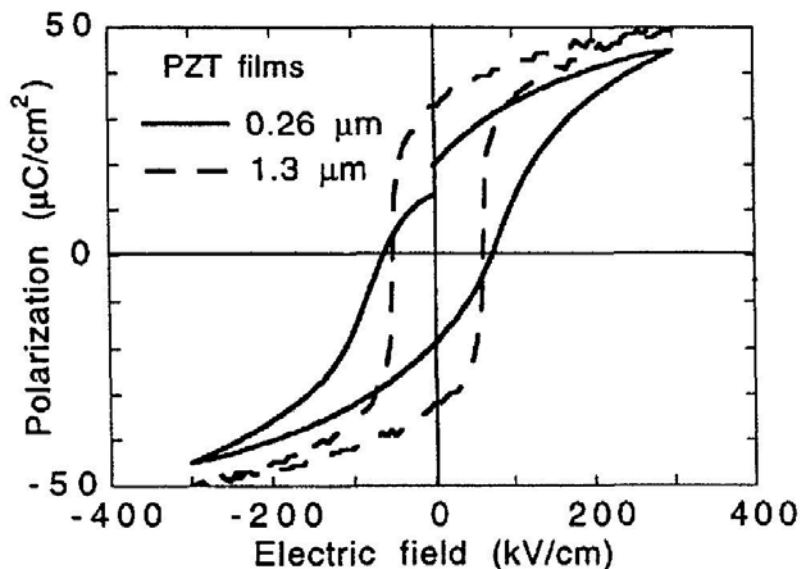
For å finne en mulig forklaring på tiltingen av hysteresekurven må vi se på et annet fenomen. Når et ferroelektrisk materiale kjøles til under  $T_C$  oppstår det en overflateladning som gir et depolariserende felt  $E_d$  i et dielektrisk lag som oppstår nær overflaten av materialet. Dette er for å kompensere for inhomogeniteter i polariseringen av materialet. Dette feltet er gitt ved  $E_d = -Pd/\epsilon_d t$  der  $d$  og  $\epsilon_d$  er tykkelsen av og permittiviteten i det dielektriske laget,  $P$  er polarisasjonen i det ferroelektriske laget og  $t$  er tykkelsen av det. For  $d \ll t$  kan det vises at feltet i ferroelektrikaet er gitt ved:

$$E_f = E - \frac{Pd}{\epsilon_d t} \quad \text{likn. 20}$$

$E$  er det påtrykte feltet. Dersom vi bruker den deriverte av  $E$  ved  $E_C$  som mål på tiltingen av kurven, finner vi at

$$\left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_{E_C} - \left(\frac{\partial E_f}{\partial P}\right)_{E_C} = \frac{d}{\epsilon t} \quad \text{likn. 21}$$

Vi ser at kurven tiltes mer når forholdet  $d/t$  blir større (se figur 31). Ingen av de to ovenfor nevnte fenomenene er fullt ut forstått, og forklaringene er bare to av flere mulige. Begge er i kvalitativ overensstemmelse med det man ser i eksperimenter, men kvantitativt er de ikke fullgode.



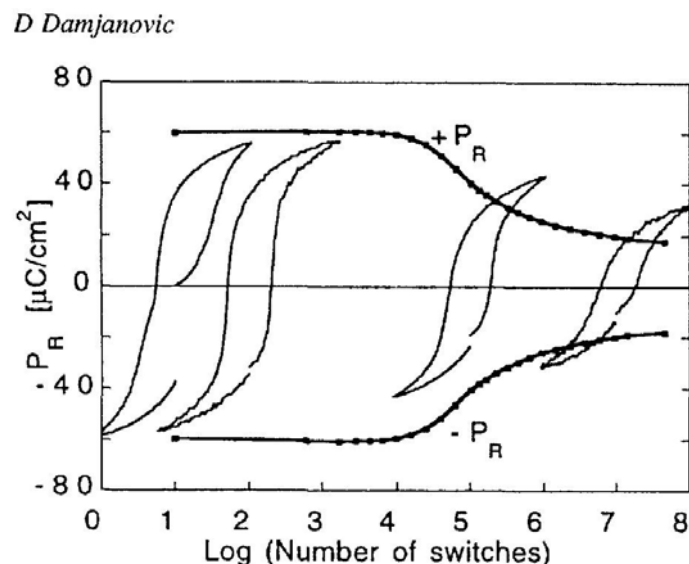
figur 31 - Sammenligning mellom hysteresekurvene til to (111) - orienterte  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$ -sjikt med forskjellig tykkelse. Den mest tiltede kurven er den til det tynneste sjiktet<sup>23</sup>.

### 7.3 Utarming av remanent polarisasjon

Utarming av den remanent polarisasjonen er også et fenomen som ikke er fullgodt forklart. Det eksisterer imidlertid to kjente årsaker som begge bidrar til utarming. Det ene er at det oppstår fysisk forandring i strukturen til materialet. Dette skjer spesielt i materialer med stor tetragonal forspenning. Det andre er såkalt "domain-wall pinning", som er at veggene mellom de ferroelektriske domenene ikke kan bevege seg. Disse er ofte grunnet gitterfeil som for eksempel at det mangler ett oksygenatom i området hvor veggen befinner seg.

Ved den første typen oppstår det ved hver flipping av polarisasjonen en rekke deformasjoner i gitteret, som fører til at de ferroelektriske egenskapene ødelegges. Denne typen utarming er irreversibel, da den ødelegger den strukturen som gjør gittercellen ferroelektrisk.

Den andre typen kan sees på som en dynamisk likevekt mellom en fastklemming av domeneveggene, som et resultat av forskjellige typer gitterfeil og løsriving av dem igjen, som en effekt av det påtrykte feltet som svitsjer polarisasjonen. Gitterfeil som et resultat av manglende oksygen er hovedsakelig et problem i PZT, og ved bruk av metallelektroder dannes det et n-dopet lag nær elektroden. Dette laget fører til at strømmen av elektroner inn i det ferroelektriske sjiktet øker, og dermed vil man få flere "fangede" elektroner spesielt i domeneveggregionene (elektroner tiltrekkes veggene), noe som igjen fører til "pinning" av veggene og dermed utarming. Dette er noe av grunnen til at man bruker metalloksidelektroder sammen med PZT. Noen av grunnene til den lave utarming i SBT er at SBT har lavere polarisasjon enn PZT, og dermed vil færre ladninger bli fanget i domeneveggregionene. I tillegg er stedene hvor ladningene kan fanges små ( $\text{Bi}^{+4}$  og  $\text{Ta}^{+4}$ ) og ladningene kan lett frigjøres igjen av et elektrisk felt, samt at lagdelingen av materialet gjør at det ikke oppstår et lag med mange manglende oksygenatomer nær elektrodene.



figur 32 - Eksempel på utarming av polarisasjon i et sjikt av  $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  med Pt-elektroder <sup>23</sup>.

## 8 Fremtiden

FeRAM produseres nå for det kommersielle marked av flere produsenter. PZT og SBT brukes som ferroelektrika, og minnebrikkene er opp til 64 Mbit i størrelse. Neste steg er nå 128 Mbit og 256 Mbit brikker. Med dette kommer imidlertid en utfordring. Brikkene produseres på samme areal. Hver celle må derfor bli mindre. Den remanente polarisasjonen synker når dimensjonene reduseres. Da sensitiviteten til sensornettverket er begrenset, er minste størrelsen av minnecellene bestemt av styrken til det remanente feltet. For PZT og SBT er grensen nådd med 64 Mbit brikker, og en overgang til andre materialer er nødvendig. Fujitsu annonserte i august 2006 at de vil starte produksjon av 256 Mbit brikker i 2009 <sup>16</sup>. I samarbeid med Tokyo-Tech har de utviklet et nytt oksid,  $\text{BiFeO}_3$  (BFO), som muliggjør bruk av 65 nm teknologi, mot 130-180 nm som brukes på dagens 64 Mbit brikker.

Behovet for raske ikke-flyktige minner er stadig økende, og motiverer til videre forskning på området. I tiden fremover kan vi derfor forvente at det blir oppfaget flere nye og bedre ferroelektriske oksider til bruk i FeRAM. Allerede i dag ser vi utstrakt bruk av ferroelektriske minne i RFID-brikker (Radio Frequency Identification), og med større brikker vil vi sannsynligvis få både digitale kamera, mobiltelefoner og datamaskiner med ferroelektriske minner.

## 9 Kildeliste

- 1 Emil J. Samuelsen, *Structure and Properties of Materials*, Lecture notes (2005)
- 2 Gret Strobl, *Condensed Matter Physics*, Kap. 3 (2004)
- 3 Rainer Waser, *Nanoelectronics and Information Technology*, Kap. 2 og 22, Second Corrected Edition (2005)
- 4 Rolf E. Hummel, *Electronic Properties of Materials*, Kap. 9, Third Edition (2005)
- 5 Stephen Elliot, *The Physics and Chemistry of Solids*, Kap. 7 (2000)
- 6 M. Dawber et al., *Rev. of Mod. Phys.*, 77 (2005)
- 7 Carleton Universitet i Canada sin hjemmeside,  
[www.physics.carleton.ca/~watson/1000\\_level/Magnetism/Gifs/Domains.png](http://www.physics.carleton.ca/~watson/1000_level/Magnetism/Gifs/Domains.png)
- 8 Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid sin hjemmeside,  
[www.icmm.csic.es/galeria/dompzt3.gif](http://www.icmm.csic.es/galeria/dompzt3.gif)
- 9 Ishibashi et al., *J. Journal of the physics society of Japan*, 63, 1031 (1994)
- 10 Tagantsev et al., *A. Physical review B*, 66, 214109 (2002)
- 11 Tagantsev et al., *A. Journal of applied physics*, vol 98, 084106, 2005
- 12 Ishibashi et al., *J. Journal of the Physical society of Japan*, 63, 1601 (1994)
- 13 D. J. Wouters et al., *J. of Applied Physics*, 100, 051603 (2006)
- 14 Sufi Zafar et al., *J. of Applied Physics*, 82, 4469 (1997)
- 15 Den private forskningsinstitusjonen IMEC sin hjemmesider,  
<http://www.imec.be/wwwinter/mediacenter/en/SR2005/html/142291.html>
- 16 Fujitsu's hjemmeside, [http://www.fujitsu.com/us/news/pr/fma\\_20060802.html](http://www.fujitsu.com/us/news/pr/fma_20060802.html)
- 17 Michael Fitsilis, Diplom ved RWTH Aachen University of Technology, *Scaling of the Ferroelectric Field Effect Transistor and Programming Concepts for Non-volatile Memory Applications* (2005)
- 18 NASA Office of Logic Designs hjemmeside, [klabs.org/richcontent/MemoryContent](http://klabs.org/richcontent/MemoryContent)
- 19 Jürgen Thomas Rickes, Diplom ved RWTH Aachen University of Technology, *Circuit Design of Gigabit-Density Ferroelectric Random-Access Memories* (2002)

- 20 H.Ishiwara, *FED Journal*, 11, Supplement (2000)
- 21 ECD ovonics sin hjemmeside, <http://www.ovonic.com>
- 22 Sang-Ouk Ryu, Doktoravhandling, *Synthesis and Characterization of Ferroelectric (1-x) SrBi2Ta2O9-xBi3TaTiO9 thin films for Non-volatile memory Applications* (1999).  
<http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-050699-154541/unrestricted/>
- 23 D. Damjanovic, *Rep. Prog. Phys.*, 61 (1998)