

Dynamisches Verhalten ferroelektrischer Kondensatoren: Modellierung und Charakterisierung

Vom Fachbereich Elektrotechnik
der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte

DISSERTATION

vorgelegt von

Eko Supriyanto, Ir., M. Eng.
aus Demak, Indonesien

Hamburg 2004

Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. H. Göbel
Univ.-Prof. Dr. rer.nat. H. Harde

Vorsitzender der
Prüfungskommission: Univ.-Prof. Dr. -Ing. K. Heuck

Tag der mündlichen Prüfung: 21.02.2005

Kurzfassung

Ferroelektrische Dünnschichten bieten durch ihre vielfältigen elektrischen Eigenschaften ein großes Potential für die Anwendung in zukünftigen nicht-flüchtigen Speichern (FeRAM: *Ferroelectric Random Access Memory*). Die ferroelektrische Speicherzelle FeRAM hat in etwa den selben Flächenbedarf wie eine DRAM (*Dynamic Random Access Memory*) –Zelle. Gleichzeitig jedoch kann die eingeschriebene Information bis zu zehn Jahre ohne Refresh gespeichert werden. FeRAM zeichnen sich im Vergleich zu Floating-Gate-Speichern durch eine geringere Versorgungsspannung, kürzere Lese- und Schreibzeiten und eine sogar im Vergleich zu MRAM (*Magnetoresistive Random Access Memory*) niedrigere Verlustleistung aus.

Um die Möglichkeiten, die ferroelektrische Dünnschichten bieten, optimal nutzen zu können, ist es unerlässlich, ein genaues dynamisches Modell ferroelektrischer Kondensatoren für den Schaltungssimulator zu besitzen. In dieser Arbeit wird das dynamische Verhalten ferroelektrischer Kondensatoren charakterisiert und modelliert, und seine mathematische Beschreibung im Schaltungssimulator umgesetzt.

Das Modell ist basierend auf der Preisach-Theorie entwickelt worden. Es geht davon aus, dass der Gesamtkristall aus einer großen Anzahl so genannter Elementardipole besteht, deren Koerzitivfeldstärken statistisch verteilt sind. Hierbei sind die Variablen der Verteilungsdichtefunktion von der Anstiegsgeschwindigkeit des Eingangssignals abhängig. Bei zeitlich schnellen Änderung der Anstiegsgeschwindigkeit des Eingangssignals lässt sich dieses Verhalten durch ein Relaxationsgesetz beschreiben. Physikalisch ist das dynamische Verhalten bzw. der Umschaltvorgang auf die Existenz von Domänen und die Domänenwandbewegung zurückzuführen.

Um die Modellparameter für einen breiten Frequenzbereich zu erhalten und das Modell zu verifizieren, wurden die QSCV (*Quasi Static Capacitance Voltage*)-, Sawyer-Tower- und Pulsmessmethode angewendet. Durch diese Methoden sind die Charakterisierung ferroelektrischer Kondensatoren für Eingangssignale mit Anstiegsgeschwindigkeiten von 0,1 V/s bis zu 800 MV/s bei Amplituden bis zu 7,5 V möglich.

Das entwickelte Modell wurde unter Berücksichtigung der Leckströme und des temperaturabhängigen Verhaltens in den Schaltungssimulator SABER implementiert. Die Mess- und Simulationsergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung der stationären und transienten Signale.

Die Simulationsergebnisse lassen des Weiteren den Schluss zu, dass das entwickelte dynamische Modell durch die messbaren Modellparameter und die kurze Rechenzeit für Entwicklung und Optimierung zukünftiger ferroelektrischer Speicher mit sehr kurzen Lese- und Schreibzeit geeignet ist.

Ich versichere, dass ich diese Dissertation selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Hamburg, den 10.10.2004

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand an der Professur für Elektronik der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg.

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich bei meinen Forschungen an der Professur unterstützt haben, insbesondere bei denen, die zum Gelingen dieser Arbeit einen Teil beigetragen haben.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. H. Göbel für die Möglichkeit bedanken, das vorliegende Thema an der Professur für Elektronik bearbeiten zu können. Durch seine ständige Bereitschaft zur aufschlussreichen Diskussion und seine Unterstützung in jeder Hinsicht trug er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit bei. In angenehmer Erinnerung wird mir vor allem sein in mich gesetztes Vertrauen bleiben, das mir einen großen Freiraum in der Bearbeitung des Themas einräumte.

Zu Dank verpflichtet bin ich ebenso Herrn Univ.-Prof. Dr. rer.nat. H. Harde für seine Bereitschaft, als Gutachter zu fungieren.

Auch bedanke ich mich bei Dr.-Ing. Marc Ullmann, Dr.-Ing. Matthias Holz, Dipl.-Ing Ronald Meixner, Dipl.-Ing. Ingo Schultz, Dipl.-Ing. Haidi Qiu, Dipl.-Ing. Henning Siemund, Michael Kracht und Michael Stein für die Durchsicht dieser Arbeit und die zahlreichen kritischen Anmerkungen sowie Hinweise.

Für die finanzielle Unterstützung und die Förderung dieses Themas bedanke ich mich beim Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD). Ebenfalls danke ich der Infineon Technologies AG für die zur Verfügung gestellten $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$ -Dünnschichten.

Inhaltsverzeichnis

Liste der verwendeten Formelzeichen

VII

1	Einleitung	1
1.1	Technische Relevanz und Stand der Entwicklung.....	1
1.2	Beschreibung bisheriger Modelle ferroelektrischer Kondensatoren.....	3
1.3	Aufbau der Arbeit.....	4
2	Grundlagen der Ferroelektrizität	5
2.1	Phänomenologie der Ferroelektrizität.....	5
2.2	Phasenübergänge.....	7
2.3	Domänen.....	9
2.4	Polarisationsumkehr.....	11
2.5	Relaxationsphänomene.....	14
2.6	Das SBT-Materialsystem.....	16
2.6.1	Kristallstruktur von SBT.....	16
2.6.2	Physikalische Eigenschaften der SBT Dünnschichten.....	17
3	Modellierung	19
3.1	Schaltungsmodell.....	19
3.2	Das statische Modell.....	22
3.2.1	Das Preisach-Diagramm.....	22
3.2.2	Mathematische Näherung der schaltenden Polarisation.....	24
3.3	Das dynamische Modell.....	30
3.3.1	Dynamische Phänomene ferroelektrischer Kondensatoren.....	30
3.3.2	Erweiterung des Preisach-Diagramms.....	34
3.3.3	Mathematische Näherung der schaltenden Polarisation.....	35
3.3.4	Relaxationsmodell.....	38
3.4	Temperaturverhalten.....	40
3.5	Leckstrom.....	41
4	Messung & Simulation	43
4.1	Messaufbau.....	43
4.2	Messschaltung für niedrige Frequenzen.....	44
4.3	Messschaltung für mittlere Frequenzen.....	46
4.4	Messschaltung für hohe Frequenzen.....	47
4.5	Parameterextraktion.....	49
4.5.1	Extraktion der Koerzitivspannung.....	49
4.5.2	Extraktion der Polarisation und der linearen Dielektrizitätszahl.....	53
4.5.3	Extraktion der Relaxationszeit der schaltenden Polarisation.....	57
4.6	Modellparameter und Implementierung in den Simulator.....	59
4.7	Vergleich von Simulation und Messung.....	61
5	Zusammenfassung	64
	Literaturverzeichnis	65

Liste der verwendeten Formelzeichen

Physikalische Konstanten

Symbol	Bedeutung	Wert
k	Boltzmannkonstante	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
q	elektrische Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$

Physikalische Größen

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	m^2
A_0	Konstante (Gl. 1.2)	1
A_1	Konstante (Gl. 1.1)	1
B_1	Konstante (Gl. 1.1)	1
C_{fe}	Ferroelektrische Kapazität	F
C_{lin}	Lineare Kapazität	F
C_{sw}	Schaltende Kapazität	F
C_{st}	Sawyer-Tower-Kapazität	F
C_{top}	Kapazität zwischen der oberen Elektrode und dem Ferroelektrikum	F
C_{bot}	Kapazität zwischen der unteren Elektrode und dem Ferroelektrikum	F
d	Dicke der ferroelektrischen Schicht	m
D	Elektrische Verschiebung	Cm^{-2}
E	Elektrische Feldstärke	Vm^{-1}
E_+, E_-	Pos. u. neg. Koerzitivfeldstärke eines Elementardipoles	Vm^{-1}
E_c	Koerzitivfeldstärke $(E_{c+} - E_{c-})/2$	Vm^{-1}
E_{c+}, E_{c-}	Positive und negative Koerzitivfeldstärke	Vm^{-1}
$E_c^{T_0}$	Koerzitivfeldstärke bei Temperatur 0 K	Vm^{-1}
f	Frequenz	Hz
G_1	Elastische Gibbs-Energie	J
G_i	Dimensionsloser Parameter Gl. 1.16	1
I	Strom	A
I_{fe}	Ferroelektrischer Strom	A
I_{le}	Leckstrom	A
I_{lin}	Linearer Strom	A
I_{sw}	Schaltender Strom	A
J	Stromdichte	Am^{-2}
K_B	Konstante (Gl. 3.32)	1
K_J	Konstante (Gl. 3.32)	1
l	Domänenbreite	m

P	Elektrische Polarisation	Cm^{-2}
P^+, P^-	Orientierung eines Elementardipoles	1
P_0	Polarisation bei Temperatur 0 K	Cm^{-2}
P_{fe}	Ferroelektrische Polarisation	Cm^{-2}
P_{lin}	Lineare Polarisation	Cm^{-2}
P_r	Remanente Polarisation	Cm^{-2}
P_s	Sättigungspolarisation	Cm^{-2}
P_{sp}	Spontane Polarisation	Cm^{-2}
P_{sw}	Schaltende Polarisation	Cm^{-2}
P_{sweff}	Effektive schaltende Polarisation	Cm^{-2}
P_a	Anfangswert der Polarisation	Cm^{-2}
P_∞	Stationärer Endzustand der Polarisation	Cm^{-2}
Q	Ladung	C
r_c	Kritischer Domänenradius	m
R	Elektrische Polarisation	Ω
R_{bot}	Widerstand der Top-Elektrode	Ω
R_{le}	Nichtlinearer Widerstand des Ferroelektrikums	Ω
R_{top}	Widerstand der Bottom-Elektrode	Ω
s	Standardabweichung der Koerzitivfeldstärke des Elementardipols in der gaußschen Normalverteilung	1
$S_+, (S_-)$	Gebiet positiv (negativ) orientierter Dipole	1
SR	Anstiegsgeschwindigkeit	V/s
T	Temperatur	K
T_C	Curie-Temperatur	K
$T_{C'}$	Von der Curie-Temperatur abhängige Größe	K
t	Zeit	s
t_{lin}	Relaxationszeit bei der linearen Polarisation	s
t_s	Schaltzeit	s
t_∞	Schaltzeitkoeffizient	s
t_r	Relaxationszeit	s
t_{fg}	Zeit für die Ausbreitung einer Domäne von der Anode bis zur Kathode	s
t_{sg}	Zeit des seitlichen Domänenwachstums	s
V	Spannung	V
V_c	Koerzitivspannung $(V_{c+} - V_{c-})/2$	V
V_{c+}, V_{c-}	Positive und negative Koerzitivspannung	V
V_{fe}	Spannung an einem ferroelektrischen Kondensator	V
V_k	Kristallvolumen	m^3
W_A	Aktivierungsenergie	J
W_E	Depolarisierungsenergie	J

W_W	Domänenwandenergie	J
ε^*	Von der Dielektrizitätszahl abhängige Konstante	1
ε_{fe}	Relative Dielektrizitätszahl des Ferroelektrikums	1
ε_{lin}	Relative lineare Dielektrizitätszahl des Ferroelektrikums	1
ε_{sw}	Relative schaltende Dielektrizitätszahl des Ferroelektrikums	1
ε_r'	Realteil der komplexen Dielektrizitätszahl	1
ε_r''	Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätszahl	1
α	Aktivierungsfeld	Vm^{-1}
σ	Parameter der arctan-Funktion	1
μ	Verteilungsdichtefunktion der Koerzitivfeldstärken	1
τ_r	Relaxationszeit bei der schaltenden Polarisation	s
δ	Dicke der Isolationsschicht	m
\mathcal{G}	Energie pro Flächeneinheit der Domänenwand	Jm^{-2}
δ	Verlustwinkel	°
v	Schallgeschwindigkeit	ms^{-1}
ω	Kreisfrequenz	Hz

1 Einleitung

1.1 Technische Relevanz und Stand der Entwicklung

Seit etwa drei Jahrzehnten sind Floating-Gate-Speicher (EEPROM und Flash) die dominierende Kategorie von nicht-flüchtigen Speichern in Bereichen vom PC bis zur Verbraucherelektronik. In den letzten Jahren jedoch haben ferroelektrische Speicher (FeRAM) mehr Forschungsaufmerksamkeit erlangt, wie zahlreiche neue Erfindungen auf diesem Gebiet zeigen. Dieses erhöhte Forschungsbestreben wird durch zwei Motive geleitet: die überlegenen Eigenschaften ferroelektrischer Speicher wie kurze Programmierzeit, Nichtflüchtigkeit und niedrige Leistungsaufnahme sowie dem Erscheinen von neuen Anwendungen wie kontaktlosen intelligenten Karten, digitalen Kameras und Mobiltelefonen.

Die ferroelektrische Speicherzelle hat in etwa denselben Flächenbedarf und vergleichbare Lese- und Schreibeigenschaften wie eine DRAM-Zelle. Gleichzeitig jedoch kann die eingeschriebene Information bis zu zehn Jahre ohne Refresh gespeichert werden. Im Vergleich mit Floating-Gate-Speichern zeichnen sich FeRAM vor allem durch geringere Versorgungsspannung und kürzere Schreibzeiten aus. FeRAM haben sogar eine niedrigere Verlustleistung als die neu entwickelte Speicher-Technologie MRAM (*Magnetoresistive Random Access Memory*) (Tabelle 1.1).

Tabelle 1.1: Vergleich ferroelektrischer Speicher (FeRAM) mit anderen Speichertechnologien [1, 2]

Speicher	FeRAM	EEPROM	Flash Speicher	SRAM	DRAM	MRAM
Lesezyklen	10^{12} - 10^{15}	$>10^{15}$	$>10^{15}$	$>10^{15}$	$>10^{15}$	$>10^{15}$
Schreibzyklen	10^{12} - 10^{15}	10^4 - 10^6	10^5 - 10^6	$>10^{15}$	$>10^{15}$	$>10^{15}$
Schreibspannung (V)	0,8-5	12-18	10-18	0,8-5	2,5-5	3 - 5
Schreibzeit	~ns	1-10ms	1 μ s-1ms	~ns	~ns	~ns
Zugriffszeit (ns)	40-70	40-70	40-70	6-70	10-70	40-70
Schreibenergie (pJ)	1	1	10 – 200	1100	10-200	10-200
Zellfläche ($f^2 = 0,125 \mu\text{m}^2$)	9-13 f^2	~40 f^2	8-12 f^2	~90 f^2	8 f^2	4 f^2
Datenhaltung (Jahre)	> 10	> 10	> 10	0	0	> 10

f = Minimale Strukturabmessung

Im Unterschied zu einem herkömmlichen DRAM weist das Dielektrikum des Speicherkondensators beim FeRAM ferroelektrische Eigenschaften auf. Unter dem ferroelektrischen Effekt versteht man die als Remanenz bezeichnete Fähigkeit eines Materials, einen elektrischen Polarisationszustand zu speichern, ohne dass ein externes elektrisches Feld anliegt. Eine Gruppe der ferroelektrischen Materialien, die seit einem Jahrzehnt benutzt werden, ist bekannt als Perowskit. Ein vielfach verwendetes Material in dieser Gruppe ist Blei-Zirkonium-Titanat (PZT) mit der Summenformel $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$. Eine andere vor kurzem entwickelte Gruppe ferroelektrischer Materialien ist bekannt als geschichteter Perowskit, bei dem sich Oxidschichten und Perowskitschichten in einer Gitterstruktur abwechseln. Ein Beispiel aus dieser Gruppe mit Wismutoxidschichten ist Strontium-Wismut-Tantalat (SBT) mit der Summenformel $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$. Verglichen mit PZT verspricht SBT bessere Ausdauereigenschaften wie Fatigue (Ermüdung, d.h. eine stufenweise Verminderung der Kondensatoraufladung bei wiederholtem Durchlaufen von Lade- und Entladezyklen) und

Imprint (die Tendenz eines ferroelektrischen Kondensators, einen Zustand zu bevorzugen, wenn er in diesem Zustand während eines langen Zeitraumes bleibt). Vor kurzem ist ein neues ferroelektrisches Material, Wismut-Lanthan-Titanat (BLT), für FeRAM-Anwendungen erforscht worden. In Tabelle 1.2 werden einige wichtige Eigenschaften von PZT, SBT, BT und BLT denen des Dielektrikums BST gegenübergestellt.

Tabelle 1.2: Elektrische und physikalische Eigenschaften einiger ferroelektrischer Materialien

Material	PZT	SBT	BT	BLT	BST
Bandabstand E_g (eV)	3,4±0,1 [3]	4,0±0,1 [3]	3,9 [4]	3,25 [5]	3,2±0,1 [3]
Elektronenaffinität χ (eV)	3,5±0,2 [3]	3,4±0,2 [3]	2,52 [4]	-	4,1±0,2 [3]
Sättigungspolarisation P_s ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	32-45 [6]	5,8 [7]	7 [6] 26 [7]	-	Para-elektrisch
Remanente Polarisation P_r ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	21-35 [6]	5-6 [8]	5 [6]	16-20 [9]	Para-elektrisch
Dielektrizitätskonstante ϵ_r	>1000 [8]	250 [10]	200-300 [11]	310 [3]	800 [11]
Koerzitivfeldstärke E_c (kV/cm)	35-150 [6]	35[10]	15[6]	116 [2]	Para-elektrisch
Curie-Temperature T_c (°C)	260-410 [6]	335 [7]	135[7]	400 [9]	-50 [12]
Resistenz gegen Ermüdung	Schlecht [9]	gut [9]	-	gut [9]	-
Leckstrom bei 5 V (A/cm^2)	10^{-7} [9]	10^{-9} [9]	$4 \cdot 10^{-8}$ [13]	10^{-7} [9]	10^{-8} [14]
Verarbeitungstemperatur (°C)	500-600 [9]	750-850 [9]	700-1300 [15]	650-700 [9]	700 – 800 [4]

PZT ($\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$) = Blei Zirkonat Titanat
 BST ($(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$) = Barium Strontium Titanat
 SBT ($\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$) = Strontium Wismut Tantalat
 BT (BaTiO_3) = Barium Titanat
 BLT($\text{Bi}_{3,25}\text{La}_{0,75}\text{Ti}_3\text{O}_{12}$) = Wismut Lanthan Titanat

Zwei häufig in kommerziellen Anwendungen eingesetzte Materialien sind PZT und SBT. Dabei zeichnet sich PZT durch eine niedrige Verarbeitungstemperatur und hohe remanente Polarisation aus. Das auf Blei basierende ferroelektrische Material zeigt jedoch Probleme mit Fatigue und Umweltsicherheit. Das geschichtete Perowskit-Material SBT ist wegen seiner guten Ermüdungs-, Retention- und elektrischer Eigenschaften (seiner kleinen Leckströme) ein vielversprechendes Material für Speicheranwendungen. Die bedeutendsten Einschränkungen für die Anwendung von SBT sind jedoch die niedrige remanente Polarisation und die hohe Verarbeitungstemperatur, die die direkte Integration in einen CMOS-Prozess äußerst schwierig machen.

FeRAM (4 kb, 16 kb, 64 kb, 256 kb und 8 Mb) basierend auf PZT Materialien sind inzwischen im Handel erhältlich und konkurrieren mit EEPROM und SRAM. Größere FeRAM Chips mit höherer Dichte (> 64 Mb) sind noch in der Entwicklung [siehe Tabelle

1.3]. Die Bestrebungen gehen dahin, ferroelektrische Speicher mit höherer Dichte, schnellerer Lese-/Schreibzeit und höherer Zuverlässigkeit zu entwickeln.

Tabelle 1.3: Entwicklung der kommerziellen FeRAM-Produktion

Unternehmen	Jahr	Material	Kapazität	Zugriffszeit	Zellstruktur	Betriebsspannung	Prozesstechnologie	Zellfläche
Ramtron	1993	PZT	4 kb	-	-	-	1 μm	-
Ramtron	1996	PZT	16 kb	-	-	-	1 μm	-
Ramtron	1998	PZT	64 kb	-	-	-	1 μm	-
Ramtron	1999	PZT	256 kb	-	-	-	0,5 μm	-
Ramtron	2002	PZT	256 kb	70 ns	1T 1C	3 V	0,35 μm	-
ROHM	1996	PZT	16 kb	-	-	5V	-	-
Samsung	1996	PZT	64 kb	-	-	-	-	-
Samsung	1999	PZT	4 Mb	75 ns	-	3,3 V	-	-
Samsung	2003	PZT	32 Mb	80 ns	-	3 V	-	0,94 μm^2
Infineon & Toshiba	2001	PZT	8 Mb	80 ns	1T 1C	3 V	-	-
Infineon & Toshiba	2003	PZT	32 Mb	50 ns	1T 1C	2,5 V	0,2 μm	-
Fujitsu	2001	PZT	64 kb	-	-	-	0,35 μm	-
Texas Instruments	2003	PZT	64 Mb	30 ns	1T 1C	1,3 V	0,13 μm	0,54 μm^2

Zurzeit konzentriert sich die Forschung auf dem Gebiet der ferroelektrischen Speicher auf drei Bereiche: Technologie, Modellierung und Schaltungsentwurf. Im Technologiebereich werden neue Materialien und neue Prozesstechnologien gesucht. Um die Möglichkeiten, die ferroelektrische Materialien bieten, optimal nutzen zu können, ist es unerlässlich, genaue Modelle für die Schaltungssimulation zu besitzen. Tatsächlich verfügen die besten Modelle, die momentan in der Speichersimulation für diese Technologie verwendet werden, entweder nur über statische oder eingeschränkte dynamische Betriebsbereiche. Ziel dieser Arbeit ist daher, ein zeit- und temperaturabhängiges Modell ferroelektrischer Kondensatoren für die Schaltungssimulation zu realisieren.

1.2 Bisherige Modelle ferroelektrischer Kondensatoren

Ein Modell zur Beschreibung der Hysterese magnetischer Materialien wurde bereits von James Alfred Ewing (1855-1935) entwickelt. Er nahm an, dass die magnetischen Dipole, dargestellt mit den magnetischen Momenten, entsprechend der Interaktion zwischen den magnetischen Momenten und dem externen Feld sowie zwischen benachbarten Dipolen frei gedreht werden können. Die Studien von Ewing wurden von einigen Forschern weitergeführt und führten schließlich zu dem Modell von Preisach (F. Preisach, 1905-1943). Auf den Studien von Preisach und von Everett 1952-1955 wurde ein mathematisches Modell für die Hysterese, das auf einem statistischen Ansatz basiert, von M.A. Krasnoselskii und A.V. Pokrovskii 1983 realisiert. Infolgedessen ist ein neues mathematisches Werkzeug zur Beschreibung von Hysteresen entwickelt worden [86].

Das traditionelle Preisach-Modell nimmt an, dass das ferromagnetische Material aus vielen elementaren, aufeinander einwirkenden Domänen besteht, und jede von ihnen durch rechteckige elementare Hystereseschleifen mit zwei statistisch verteilten Parametern, die positive Koerzitivfeldstärke E_{c+} und die negative Koerzitivfeldstärke E_{c-} , dargestellt werden kann [16]. Basierend auf der Preisach Theorie hat Ullmann [17] ein statisches Kompaktmodell für ferroelektrische Kondensatoren mit Hilfe einer zweidimensionalen Arcustangensfunktion entwickelt. Ein zeitabhängiges Modell der ferroelektrischen Kapazität basierend auf der Preisach Theorie [18] wurde ebenfalls vorgeschlagen. In diesem Modell wird eine effektive Spannung aus der angelegten Spannung berechnet. Zur Berechnung der effektiven Spannung wird mit der frequenzabhängigen Schaltzeit der Dipole ein einfaches Relaxationsgesetz formuliert. Dieses Modell gilt für Frequenzen von ca. 1 Hz bis etwa 3 MHz.

Basierend auf der Theorie von Fatuzzo und Merz [19] hat Kulkarni [20] ein Schaltungsmodell zur Beschreibung des transienten Verhaltens ferroelektrischer Kondensatoren entwickelt. Die Ersatzschaltung besteht aus einer Stromquelle, einem linearen Kondensator und einem Bulkwiderstand. Ein anderes Modell wurde von Sheikholeslami [21] für ferroelektrische Kondensatoren entwickelt. Er nimmt an, dass die Zunahme der Ladung nur eine Funktion der angelegten Spannung und des Anfangszustandes des Kondensators ist und nicht eine Funktion der Zeit. Das Modell wurde mit zwei nichtlinearen Kondensatoren realisiert und in den Schaltungssimulator HPSICE implementiert.

Wegen der Beschränkung der bisher entwickelten Modelle auf die Beschreibung des statischen Verhaltens oder eines nur eingeschränkten Frequenzbereiches, ist ein neues Modell, das einen breiten Operationsbereich mit hoher Genauigkeit hat, erforderlich. In dieser Arbeit wird daher das von Ullmann entwickelte statische Modell auf dynamische Vorgänge erweitert, sodass sowohl DC als auch transiente Signale bis etwa 800 MV/s richtig beschrieben werden.

1.3 Aufbau der Arbeit

Die Arbeit ist in fünf Kapitel gegliedert. Zunächst wird die Theorie der Ferroelektrika und des dynamischen Schaltverhaltens in Kapitel 2 dargestellt. Dieses Kapitel erläutert Konzepte, die für die Modellentwicklung ferroelektrischer Kondensatoren wichtig sind, und bildet die Grundlage für die anderen Kapitel der Arbeit. Als Material mit hoher Ermüdungsresistenz und guten elektrischen Eigenschaften wird SBT ebenfalls in diesem Kapitel als ein Beispiel für die Modellentwicklung diskutiert. In Kapitel 3 wird das Modell des ferroelektrischen Kondensators einschließlich Zeit- und Temperaturverhalten beschrieben. Um ein zeitabhängiges Modell zu erhalten, ist die Modifizierung des Preisach-Diagramms erforderlich. Dazu wird eine anstiegsgeschwindigkeitsabhängige Verteilungsfunktion in das Modell eingefügt und die Relaxation der Polarisierung mit Hilfe einer Differentialgleichung 1. Ordnung beschrieben. Die experimentellen Messverfahren zur Extraktion der Modellparameter ferroelektrischer Kondensatoren (*Quasi Static Capacitance Voltage* (QSCV), Sawyer-Tower und Pulsessmethode) werden in Kapitel 4 vorgestellt. Die Messdaten und der Vergleich zwischen Messung und Simulationsergebnissen werden ebenfalls in diesem Kapitel präsentiert. Kapitel 5 fasst schließlich die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Entwicklungen im Bereich der Forschung an ferroelektrischen Materialien.

2 Grundlagen der Ferroelektrizität

Im folgenden Kapitel wird die Phänomenologie der Ferroelektrizität dargestellt. Da die Theorie der Phasenübergänge zum Verständnis des Temperaturverhaltens der Ferroelektrika unerlässlich ist, folgt eine kurze Einführung hierzu. Die ferroelektrischen Domänen und deren Bildung sind für das Schaltverhalten der Dipole von großer Wichtigkeit und bilden die Grundlage zur Entwicklung eines dynamischen Modells ferroelektrischer Kondensatoren. Relaxationen und Gleichstromleitfähigkeit als physikalische Prozesse, die für den Einsatz ferroelektrischer Dünnschichten in Halbleiterspeichern von großer Bedeutung sind, werden ebenfalls kurz erläutert. Den Abschluss des Kapitels bildet eine kurze Übersicht über das ferroelektrische Material, Strontium-Wismut-Tantalat, welches in dieser Arbeit untersucht wurde.

2.1 Phänomenologie der Ferroelektrizität

Die Entdeckung von Anomalien im dielektrischen Verhalten von Rochelle-Salz und deren Zuordnung zu „Curie-Punkten“ 1921 durch J. Valasek führte zur Entstehung des Begriffs „Rochelle-Elektrizität“. Aufgrund der Ähnlichkeit zum Ferromagnetismus wurde für dieses dielektrische Phänomen später der Name „Ferro-Elektrizität“ geprägt. Heute ist eine Vielzahl ferroelektrischer Materialien bekannt. Aufgrund der elektrischen Manipulierbarkeit ihrer optischen und elektrischen Eigenschaften werden Ferroelektrika in einem breiten Spektrum von Anwendungen eingesetzt, z.B. im Bereich neuer Speichertechnologien, im Bereich nichtlinearer Optik, und im Bereich pyroelektrischer und Ultraschallsensoren.

Ferroelektrische Materialien (Ferroelektrika) sind polare Kristalle, deren Polarisation durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes invertiert werden kann. In solchen Kristallen kann ebenfalls ohne ein äußeres elektrisches Feld E eine elektrische Polarisation P existieren, man spricht in diesem Fall von einer spontanen Polarisation P_{sp} . Ferroelektrika gehören zur Gruppe der Pyroelektrika, da die Polarisation sich im Allgemeinen mit der Temperatur T ändert.

Unabhängig von der 1937 von Landau entwickelten phänomenologischen Theorie zur Beschreibung von kontinuierlichen Phasenübergängen [22], wurde von Devonshire 1949 eine thermodynamische Beschreibung explizit für ferroelektrische Übergänge angegeben [23]. In der so genannten Landau-Devonshire Theorie der ferroelektrischen Phasenübergänge wird angenommen, dass sich die elastische Gibbs-Energie G_1 eines ferroelektrischen Systems in der Nähe des Übergangs nach dem makroskopischen Ordnungsparameter P „Polarisation“ in eine Potenzreihe

$$G_1(P, T, E) = c + A_1(T)(P(T, E))^2 + B_1(P(T, E))^4 \quad (1.1)$$

entwickeln lässt. Dabei bezeichnet P die Polarisation, T die Temperatur, E das elektrische Feld und c eine Konstante. Zur Sicherung der Existenz eines globalen Minimums des Potentials muss B_1 positiv sein. Dieser Koeffizient wird als temperaturunabhängig angenommen. Der Koeffizient A_1 wird in eine Potenzreihe nach T entwickelt:

$$A_1 = A_1(T) = A_0(T - T_C), \quad (1.2)$$

wobei T_C die Curie-Temperatur und A_0 eine Konstante ist. Das Verhalten der thermodynamischen elastischen Gibbs-Energie G_1 für verschiedene Temperaturen ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

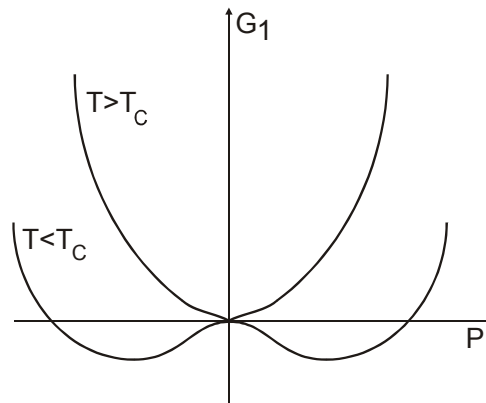


Abbildung 1.1 Verhalten der thermodynamischen elastischen Gibbs-Energie G_1 für verschiedene Temperaturen.

Eine Minimierung der elastischen Gibbs-Energie bezüglich des Ordnungsparameters führt (unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung) schließlich auf

$$P(T) = P_0 \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{1/2} \quad \text{für } T \leq T_C, \quad (1.3)$$

wobei P_0 eine Konstante ist.

Die temperaturabhängige Polarisation P ist gemäß Gl. 1.3 in Abbildung 1.2 gezeigt.

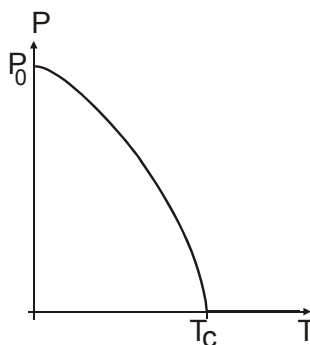


Abbildung 1.2 Temperaturabhängigkeit der Polarisation P

Leitet man die elastische Gibbs-Energie bei konstanter Temperatur nach P ab, erhält man die Gleichung:

$$\frac{\partial G_1}{\partial P} = E = 2A_0(T - T_C)P + 4B_1P^3. \quad (1.4)$$

Aus Gleichung 1.4 kann die ferroelektrische Polarisation als Funktion des elektrischen Feldes für verschiedene Temperaturen angegeben werden (Abbildung 1.3). Unterhalb T_c enthält die Kurve eine Region negativer Permittivität (gestrichelt gezeichnet), welche dem instabilen Zustand entspricht, und Regionen (gepunktet gezeichnet), welche dem metastabilen Zustand entsprechen.

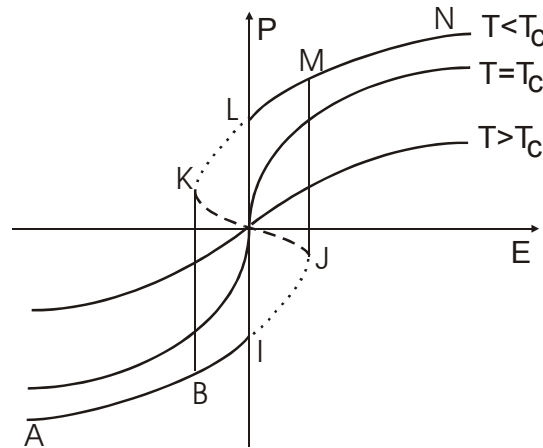


Abbildung 1.3 Qualitative Darstellung der dielektrischen Gleichung nahe T_c . Die gestrichelte Kurve zeigt instabile Regionen ($dE/dP)_T < 0$). Die gepunktete Linie zeigt den metastabilen Bereich.

Wenn das System auf Gleichgewichtszustände eingeschränkt wird, erwarten wir Sprünge von J zu M und von K zu B, während das Feld E angehoben oder gesenkt wird. Daraus lässt sich eine Hystereseschleife BIJMLK und eine Koerzitivfeldstärke $E_C = \frac{1}{2}(E_J - E_B)$ definieren.

2.2 Phasenübergänge

Die spontane Polarisation der Ferroelektrika ist stark temperaturabhängig. Obwohl aufgrund der Verschiedenheit der Ferroelektrika noch keine universelle quantitative Beschreibung der ferroelektrischen Umwandlung existiert, lässt sich das Temperaturverhalten der typischen Kenngrößen gut am Beispiel von Barium Titanat (BaTiO_3) nachzeichnen. BaTiO_3 zeigt eine Perowskitstruktur in kubischer Form für Temperaturen höher als 110°C und in tetragonal, orthorhombischer und rhomboedrischer Form für $T < 110^\circ\text{C}$ (s. Abbildung 1.4).

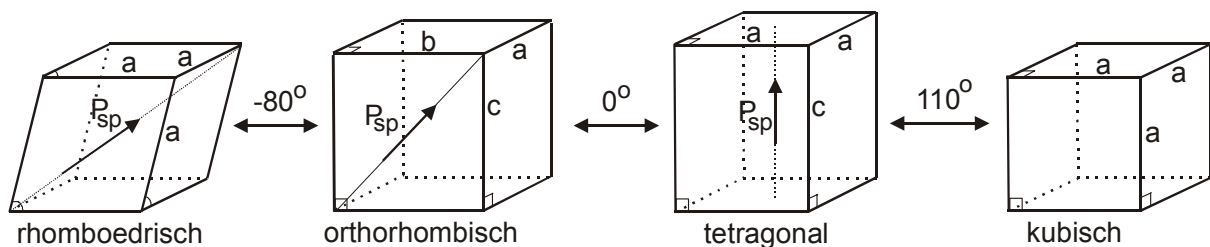


Abbildung 1.4: Kubische, tetragonale, orthorhombische und rhomboedrische Formen der Perowskitstruktur und annähernde Übergangstemperaturen von BaTiO_3 [24].

In Analogie zu den Bezeichnungen des Ferromagnetismus bezeichnet man die unpolare Phase ($T > 110^\circ\text{C}$) als paraelektrische Phase und die Temperatur des Phasenübergangs als Curie-

Temperatur $T_c (=110^\circ C)$. Unterhalb der Curie-Temperatur kann es noch weitere Übergangstemperaturen geben, bei deren Unterschreitung der Kristall jeweils in eine andere Phase übergeht, was sich in einer veränderten Kristallstruktur und somit veränderter Richtung und Stärke der spontanen Polarisation manifestiert. In Abbildung 1.5 ist die spontane Polarisation P_{sp} als Funktion der Temperatur dargestellt.

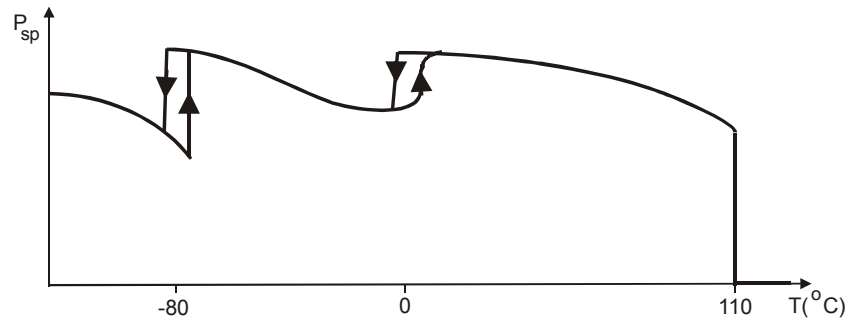


Abbildung 1.5: Spontane Polarisation P_{sp} von BaTiO_3 als Funktion der Temperatur (aus [24]).

Der Wert der spontanen Polarisation P_{sp} geht gegen den Wert null, der bei der Curie-Temperatur erreicht wird. Die unterschiedliche spontane Polarisation in den verschiedenen Phasen hängt mit Veränderungen der Kristallstruktur zusammen (s. Abbildung 1.4). In der unpolaren Phase ($T > T_c$) besitzt der Kristall kubische Symmetrie, d.h. das Zentralion befindet sich im Symmetriezentrum der Anionenzelle (Abbildung 1.6).

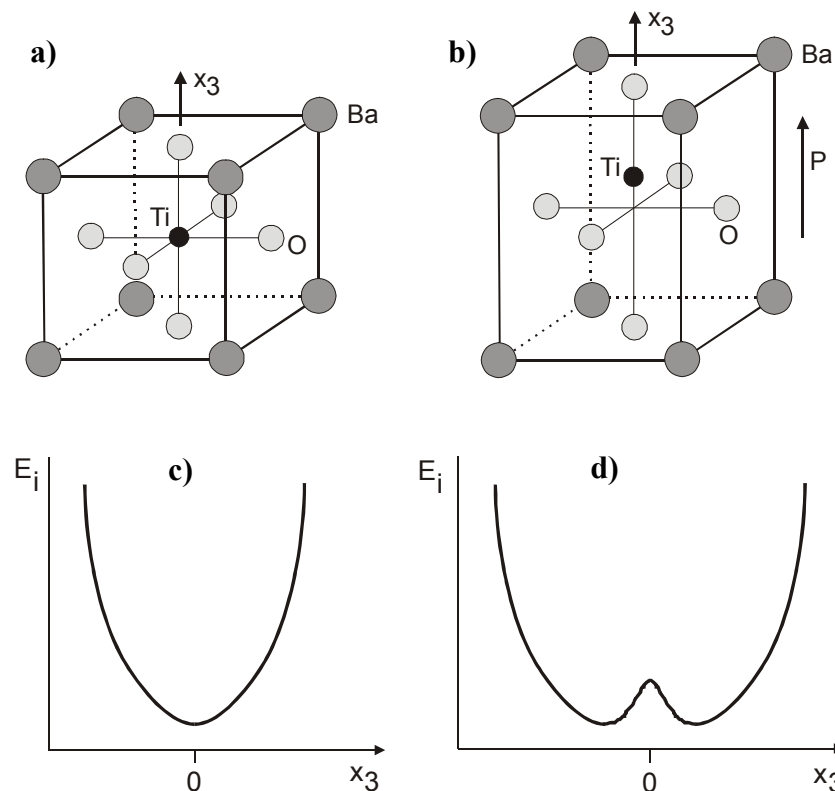


Abbildung 1.6: Perowskitstruktur von BaTiO_3 a) in der kubischen Phase und b) in der tetragonalen Phase. Innere Energie E_i als Funktion der Ti-Position entlang der x_3 -Achse c) in der paraelektrischen Phase und d) in der ferroelektrischen Phase.

In dieser Phase besitzt der Kristall weder eine polare Achse noch ein Dipolmoment. Mit sinkender Temperatur durchläuft der Kristall die ferroelektrischen Phasen: tetragonal mit spontaner Polarisation parallel zur Würfelkante, orthorhombisch mit spontaner Polarisation parallel zur Flächendiagonalen und rhomboedrisch mit spontaner Polarisation parallel zur Raumdiagonalen. Die Energieprofile für die paraelektrische und ferroelektrische Phasen werden in Abbildung 1.6.c und 1.6.d gezeigt. Für die Hochtemperaturphase hat die innere Energie ein einziges Minimum, wohingegen sie ein W-Profil für die tetragonale Struktur darstellt. Das Minimum entspricht den Gleichgewichtpositionen der Ti-Ionen über und unterhalb der Zellenmitte. Wenn genügende elektrostatische oder elastische Energie zur Verfügung gestellt wird, um das Ion über das instabile Gleichgewicht zu verschieben, wird eine Dipolumkehr produziert.

2.3 Domänen

In der Landau-Theorie wird angenommen, dass der Kristall in der ferroelektrischen Phase vollständig in einer der möglichen Richtungen polarisiert ist. Tatsächlich spaltet der Kristall jedoch in Domänen auf. Domänen sind homogen polarisierte Gebiete innerhalb des Kristalls. Sie unterscheiden sich in der Richtung der spontanen Polarisation und sind durch Bereiche getrennt, in denen sich die Polarisation kontinuierlich ändert. Diese Bereiche werden Domänenwände genannt. Die Geometrie, Größe und Lagebeziehungen der Domänen und der Domänenwände wird als Domänenstruktur bezeichnet.

Eine Ursache für das Aufspalten in Domänen ist die Existenz depolarisierender Felder. Die an der Oberfläche eines eindomänigen Kristalls entstehenden Ladungen würden zu starken elektrischen Feldern führen. Durch die Aufspaltung in Domänen kann die Stärke dieses energetisch ungünstigen Feldes vermindert werden. Jedoch kostet die Bildung von Domänenwänden oft ebenfalls Energie, so dass im einfachsten Fall die Domänenstruktur durch das Gleichgewicht zwischen der Wandenergie und Energie des depolarisierenden Feldes bedingt ist.

Die statische Domänenstruktur ist durch die Minimierung der gesamten Gibbs-Energie des Kristalls, einschließlich der Depolarisierungsenergie und der Domänenwandenergie, zu bestimmen [25]. Sie ist dann gemäß Gl. 1.1 durch

$$G_1(P, T, E) = c + A_1 P^2 + B_1 P^4 + W_W + W_E \quad (1.5)$$

beschrieben.

Dabei ist W_W die Domänenwandenergie und W_E die Depolarisierungsenergie.

Für einfache periodische Domänenstruktur, wie in Abbildung 1.7 gezeigt, ist W_E durch

$$W_E = \frac{\varepsilon^* l P^2 V_k}{d} \quad (1.6)$$

gegeben [26]. Dabei ist l die Domänenbreite, d die Kristalldicke, V_k das Kristallvolumen und ε^* eine von der Dielektrizitätszahl abhängige Konstante.

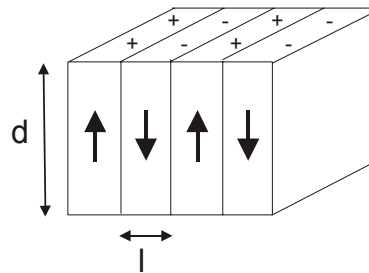


Abbildung 1.7 Skizze eines periodischen Domänenstrukturmodells.

Die Domänenwandenergie einer solchen Struktur ist durch

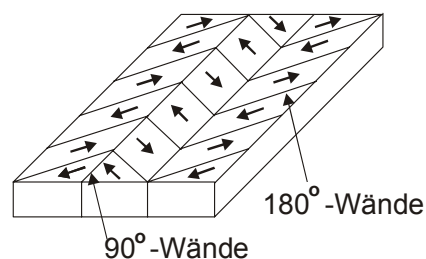
$$W_W = \frac{\mathcal{G}}{l} V_k \quad (1.7)$$

gegeben, wobei \mathcal{G} die Energie pro Flächeneinheit der Domänenwand ist.

Die Minimierung der Energie $W_W + W_E$ (Gl. 1.6 und 1.7) ergibt den Gleichgewichtswert der Domänenbreite:

$$l = \left(\frac{\mathcal{G}d}{\varepsilon^* P^2} \right)^{1/2}. \quad (1.8)$$

Der Prozess der Domänenbildung geht so weit, bis die Energie zur Bildung neuer Domänenwände größer wird als die daraus entstehende Verringerung der Energie des depolarisierenden Feldes. Dadurch, dass es sechs gleichberechtigte Polarisationsrichtungen gibt, existieren verschiedene Arten von Domänenwänden: Wenn sich die Richtung der spontanen Polarisation um 180° ändert, spricht man von 180° -Wänden, wenn sie sich um 90° ändert von 90° -Wänden (Abb. 1.8).

Abbildung 1.8: 90° - und 180° -Domänenwände.

2.4 Polarisationsumkehr

Die Primäreigenschaft, die Ferroelektrika von anderen pyroelektrischen Materialien unterscheidet, ist, dass die spontane Polarisation durch ein äußeres elektrisches Feld umgekehrt werden kann. Die erste Demonstration der Polarisationsumkehr eines ferroelektrischen Materials gelang Valasek 1920 mit Rochelle Salz ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) [27]. Eine typische Hysteresekurve ist in Abbildung 1.9 gezeigt.

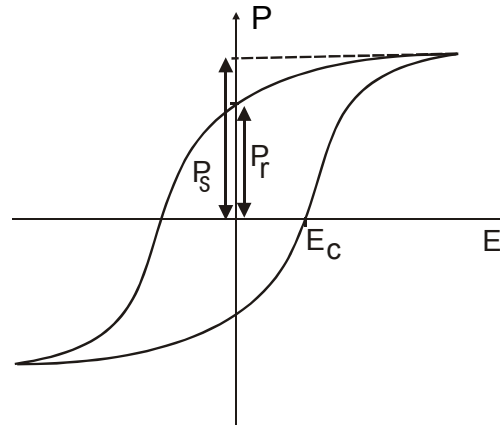


Abbildung 1.9 Eine Hystereseschleife, die das Koerzitivfeld E_c , die Sättigungspolarisation P_s und die remanente Polarisation P_r veranschaulicht.

Prinzipiell ist die spontane Polarisation dem Sättigungswert P_s der elektrischen Verschiebung D gleich, da $\epsilon_0 E$ normalerweise einen unwesentlichen Beitrag zu D gibt. Die remanente Polarisation P_r bezeichnet die Polarisation, die auf der ferroelektrischen Kapazität gespeichert bleibt, wenn das externe Feld nach Erreichen der Sättigung auf null zurück geführt wird. Die Koerzitivfeldstärke ist die Feldstärke, bei der die Polarisation den Wert null erreicht. Sie ist eine Funktion der Frequenz des angelegten elektrischen Feldes. Die Form der Schleife hängt infolgedessen von der Schaltzeit des angelegten Feldes ab.

Der erste Versuch zur Bestimmung der Zeit- und Feldabhängigkeit von der Polarisationsumkehr ist von Merz (1954) an BaTiO_3 durchgeführt worden. Er benutzte eine sich sprunghaft ändernde Feldstärke (Abbildung 1.10) als angelegtes Feld und maß den Strom als Funktion der Zeit (s. Abbildung 1.11).

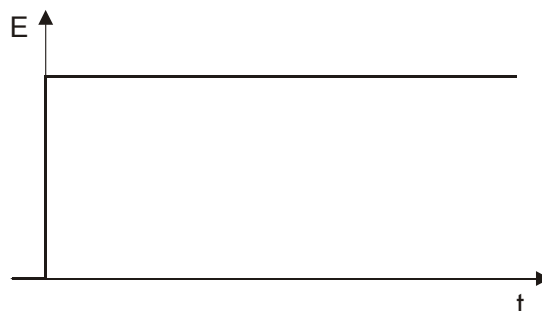


Abbildung 1.10: Zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke zur Bestimmung der Stromantwort.

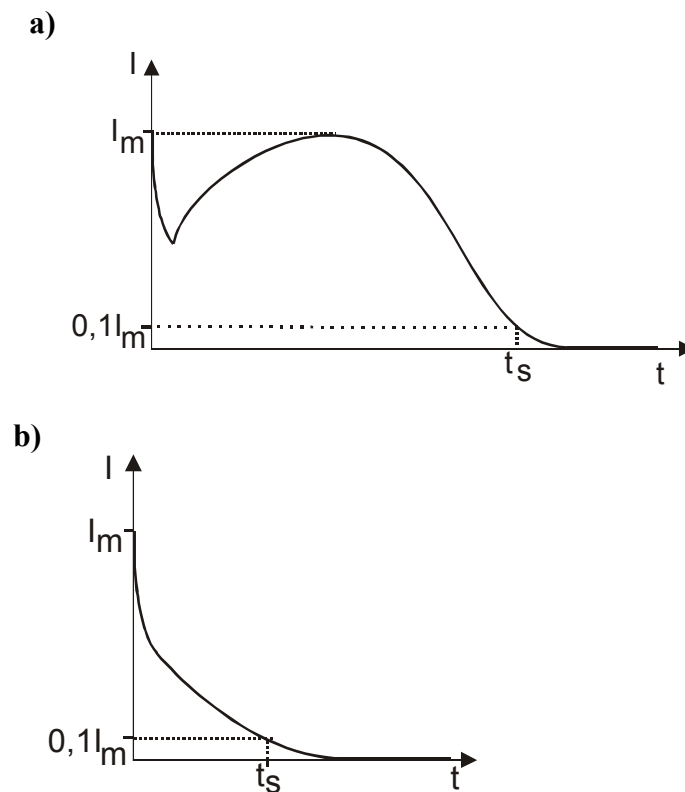


Abbildung 1.11: Stromantwort für den Kristall BaTiO₃ bei angelegtem Feld gemäß Abb. 1.10: a) Feldrichtung antiparallel zu Polarisation und b) Feldrichtung parallel zu Polarisation.

Die Schaltzeit t_s ist als die Zeit definiert, in der das Stromsignal oberhalb 10% des maximalen Stromes I_m liegt (s. Abbildung 1.11). Für niedrige Felder (1 bis etwa 15 kV/cm) folgt die Schaltzeit einem exponentiellen Gesetz [28]:

$$t_s \propto \exp(\alpha / E), \quad (1.9)$$

wohingegen für höhere Felder (bis etwa 100 kV/cm) die Beziehung

$$t_s \propto E^{-n} \quad (1.10)$$

gilt. Dabei ist $n = 1,5$ für BaTiO₃ und α die Aktivierungsfeldstärke, welche durch

$$\alpha \propto P_s^3 / T \quad (1.11)$$

beschrieben wird [29].

Das Schaltverhalten wird weiterhin von den Elektroden [30], der Kristalloberfläche [31], der elektrischen Leitfähigkeit [32], der Geometrie der Domänen [33] sowie der Anwesenheit von Defekten [25] beeinflusst.

Polarisationsumkehr kann entweder durch das Wachstum der vorhandenen Domänen antiparallel zum angelegten Feld (Wandbewegung) oder durch die Nukleation und das

Wachstum der neuen antiparallelen Domänen stattfinden. Abbildung 1.12 zeigt ein Beispiel für die Polarisationsumkehr in ferroelektrischen Dünnschichten. Am Anfang des Umpolarisierungsprozesses ist der gesamte Kristall uniform in eine Richtung polarisiert, z.B. in der negativen Polarisation. Domänenkeime mit umgekehrter Polarisation bilden sich vor allem an den Oberflächen und wachsen zunächst vorwärts als Nadeln durch den Kristall. Danach wachsen sie zusätzlich seitwärts und vereinigen sich schließlich mit den anderen Domänen, so dass der Kristall schließlich uniform in die andere Richtung polarisiert.

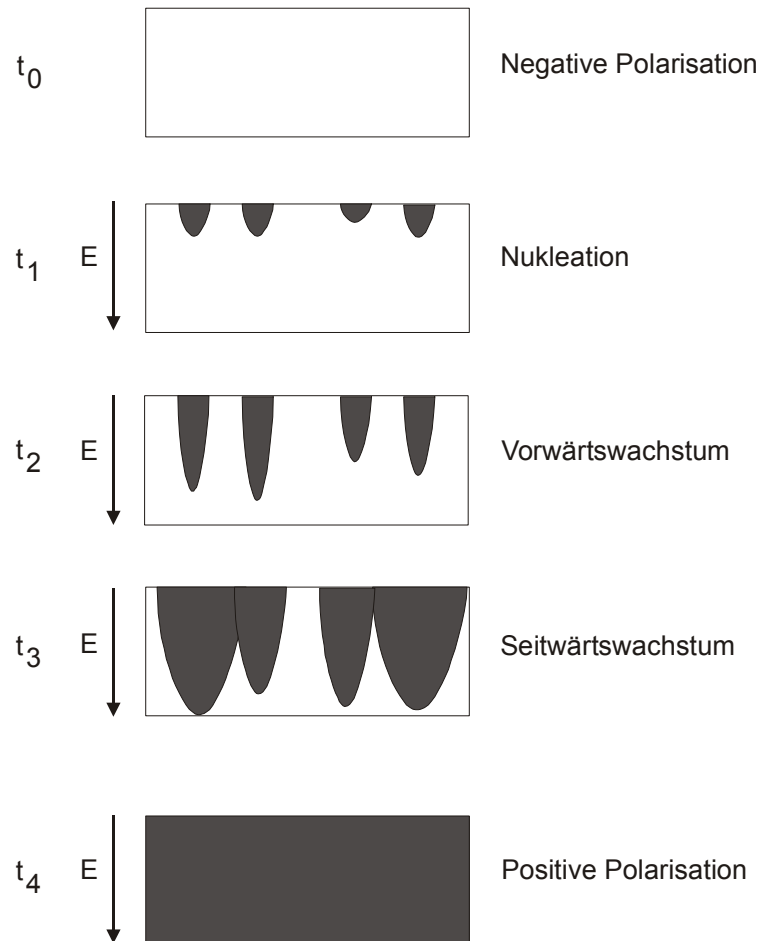


Abbildung 1.12: Schematisches Diagramm der Polarisationsumkehr in ferroelektrischen Filmen

Die Nukleationszeit, d.h. die Zeit, die eine Domäne braucht, um bei Umkehr der Polarisation sich bis zur kritischen Größe auszubreiten, beträgt bei so genannten Oxidferroelektrika ungefähr 1 ns. Die kritische Größe, in der die Domänen sehr schnell wachsen, liegt etwa bei 1 bis 10 nm. Nach der Nukleation dehnen sich die Domänen schnell in einer nadelartigen Geometrie aus. Die Zeit für die Ausbreitung einer Domäne von der Anode bis zur Kathode, t_{fg} , in einem Kondensator kann mit

$$t_{fg} = \frac{d}{v}, \quad (1.12)$$

geschätzt werden, wobei v die Schallgeschwindigkeit und d die Filmdicke ist. Berücksichtigt man die Dimensionen der Domäne, so benötigt sie mindestens 1 ns für ihre Ausbreitung, plus zusätzlich mindestens 1 ns für die Nukleation.

Die Zeit des seitlichen Wachstums, t_{sg} , kann einige ns bis μ s sein und ändert sich mit dem angelegten Feld nach der Beziehung [3]

$$t_{sg} \sim E^{-3/2}. \quad (1.13)$$

Die relativen Werte der Nukleationszeit, der Vorwärtswachstumszeit und der seitlichen Wachstumszeit unterscheiden sich in den unterschiedlichen ferroelektrischen Materialien.

Ein populäres theoretisches Modell für Domänenschaltzeiten [28], nimmt an, dass es drei Grundparameter gibt, nämlich die Nukleationszeit, die Vorwärtswachstumszeit und die seitliche Wachstumszeit. In dieser Theorie ist der Strom bei Anlegen des in Abbildung 1.10 gezeigten Feldes durch

$$i(t) \sim \left[\frac{t}{t_r} - 1 - \exp\left(-\frac{t}{t_r}\right) \right] \exp\left\{ -G_i \left[1 - \frac{t}{t_r} - \frac{t^2}{2t_r^2} - \exp\left(-\frac{t}{t_r}\right) \right] \right\} \quad (1.14)$$

gegeben, wobei t_r die Relaxationszeit bei Domänenbewegung ist und G_i ein dimensionsloser Parameter ist, der auf die kritische Domänennukleationsgröße bezogen wird. In KNO_3 Dünnschicht mit $P_s = 15 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ und kritischem Domänenradius $r_c = 1 \text{ nm}$ ist die Relaxationszeit $t_r = 120 \text{ ns}$ und $G_i = 10,5$.

Die Relaxationszeit ist ein wichtiger messbarer Parameter, der in dieser Arbeit untersucht und im Modell implementiert worden ist. Die Relaxationsphänomene in ferroelektrischen Dünnschichten werden in dem nächsten Kapitel beschrieben.

2.5 Relaxationsphänomene

Bei einer Änderung der Anregung mit der Zeit kann das Material nicht sofort folgen, sondern es relaxiert. Physikalisch lassen sich Relaxationsphänomene auf „Unordnung“ in den Materialien zurückführen (Defekte, Versetzungen). Mathematisch lassen sich Relaxationsvorgänge durch lineare Differentialgleichungen mit zeitvarianten oder -invarianten Koeffizienten beschreiben. Der einfachste denkbare dielektrische Relaxationsvorgang liegt vor, wenn die Änderung der Polarisation proportional zur Abweichung vom Gleichgewichtszustand ist. Dieser Vorgang kann durch die nachfolgende Differentialgleichung beschrieben werden:

$$t_r \frac{dP}{dt} + P(t) = P_\infty. \quad (1.15)$$

P_∞ beschreibt dabei den stationären Endzustand der Polarisation. Die allgemeine Lösung obiger Differentialgleichung ist eine Exponentialfunktion mit dem Anfangswert $P(0) = P_a$ und dem Endwert P_∞ .

$$P(t) = P_\infty + (P_a - P_\infty)e^{-t/t_r}. \quad (1.16)$$

Dieser Relaxationsprozess ist in der Literatur auch unter der Bezeichnung der Debye-Relaxation bekannt [34]. Eine physikalische Deutung dieses Relaxationsprozesses wird durch das bistabile oder auch Platzwechselmodell frei beweglicher Dipole gegeben [35]. Die Relaxationszeit in diesem Modell ist abhängig von der thermischen Anregung der Teilchen über die Energiebarriere zwischen den Potentialmulden W_A , die zum Platzwechsel überschritten werden muss; sie folgt einem Arrhenius-Gesetz:

$$t_r = t_{r0} e^{\frac{W_A}{kT}}. \quad (1.17)$$

Der phänomenologische Verlauf eines Polarisations- bzw. Depolarisationsstroms nach einer Spannungsänderung ist in der Literatur [36] unter der Beziehung Curie- von Schweidler- oder $t^{-\alpha}$ - Verhalten zu finden. In diesem Fall lässt sich der Relaxationsprozess nicht mehr durch die einfache Differentialgleichung nach Gleichung 1.15 beschreiben.

In der Literatur [36, 37, 38] findet man eine Vielzahl von Ansätzen, über die versucht wird, das Curie-von-Schweidler-Verhalten zu beschreiben. Sehr viele davon stützen sich dabei auf die Theorie verteilter Relaxationszeiten, die erstmalig von E. v. Schweidler erwähnt wird. Fröhlich führt dabei die breite Verteilung von Relaxationszeiten auf eine Verteilung von Anregungsenergien zurück, die über einen exponentiellen Zusammenhang (Gleichung 1.17) mit den Relaxationszeiten verknüpft sind [37]. Ein weiteres mathematisches Erklärungsmodell auf der Basis eines einzigen Debye-Prozesses wurde von C. Guo und W. Guo vorgestellt [38]. Diesem Modell liegt eine zeitabhängige Relaxationszeit $t_r(t)$ zugrunde. Mathematisch ist dieser Ansatz dem Modell verteilter Relaxationszeiten aber sehr nahe, da man bei der Lösung der linearen Differentialgleichung (Gl. 1.15) mit einem zeitvarianten Koeffizienten $t_r(t)$ auf eine unendliche Summe unterschiedlicher Exponentialfunktionen stößt. Erklärungsansätze für das Curie-von-Schweidler-Verhalten auf der Basis von Zeit- oder Raumfraktalen [39] sowie stochastischen Prozessen [40] lassen sich ebenfalls der Literatur entnehmen.

Die wichtigsten Phänomene, die das Curie-von-Schweidler-Verhalten von transienten Strömen physikalisch bestimmen, sind: Elektroden/Grenzschicht-Polarisation, Dipol-Orientierung, Ladungsinjektion, Tunneln und Hopping von Ladungsträgern. Jeder dieser Mechanismen weist ganz spezielle Temperatur-, Feld-, Probedicken- und Elektrodenmaterialabhängigkeiten auf [41].

Die Relaxationen führen im Material zu dielektrischen Verlusten. Betrachtet man wiederum den einfachsten Fall der Debye-Relaxation, so berechnet man für den Realteil ε_r' und Imaginärteil ε_r'' der komplexen Dielektrizitätszahl:

$$\varepsilon_r'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega t_r)^2} \quad (1.18)$$

$$\varepsilon_r''(\omega) = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega t_r}{1 + (\omega t_r)^2} \quad (1.19)$$

und den Verlustfaktor:

$$\tan \delta = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega t_r}{\varepsilon_0 + \varepsilon_\infty(\omega t_r)^2} \quad (1.20)$$

Man erkennt, dass der Verlustfaktor stark frequenzabhängig ist. Die frequenzabhängigen Dielektrizitätszahlen sind in Abbildung 1.13 dargestellt.

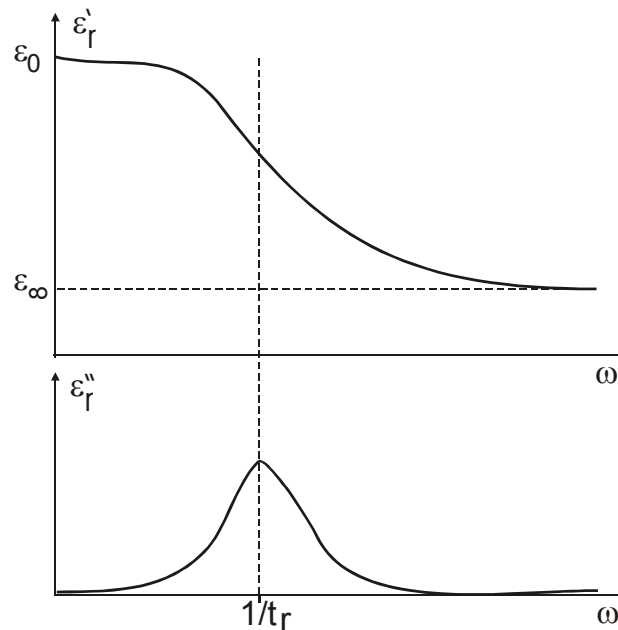


Abbildung 1.13: Real- und Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätszahl

Die frequenzabhängigen Relaxationsphänomene in ferroelektrischen Dünnschichten sind eine wichtige Grundlage, ein Modell des Strom-Spannungs-Verhaltens in den ferroelektrischen Kondensatoren entwickeln zu können.

Da in dieser Arbeit das ferroelektrische Material SBT untersucht worden ist, wird im folgenden Kapitel das SBT-Materialsystem beschrieben.

2.6 Das SBT-Materialsystem

2.6.1 Kristallstruktur von SBT

SBT wurde erstmals 1949 von Bengt Aurivillius synthetisiert und kristallographisch charakterisiert [42]. Es gehört zur Familie der so genannten Aurivillius-Phasen, d.h. Wismutoxid-Schichtstrukturen mit der chemischen Formeleinheit $(Bi_2O_2)^{2+}(A_{n-1}B_nO_{3n+1})^{2-}$. In der ferroelektrischen Phase besitzen die Aurivillius-Strukturen flächenzentriert-orthorhombische Kristallsymmetrie, die sich vereinfacht auch durch eine raumzentriert-tetragonale Struktur ('pseudotetragonal') beschreiben lässt. Die Einheitszelle ist aus insgesamt $n-1$ perowskitischen Blöcken der Stöchiometrie ABO_3 aufgebaut, die sich mit Bi_2O_2 -Zwischenschichten abwechseln, die senkrecht zur pseudotetragonalen Achse des Kristalls ausgerichtet sind [43, 44, 45]. In SBT ($n=2$) ist das A -Ion Sr^{2+} (analog zur Perowskitstruktur z.B. in $SrTiO_3$) von 12 Sauerstoff-Ionen umgeben. Das B -Ion Ta^{5+} ist oktaedrisch mit sechs Sauerstoff-Ionen koordiniert (Abbildung 1.14).

Wegen seiner Struktur erweist sich SBT als resistent gegen Ermüdung [46]: Es setzt sich aus Perowskiteinheiten, das sind TaO_6 -Oktaeder, und Schichten von Wismutoxid zusammen. Diese Wismutoxidebenen tragen eine elektrische Gesamtladung, und ihre Position im Gitter wird dadurch so reguliert, dass Raumladungen an den Elektroden und im Gitter ausgeglichen werden können [47].

Die Gitterkonstanten der orthorhombischen Phase sind $a \cong b = 0,55 \text{ nm}$ und $c = 2,5 \text{ nm}$ [48]. Die Polarisation entlang der c -Achse ist null, da sich nur zwei Sauerstoffoktaeder übereinander befinden und sich ihre Ladungen entlang dieser Richtung kompensieren.

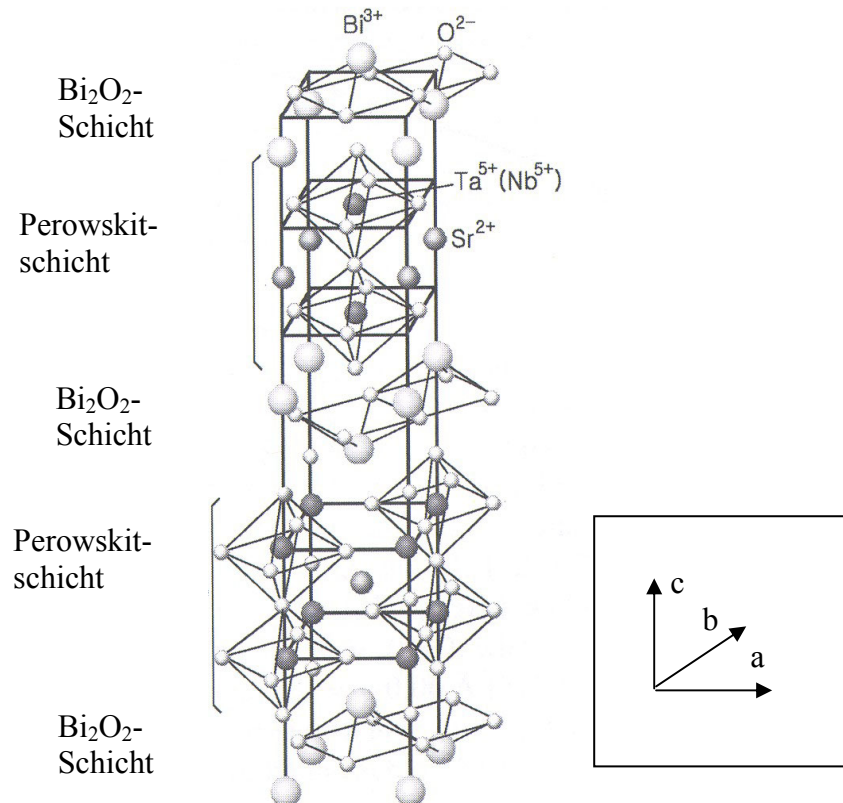


Abbildung 1.14: Struktur von dem geschichteten Perowskitstruktur Strontium-Wismut-Tantalat ($SrBi_2TaO_9$) (Aus [49]).

Analog zu den einfachen ferroelektrischen Perowskiten wie $BaTiO_3$ ist die relative Verschiebung des Ta-Ions innerhalb der TaO_6 -Oktaeder (d.h. entlang einer O-Ta-O-Bindung in der a - b -Ebene) hauptverantwortlich für die Ferroelektrizität von SBT. Das dadurch entstehende Dipolmoment induziert eine Verschiebung des leicht polarisierbaren Bi-Ions entlang der Bi-O-Bindungen, was zu einer Selbstverstärkung der ferroelektrischen Polarisation führt.

2.6.2 Physikalische Eigenschaften der SBT Dünnschichten

Auf die Ferroelektrizität von SBT hat erstmals Smolenskii hingewiesen [50]. Die hohen Werte der remanenten Polarisation P_r sowie kleine Koerzitivfeldstärken E_c in Verbindung mit kleinen Leckströmen qualifizieren das Material für die Anwendungen als ferroelektrisches Speichermedium.

Es ist darauf hinzuweisen, dass sämtliche physikalischen Eigenschaften mit der jeweiligen Realstruktur der Probe korrelieren: sie sind einerseits durch die strukturelle Anisotropie von SBT stark von der Kristallorientierung abhängig [51], andererseits werden sie durch Korngrößen, Elektrodenmaterial oder chemische Zusammensetzung beeinflusst [9]. Tabelle 2.1 fasst die physikalischen Eigenschaften verschiedener SBT Dünnschichten zusammen.

Tabelle 2.1 Physikalische Eigenschaften der SBT Dünnschichten

Literatur	Struktur	Film- dicke (nm)	Remanente Polarisation ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	Koerzitiv- feldstärke (kV/cm)	Dielektri- zitätszahl	Ermüdungs- zyklen
Chu et al [52]	Pt/SBT/Pt/Si	200	5-6	55	-	10^{11}
Hayashi et al.[53]	Au/SBT/Pt/Si O ₂ /Si	400	4,5	60	180	10^9
Hu et al. [54]	Au/SBT/Pt/Ti/ SiO ₂ /Si	300	9,9	58	-	-
Ishikawa et al. [55]	Pt/SBT/SRO/S TO	200	11,4	80	140	-
Joshi et al. [56]	Pt/SBT/Pt	250	8,6	23	330	10^{10}
Kwon et al. [57]	Pt/SBT/Pt	200	6,65	60	-	-
Mihara et al. [58]	Pt/SBT/Pt	240	10	35	250	2×10^{11}
Park et al. [59]	Pt/SBT/Pt/Ti/S iO ₂ /Si	200	4,55	42,5	210	10^{10}
Ravindra n et al. [60]	Au/SBT/Pt	400	5	50	-	-
Seong et al. [61]	Pt/SBT/Pt	200	15	50	-	10^{11}
Yang et al. [62]	Pt/SBT/Pt	300	9,25	75	-	10^{10}
Zhang et al. [63]	Pt/SBT/Pt	640	8,8	29,3	-	-

Die remanente Polarisation von SBT-Film liegt in einer Größenordnung von $10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Die Koerzitivfeldstärke ist im Bereich von ungefähr 50-80 kV/cm. Die Dielektrizitätszahl liegt zwischen 200 und 300. SBT-Kondensatoren zeigen keine Polarisationsermüdung bis 10^{10} Schaltzyklen. Die Curie-Temperatur liegt zwischen 260°C und 340°C [66].

SBT Dünnschichten zeigen einen relativ niedrigen Leckstrom mit einfacher Pt-Elektrode. Die Leckströme liegen im Allgemeinen im Bereich von $10^{-8} - 10^{-6} \text{ A}/\text{cm}^2$ bei einem angelegten Feld von 100 – 300 kV/cm. Watanabe [67] berichtet über die Abhängigkeit des Leckstromes bei Pt-/SBT/Pt-Kondensatoren von der angelegten Spannung sowie der Kondensatorgeometrie. Ihre Resultate zeigten, dass Schottky-Emission den Leckstrom bei der Spannung über dem ohmschen Stromleitungsregime dominierte, wobei raumladungsbegrenzter Strom (SCLC = *Space Charge Limited Current*) den Leckstrom in der hohen Spannung beherrschte [67].

3 Modellierung

Zur Modellierung ferroelektrischer Kondensatoren werden zwei unterschiedliche Typen von Ansätzen verfolgt: Zum einen Device-Modelle [68, 69], welche die mikroskopischen Eigenschaften ferroelektrischer Materialien beschreiben, zum anderen Schaltungssimulationsmodelle (Kompaktmodelle) zur Beschreibung der makroskopischen Eigenschaften [17, 18, 70, 71].

Die entwickelten Device-Modelle sind aufgrund ihrer Komplexität und der größeren Rechenzeit nicht für den Einsatz in Schaltungssimulatoren geeignet. Die Schaltungssimulationsmodelle sollen mit geringen Rechenzeiten das elektrische Verhalten eines ferroelektrischen Kondensators möglichst exakt wiedergeben. Die bisher entwickelten Schaltungssimulationsmodelle sind jedoch entweder statisch [17], oder sie verwenden Algorithmen, die nicht geeignet sind, das elektrische Verhalten für einen breiten Bereich des Betriebes zu beschreiben [18, 70, 71]. Deshalb ist es unerlässlich, ein akkurates Modell, welches das statische und dynamische Verhalten sowohl der gesättigten Hystereseurve als auch von Subschleifen beschreibt, für den Schaltungssimulator zu besitzen.

In diesem Kapitel wird daher ein dynamisches Kompaktmodell für ferroelektrische Kondensatoren, das im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist, vorgestellt. Das Modell wurde auf Basis eines statischen Modells [17, 86] entwickelt. Es berücksichtigt die anstiegsgeschwindigkeitsabhängige Polarisationsumkehr und die Relaxationszeit. Das Modell kann sowohl für stationäre als auch transiente Signale benutzt werden. Einflüsse der Temperatur auf das elektrische Verhalten der ferroelektrischen Kondensatoren und den Leckstrom werden ebenfalls im Modell berücksichtigt.

3.1 Schaltungsmodell

Das Schaltungsmodell ist aus der Annahme entwickelt, dass der ferroelektrische Kondensator gemäß Abbildung 3.1a aufgebaut ist. Das ferroelektrische Material mit der Dicke d ist dabei durch jeweils eine Isolationsschicht der Dicke δ von den beiden Metallelektroden getrennt.

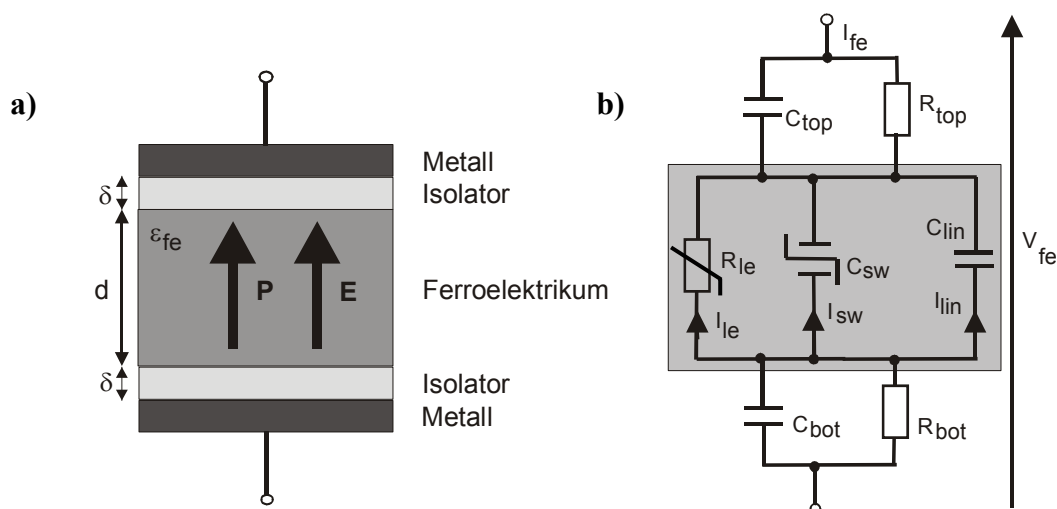


Abbildung 3.1: a) Schematische Darstellung eines ferroelektrischen Kondensators. b) Ersatzschaltbild eines ferroelektrischen Kondensators.

Das Ersatzschaltbild dieses ferroelektrischen Kondensators ist in Abbildung 3.1b dargestellt. Die ferroelektrische Schicht wird durch die im Ersatzschaltbild grau hinterlegten Elemente C_{lin} und C_{sw} sowie durch einen Widerstand R_{le} beschrieben. Zusätzlich beinhaltet das Ersatzschaltbild des ferroelektrischen Kondensators die parasitären Elemente C_{top} , C_{bot} , R_{top} und R_{bot} zur Beschreibung der dielektrischen Isolationsschicht zwischen der *Top*-, bzw. *Bottom*-Elektrode und dem Ferroelektrikum. Aufgrund der hohen Qualität der in dieser Arbeit untersuchten ferroelektrischen Dünnschichtkondensatoren und der Annahme, dass die Isolationsschichten sehr viel kleiner als das Ferroelektrikum sind ($\delta \ll d$) [72], werden die parasitären Elemente jedoch nicht weiter betrachtet.

Das sich somit ergebende vereinfachte Ersatzschaltbild eines ferroelektrischen Kondensators ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Der ferroelektrische Kondensator setzt sich aus einer linearen C_{lin} und einer nicht linearen Kapazität C_{sw} parallel zu einem nichtlinearen Widerstand R_{le} zusammen.

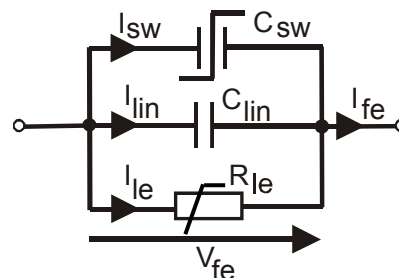


Abbildung 3.2: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines ferroelektrischen Kondensators.

Für die angelegte Spannung V_{fe} ist dann der Strom I_{fe} durch den ferroelektrischen Kondensator durch

$$I_{fe} = I_{sw} + I_{lin} + I_{le} \quad (3.1)$$

gegeben. Dabei ist I_{sw} der durch C_{sw} fließende Strom, I_{lin} der durch C_{lin} fließende Strom und I_{le} der Leckstrom, der durch R_{le} fließt. Für das Beispiel einer sprungförmigen Spannung V_{fe} sind die einzelnen Stromanteile I_{fe} , I_{lin} und I_{sw} in Abbildung 3.3 dargestellt.

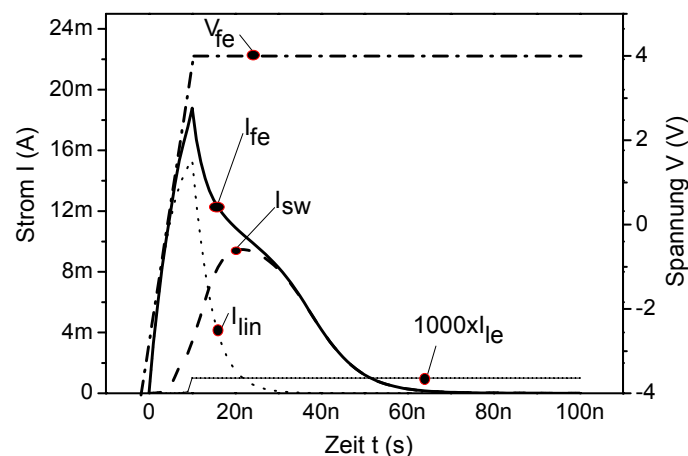


Abbildung 3.3: Anteile zum Gesamtstrom I_{fe} eines ferroelektrischen Kondensators.

Es ist zu sehen, dass während des Schaltvorganges die Ströme durch die Netzelemente C_{sw} und C_{lin} das elektrische Verhalten beherrschen, während im stationären Zustand der Leckstrom durch R_{le} dominierend ist. Dies bedeutet, dass der Leckstrom I_{le} für periodische und transiente Signale vernachlässigt werden kann ($I_{le} \ll I_{sw} + I_{lin}$) und I_{fe} durch

$$I_{fe} = I_{sw} + I_{lin} \quad (3.2)$$

berechnet werden kann. Durch Integration des Gesamtstromes über der Zeit:

$$\frac{1}{A} \int I_{fe} dt = \frac{1}{A} \int I_{sw} dt + \frac{1}{A} \int I_{lin} dt \quad (3.3)$$

ergibt sich die Polarisation:

$$P_{fe} = P_{sw} + P_{lin}, \quad (3.4)$$

wobei P_{sw} die schaltende (nichtlineare) Polarisation und P_{lin} die lineare Polarisation ist. Beide Anteile sind in Abbildung 3.4 gezeigt.

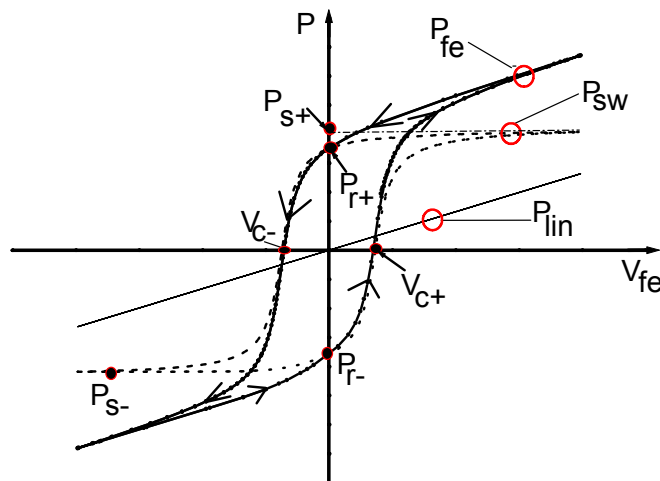


Abbildung 3.4: Anteile zur Gesamtpolarisation P_{fe} eines ferroelektrischen Kondensators.

Wie bereits oben beschrieben (Gl. 3.4) setzt sich die Gesamtpolarisation P_{fe} aus zwei Anteilen zusammen, nämlich der linearen Polarisation P_{lin} und der schaltenden Polarisation P_{sw} , die sich ab einem bestimmten Feld umkehrt. Der maximale Wert, den die schaltende Polarisation erreichen kann, bezeichnet man als die positive Sättigungspolarisation P_{s+} , wohingegen der minimale Wert die negative Sättigungspolarisation P_{s-} ist. Die negative remanente Polarisation P_{r-} bzw. die positive remanente Polarisation P_{r+} bezeichnet die Polarisation, die auf ferroelektrischen Kondensatoren gespeichert bleibt, wenn die angelegte Spannung V_{fe} nach Erreichen der Sättigung auf null zurückgeführt wird. Erreicht die schaltende Polarisation den Wert null, so nennt man die angelegte Spannung V_{fe} die positive

bzw. negative Koerzitivspannung V_{c+} und V_{c-} . Aufgrund der Symmetrie werden in dieser Arbeit die Hysteresemodellparameter ohne Vorzeichen geschrieben ($P_{s+} = -P_{s-} = P_s$, $P_{r+} = -P_{r-} = P_r$ und $V_{c+} = V_{c-} = V_c$).

Die lineare Kapazität C_{lin} beschreibt den reversiblen, dielektrischen Anteil P_{lin} zur Gesamtpolarisation P_{fe} . Dieser Anteil ist mit der normalen dielektrischen Verschiebung der Ionen und Elektronen im elektrischen Feld zu erklären und kann durch die einfache Gleichung für den Plattenkondensator

$$P_{lin} = \frac{V_{fe} \epsilon_0 \chi_{lin}}{d} \quad (3.5)$$

beschrieben werden. Dabei ist d die Dicke des ferroelektrischen Kondensators und $\chi_{lin} = (\epsilon_{lin} - 1)$ die elektrische Suszeptibilität des Ferroelektrikums.

Die nichtlineare Kapazität C_{sw} beschreibt die irreversible, ferroelektrische Polarisation P_{sw} , die durch das Schalten der ferroelektrischen Dipole hervorgerufen wird. In den folgenden Abschnitten wird nur der schaltende, d.h. der hysteresebehaftete Anteil der ferroelektrischen Kapazität, der auf die spontane Polarisation im Kristallgitter zurückzuführen ist, betrachtet.

3.2 Das statische Modell

Das Preisach-Modell geht davon aus, dass der Gesamtkristall aus einer großen Anzahl so genannter Elementardipole besteht, die zur Gesamtpolarisation beitragen. Es wird angenommen, dass diese Elementardipole unabhängig voneinander schalten und eine rechteckige Hysteresekurve besitzen (s. Abbildung 3.5b). Das Verhalten eines Elementardipols kann z.B. durch die Kristallstruktur eines Perowskits (ABO_3) erklärt werden, wobei durch ein äußeres elektrisches Feld ein Platzwechsel des B-Ions (Dipolumkehrung) verursacht werden kann (s. Abbildung 3.5a).

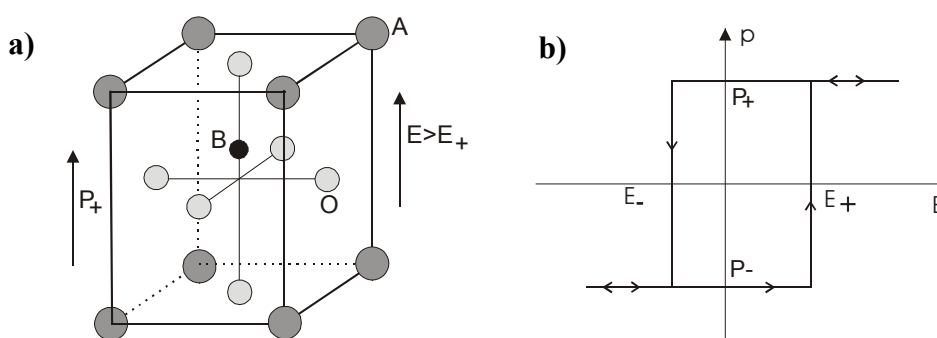


Abbildung 3.5: a) Platzwechsel des B-Ions einer Perowskitstruktur ABO_3 in der ferroelektrischen tetragonalen Phase durch ein äußeres elektrisches Feld $E > E_+$. b) Rechteckige Hysterese eines Elementardipols.

3.2.1 Das Preisach-Diagramm

Nach dem Preisach-Modell [86] lässt sich ein Elementardipol mathematisch durch eine ideal rechteckförmige Hysteresekurve mit den Koerzitivfeldstärken E_+ und E_- beschreiben. In einem makroskopischen System existiert eine Vielzahl von Elementardipolen, deren Koerzitivfeldstärken E_+ und E_- statistisch verteilt sind. Abbildung 3.6 zeigt exemplarisch eine Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ der Koerzitivfeldstärken für ein ferroelektrisches Material. Aus physikalischen Gründen gilt für jeden Dipol $E_+ \geq E_-$, wodurch sich als Definitionsbereich die Halbebene $E_+ \geq E_-$ ergibt, die im Folgenden mit S bezeichnet wird.

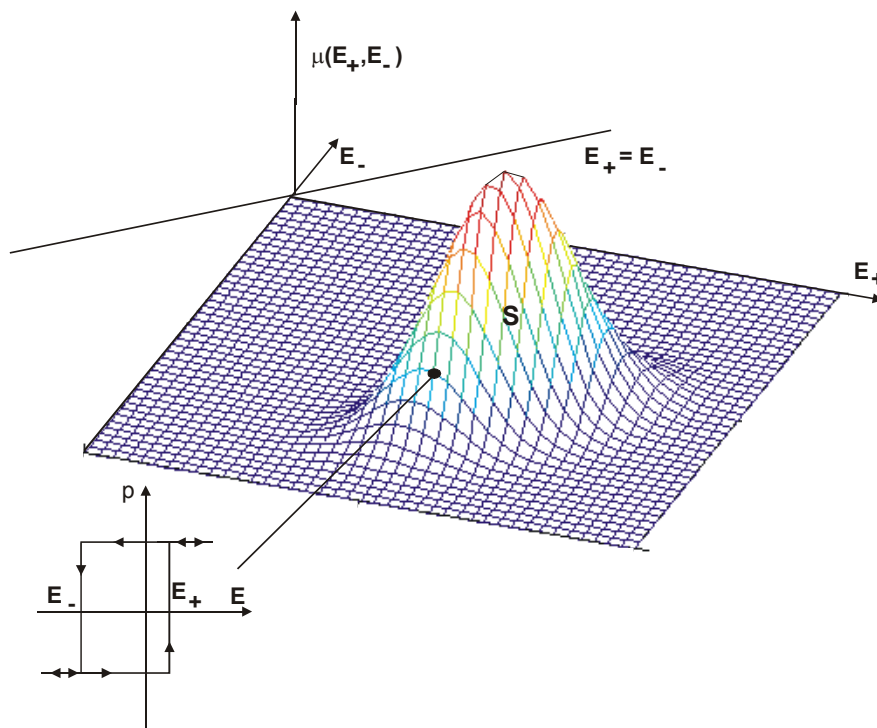


Abbildung 3.6: Preisach-Diagramm: Typische Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ der Koerzitivfeldstärken E_+ und E_- der Elementardipole eines ferroelektrischen Materials.

Die so gewählte Darstellungsform des Gesamtkristalls wird als Preisach-Diagramm bezeichnet, und anhand dieses Diagramms lassen sich die Vorgänge beim Schalten der Dipole gut veranschaulichen. In zweidimensionaler Form kann dieses Preisach-Diagramm wie in Abbildung 3.7 dargestellt werden. Das Maximum der Verteilung für symmetrische Verteilungsfunktionen liegt bei $\{E_{c+}, E_{c-}\}$, also bei der positiven und negativen Koerzitivspannung der messbaren ferroelektrischen Hysterese des Gesamtkristalls.

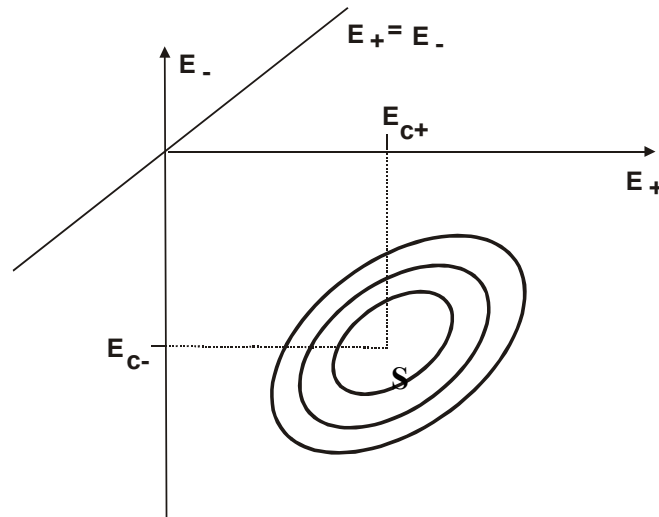


Abbildung 3.7: Kontur-Plot der in der Abbildung 3.6 gezeigten Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$.

Die schaltende Polarisation P_{sw} eines Kondensators kann durch die Integration des Produkts aus der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ und dem Zustand der einzelnen Dipole p über den Definitionsbereich S berechnet werden:

$$P_{sw} = P_s \iint_S \mu(E_+, E_-) p(E_+, E_-) dE_+ dE_-, \quad (3.6)$$

wobei P_s die Sättigungspolarisation beschreibt. Weiterhin gilt

$$\iint_S \mu(E_+, E_-) dE_+ dE_- = 1 \quad (3.7)$$

sowie
$$p(E_+, E_-) = \begin{cases} p_+ = 1 & \text{für einen positiv orientierten Dipol} \\ p_- = -1 & \text{für einen negativ orientierten Dipol.} \end{cases} \quad (3.8)$$

3.2.2 Mathematische Näherung der schaltenden Polarisation

Um das Preisach-Modell für die Anwendung in Schaltungssimulatoren nutzbar zu machen, wird die Integration aus Gl. 3.6 in die Berechnung zweier Integrale aufgeteilt und es ergibt sich [17]

$$P_{sw} = P_s \underbrace{\iint_{S_+} \mu(E_+, E_-) dE_+ dE_-}_{P_{sw+}} - P_s \underbrace{\iint_{S_-} \mu(E_+, E_-) dE_+ dE_-}_{P_{sw-}} = -P_s + 2P_{sw+}. \quad (3.9)$$

Dabei ist S_+ der Bereich der Halbebene, in der die Dipole positiv orientiert sind und S_- entsprechend der Bereich mit negativ orientierten Dipolen (Abb. 3.8a). Die schaltende Polarisation ist jetzt nur noch von der Größe P_s und P_{sw+} abhängig. Da die Fläche S_+ , über die zur Bestimmung von P_{sw+} zu integrieren ist, durch eine treppenförmige Funktion $g(t)$ begrenzt wird [17], lässt sie sich aus einer endlichen Anzahl von Rechtecken zusammensetzen. Die Grenzen des i -ten Rechteckes sind durch die Ungleichungen

$-\infty < E_+ < E_+^i$ und $-\infty < E_- < E_-^i$, wie in Abb. 3.8b dargestellt, gegeben. Dabei beschreiben E_+^i und E_-^i die Koordinaten der Eckpunkte der Treppenfunktion $g(t)$.

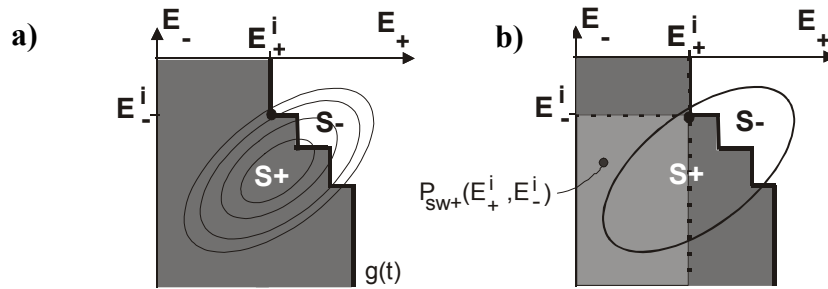


Abbildung 3.8: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ a) mit den Definitionsbereichen S_+ und S_- sowie der Treppenfunktion $g(t)$, die die Integrationsgrenzen beschreibt. b)

$P_{sw+}(E_+^i, E_-^i)$ ist das Integral über $\mu(E_+, E_-)$ in den durch das Rechteck (E_+^i, E_-^i) bestimmten Grenzen.

Mit diesen Randbedingungen kann man P_{sw+} für eine gegebene, von der Vorgeschichte des Eingangssignals $E(t)$ abhängige, Grenzfunktion $g(t)$ berechnen, indem man eine endliche Anzahl von Integralen der Form

$$P_{sw+}(E_+^i, E_-^i) = \int_{-\infty}^{E_+^i} \int_{-\infty}^{E_-^i} \mu(E_+, E_-) dE_+ dE_- \quad (3.10)$$

löst und in geeigneter Weise kombiniert.

Die Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ kann entweder aus Messungen gewonnen werden oder durch geeignete mathematische Funktionen nachgebildet werden, die jedoch im Allgemeinen nicht analytisch zu integrieren sind. Um diese Problematik zu umgehen, wird nicht die Verteilungsdichtefunktion approximiert, sondern eine Näherung für die zweidimensionale Funktion $P_{sw+}(E_+^i, E_-^i)$ verwendet. Abbildung 3.9 zeigt beispielweise $P_{sw+}(E_+^i, E_-^i)$ für die in dieser Arbeit verwendete zweidimensionale Arcustangensfunktion der folgenden Form:

$$P_{sw+}(E_+, E_-) = P_s \left\{ \arctan[\sigma_+(E_+ - E_{c+})] + \frac{\pi}{2} \right\} \left\{ \arctan[\sigma_-(E_- - E_{c-})] + \frac{\pi}{2} \right\} / \pi^2. \quad (3.11)$$

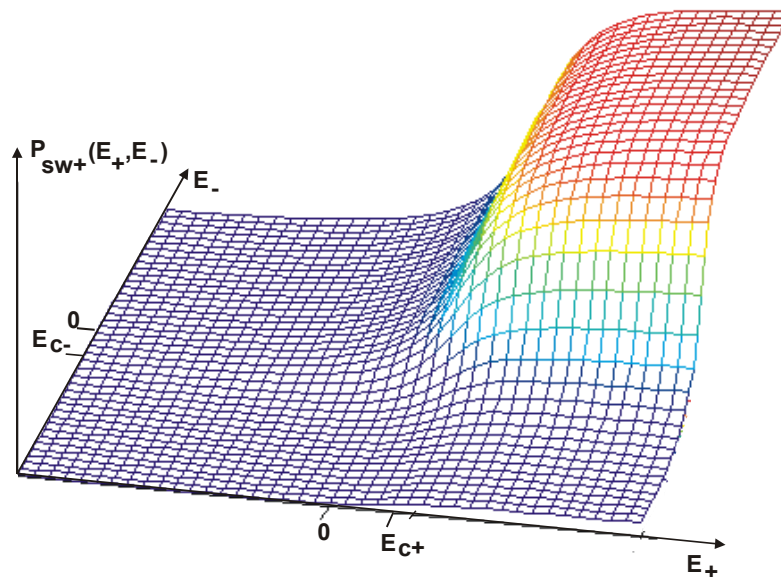


Abbildung 3.9: Zweidimensionaler Plot der Funktion $P_{sw+}(E_+, E_-)$ aus Gleichung 3.11.

E_{c+} und E_{c-} sind die positive und die negative Koerzitivfeldstärke der gesättigten Hystereseurve. Die Formparameter σ_+ und σ_- können aus den Werten der positiven und negativen remanenten Polarisation (P_{r+} und P_{r-}) berechnet werden.

Beispiel

Für ein zeitabhängiges elektrisches Feld $E(t)$ (Abb. 3.10a) ist die Integration über der Ebene S in Abbildung 3.11 dargestellt [73]. Die resultierende $P_{sw} - E$ -Kurve von dem in Abbildung 3.10a gezeigten elektrischen Feld ist in Abbildung 3.10b zu sehen.

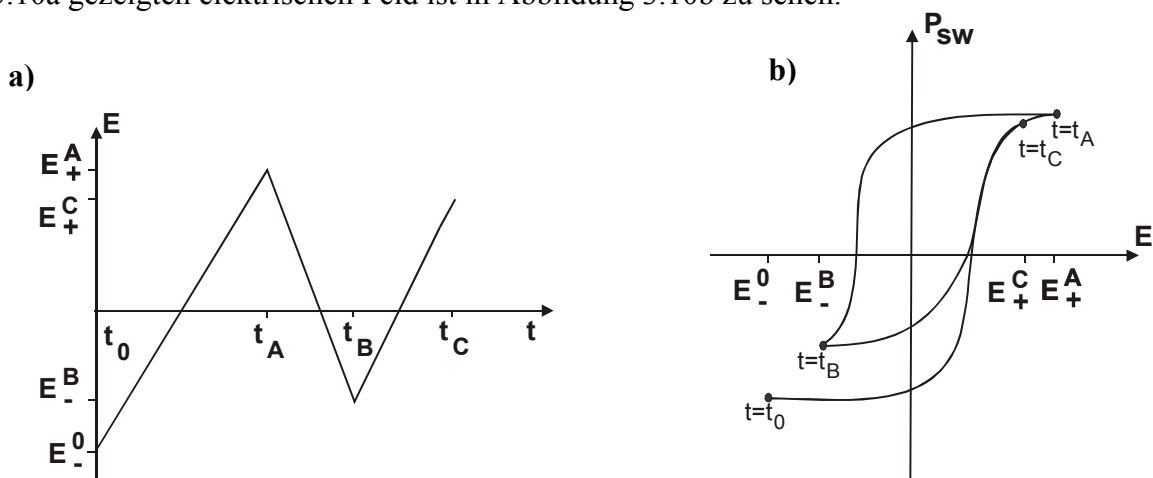


Abbildung 3.10: a) Beispiel eines elektrischen Feldes, das an einen ferroelektrischen Kondensator angelegt wird. b) Resultierende $P_{sw}(E)$ -Kurve.

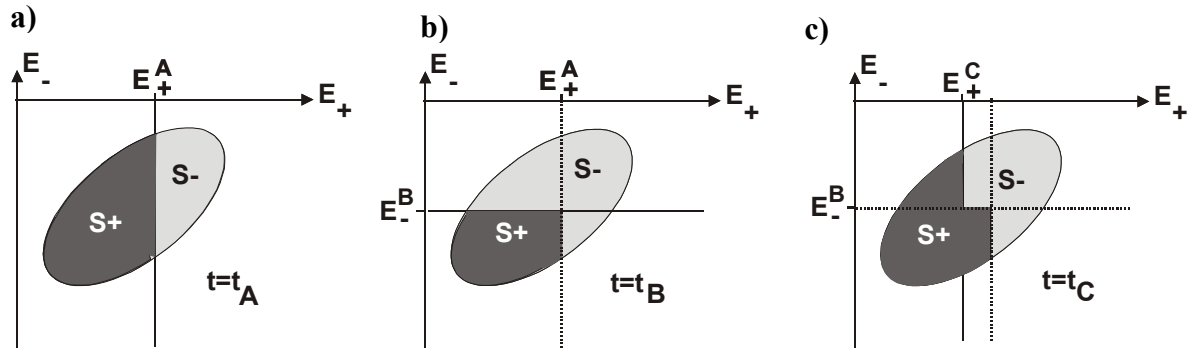


Abbildung 3.11: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ für verschiedene Zeitpunkte.

Zum Zeitpunkt $t = t_0$ seien alle Dipole negativ polarisiert, so dass sich eine Anfangspolarisation von $P_{sw} = -P_s$ einstellt. Durch die Erhöhung des elektrischen Feldes werden alle Dipole, deren Koerzitivfeldstärke E_+ kleiner als das angelegte Feld ist, in ihren positiven Zustand p_+ geklappt, so dass P_{sw} ansteigt (s. Abb. 3.11a) und mit folgender Gleichung

$$P_{sw+}(t_A) = P_s \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{E_+^A} \mu(E_+, E_-) dE_+ dE_- = P_{sw+}(E_+^A, \infty) \quad (3.12)$$

gerechnet werden kann.

Eine erneute Reduzierung des elektrischen Feldes verursacht das Zurückklappen all der Dipole in den p_- -Zustand, deren Koerzitivfeldstärke $|E_-|$ größer als das angelegte Feld ist, und führt somit zu einer neuerlichen Verringerung von P_{sw} (s. Abb. 3.11b). Die schaltende Polarisation bei $t = t_B$ ist mit der Gleichung

$$P_{sw+}(t_B) = P_s \int_{-\infty}^{E_-^B} \int_{-\infty}^{E_+^A} \mu(E_+, E_-) dE_+ dE_- = P_{sw+}(E_+^A, E_-^B) \quad (3.13)$$

zu berechnen.

Wenn sich das elektrische Feld wieder erhöht, wie aus Abbildung 3.11c ersichtlich ist, entsteht so ein Gebiet S_+ , in dem alle Dipole positiv orientiert sind sowie ein Gebiet negativ orientierter Dipole S_- , die beide durch eine treppenförmige Funktion getrennt sind.

Um die Polarisation $P_{sw+}(t_C)$ zu berechnen, ist der Kontur-Plot aus der Abbildung 3.11c in drei Teile wie in Abbildung 3.12 aufzuspalten. Darauf sieht man die Koordinaten der Eckpunkte (E_+^A, E_-^B) , (E_+^C, ∞) und (E_+^C, E_-^B) , die zur Berechnung der Polarisation $P_{sw+}(t_C)$ benutzt werden.

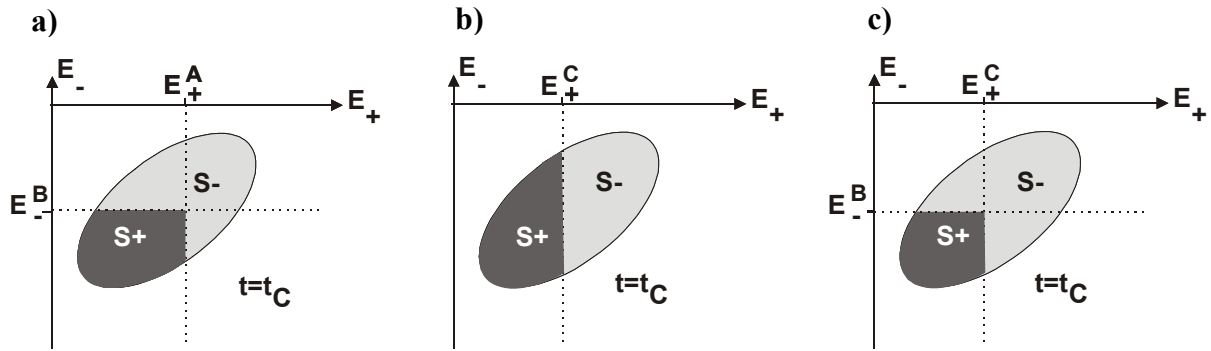


Abbildung 3.12: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ zur Berechnung $P_{sw+}(t_C)$:

a) $P_{sw+}(E_+^A, E_-^B)$. b) $P_{sw+}(E_+^C, \infty)$. c) $P_{sw+}(E_+^C, E_-^B)$.

Die Polarisation $P_{sw+}(t_C)$ wird dann durch

$$P_{sw+}(t_C) = P_{sw+}(E_+^A, E_-^B) + P_{sw+}(E_+^C, \infty) - P_{sw+}(E_+^C, E_-^B) \quad (3.14)$$

berechnet.

Die resultierende schaltende Polarisation ($P_{sw}(t) = -P_s + 2P_{sw+}(t)$) als Funktion des elektrischen Feldes ist in Abbildung 3.10b zu sehen.

Berechnung der Gesamtpolarisation

Wie aus Abbildung 3.11 ersichtlich ist, entstehen so die Definitionsbereiche S_+ und S_- , die beide durch eine treppenförmige Funktion getrennt sind. Die Werte der Eckpunkte dieser Treppenfunktion werden durch die Maxima und Minima der angelegten Feldstärke beschrieben. An diesen Punkten ändert die Hysteresekurve aus Abb. 3.10 ihre Richtung, weshalb sie auch als Umkehrpunkte bezeichnet werden.

Mit Blick auf Abb. 3.8 ist leicht einzusehen, dass die Integrationsgrenzen E_+^i und E_-^i während einer Simulation in einer Liste abgelegt werden müssen. Für das Beispiel aus Abbildung 3.10 bedeutet dies, dass zum Zeitpunkt t_A der Wert des elektrischen Feldes $E = E_+^A$ gespeichert wird und zum Zeitpunkt t_B der Wert E_-^B .

Sobald das aktuell angelegte elektrische Feld betragsmäßig größer als ein Wert $E_{+(-)}^i$ der Liste wird, kann das Wertepaar (E_+^i, E_-^i) aus der Liste entfernt werden. Überschreitet beispielsweise die Feldstärke E für das Beispiel aus Abbildung 3.13a zu einem Zeitpunkt t_E den vorherigen maximalen Wert E_+^A , so folgt der Kontur-Plot wie in Abbildung 3.13c und die Werte E_+^A, E_-^B, E_+^C und E_-^D können aus der Liste gelöscht werden.

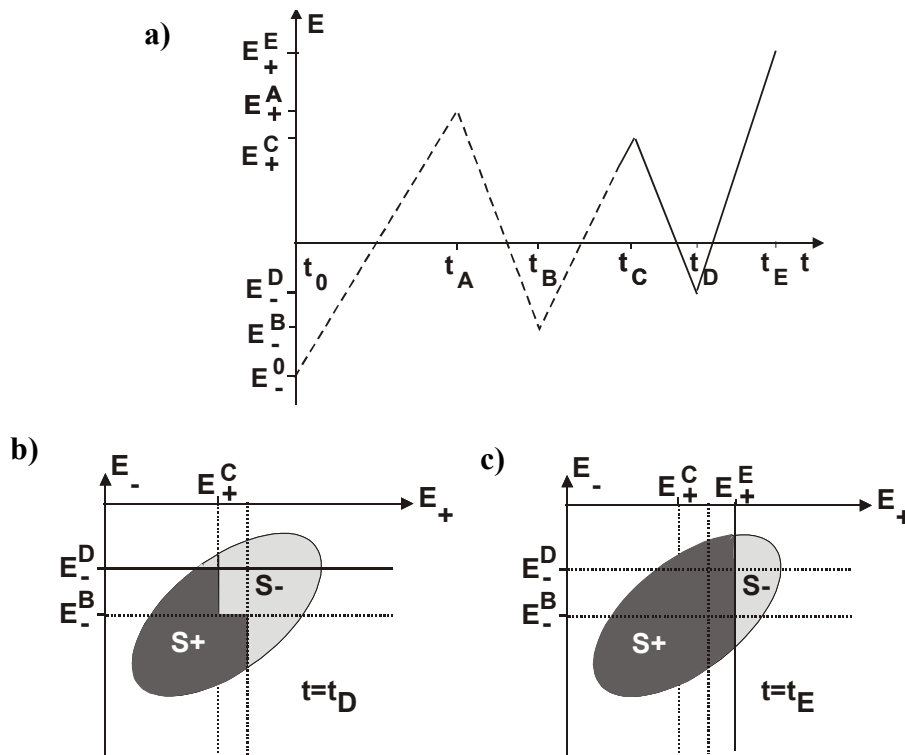


Abbildung 3.13. a) Beispiel eines elektrischen Feldes zur Veranschaulichung des Auslöschmechanismus. b) Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ für $t = t_D$ c) für $t = t_E$.

Unter Berücksichtigung der Bildung von Subschleifen sowie des Effektes der Auslöschung ergibt sich schließlich die folgende Gleichung zur Bestimmung der Gesamtpolarisation:

$$\begin{aligned}
 P_{sw+}^n &= P_s \left\{ \arctan \left[\sigma_+ (E_+^1 - E_{c+}) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} \left\{ \arctan \left[\sigma_- (E_-^2 - E_{c-}) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} / \pi^2 + \\
 &\sum_{i=2}^n \left(P_s \left\{ \arctan \left[\sigma_+ (E_+^{2i-1} - E_{c+}) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} \left\{ \arctan \left[\sigma_- (E_-^{2i} - E_{c-}) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} / \pi^2 - \right. \\
 &\left. P_s \left\{ \arctan \left[\sigma_+ (E_+^{2i-1} - E_{c+}) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} \left\{ \arctan \left[\sigma_- (E_-^{2i-2} - E_{c-}) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} / \pi^2 \right)
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Dabei ist n die Anzahl der positiven Umkehrpunkte (s. Abbildung 3.14).

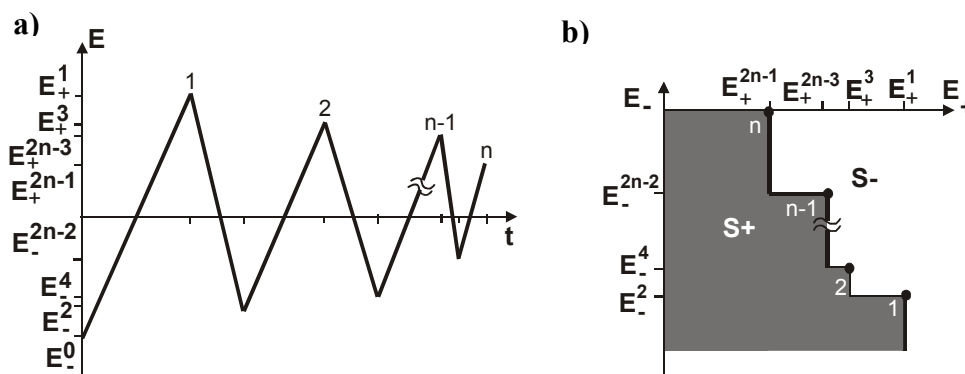


Abbildung 3.14: a) Eingangsfeldstärke im Zeitverlauf und b) entsprechendes Preisach-Diagramm.

Sofern die relativen Maxima und Minima betragsmäßig kleiner sind als das absolute Maximum und Minimum des bisher angelegten Feldes (Abbildung 3.14a), beginnt die $P_{sw}(E)$ -Kurve in diesen Umkehrpunkten eine Subschleife zu durchlaufen, die innerhalb der gesättigten Hystereseurve liegt.

Das bisher beschriebene Modell ist jedoch nur ein statisches Modell. Dies bedeutet, dass der Verlauf der Polarisation nur vom Wert früherer Feldextrema abhängt, nicht jedoch eine explizite Zeitabhängigkeit besitzt. Im folgenden Abschnitt wird ein dynamisches Modell beschrieben.

3.3 Das dynamische Modell

Das Preisach-Modell, das im vorigen Abschnitt beschrieben worden ist, beinhaltet keine zeitabhängigen Phänomene, die in einem ferroelektrischen Material auftreten. In dem folgenden Abschnitt werden zunächst einige dynamische Phänomene in ferroelektrischen Kondensatoren beschrieben, und dann basierend auf dem statischen Preisach-Modell ein neues dynamisches Modell präsentiert.

3.3.1 Dynamische Phänomene ferroelektrischer Kondensatoren

Da für Speicheranwendungen ferroelektrische Bauelemente mit sehr kurzen Schaltzeiten erforderlich sind, ist die genaue Beschreibung von Hystereseffekten in einem großen Frequenzbereich von entscheidender Bedeutung. In [74, 75, 76] ist die frequenzabhängige Hystereseurve präsentiert. Die ferroelektrische Hysterese weist eine starke Frequenzabhängigkeit auf und zwar so, dass die Koerzitivfeldstärke mit der Frequenz des angelegten elektrischen Feldes wächst und die Sättigungspolarisation sinkt. Diese Frequenzaufweitung der Hysterese ist in Abbildung 3.15 für das Material SBT zu sehen.

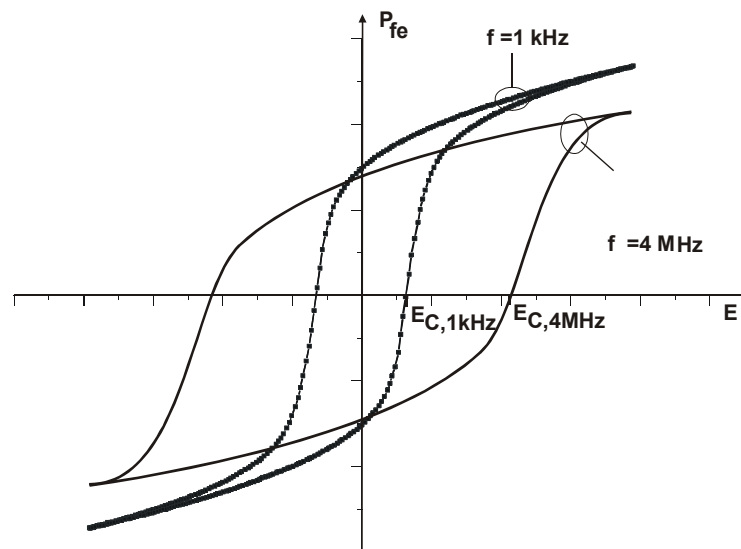


Abbildung 3.15: Hysteresekurve eines ferroelektrischen Kondensators aus SBT für verschiedene Frequenzen.

In [77] wird die Frequenzabhängigkeit aus der Energiedissipation während eines Umpolarisierungszyklus hergeleitet. In [78] wird die Frequenzabhängigkeit der Hysterese auch gemessen und das Phänomen mit der reversiblen Bewegung der Domänenwände erklärt.

Die Frequenzabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke hat De Vilbis [76] mit Hilfe der Ishibashi- und Orihara-Theorie für SBT mit Frequenzen bis zu 2 MHz nach folgendem Zusammenhang

$$E_c \sim f^n = f^{1/6} \quad (3.16)$$

vorausgesagt. Dabei sind f die Frequenz und n ein gemessener Wert, der sich für niedrige Frequenzen bis etwa 2 MHz zu $1/6$ bestimmt.

Um das dynamische Verhalten der ferroelektrischen Kondensatoren zu beschreiben, ist es wichtig, die Frequenzabhängigkeit der einzelnen Modellparameter zu untersuchen. Kühn [18] hat die Frequenzabhängigkeit der Schaltzeit untersucht, um ein dynamisches Modell entwickeln zu können. Er hat eine effektive Spannung zum Ersetzen der angelegten Spannung im Preisach-Modell benutzt. Zur Berechnung der effektiven Spannung wird mit der Schaltzeit der Dipole ein einfaches Relaxationsgesetz formuliert. Die Schaltzeit hängt von der Differenz zwischen der angelegten Spannung und der Koerzitivspannung des Einzeldipols ab und kann aus der Differenz zwischen frequenzabhängiger und statischer Koerzitivspannung bestimmt werden.

Da es für allgemeine Signale schwierig ist, zu jedem Zeitpunkt die aktuelle Frequenz zu bestimmen, erweist es sich daher als zweckmäßig, statt der Frequenz die Anstiegsgeschwindigkeit (*slew rate*, gekürzt *SR*) als Modellvariable zu verwenden. Dies hat des Weiteren den Vorteil, dass auch die Änderung der Koerzitivspannung für nicht sinusförmige Signale (z.B. dreieckförmige Eingangsspannungen) richtig beschrieben wird.

So zeigt Abbildung 3.16, dass sich die Koerzitivspannung bei Ansteuerung mit einem dreieckförmigen Signal, mit dessen Anstiegsgeschwindigkeit ändert, auch wenn die Frequenz konstant bleibt.

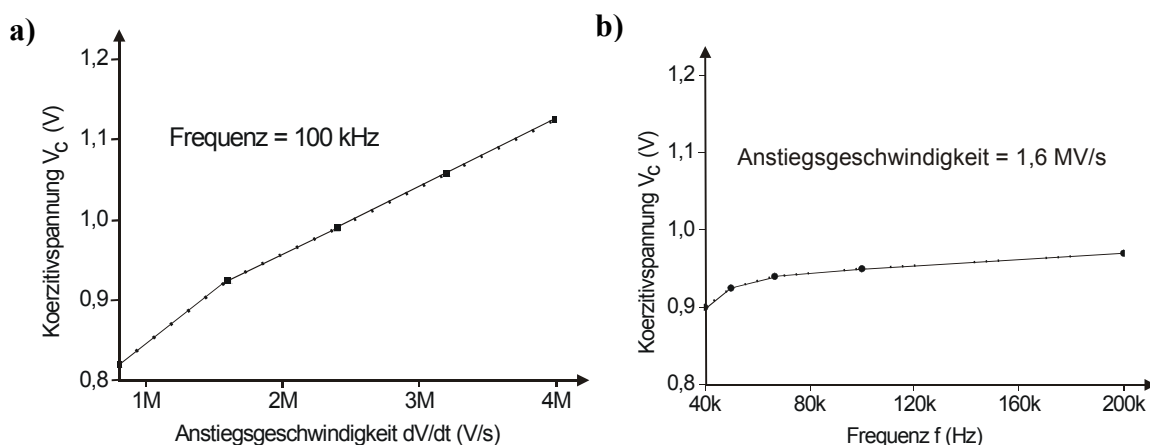


Abbildung 3.16: Koerzitivspannungen für a) gleiche Frequenz und unterschiedliche Anstiegsgeschwindigkeiten und b) gleiche Anstiegsgeschwindigkeit und unterschiedliche Frequenzen.

Bei konstanter Anstiegsgeschwindigkeit hingegen bleibt auch die Koerzitivspannung konstant, selbst wenn sich die Frequenz des Signals ändert.

Im Folgenden wird daher die Anstiegsgeschwindigkeit als Modellparameter angenommen, so dass sich folgender allgemeiner Zusammenhang ergibt:

$$V_c = V_c(SR). \quad (3.17)$$

Ein anderes wichtiges Phänomen bei ferroelektrischen Kondensatoren ist die Abhängigkeit der Schaltzeit von der Anstiegsgeschwindigkeit des Eingangssignals. Die Schaltzeit t_s wird in [19] als die Zeit definiert, während der ein von der Polarisationsumkehr verursachter Strom fließt. Mit Hilfe einer Pulsmessung [79] ist die Stromantwort I_{fe} eines ferroelektrischen Kondensators für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeit wie in Abbildung 3.16 zu sehen.

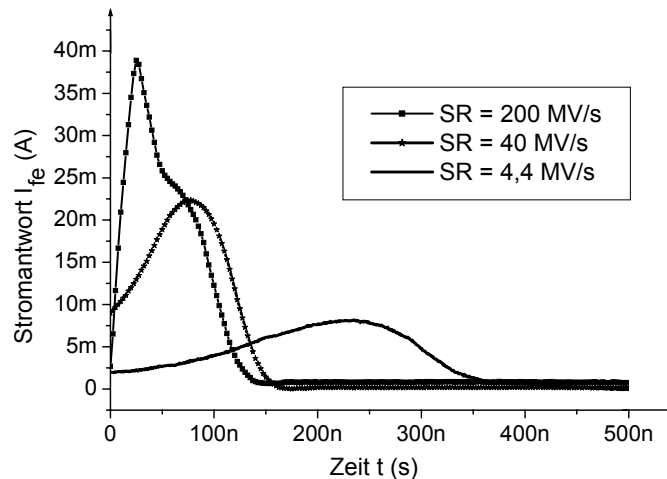


Abbildung 3.17: Stromantwort I_{fe} eines ferroelektrischen Kondensators (SBT, $A = 10000 \mu\text{m}^2$) für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten.

Zur Vereinfachung der Parameterextraktion wird in dieser Arbeit die Schaltzeit t_s als Zeit definiert, in der das Stromsignal oberhalb 10% des maximalen Stroms I_{max} liegt (s. Abb. 3.18).

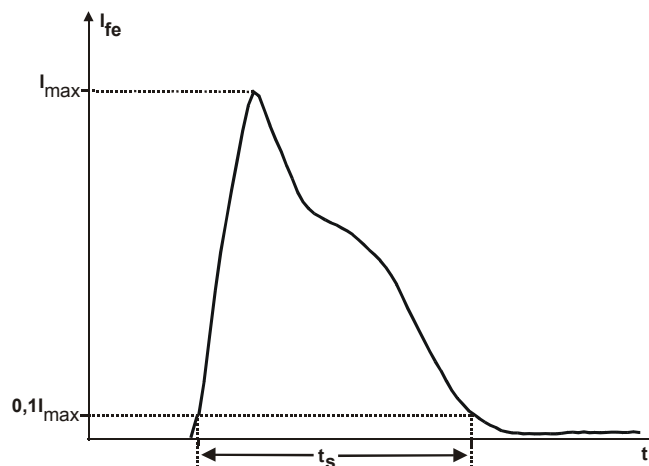


Abbildung 3.18: Definition einer Schaltzeit t_s .

Nach dieser Definition wird der Zusammenhang zwischen der Schaltzeit und der Anstiegsgeschwindigkeit der in Abbildung 3.17 gezeigten Messergebnisse in Abbildung 3.19 dargestellt, in der zu sehen ist, dass bei der Erhöhung der Anstiegsgeschwindigkeit die Schaltzeit sinkt.

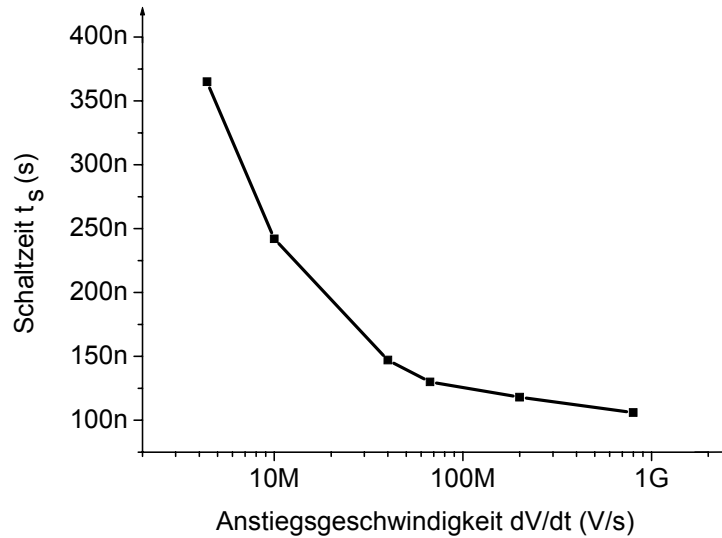


Abbildung 3.19: Schaltzeit eines ferroelektrischen Kondensators für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten.

Daraus folgt folgende Beziehung:

$$t_s = t_s(SR). \quad (3.18)$$

Der Einfluss der Amplitude der angelegten Spannung bzw. Feldstärke auf die Schaltzeit wurde ebenfalls untersucht. Die Messdaten zeigen, dass je höher die Amplitude des angelegten Signals ist, desto kleiner ist die Schaltzeit. Diese Phänomene haben ebenfalls Fatuzzo und Merz [19] in ihrer Arbeit untersucht. Sie beschreiben den Zusammenhang zwischen der Schaltzeit und dem angelegten Feld mit folgender Gleichung:

$$t_s = t_\infty \exp\left\{\frac{\alpha}{E}\right\}. \quad (3.19)$$

Dabei ist t_∞ der allgemeine Parameter, und α entspricht einem materialabhängigen Aktivierungsfeld. Dabei wird die Schaltzeit auf die Nukleation von Domänen der entgegengesetzten Orientierung zurückgeführt und durch thermodynamische Überlegungen gerechtfertigt [80].

Insgesamt ergibt sich damit eine Abhängigkeit der Schaltzeit t_s sowohl von der Anstiegsgeschwindigkeit als auch von dem angelegten elektrischen Feld, was durch den allgemeinen Zusammenhang

$$t_s = t_s(E, SR) \quad (3.20)$$

beschrieben wird.

Die Funktion $t_s(E, SR)$ lässt sich aus experimentellen Daten bestimmen, wie in Kapitel 4 gezeigt wird.

3.3.2 Erweiterung des Preisach-Diagramms

Nach dem statischen Preisach Modell kann die Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-)$ entweder aus Messungen gewonnen werden oder durch mathematische Funktionen, z.B. durch eine Gaußverteilungsdichtefunktion wie in Gleichung 3.21, nachgebildet werden:

$$\mu(E_+, E_-) = \frac{1}{2\pi s^2} \exp\left(-\frac{(E_+ - E_{c+})^2}{2s^2}\right) \exp\left(-\frac{(E_- - E_{c-})^2}{2s^2}\right). \quad (3.21)$$

Dabei ist s die Standardabweichung. Das Maximum der Verteilung liegt bei (E_{c+}, E_{c-}) . Wie im vorigen Abschnitt erklärt wurde, ändert sich die Koerzitivfeldstärke mit der Frequenz bzw. der Anstiegsgeschwindigkeit. Dies bedeutet, dass sich die Koordinate des Maximums der Verteilung verschiebt, wenn sich die Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangsfeldstärke ändert. In den zweidimensionalen Preisach-Diagrammen (Abb. 3.20 und 3.21) ist diese Veränderung gezeigt.

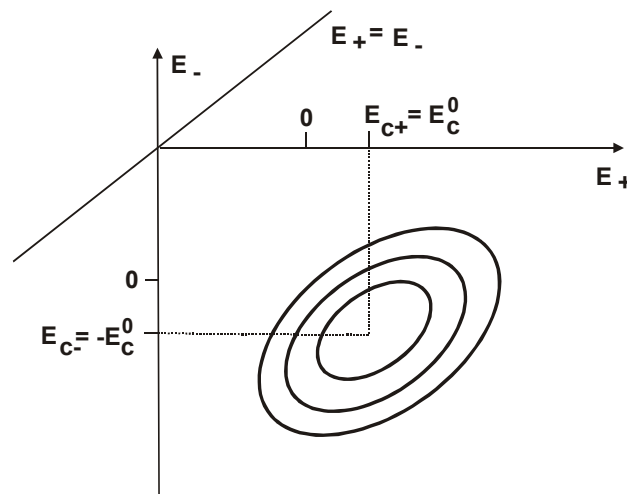


Abbildung 3.20: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-, dE/dt)$ für sehr niedrige Anstiegsgeschwindigkeiten. E_c^0 ist die Koerzitivfeldstärke bei niedriger Anstiegsgeschwindigkeit.

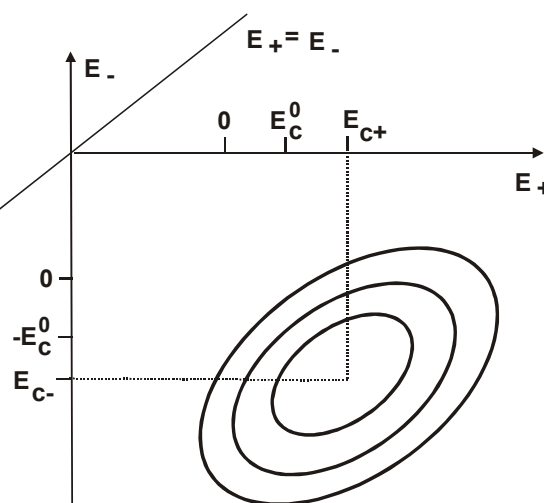


Abbildung 3.21: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-, dE/dt)$ für höhere Anstiegsgeschwindigkeiten.

Bei niedrigerer Anstiegsgeschwindigkeit (Abb. 3.20) liegt die Koordinate des Maximums der Verteilung näher bei 0 als bei höherer Anstiegsgeschwindigkeit (Abb. 3.21). Der qualitative Verlauf der Koerzitivfeldstärke ist für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten in Abb. 3.22 gezeigt. Bei niedriger Anstiegsgeschwindigkeit (quasi statisches Signal) ist $E_c = E_c^0$.

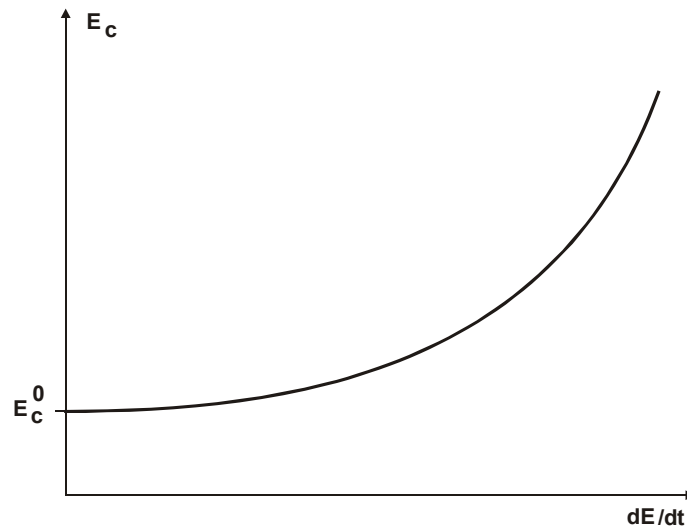


Abbildung 3.22: Koerzitivfeldstärke für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten.

Für die Implementierung der variablen Verteilungsdichtefunktion in das Modell zur Beschreibung des Schaltverhaltens wird aus der angelegten Spannung zunächst die Anstiegsgeschwindigkeit berechnet. Aus dieser kann dann aus der messtechnisch bestimmten Abhängigkeit $E_c = E_c(SR)$ (Abb. 3.22) die entsprechende Koerzitivfeldstärke ermittelt werden. Das Preisach-Modell an sich bleibt unverändert, nur die statischen Modellparameter werden durch die dynamischen Modellparameter ersetzt. Mathematisch lässt sich die zeitabhängige schaltende Polarisation mit der Gleichung

$$P_{sw}(t) = P_s \iint_S \mu(E_+, E_-, dE/dt) p(E_+, E_-) dE_+ dE_- \quad (3.22)$$

beschreiben. Dabei ist $\mu(E_+, E_-, dE/dt)$ nun eine anstiegsgeschwindigkeitsabhängige Verteilungsdichtefunktion.

3.3.3 Mathematische Näherung der schaltenden Polarisation

Um einen möglichst einfachen Algorithmus zur Berechnung von P_{sw} zu erhalten, wird die Integration aus Gl. 3.22 in die Berechnung zweier Integrale, wie in Gl. 3.9 gezeigt wurde, aufgeteilt und es ergibt sich:

$$P_{sw}(t) = -P_s(t) + 2P_{sw+}(t). \quad (3.23)$$

Dabei ist $P_{sw+}(t)$ die Summe über alle positiv polarisierten Dipole. Sie kann mit der Gleichung 3.24 genähert werden:

$$P_{sw+}(E_+, E_-, t) = P_s(t) \left\{ \arctan[\sigma_+(t)(E_+(t) - E_{c+}(t))] + \frac{\pi}{2} \right\} \times \left\{ \arctan[\sigma_-(t)(E_-(t) - E_{c-}(t))] + \frac{\pi}{2} \right\} / \pi^2 \quad (3.24)$$

Prinzipiell bleibt die zweidimensionale Arcustangensfunktion aus Gleichung 3.11 auch in Gleichung 3.24 unverändert. Lediglich die Modellparameter σ , P_s und E_c ändern sich mit der Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangssignale.

Ein zweidimensionaler Plot der Funktion $P_{sw+}(E_+, E_-, t)$ aus Gleichung 3.24 für niedrige und hohe Anstiegsgeschwindigkeit ist in Abbildung 3.23 und 3.24 gezeigt.

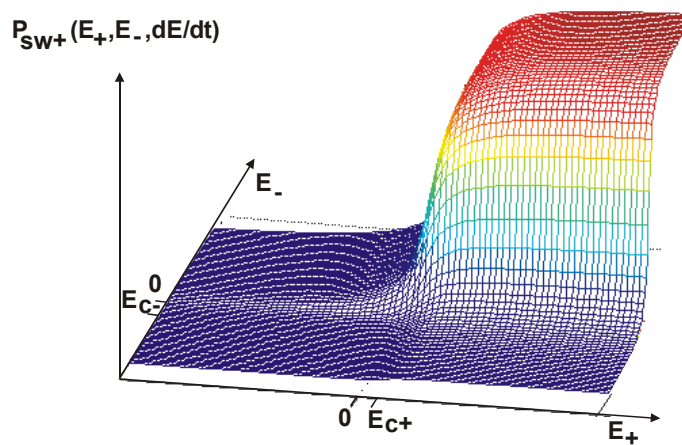


Abbildung 3.23: Zweidimensionaler Plot der Funktion $P_{sw+}(E_+, E_-, t)$ aus Gleichung 3.24 für eine niedrige Anstiegsgeschwindigkeit.

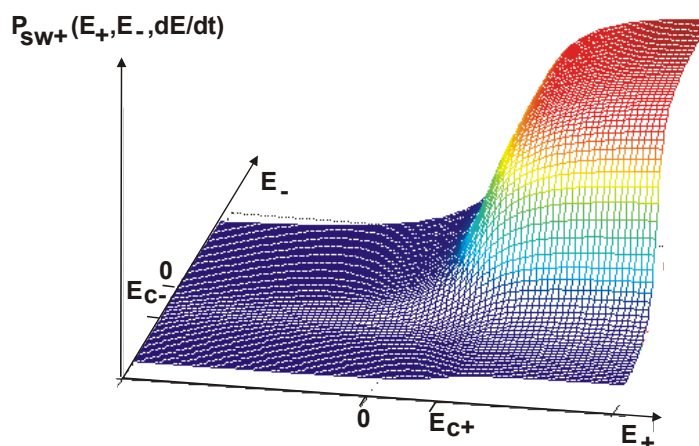


Abbildung 3.24: Zweidimensionaler Plot der Funktion $P_{sw+}(E_+, E_-, t)$ aus Gleichung 3.24 für eine hohe Anstiegsgeschwindigkeit.

Beispiel

In Abbildung 3.25 ist ein Beispiel des angelegten elektrischen Feldes bei niedriger Anstiegsgeschwindigkeit und hoher Anstiegsgeschwindigkeit dargestellt.

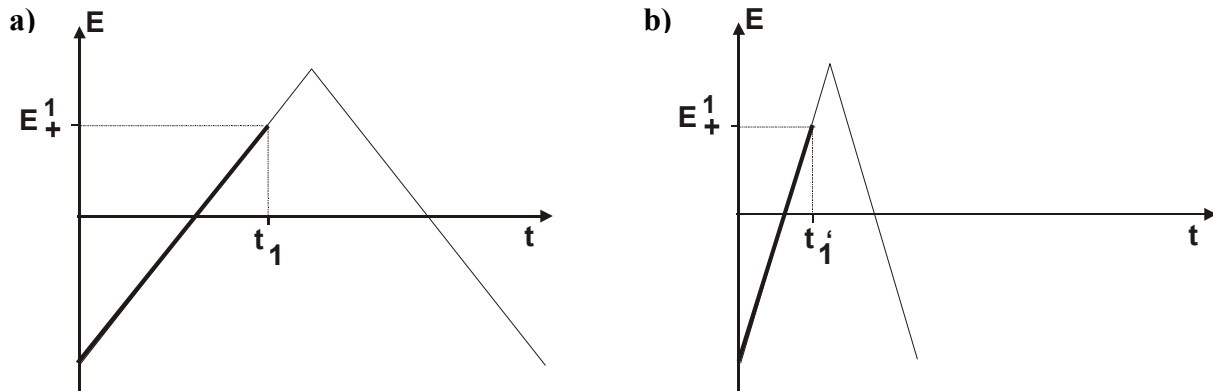


Abbildung 3.25: Beispiel eines elektrischen Feldes, das an einen ferroelektrischen Kondensator angelegt wird: a) bei niedriger Anstiegsgeschwindigkeit, b) bei hoher Anstiegsgeschwindigkeit.

Bei niedriger Anstiegsgeschwindigkeit (E_+^1/t_1) ist bei $t=t_1$ die elektrische Feldstärke $E = E_+^1$ erreicht. Der Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-, dE/dt)$ für diesen Fall ist in Abbildung 3.26a gezeigt. Der Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-, dE/dt)$ ist für eine hohe Anstiegsgeschwindigkeit (E_+^1/t_1') mit $t_1' < t_1$ in Abbildung 3.26b dargestellt.

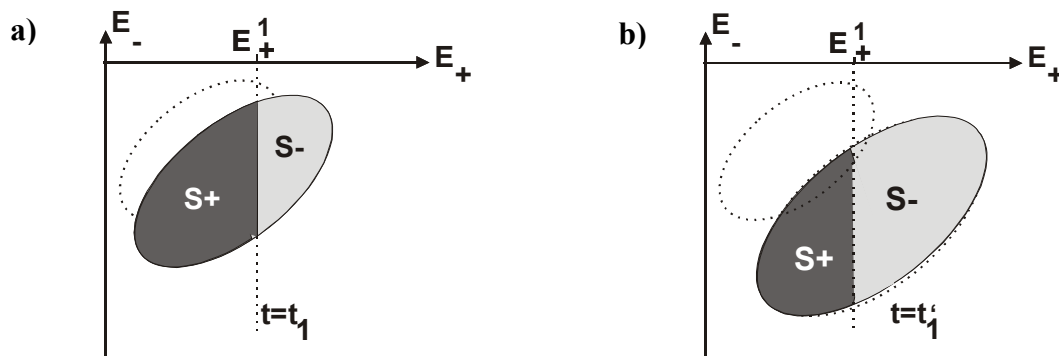


Abbildung 3.26: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion $\mu(E_+, E_-, dE/dt)$ bei der gleichen Feldstärke E_+^1 : a) für niedrige Anstiegsgeschwindigkeit und b) für hohe Anstiegsgeschwindigkeit. Die gepunktete Kurve zeigt den Kontur-Plot bei dem statischen Signal.

Es ist zu sehen, dass für $t=t_1$ (s. Abb. 3.26a) die Flächendifferenz der positiven umgeklappten Dipole und der negativen umgeklappten Dipole ($S_+ - S_-$) größer ist als die Flächendifferenz für $t=t_1'$ (s. Abb. 3.26b). In Abbildung 3.27 ist nach Gleichung 3.22 die schaltende Polarisation für $t=t_1$ und $t=t_1'$ gezeigt.

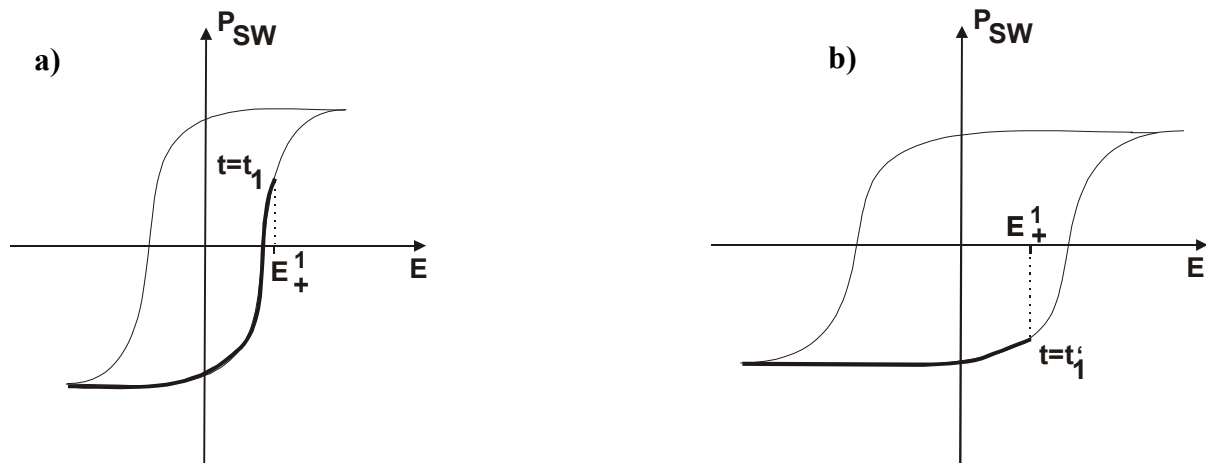


Abbildung 3.27: Resultierte $P_{sw} - E$ -Kurve a) für niedrige Anstiegsgeschwindigkeit b) für höhere Anstiegsgeschwindigkeit.

Nach der in Abbildung 3.27 gezeigten $P_{sw} - E$ -Kurve ist die Koerzitivfeldstärke für niedrige Anstiegsgeschwindigkeiten kleiner als E_+^1 und die Koerzitivfeldstärke für hohe Anstiegsgeschwindigkeit größer als E_+^1 .

3.3.4 Relaxationsmodell

Wie in Kapitel 2 beschrieben, handelt es sich bei der Relaxation um den Ausgleichsvorgang innerhalb eines ferroelektrischen Materials bei zeitlicher Veränderung der angelegten elektrischen Feldstärke. Da die Dipole Änderungen der Feldstärke nicht beliebig schnell folgen können, wird auch die im letzten Abschnitt beschriebene Änderung der Verteilungsdichtefunktion bei einer Änderung der Anstiegsgeschwindigkeit nur verzögert erfolgen.

Der Relaxationsvorgang lässt sich nach Gleichung 1.15 durch die Beziehung

$$P_{sweff}(t) = P_{sw}(t) - \frac{\tau_r(t) dP_{sweff}(t)}{dt} \quad (3.25)$$

formulieren. Dabei ist τ_r die schaltende Relaxationszeit. Sie kann durch Messungen bestimmt werden. Die effektive schaltende Polarisation P_{sweff} ist als die Polarisation definiert, bei der man die Relaxation berücksichtigt.

Die Auswirkung dieses Relaxationsvorganges auf das Schaltverhalten soll im Folgenden anhand eines Beispiels verdeutlicht werden.

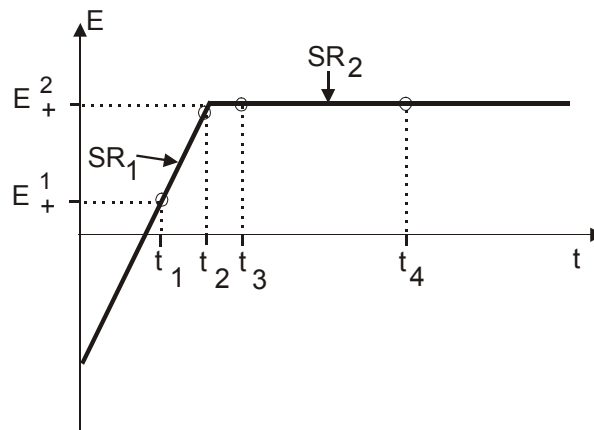


Abbildung 3.28: Beispiel eines elektrischen Feldes, das an einen ferroelektrischen Kondensator angelegt wird, mit einer Veränderung der Anstiegsgeschwindigkeit.

Dazu sei der in Abbildung 3.28 gezeigte Verlauf des elektrischen Feldes betrachtet, bei der sich die Anstiegsgeschwindigkeit SR zur Zeit t_2 von dem Wert SR_1 auf SR_2 ändert.

Unter Vernachlässigung der Relaxation ergibt sich dabei der in 3.29 gezeigte Verlauf der Verteilungsdichtefunktion. Man erkennt insbesondere, dass sich die Verteilungsdichtefunktion von t_2 auf t_3 sprunghaft ändert, was zu dem in 3.31 gezeigten physikalischen Verlauf der Polarisation führt.

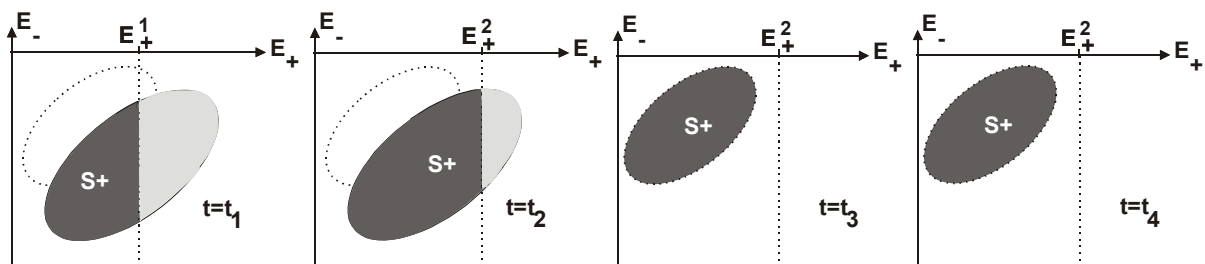


Abbildung 3.29: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion ohne Berücksichtigung der Relaxationsphänomene.

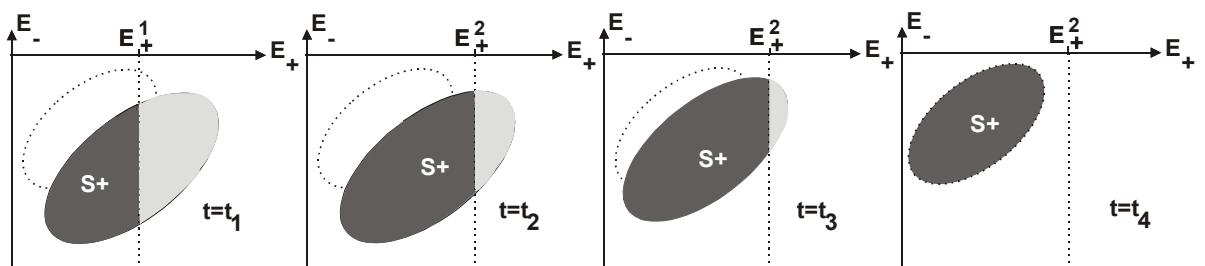


Abbildung 3.30: Kontur-Plot der Verteilungsdichtefunktion mit Berücksichtigung der Relaxationsphänomene.

Berücksichtigt man jedoch die Dynamik des Schaltvorganges nach Gleichung 3.25, so erfolgt der Übergang zwischen der Verteilungsdichtefunktion weich (Abbildung 3.30) und der Verlauf der Polarisation P_{swef} (Abbildung 3.31) ist im Einklang mit gemessenen Daten.

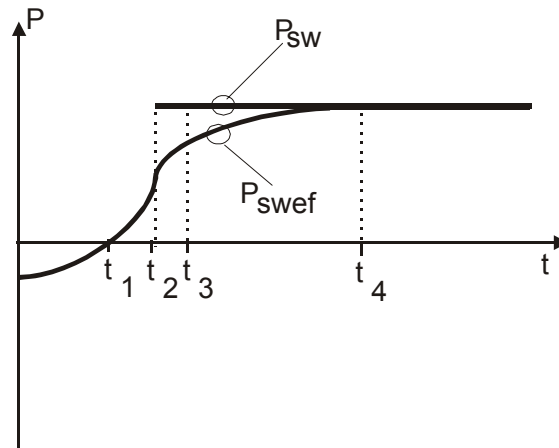


Abbildung 3.31: Die resultierte Polarisation P_{sw} (ohne Berücksichtigung der Relaxation) und P_{swef} (mit Berücksichtigung der Relaxation).

3.4 Temperaturverhalten

Die Temperaturabhängigkeit der Hysteresemodellparameter ($P_s, P_r, \varepsilon_{lin}, E_c$) ist in [81, 85] präsentiert worden. Die Modellgleichungen wurden aus der Landau-Devonshire-Theorie für das Temperaturverhalten ferroelektrischer Kristalle entwickelt, die in Kapitel 2 dieser Arbeit dargestellt wurden. Durch verschiedene Messungen von -40°C bis 150°C wurde die Abhängigkeit der Modellparameter von der Temperatur ermittelt.

Die Temperaturabhängigkeiten der Sättigungspolarisation $P_s(T)$, der linearen Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{lin}(T)$ und der remanenten Polarisation $P_r(T)$ sind hier zusammengestellt:

$$P_s(T) = P_s^{T0} \sqrt{\frac{T_C - T}{T_C}}, \quad (3.26)$$

$$\varepsilon_{lin}(T) = \varepsilon_{lin}^{T0} \sqrt{\frac{T_C}{T_C - T}}, \quad (3.27)$$

$$P_r(T) = P_r^{T0} \sqrt{\frac{T_C - T}{T_C}}. \quad (3.28)$$

Dabei ist T_C die Curie-Temperatur, $T_{C'}$ eine von der Curie-Temperatur abhängige Größe, P_s^{T0} die Sättigungspolarisation bei Temperatur 0 K, ε_{lin}^{T0} die lineare Dielektrizitätszahl bei Temperatur 0 K und P_r^{T0} die remanente Polarisation bei 0 K.

Die temperaturabhängige Koerzitivfeldstärke $E_c(T)$ ist durch das relative Extremum der Gleichung 1.4 bestimmt. Es gilt die Bedingung:

$$\frac{\partial E}{\partial P} = 2A_0(T - T_C) + 12B_1P^2 = 0. \quad (3.29)$$

Nach $P(E_c)$ aufgelöst erhält man:

$$P(E_c) = \pm \sqrt{\frac{A_0}{6B_1}(T_C - T)}. \quad (3.30)$$

Eingesetzt in Gleichung 1.4, wird die Temperaturabhängige Koerzitivfeldstärke $E_c(T)$ zu:

$$E_c(T) = E_c^{T_0} \sqrt[3]{\frac{T_C - T}{T_C}}. \quad (3.31)$$

Dabei ist $E_c^{T_0}$ die Koerzitivfeldstärke bei Temperatur 0 K.

Die Modellparameterwerte werden in Kapitel 4 präsentiert.

3.5 Leckstrom

Abbildung 3.27 zeigt das gemessene I-V-Verhalten eines SBT-Kondensators.

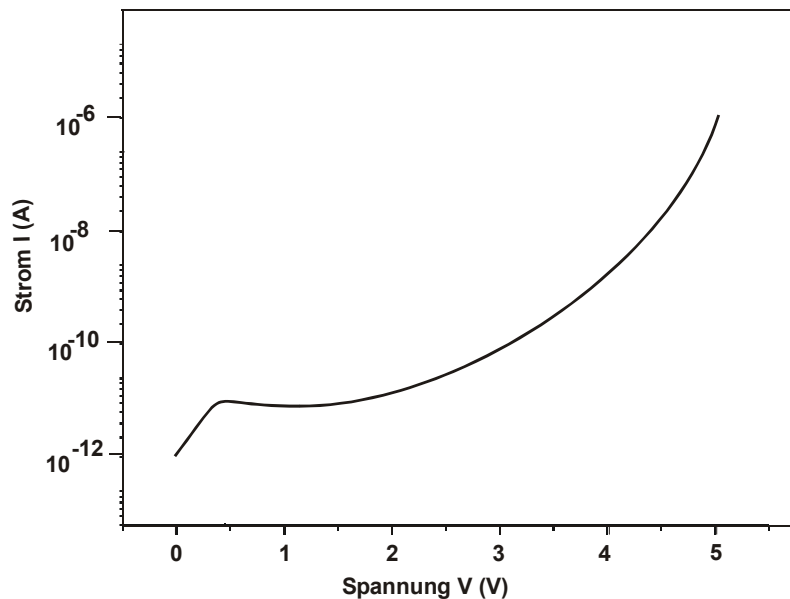


Abbildung 3.33: Leckstrom eines SBT-Kondensators ($10000 \mu\text{m}^2$) bei angelegten Spannungsrampen.

Im Bereich zwischen 0 und 1 V sieht man einen Strompeak, der von der Umpolarisierung der Dipole verursacht wird. Der Leckstrom zeigt bei niedrigen Feldern ohmsches Verhalten. Bei höheren Feldern liegt ein exponentielles Strom-Spannungsverhalten vor, wobei der Übergang zwischen ohmschem und nicht ohmschem Bereich bei SBT bei etwa 3 bis 4 V liegt. Eine mathematische Näherung für diese Kurve ist die Beziehung [82]:

$$I = K_j \exp\left\{\frac{-W_A}{kT}\right\} \sinh\left\{\frac{K_B E}{kT}\right\}. \quad (3.32)$$

Dabei ist K_j eine Konstante, W_A die Aktivierungsenergie, k die Boltzmannkonstante und K_B eine Größe, die von der Teilchenladung abhängig ist.

4 Messung & Simulation

Zur Extraktion der Modellparameter und zur Verifikation der Simulationsergebnisse sind Messungen der elektrischen Eigenschaften ferroelektrischer Kondensatoren über einen breiten Frequenzbereich erforderlich. In diesem Kapitel werden zunächst die Messmethoden vorgestellt. Um die elektrischen Eigenschaften bzw. die $I-V$ - und $P-V$ -Kurven bei niedriger Frequenz zu erhalten, wird die *Quasi-Static-Capacitance-Voltage*-Messmethode benutzt. Bei mittlerer Frequenz ist eine konventionelle Sawyer-Tower Messschaltung zur Extraktion der Hysteresekurve gut geeignet. Die Parameterextraktion bei hohen Frequenzen erfolgt mit der Pulsmessschaltung. Die Messungen fanden in einem Temperaturbereich von -40°C bis 150°C statt. Die extrahierten Modellparameter sind in den Saber-Schaltungssimulator implementiert worden. Die Simulationsergebnisse wurden dann mit Messdaten verglichen und werden in diesem Kapitel vorgestellt.

4.1 Messaufbau

Die Messapparatur besteht aus einem temperaturgeregelten 200 mm Prober, einem 400 MS/s *Waveform Generator* LeCroy LW 420A, einem 350 MHz digitalen Speicheroszilloskop LeCroy 9450, einem LCR Meter HP 4284L und einem *Semiconductor Parameter Analyzer* Agilent Technologies 4156C. Alle steuerbaren Komponenten werden über einen IEEE 488:2 Bus durch einen mit LabView 5.1 programmierten Rechner angesteuert. In Abbildung 4.1 ist der Messaufbau zur Extraktion der Modellparameter dargestellt.

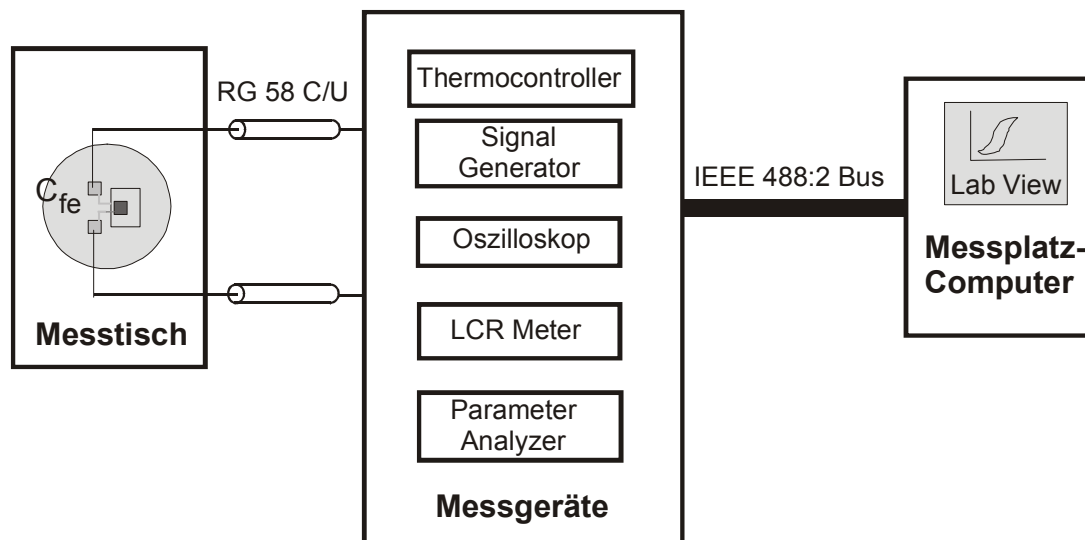


Abbildung 4.1: Messaufbau, bestehend aus Messtisch, Messgeräten und Messplatz-Computer.

Für die Messungen standen Proben der Firma Infineon Technologies AG mit ferroelektrischen Pt/SBT/Pt-Kondensatoren verschiedener Fläche zur Verfügung. Abbildung 4.2 zeigt einen ferroelektrischen Kondensator der Größe $4000 \mu\text{m}^2$ in der Aufsicht.

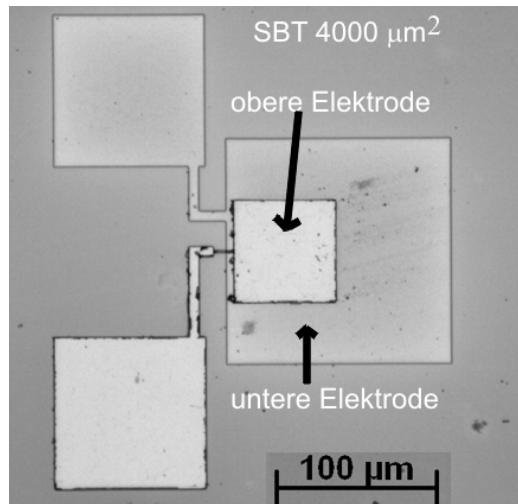


Abbildung 4.2: Foto eines Chips mit ferroelektrischem Kondensator.

4.2 Messschaltung für niedrige Frequenzen

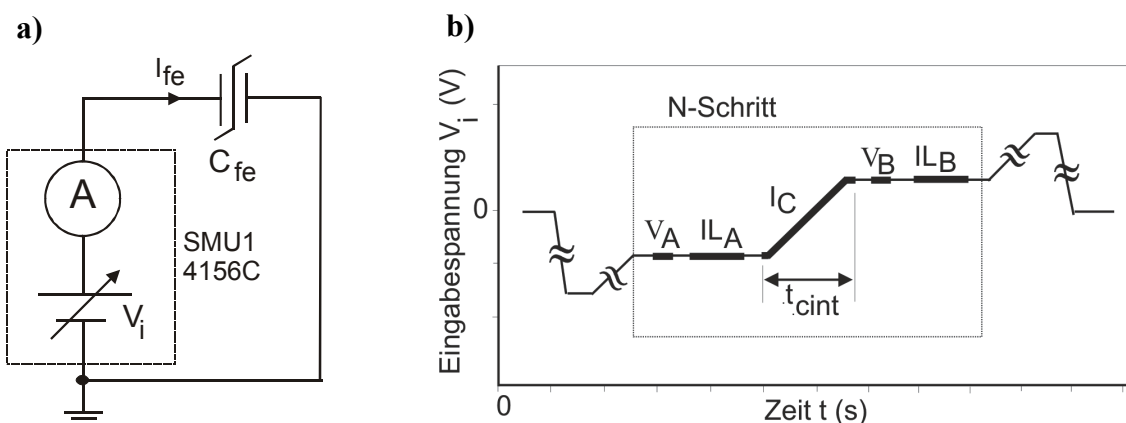
Zur Extraktion der Hysteresekurve bei niedriger Frequenz gibt es mehrere Methoden, z.B. die *Feedback*-Methode (auch *Virtual-Ground*-Methode genannt) und die *Quasi Static Capacitance Voltage*-Methode (QSCV-Methode). Prinzipiell lässt sich in beiden Methoden die Polarisierung durch Integration der Stromantwort $I(V)$ durch die Beziehung

$$P \propto \int I(V) dt \quad (4.1)$$

ermitteln.

Bei der *Feedback*-Methode [17] gibt es jedoch einen Fehlerstrom durch die Eingangsoffsetspannung und den Eingangsbiassstrom des Operationsverstärkers [83]. Wegen dieses Fehlers und der Schwierigkeit der Realisierung wird in dieser Arbeit die QSCV-Methode benutzt.

Abbildung 4.3a zeigt eine vereinfachte QSCV-Messschaltung mit dem *Semiconductor Parameter Analyzer Agilent 4156C*. Die Eingangsspannung V_i ist eine stufenförmige Spannung (*sweep voltage*) wie in Abbildung 4.3b dargestellt.

Abbildung 4.3: a) QSCV Messschaltung und b) Eingangsspannung V_i .

Die Kapazität für jeden Schritt der stufenförmigen Spannung V_i ist durch

$$C_{fe} = \frac{1}{V_B - V_A} \int_{t_{\text{cint}}} I_C dt \quad (4.2)$$

gegeben. Dabei ist I_C der durch C_{fe} fließende Ladestrom (s. Abbildung 4.3b). Mit diesem Ergebnis kann die Polarisation P_{fe} als Funktion der Eingangsspannung V_i durch

$$P_{fe} = \frac{1}{A} \int_{V_A}^{V_B} C_{fe} dV_i \quad (4.3)$$

berechnet werden.

Mit Hilfe dieses Messaufbaus können die Hysteresekurven für Anstiegsgeschwindigkeiten von 0,1 V/s bis etwa 10 V/s bestimmt werden. Die Messergebnisse für Anstiegsgeschwindigkeit von 0,1 V/s bzw. 1 V/s sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Koerzitivspannung des gemessenen ferroelektrischen Kondensator ergibt sich zu etwa 0,5 V.

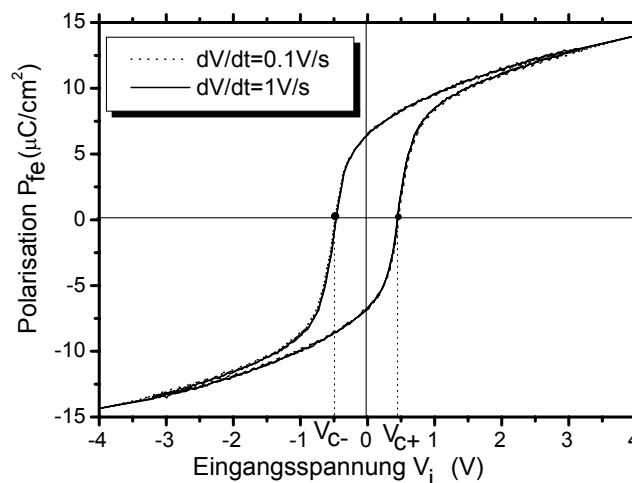


Abbildung 4.4: Gemessene Hysteresekurve eines ferroelektrischen Kondensators bei einer Anstiegsgeschwindigkeit von 0,1 V/s bzw. 1 V/s.

Außer der Polarisation kann mit der QSCV-Methode der Leckstrom ermittelt werden. Gemäß Abbildung 4.3b werden die Leckströme IL_A und IL_B dabei bei unterschiedlichen Spannungen V_i ermittelt. Abbildung 4.5 zeigt den typischen Verlauf des Ladestromes abhängig von der angelegten Spannung V_i .

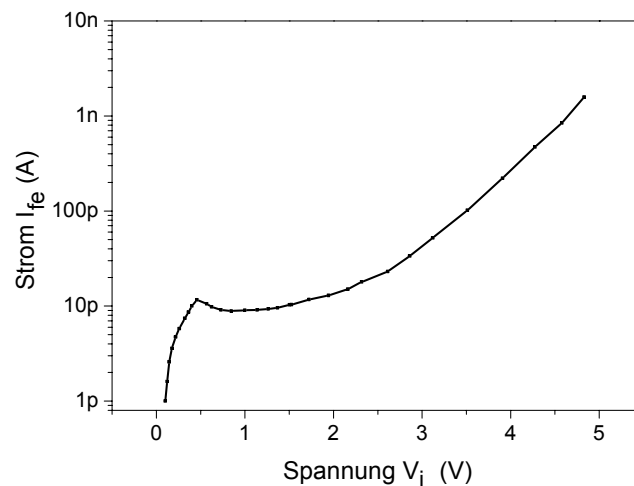


Abbildung 4.5: Gemessener Strom I_{fe} eines ferroelektrischen Kondensators abhängig von der Spannung V_i .

4.3 Messschaltung für mittlere Frequenzen

Zur Extraktion der Hysteresekurve bei mittleren Frequenzen ist die Sawyer-Tower-Methode [84] eine häufig verwendete Messmethode. Diese Methode wurde von Sawyer und Tower im Jahr 1930 zur Messung der Hystereseigenschaften des Rochelle-Salz-Dielektrikum benutzt. Abbildung 4.6 zeigt die Sawyer-Tower-Messschaltung.

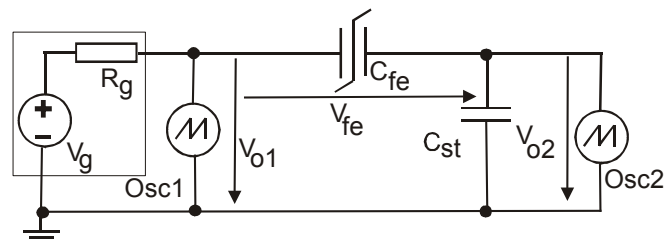


Abbildung 4.6: Sawyer-Tower-Messschaltung zur Aufnahme von Hysteresekurven.

Mit dieser Schaltung kann die ferroelektrische Polarisation durch

$$P_{fe} = V_{o2} C_{st} / A \quad (4.4)$$

bestimmt werden. Dabei ist A die Elektrodenfläche des ferroelektrischen Kondensators C_{fe} , V_{o2} die auf dem Oszilloskop gezeigte Ausgangsspannung und C_{st} die Kapazität des Sawyer-Tower-Referenzkondensators.

Durch die Messspannung V_{o2} am Ausgang der Schaltung ist die Spannung V_{o1} nicht mit der am Kondensator abfallenden Spannung V_{fe} identisch, sondern es gilt

$$\frac{V_{fe}}{V_{o1}} = \frac{V_{o1} - V_{o2}}{V_{o1}} = \frac{C_{st}}{C_{st} + C_{fe}}, \quad (4.5)$$

so dass ein systematischer Fehler entsteht. Um diesen Fehler nicht größer als 1% werden zu lassen, muss der Referenzkondensator C_{st} etwa einhundertmal größer gewählt werden als C_{fe} .

Bei niedrigen Frequenzen erreicht die Impedanz des Referenzkondensators C_{st} die Größenordnung des Eingangswiderstandes des Oszilloskopes (ca. 1 M Ω), so dass der in das Oszilloskop fließende Strom zur Entladung von C_{st} führt. Aus diesem Grund sind Sawyer-Tower-Messungen für niedrige Frequenzen nicht geeignet. Bei hohen Frequenzen neigt die Schaltung zu Schwingungen, so dass sich diese Messmethode nur für einen Frequenzbereich von 100 Hz bis etwa 5 MHz eignet.

Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse einer Sawyer-Tower-Messung für unterschiedliche Anstiegsgeschwindigkeiten des Eingangssignals.

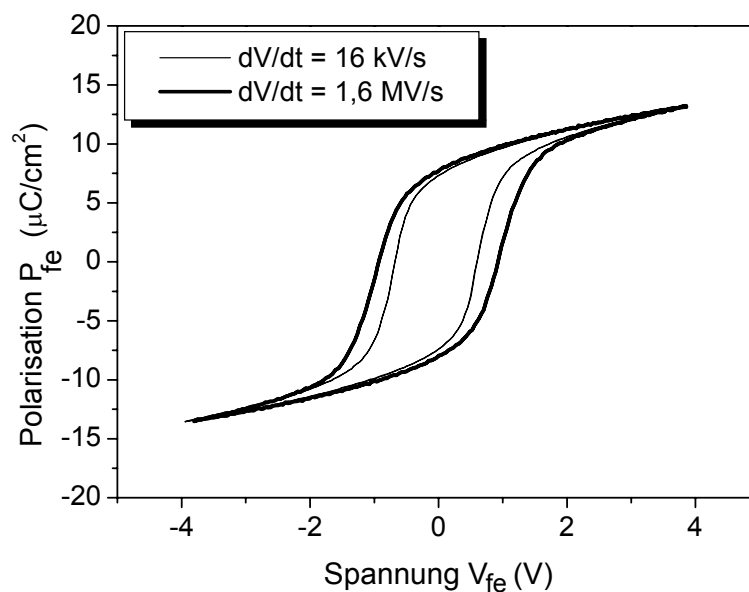


Abbildung 4.7: Gemessene Hysteresekurve eines ferroelektrischen Kondensators bei einer Anstiegsgeschwindigkeit von 16 kV/s bzw. 1,6 MV/s.

4.4 Messschaltung für hohe Frequenzen

Zur Extraktion der Modellparameter für die Frequenzen höher als 5 MHz ist eine spezielle Messschaltung erforderlich, wie sie z.B. in Abbildung 4.8 dargestellt ist.

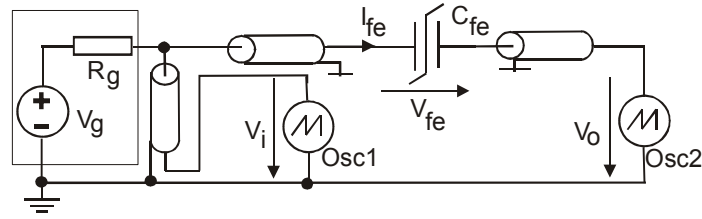


Abbildung 4.8: Pulsmessschaltung zur Bestimmung des transienten Verhaltens.

Bei dieser so genannten Pulsmessschaltung lässt sich die Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangsspannung V_g zwischen 8 MV/s und 800 MV/s einstellen. Die Eingangsspannung wurde wegen der Möglichkeit des Durchbruchs des Dünnschichtmaterials nur zwischen 0 und 6 V variiert. Abbildung 4.9 zeigt die Eingangsspannung V_g und den entsprechenden Ausgangsstrom I_{fe} , der proportional zu dem Spannungsabfall V_o an der Eingangsimpedanz des Oszilloskops ($R_{osc2} = 50 \Omega$) ist.

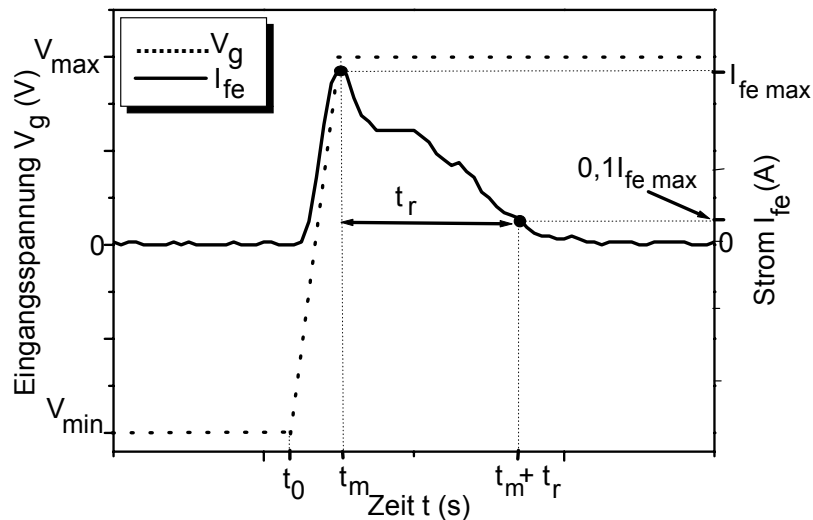


Abbildung 4.9: Eingangsspannung V_g und Ausgangsstrom I_{fe} zur Extraktion der Modellparameter bei hohen Frequenzen.

Die Eingangsspannung ist durch

$$V_g(t) = \begin{cases} (dV/dt)t + V_{\min} & , t_0 < t \leq t_m \\ V_{\max} & , t > t_m \end{cases} \quad (4.6)$$

beschrieben.

Aus Abbildung 4.8 und Gl. 4.6 ergeben sich für den Strom I_{fe} und die Spannung V_{fe} als Funktion der Zeit

$$I_{fe}(t) = \begin{cases} (dV/dt)C_{fe}(1 - \exp(-t/R_T C_{fe})) & , t_0 < t \leq t_m \\ (V_{\max} - V_{cs})\exp(-(t-t_m)/R_T C_{fe}) & , t > t_m \end{cases} \quad (4.7)$$

und

$$V_{fe}(t) = V_i - I_{fe}(t)R_{osc2}. \quad (4.8)$$

Dabei ist $V_{cs} = V_{fe}$ bei $t = t_m$ und $R_T = R_g + R_{osc2}$.

Ein wichtiger Parameter des Verlaufs der Ausgangsspannung zur Parameterextraktion ist die Relaxationszeit t_r (s. Abbildung 4.9). Sie ist als die Abfallzeit des Stromes I_{fe} von $I_{fe,max}$ bis zu $0,1I_{fe,max}$ definiert. Mit dieser Pulsmeßschaltung ist die Extraktion der Modellparameter einschließlich $V_c, P_r, P_s, \varepsilon_{lin}$ und t_r für Frequenzen höher als 5 MHz möglich, wie im Folgenden erklärt wird.

4.5 Parameterextraktion

Um die Modellparameter in einem großen Frequenzbereich bestimmen zu können, wurden sowohl QSCV- als auch Sawyer-Tower-Messungen und Messungen mit der Pulsmeßschaltung durchgeführt. Zur Bestimmung der Modellparameter für niedrige und mittlere Frequenzen ist lediglich die QSCV- und Sawyer-Tower-Messung der gesättigten Hystereseurve notwendig. Aus diesen Messungen lassen sich die vier Parameter (V_c, P_r, P_s und ε_{lin}) des Modells mit Hilfe von Abbildung 3.4 extrahieren. Für die Parameterextraktion bei hohen Frequenzen hingegen ist die Pulsmeßschaltung zu benutzen. Im folgenden Abschnitt werden die Methoden zur Parameterextraktion beschreiben.

4.5.1 Extraktion der Koerzitivspannung

Die Koerzitivspannungen V_{c+} und V_{c-} sind die Werte der Spannung V_{fe} , an denen die gesättigte Hystereseurve den Polarisationswert Null erreicht, d.h.

$$P_{fe}(V_{fe}) \Big|_{V_{fe}=V_{c\pm}} = 0. \quad (4.9)$$

Für niedrige und mittlere Frequenzen lassen sich die Koerzitivspannungen direkt aus der Hystereseurve (Abbildung 3.4) extrahieren.

Die Koerzitivspannung kann bei hohen Frequenzen durch Auswertung der Relaxationszeit t_r bestimmt werden. Die Relaxationszeit wird von der Kapazität C_{fe} und dem Widerstand der Messschaltung ($R_T = R_g + R_{osc2}$) beeinflusst (Abbildung 4.8). Abbildung 4.10 zeigt, dass die maximalen Werte von C_{fe} bei $V_{fe} = V_{c+}$ und $V_{fe} = V_{c-}$ liegen.

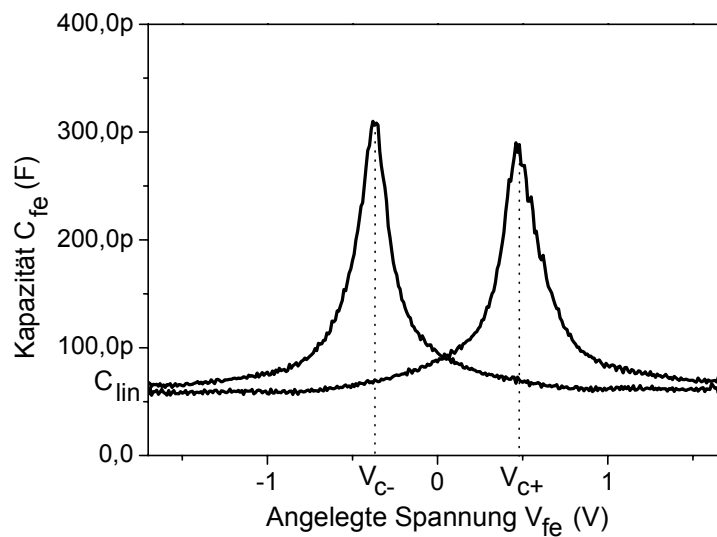


Abbildung 4.10: Gemessene C-V-Kurve eines ferroelektrischen Kondensators.

Mit den Modellgleichungen aus Kapitel 3 lässt sich folgende Beziehung für die ferroelektrische Kapazität C_{fe} ableiten:

$$C_{fe}(t) = \frac{2\sigma P_s((\pi/2) + \arctan[\sigma(V_{fe}(t) - V_{c-})])}{\pi^2(1 + \sigma^2(V_{fe}(t) - V_{c+})^2)} + \frac{2\sigma P_s((\pi/2) + \arctan[\sigma(V_{fe}(t) - V_{c+})])}{\pi^2(1 + \sigma^2(V_{fe}(t) - V_{c-})^2)} + C_{lin} \quad (4.10)$$

Die Auswertung dieser Gleichung z.B. mit dem Matlab-Simulatorprogramm zeigt, dass die Relaxationszeit t_r ihr Maximum erreicht, wenn der Maximalwert V_{max} der anliegenden Spannung V_{fe} gleich der Koerzitivspannung V_c ist (Abbildung 4.11).

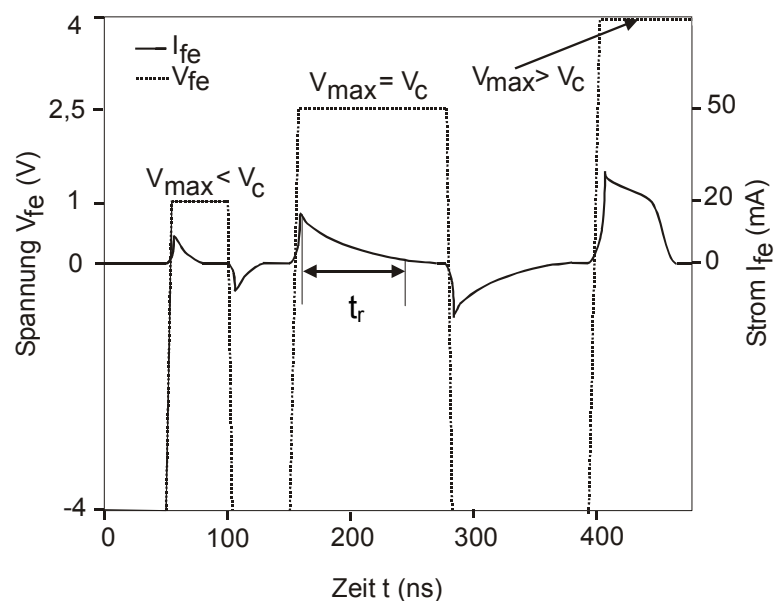


Abbildung 4.11: Spannung V_{fe} und simulierter Strom I_{fe} für die Extraktion von V_c .

Entsprechende Messdaten sind in Abbildung 4.12 gezeigt.

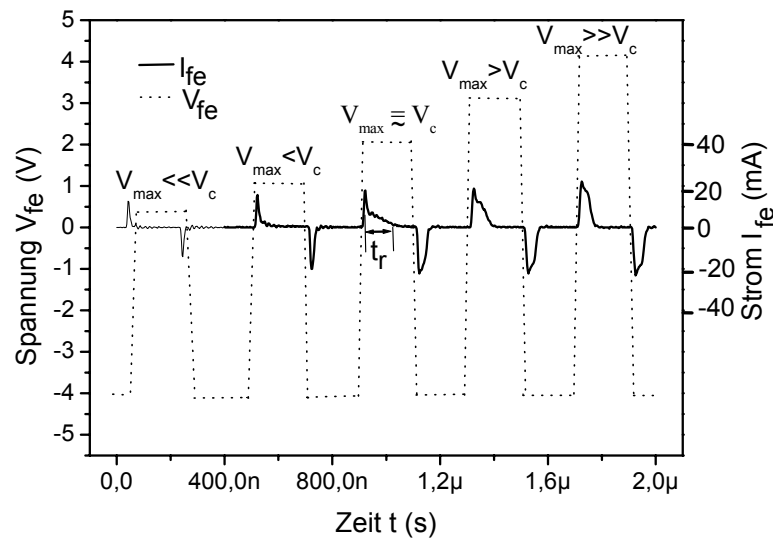


Abbildung 4.12: Spannung V_{fe} und gemessener Strom I_{fe} für die Extraktion von V_c .

Trägt man die Relaxationszeit t_r über der Amplitude der anliegenden Spannung auf, so sieht man, dass die Relaxationszeit ihren maximalen Wert bei $V_{fe} = V_c$ erreicht. Abbildung 4.13 zeigt die Abhängigkeit sowohl für gemessene als auch für simulierte Daten.

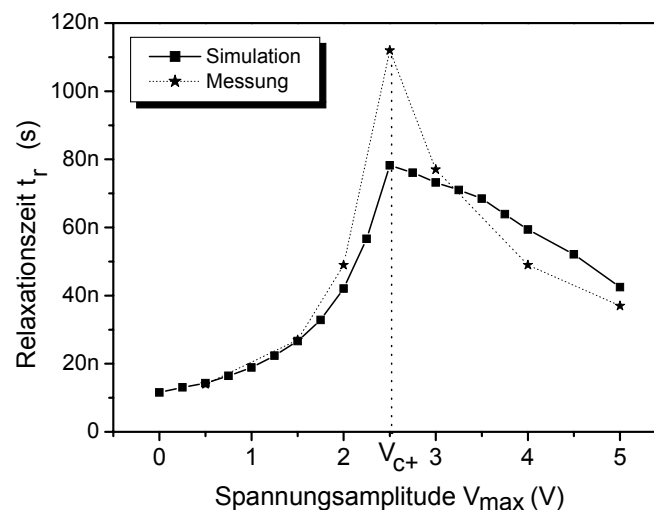


Abbildung 4.13: Gemessene und simulierte Relaxationszeit t_r für unterschiedliche Spannungsamplituden V_{max} .

Die mit den unterschiedlichen vorgestellten Verfahren extrahierten Koerzitivspannungen sind in Abbildung 4.14 über einen großen Bereich der Anstiegsgeschwindigkeiten aufgetragen. Insbesondere erkennt man, dass zwischen 16 MV/s und 80 MV/s sowohl Sawyer-Tower-Messmethode als auch Puls messmethode anwendbar sind und die gleichen Ergebnisse liefern.

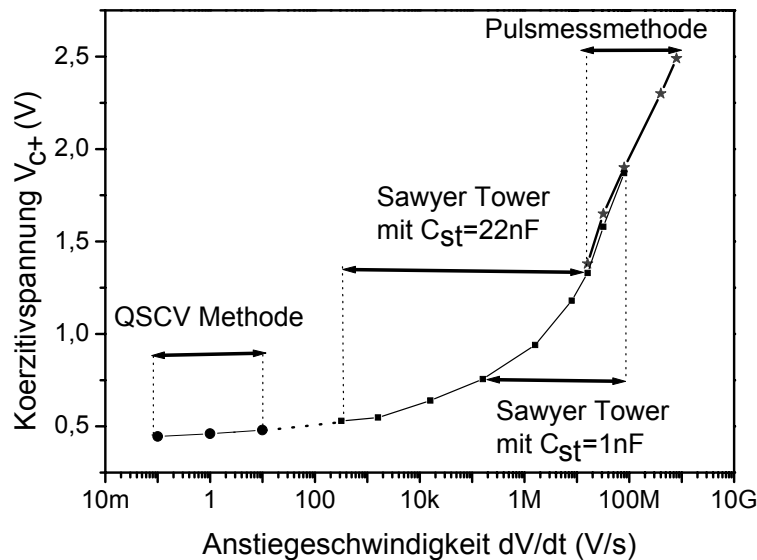


Abbildung 4.14: Gemessene Koerzitivspannungen V_c in einem breiten Frequenzbereich

Um die Abhängigkeit der Koerzitivspannungen von der Anstiegsgeschwindigkeit dV/dt in den Modellgleichungen berücksichtigen zu können, benötigt man eine analytische Darstellung der Funktion $V_c(dV/dt)$. Im Folgenden wird dazu die Funktion

$$V_c = \left(\frac{V_{c,0} - V_{c,\infty}}{1 + (SR / SR_{VC})^{n_{VC}}} + V_{c,\infty} \right) \quad (4.11)$$

benutzt. Dabei ist $SR (= dV/dt)$ die Anstiegsgeschwindigkeit. Die Modellparameter sind $V_{c,0}$, $V_{c,\infty}$, SR_{VC} und n_{VC} . Dabei entspricht $V_{c,0}$ der statischen Koerzitivspannung und $V_{c,\infty}$ der Koerzitivspannung bei sehr hohen Frequenzen. SR_{VC} und n_{VC} können durch ein geeignetes Verfahren dem gemessenen Kurvenverlauf angepasst werden.

Die gemessene Koerzitivspannungen V_c und die analytische Näherung nach Gleichung 4.11 ist in Abbildung 4.15 als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit dV/dt dargestellt.

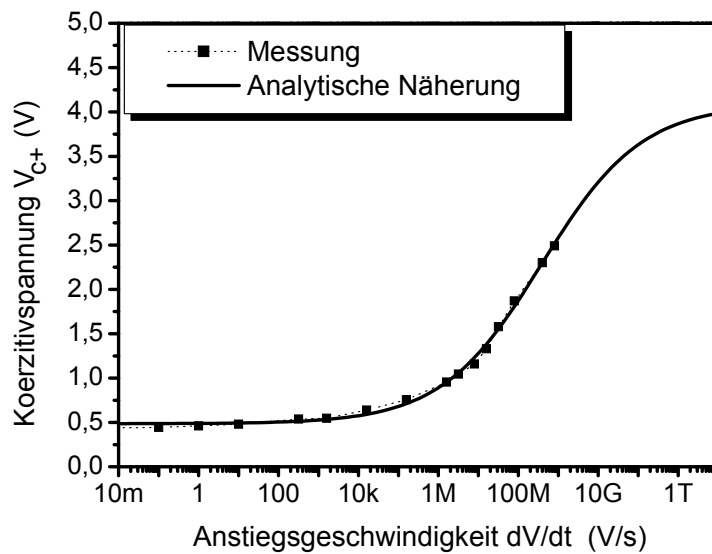


Abbildung 4.15: Gemessene Koerzitivspannung V_c und analytische Näherung als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit dV/dt .

4.5.2 Extraktion der Polarisation und der linearen Dielektrizitätszahl

Die Sättigungspolarisation P_s ist der maximale Wert, den der schaltende Anteil der Polarisation erreichen kann. Zur Bestimmung der Sättigungspolarisation im niedrigen und mittleren Frequenzbereich muss der lineare Anteil der Polarisation (P_{lin}) von der Gesamtpolarisation (P_{fe}) subtrahiert werden (Abbildung 3.4).

Die remanente Polarisation P_r bezeichnet die Polarisation, die auf der ferroelektrischen Kapazität gespeichert bleibt, wenn die externe Spannung nach Erreichen der Sättigung auf null zurückgeführt wird.

Die lineare Dielektrizitätszahl ϵ_{lin} kann aus der Steigung der Hysteresekurve im Bereich der Sättigung ermittelt werden (s. Abbildung 3.4). Für die Steigung in diesem Bereich gilt

$$\left. \frac{dP_{fe}}{dV_{fe}} \right|_{V_{fe} > V_{fe,sat}} = \frac{dP_{lin}}{dV_{fe}} = \frac{\epsilon_0}{d} \chi_{lin} \cong \frac{\epsilon_0}{d} \epsilon_{lin}, \quad (\epsilon_{lin} \gg 1) \quad (4.12)$$

wobei $V_{fe,sat}$ die Spannung beschreibt, bei der die ferroelektrische Polarisation P_{fe} den Sättigungswert P_s erreicht.

Zur Extraktion der remanenten Polarisation P_r , der Sättigungspolarisation P_s und der linearen Dielektrizitätskonstanten ϵ_{lin} bei hohen Frequenzen wird die in Abbildung 4.16 gezeigte Eingangsspannung benutzt.

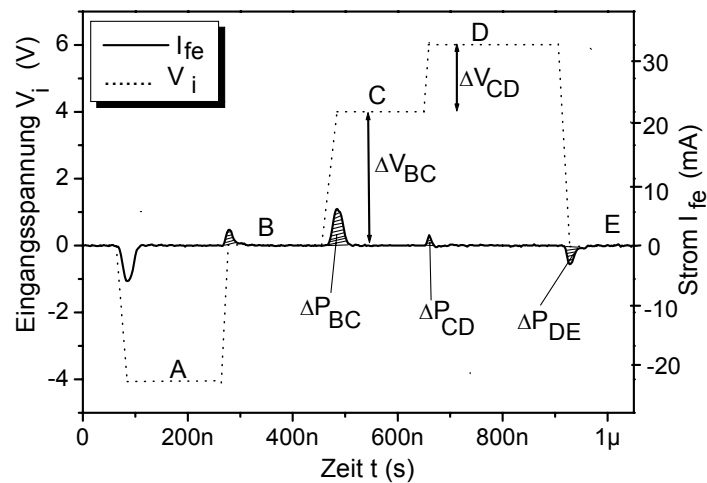


Abbildung 4.16: Eingangsspannung V_i und Ausgangsstrom I_{fe} zur Polarisationsextraktion.

Da sich durch Integration des Ausgangsstromes bei einer Änderung der angelegten Spannung ΔV die dazugehörige Polarisationsänderung ΔP bestimmen lässt (Abbildung 4.16), können die Polarisation P_r und P_s sowie die Dielektrizitätskonstante ε_{lin} durch

$$P_r = \frac{1}{2}(\Delta P_{BD} - \Delta P_{DE}) \quad (4.13)$$

$$\varepsilon_{lin} = (\Delta P_{CD} / \Delta V_{CD})(d / \varepsilon_0) \quad (4.14)$$

$$P_s = \Delta P_{BD} - P_r - (\Delta P_{CD} / \Delta V_{CD})\Delta V_{BD} \quad (4.15)$$

bestimmt werden.

Die so ermittelten Werte sind in Abbildung 4.17 aufgetragen, wobei zur Verdeutlichung die entsprechende Hysteresekurve ebenfalls eingezeichnet ist.

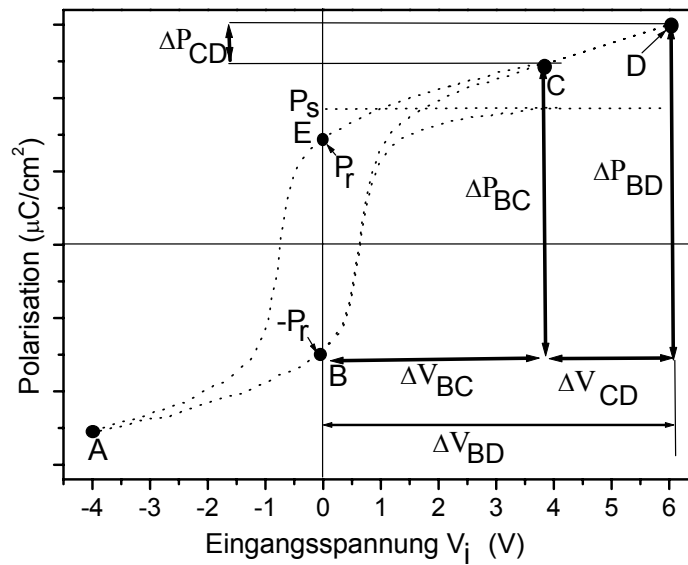


Abbildung 4.17: Die Polarisationswerte und die entsprechende Hysteresekurve.

Sättigungspolarisation

Extrahiert man die Sättigungspolarisation für unterschiedliche Anstiegsgeschwindigkeiten, so erkennt man, dass für Anstiegsgeschwindigkeiten zwischen 1 V/s und 10 kV/s die Sättigungspolarisation relativ konstant ist (Abbildung 4.18), wohingegen sie für Anstiegsgeschwindigkeiten höher als 10 kV/s abnimmt. Die Abbildung 4.18 zeigt zusätzlich eine analytische Näherung der Sättigungspolarisation.

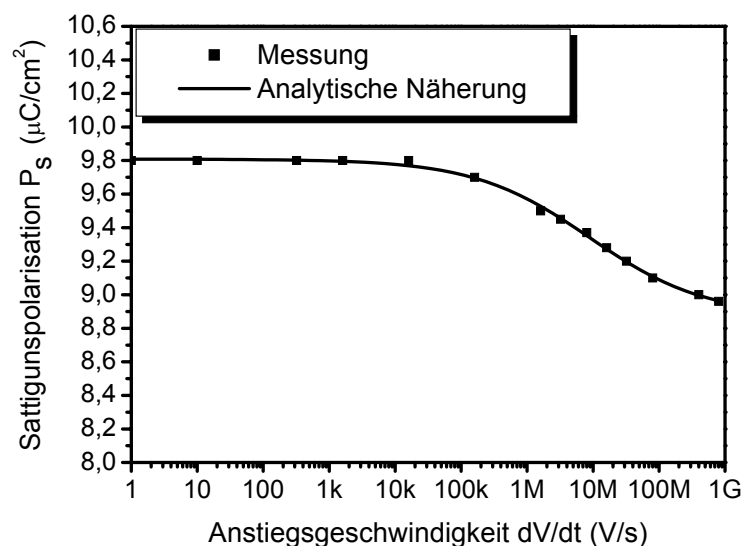


Abbildung 4.18: Gemessene Sättigungspolarisation P_s und analytische Näherung als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit dV/dt .

Auch die Sättigungspolarisation lässt sich durch eine geeignete Funktion beschreiben. Hier wird die Funktion

$$P_s = \left(\frac{P_{s,0} - P_{s,\infty}}{1 + (SR / SR_{PS})^{n_{PS}}} + P_{s,\infty} \right) \quad (4.16)$$

verwendet. Dabei ist $P_{s,0}$ die statische Sättigungspolarisation und $P_{s,\infty}$ die Sättigungspolarisation bei hohen Frequenzen. SR_{PS} und n_{PS} sind Parameter, mit denen die Funktion an den gemessenen Kurvenverlauf angepasst werden kann.

Remanente Polarisation

Die remanente Polarisation P_r ist wegen der Anwendungsmöglichkeiten im Bereich der Informationsspeicherung eine wichtige Eigenschaft ferroelektrischer Kondensatoren. Messergebnisse (Abbildung 4.19) zeigen, dass für Anstiegsgeschwindigkeiten höher als 100 kV/s die remanente Polarisation sinkt.

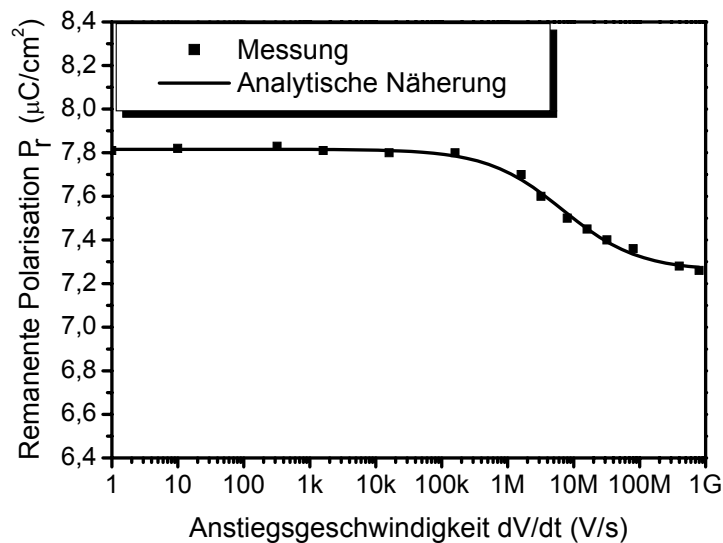


Abbildung 4.19: Gemessene remanente Polarisation P_r und entsprechende analytische Näherung als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit dV / dt .

Zur analytischen Näherung wird hier ebenfalls eine Funktion der Form

$$P_r = \left(\frac{P_{r,0} - P_{r,\infty}}{1 + (SR / SR_{PR})^{n_{PR}}} + P_{r,\infty} \right). \quad (4.17)$$

verwendet. Dabei ist $P_{r,0}$ die statische remanente Polarisation und $P_{r,\infty}$ die remanente Polarisation bei sehr hohen Frequenzen. SR_{PR} und n_{PR} sind Parameter zur Anpassung des Kurvenverlaufs an Messdaten.

Lineare Dielektrizitätszahl

Die gemessene lineare Dielektrizitätszahl ist für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten in Abbildung 4.20 dargestellt.

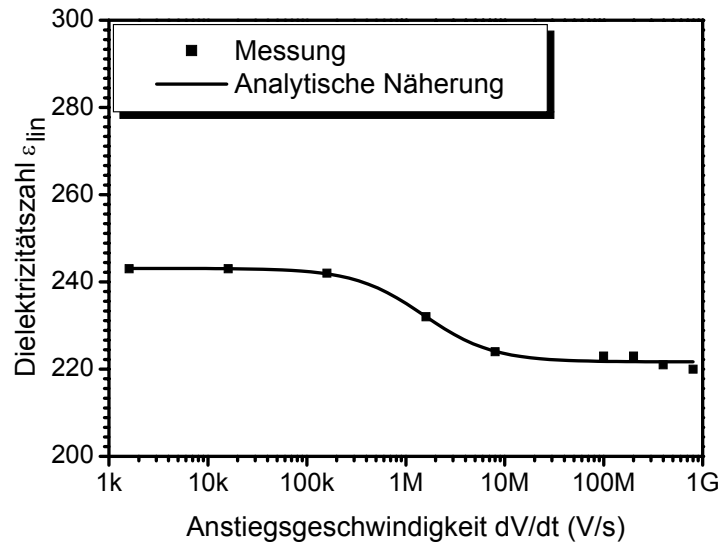


Abbildung 4.20: Gemessene Dielektrizitätszahl ε_{lin} und analytische Näherung als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit dV/dt .

Es ist zu sehen, dass die gemessene lineare Dielektrizitätskonstante im Bereich zwischen 221 und 243 liegt. Die gemessene lineare Dielektrizitätszahl als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit lässt sich mit

$$\varepsilon_{lin} = \left(\frac{\varepsilon_{lin,0} - \varepsilon_{lin,\infty}}{1 + (SR / SR_{EL})^{n_{EL}}} + \varepsilon_{lin,\infty} \right) \quad (4.18)$$

annähern. Dabei ist $\varepsilon_{lin,0}$ die statische lineare Dielektrizitätszahl und $\varepsilon_{lin,\infty}$ die lineare Dielektrizitätszahl bei sehr hohen Frequenzen. SR_{EL} und n_{LN} sind freie Parameter, die durch den Kurvenverlauf bestimmt werden.

4.5.3 Extraktion der Relaxationszeit aus der schaltenden Polarisation τ_r

Gemäß Gleichung 3.25 ist die Relaxationszeit τ_r ein wichtiger Parameter des Relaxationsgesetzes, welches zur Beschreibung der Relaxationsphänomene benutzt wird. Berücksichtigt man das Schaltungsmodell (Abbildung 3.2) und die Anteile des Gesamtstroms I_{fe} (Abbildung 3.3) eines ferroelektrischen Kondensators, so erhält man die Relaxationszeit τ_r aus der Betrachtung des schaltenden Stromes, welcher aus dem Gesamtstrom I_{fe} minus dem im Modell ermittelten linearen Strom I_{lin} entsteht.

Nach der Bestimmung der linearen Dielektrizitätszahl ϵ_{lin} (Gleichung 4.14) kann man den linearen Strom I_{lin} berechnen. Da sich der gemessene Strom I_{fe} aus dem linearen Strom I_{lin} und dem schaltenden Strom I_{sw} zusammensetzt, lässt sich nun mit I_{fe} und I_{lin} der schaltende Strom ($I_{sw} = I_{fe} - I_{lin}$) bestimmen. Abbildung 4.21 zeigt Anteile des Gesamtstromes zur Definition der Relaxationszeit.

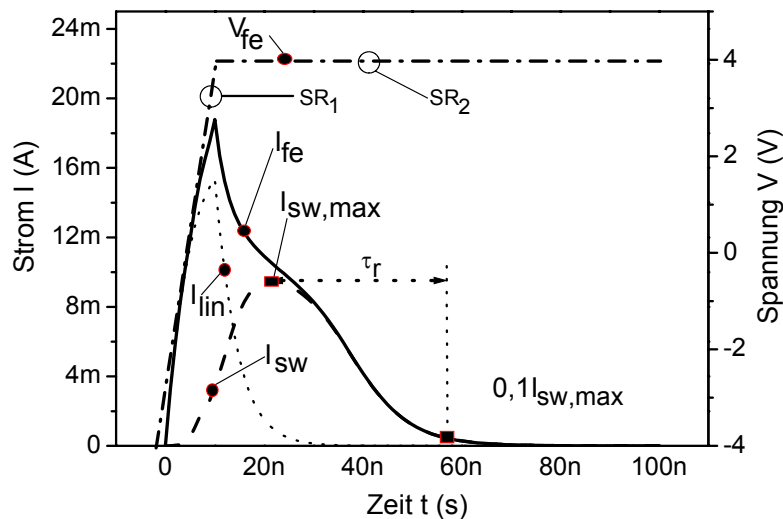


Abbildung 4.21: Anteile des Gesamtstromes zur Definition der Relaxationszeit.

Die Relaxationszeit τ_r ist durch den extrahierten schaltenden Strom bestimmt. Sie ist als Zeit definiert, während der Strom von dem maximalen Wert ($I_{sw,max}$) bis auf 10% des maximalen Wertes abfällt (Abbildung 4.21).

Durch Messung mit Umstellung der Anstiegsgeschwindigkeit SR_1 erhält man die verschiedenen Relaxationszeiten. In Abbildung 4.22 ist die gemessene Relaxationszeit τ_r und die analytische Näherung als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeiten (dV/dt oder SR_1) gezeigt.

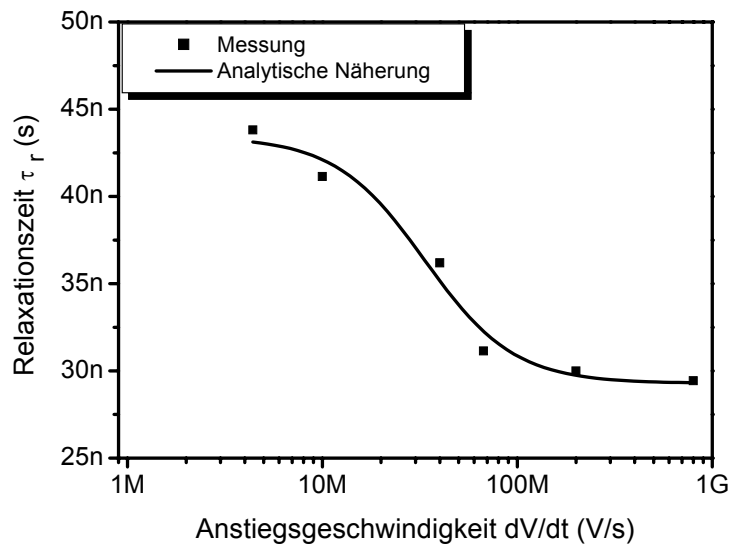


Abbildung 4.22: Gemessene Relaxationszeit τ_r und analytische Näherung als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit dV/dt .

Die gemessene Relaxationszeit τ_r als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit lässt sich mit

$$\tau_r = \left(\frac{\tau_{r,0} - \tau_{r,\infty}}{1 + (SR / SR_{TR})^{n_{TR}}} + \tau_{r,\infty} \right) \quad (4.19)$$

annähern. Dabei ist $\tau_{r,0}$ die statische schaltende Relaxationszeit und $\tau_{r,\infty}$ die schaltende Relaxationszeit bei hohen Frequenzen ist. SR_{TR} und n_{TR} sind Parameter, die aus dem Kurvenverlauf ermittelt werden.

4.6 Modellparameter und Implementierung in den Simulator

Im Rahmen dieser Arbeit wurden SrBi₂Ta₂O₉ (SBT) Dünnschichtkondensatoren untersucht, die von der Infineon Technologies AG hergestellt wurden. Die Schichtdicke beträgt $d = 192$ nm. Die Fläche der Testkondensatoren beträgt $A = 4000 \mu\text{m}^2$. Das Elektrodenmaterial ist Platin.

Die Messungen an den SBT Kondensatoren wurden mit dem QSCV-, Sawyer-Tower- und Puls messaufbau durchgeführt. Zur Simulation wurde das in Kapitel 3 beschriebene Modell verwendet. Die Parameter des Modells wurden gemäß Abschnitt 4.2, 4.3, 4.4 und 4.5 aus den Messungen extrahiert.

Die extrahierten Modellparameter sind in Tabelle 4.1, 4.2 und 4.3 aufgelistet.

Tabelle 4.1: Statische Modellparameter der untersuchten SBT-Kondensatoren.

Parameter	Bedeutung	Größe
$P_{r,0}$	Statische remanente Polarisation	7,81 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

$P_{s,0}$	Statische Sättigungspolarisation	9,8 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
$\varepsilon_{lin,0}$	Statische lineare Dielektrizitätszahl	243,1
$V_{c,0}$	Statische Koerzitivspannung	0,48 V
$\tau_{r,0}$	Statische Relaxationszeit	44 ns
A	Fläche der Ferroelektrika	4000 μm^2
d	Dicke der Ferroelektrika	192 nm

Tabelle 4.2: Dynamische Modellparameter der untersuchten SBT-Kondensatoren..

Parameter	Bedeutung	Größe
$V_{c,\infty}$	Koerzitivspannung bei hohen Frequenzen	3,79 V
SR_{VC}	Angepasste Modellparameter	226 MV/s
n_{VC}	Angepasste Modellparameter	0,36
$P_{s,\infty}$	Sättigungspolarisation bei hohen Frequenzen	8,87 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
SR_{PS}	Angepasste Modellparameter	8834825 V/s
n_{PS}	Angepasste Modellparameter	0,495
$P_{r,\infty}$	Remanente Polarisation bei hohen Frequenzen	7,26 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
SR_{PR}	Angepasste Modellparameter	6850339 V/s
n_{PR}	Angepasste Modellparameter	0,754
$\varepsilon_{lin,\infty}$	Lineare Dielektrizitätszahl bei hohen Frequenzen	221,6
SR_{EL}	Angepasste Modellparameter	1514771 V/s
n_{EL}	Angepasste Modellparameter	1,2376
$\tau_{r,\infty}$	Relaxationszeit bei hohen Frequenzen	29 ns
SR_{TR}	Angepasste Modellparameter	334411978 V/s
n_{TR}	Angepasste Modellparameter	1,894

Tabelle 4.3: Temperatur-Modellparameter von SBT-Kondensator.

Parameter	Bedeutung	Größe
$P_s^{T_0}$	Statische Sättigungspolarisation bei $T = 0$ K	13,65 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
$\varepsilon_{lin}^{T_0}$	Lineare Dielektrizitätszahl bei $T = 0$ K	181
$P_r^{T_0}$	Remanente Polarisation bei $T = 0$ K	12,75 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
T_C	Curie-Temperatur	600 K
$T_{C'}$	Von der Curie-Temperatur abhängige Konstante	491 K
$E_c^{T_0}$	Statische Koerzitivspannung bei $T = 0$ K	160 kV/cm

Diese Modellparameter und das in Kapitel 3 beschriebene Modell sind mit Hilfe der C- und MAST-Programmiersprachen in den Saber-Schaltungssimulator implementiert worden. Die Simulationsergebnisse werden in dem nächsten Kapitel präsentiert.

4.7 Vergleich von Simulation und Messung

Um die Hysteresekurven direkt auf dem Oszilloskop bzw. Schaltungssimulator erhalten zu können, wurde die Sawyer-Tower-Messmethode benutzt. Als Eingangssignal ist eine periodische Dreiecksspannung mit einer Amplitude von 4 V gegeben. Damit ist sichergestellt, dass die ferroelektrische Kapazität in Sättigung gelangt. Abbildung 4.23 zeigt den Vergleich zwischen der Messung einer gesättigten Hysteresekurve mit der entsprechenden Simulation für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten. Das Simulationsergebnis beschreibt die Messkurve für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten sehr exakt.

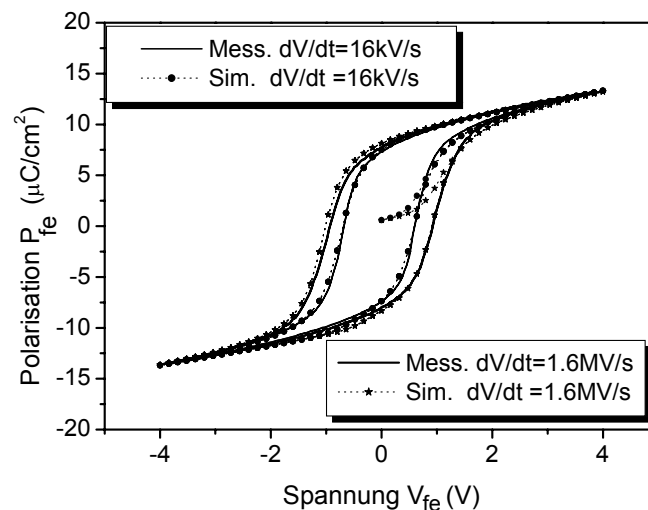


Abbildung 4.23: Messung und Simulation der Hysteresenkurven für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten.

Für den Einsatz in Hochgeschwindigkeitsspeichern spielt das transiente Verhalten, besonders für Eingangssignale mit der sehr kurzen Anstiegszeit, eine wichtige Rolle. Um das transiente Verhalten der ferroelektrischen Kondensatoren zu erhalten, ist die in Abbildung 4.24 gezeigte Testschaltung benutzt worden.

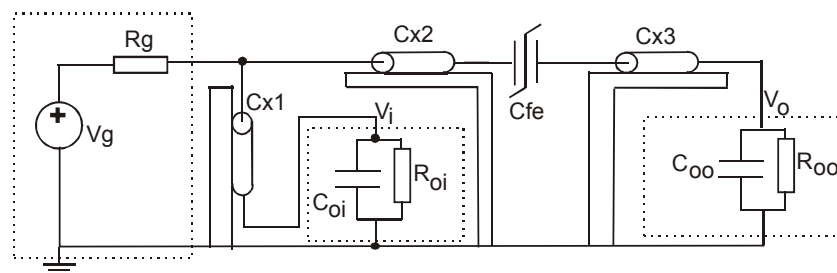


Abbildung 4.24: Testschaltung zur Bestimmung des transienten Verhaltens.

Bei hohen Anstiegsgeschwindigkeiten (mehr als 400 MV/s) müssen die Effekte der benutzten Kabel berücksichtigt werden. Hier zu zählen z.B. die Reflektionsphänomene und die Verzögerung der Signalausbreitung. Pro 1 m Kabel wird das Signal um bis zu 5 ns verzögert. In den Abbildungen 4.25, 4.26 und 4.27 ist das gemessene und simulierte transiente Verhalten eines ferroelektrischen Kondensators für verschiedene Anstiegsgeschwindigkeiten dargestellt. Die Ausgangsspannung V_o ist proportional zu dem Ausgangsstrom I_{fe} (s. Abbildung 4.24).

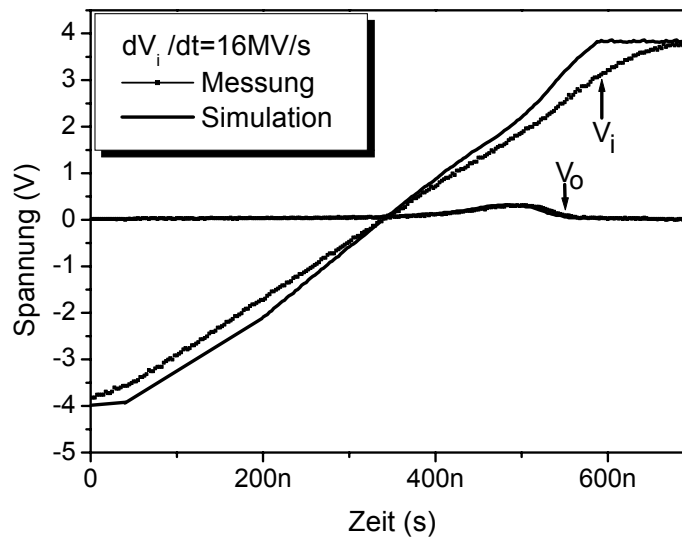


Abbildung 4.25: Messung und Simulation des transienten Verhaltens für eine Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangsspannung $dV_i/dt = 16 \text{ MV/s}$

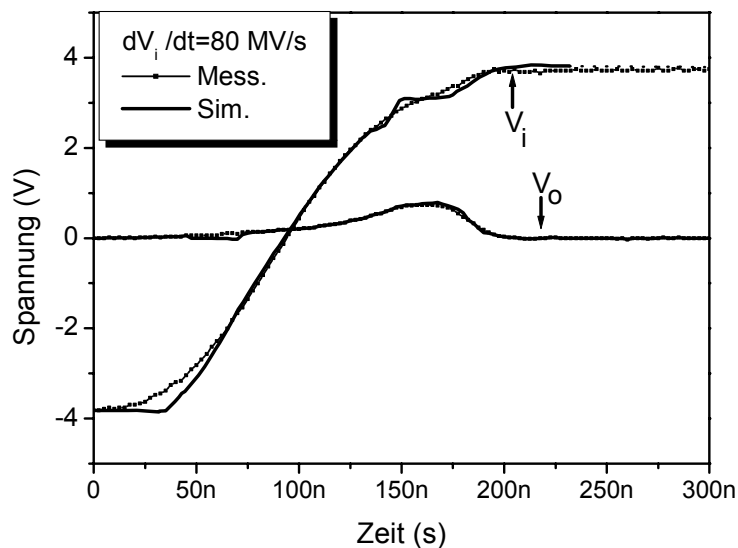


Abbildung 4.26: Messung und Simulation des transienten Verhaltens für eine Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangsspannung $dV_i/dt = 80 \text{ MV/s}$

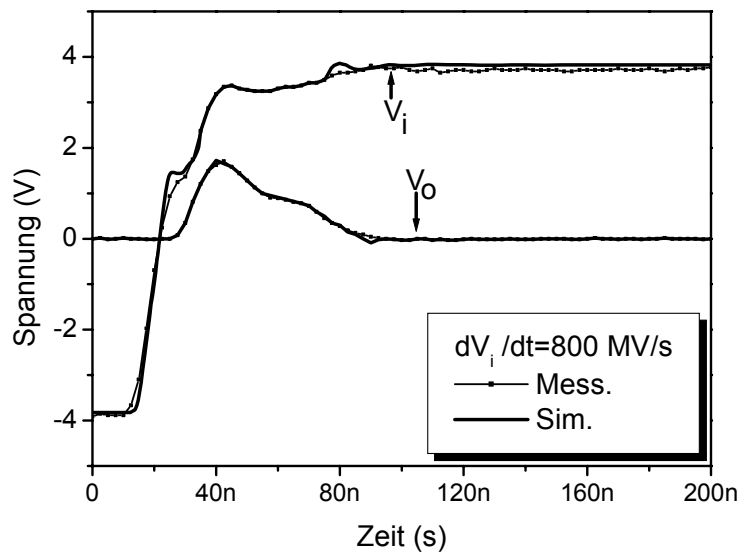


Abbildung 4.27: Messung und Simulation des transienten Verhaltens für eine Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangsspannung $dV_i/dt = 800 \text{ MV/s}$

Es ist zu sehen, dass die Mess- und Simulationsergebnisse eine gute Übereinstimmung für einen großen Bereich der Anstiegsgeschwindigkeiten der Eingangssignale zeigen.

Das simulierte und gemessene transiente Verhalten ist für verschiedene Amplituden der Eingangsspannung in Abbildung 4.28 gezeigt.

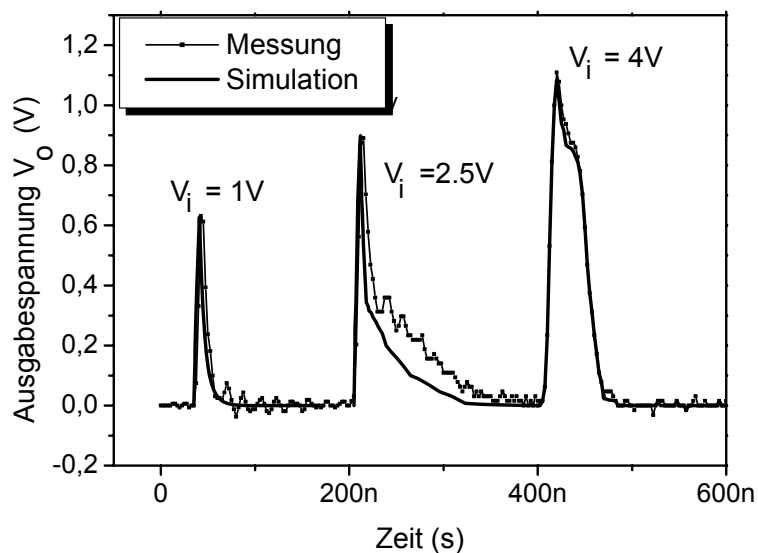


Abbildung 4.28: Messung und Simulation des transienten Verhaltens für verschiedene Eingangsspannungen bei einer Anstiegsgeschwindigkeit von 200 MV/s .

5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich sowohl mit der Entwicklung eines Modells zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens ferroelektrischer Kondensatoren für die Anwendung im Schaltungssimulator als auch mit neuen Methoden zur Extraktion der Modellparameter ferroelektrischer Kondensatoren.

Das Modell geht davon aus, dass der Gesamtkristall aus einer großen Anzahl so genannter Elementardipole besteht, deren Koerzitivfeldstärken statistisch verteilt sind. Die Variablen der Verteilungsdichtefunktion der Koerzitivfeldstärke lassen sich durch die Amplitude und Anstiegsgeschwindigkeit der Eingangssignale ändern. Bei einer zeitlich schnellen Änderung des Eingangssignals kann das Material nicht sofort folgen. Dieser Vorgang lässt sich mit einem Relaxationsgesetz beschreiben. Physikalisch ist der Umschaltungsvorgang auf die Existenz von Domänen und die Bewegung der Domänenwände zurückzuführen.

Das Modell ist basierend auf der Preisach-Theorie entwickelt. Das dynamische Verhalten wird durch eine Modifikation der Verteilungsdichtefunktion der Dipole beschrieben, wobei die Variablen der Verteilungsdichtefunktion von der Anstiegsgeschwindigkeit abhängig sind. Für die Modellierung der Relaxationspolarisation wird eine Differentialgleichung 1. Ordnung mit der anstiegsgeschwindigkeitsabhängigen Relaxationszeit in das Modell integriert.

Zur Extraktion der Modellparameter wurden die QSCV, die Sawyer-Tower und die Pulsessmethode angewendet. Durch diese Methoden sind Messungen von Signalen mit Anstiegsgeschwindigkeiten von 0,1 V/s bis zu 800 MV/s möglich.

In dieser Arbeit werden ebenfalls der Leckstrom und die Temperaturverhalten berücksichtigt. Der Leckstrom wurde durch die QSCV-Methode gemessen. Um die Temperaturabhängigkeit der Modellparameter zu erhalten, werden die Messungen im Bereich von -40° bis zu 150° C durchgeführt. Die Beschreibung des Leckstroms und des Temperaturverhaltens werden in das Modell integriert.

Das Modell ist in den Schaltungssimulator SABER implementiert. Die Mess- und Simulationsergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung bei den stationären und transienten Signalen.

Dieses Modell ist durch seine Vorteile, nämlich die messbaren Modellparameter, kürzere Rechenzeit und die Kompatibilität des Modells mit anderen elektronischen Bauelementen in beliebigen Schaltungssimulatoren besonders zur Entwicklung und Optimierung von ferroelektrischen Speichern mit sehr kurzer Lese- / Schreibzeit geeignet.

Dieses Modell ist für das Material SBT entwickelt worden, das kaum Ermüdungserscheinungen zeigt. Bei anderen ferroelektrischen Materialien z.B. PZT sind zusätzlich Imprintphänomene zu beachten.

6 Literaturverzeichnis

- [1] Stefan Lai. Future Trends in Non-Volatile Memory Technology. Intel Corporation, USA, 2002.
- [2] Richard Sietmann. Winzige Schichten - gewaltige Perspektiven, Das klassische DRAM bekommt Konkurrenz, c't 6:146, 1999.
- [3] J. F. Scott. Ferroelectric Memories. Springer-Verlag, 2000.
- [4] P. Li and T. M. Lu, Phys. Rev. 43:14261, 1991.
- [5] G. S. Wang, X. J. Meng, Z.Q. Lai, J. Yu, J. L. Sun, S. L. Guo, J. H. Chu. Structural and optical properties of $\text{Bi}_{3.25}\text{La}_{0.75}\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ferroelectric thin films prepared by chemical solution methods. National Laboratory for Infrared Physics, China, Springer Verlag, June 2002.
- [6] M. H. Francombe. Ferroelectric Films for Integrated Electronics. Physics of Thin Films, 17:255, Academic Press, USA, 1993.
- [7] M. E. Lines and A. M. Glass. Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials. Clarendon, Oxford, 1977.
- [8] P. Y. Chu, R. E. Jones, and W. Chen. J. Mater. Res. 11:1065, 1996.
- [9] T. W. Noh and A. D. Bu. A New Ferroelectric Material for FRAM Applications: Lanthanum-Substituted Bismuth Titanate. Journal of the Korean Physical Society, 39: 35 - 38, December 2001.
- [10] T. Mihara and C. A. Pas de Araujo. Jpn. J. Appl. Phys. 34: 5233, 1995
- [11] A. Ishitani, P. Lesaichere and H. Watanabe. IEICE Trans. Electron., E76-C:1564, 1993.
- [12] R. Ramesh, Ed. Thin Film Ferroelectric Materials and Devices. Kluwer Academic, Boston, 1997.
- [13] J. S. Lee, Y. H. Bae und Y H Lee. Novel $\text{BaTiO}_3/\text{SiO}_2$ based-voltage-programmable link applicable to on-chip programmable devices. Semiconductor Sciences & Technology, UK, 2000.
- [14] T. G. In, S. Baik, und S. Kim. Leakage current of Al or Nb doped $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ thin films by rf magnetron sputtering. Pohang University of Science and Technology, Sunchon National University, MRS, 1998.
- [15] Hari Singh Nalwa. Handbook of Low und High Dielectric Constant Materials. Academic Press, USA, 1999.
- [16] A. Ivanyi. Hysteresis Modells in Electromagnetic Computation. Akademiai Kiado, Budapest, 1997.
- [17] M. Ullmann. *Ferroelektrische Feldeffektransistoren: Modellierung und Anwendung*. Dissertation, Hamburg, 2002.
- [18] C. Kühn. *Halbleiterspeicher mit ferroelektrischen Schichten*. Dissertation, München, 2001.
- [19] E. Fatuzzo und W. Merz. Switching Mechanisms in Triglycine Sulfate and Other Ferroelectrics. Physical Review, 116(1):61, 1959.
- [20] A. K. Kulkarni, G. A. Rohrer, S. Narayan und L. D. McMillan. A Circuit Modell for A Thin Film Ferroelectric Memory Device. Ferroelectricity and Related Phenomena, USA, 2000.
- [21] Ali Sheikholeslami und P. Glenn Gulak. A survey of circuit innovations in Ferroelectric RAM. Proceedings of the IEEE, 88 (3): 667-689, May 2000.
- [22] L. D. Landau. Phys. Z. Sowjetunion 11(26), 1937.
- [23] A. F. Devonshire. Phil. Mag. 740:1040, 1949.
- [24] K. Hellwege. Einführung in die Festkörperphysik. Springer Verlag, Berlin, 1988.
- [25] M. E. Lines und A. M. Glass. Principles und Applications of Ferroelectrics and Related Materials. Bell Laboratories, 1977.

- [26] T. Mitsui und J. Furuichi. *Physical Review*, 90:193, 1953.
- [27] C. Kittel. *Physical Review*, 70, 1946.
- [27] J. Valasek. *Physical Review*, 17:475, 1921.
- [28] H. L. Stadler und P. J. Zachminidis. *Journal of Applied Physics*, 29:1285, 1958; 33:3487, 1962; 34:3255, 1963.
- [29] M. Hayashi. *J. Phys. Soc. Japan* 33:739, 1972.
- [30] E. Fatuzzo und W. J. Merz. *Ferroelectricity*. North-Holland, Amsterdam, 1967.
- [31] I. Chamlibel. *Journal Applied Physics*, 40:1690, 1969.
- [32] V. M. Fridkin, A. A. Grekov, A. I. Rodin, E. A. Savchenko, und T. R. Volk. *Ferroelectrics* 6:71, 1973.
- [33] J. Janta. *Ferroelectric* 2:299, 1971.
- [34] P. Debye und J. O. Edwards. Long-Lifetime Phosphorescence and the diffusion process. *J. Chem. Phys.* 20:236-239, 1952.
- [35] G. Arlt. *Werstoffe der Elektrotechnik*. RWTH-Aachen, 1989.
- [36] E. von Schweidler. *Studien über die Anomalien im Verhalten der Dielektrika*. *Ann. Phys.* 24: 711-770, 1907.
- [37] H. Fröhlich. *Theory of Dielectrics*. Clarendon Press, Oxford, 1949.
- [38] T. Guo und W. Guo. A transient state theory of dielectric relaxation and the Curie-von Schweidler law. IIT Research Institute, 1981.
- [39] G. A. Niklasson. Fractal aspects of the dielectric response of charge carriers in disordered materials. *J. Appl. Phys.* 61, R1-R14, 1987.
- [40] K. Weron. A pronalistic mechanism hidden behind the universal power law for dielectric relaxation: general relaxation equation. *J. Phys. Condens. Matter* 3:9151-9162, 1991.
- [41] M. Schumacher. *Relaxationsphänomene in keramischen Dünnschichten für zukünftige hochintegrierte Halbleiterspeicher*. Dissertation, Jülich, 1998.
- [42] B. Aurivillius. *Ark. Kemi.* 1:463, 1949.
- [43] Tachiki et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* 38: 719, 1996.
- [44] N. Seong, C. Yang, W. Shin, S. Yoon. *Appl. Phys. Letter* 72:1374, 1988.
- [45] Ross et al.. *MRS Bull.* 21:33, 1996.
- [46] C. Paz de Araujo, J. Cuchiari, L. McMillan und J. Scott. Fatigue-free ferroelectric capacitor with platinum electrodes. *Nature* 374:627, 1995.
- [47] T. Mihara, H. Watanabe und C. Paz de Araujo. Characteristics of Bismuth Layared $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$ Thin-Film Capacitors and Comparison with $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$. *Jpn. J. Applied Physics* 34:5233, 1995.
- [48] Y. Shimakama, Y. Kubo, F. Izumi. *Appl. Phys. Lett.* 74:1904, 1999.
- [49] A. D. Rae, J.D. Thompson und R.L. Withers. Structure Refinement of Commensurately Modulated Bismuth Strontium Tantalate $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$. *Acta Cryst.*, B48:418-428, 1992.
- [50] Smolenskii. *Sov. Phys. Solid State* 1:400, 1959.
- [51] L. E. Cross und S. Trolrier-McKinstry. *Ferroelectricity: Fundamentals, Materials and Applications*. IFFF 2002.
- [52] P. Y. Chu, R. E. Jones und W. Chen. *J. Mater. Res.* 11:1065, 1996.
- [53] T. Hayashi, H. Takahashi und T. Hara. *Jpn. J. Appl. Phys.* 35:4952, 1996.
- [54] G. D. Hu, I. H. Wilson und H. K. Wong. *Appl. Phys. Lett.* 74:1221, 1999.
- [55] K. Ishikawa und H. Funakubo. *Appl. Phys. Lett.* 75:1970, 1999.
- [56] P. C. Joshi und S. B. Desu. *Appl. Phys. Lett.* 70:1080, 1997.
- [57] O. S. Kwon, C. S. Hwang und S. K. Hong. *Appl. Phys. Lett.* 75:558, 1999.
- [58] T. Mihara, H. Yoshimori und C. A. Paz de Araujo. *Jpn. Ju. Appl. Phys.* 34:5233, 1995.
- [59] S. S. Park, H. G. Kim. *J. Electrochem. Soc.* 144:2855, 1997.
- [60] D. Ravichandran, R. Guo und L. E. Cross. *Proceeding of the 10th IEEE International*

- Symposium on Applications of Ferroelectrics, p. 601, 1996.
- [61] N. J. Seong und S. S. Lee. Appl. Phys. Lett. 71:81, 1997
- [62] C. H. Yang und S. G. Yoon. Integ. Ferroelec. 18:377, 1997.
- [63] Z. G. Zhang, J. S. Liu und H. M. Shen. J. Appl. Phys. 85:1746, 1999.
- [66] K. Takemura, T. Hase und Y. Miyasaki. Appl. Phys. Lett. 73:1649, 1998.
- [67] K. Watanabe und J. F. Scott. J. Appl. Phys. 84:2170, 1998.
- [68] E. Gondro und O. Kowarik. Physics Based Fatigue Compact Model for Ferroelectric Capacitors. Proceedings of ISAF 2000.
- [69] G. Arlt. A Modell for Switching and Hysteresis in Ferroelectric Ceramics. Integrated Ferroelectrics, 16:229-236, 1997.
- [70] A. Sheikholeslami und P. G. Gulak. Transient Modelling of Ferroelectric Capacitors for Nonvolatile Memories. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 43(3):450-456, Mai 1996.
- [71] B. Jiang, P. Zurcher, R. E. Jones, S. J. Gillespie und J. C. Lee. Computationally Efficient Ferroelectric Capacitor Modell for Circuit Simulation. VLSI Symp. Tech. Dig., page 141, 1997.
- [72] J. Cillessen, M. Prinz und R. Wolf. Thickness Dependence of the Switching Voltage in All-Oxide Ferroelectric Thin Film Capacitors. J. Appl. Phys., 81(6):2777-2783, 1997.
- [73] H. Goebel, M. Ullmann, G. Schindler, und M. Kastner. Distribution Function Integral Method for Modelling Ferroelectric Devices. SSDM, pages 386-387, 1999.
- [74] W. Merz. Domain Formation and Domain Wall Motions in Ferroelectric BaTiO₃ Single Crystals. Physical Review 95(3):690, 1954.
- [75] J. F. Scott und M. Huffman. Structure and Device Characteristics of SrBi₂Ta₂O₉-Based Nonvolatile Random-Access Memories. MRS Bulletin, 21(33), 1996.
- [76] A. De Vilbis. International Symposium on Integrated Ferroelectrics, 1996.
- [77] J. Liu, H. Li, C. Ong und L. Lim. Frequency response and scaling of hysteresis for ferroelectric Pb(Zr_{0.52},Ti_{0.48})O₃ thin film deposited by laser ablation. Journal of Applied Physics, 86(9):5198, 1999.
- [78] O. Lohse. Reversible and Irreversible Contributions to the Polarization in SBT Ferroelectric Capacitors. Ferroelectric Thin Films VI Symposium. Materials Research Society, 267, 1998.
- [79] E. Supriyanto und H. Goebel. Characterization of Ferroelectric Capacitors over Wide Frequency Range. International Conference on Microelectronics, ICM03, Egypt, 2003.
- [80] H. Wieder. Model for Switching and Polarisation Reversal in Colemanite. Journal of Applied Physics 31(1):180, 1960.
- [81] I. Schultz, H. Goebel und M. Ullmann. Modelling Polarisation of Ferroelectric SBT Capacitors Including Temperature Dependence. Electronics Letters, 37(20):1216-1217, September 2001.
- [82] D. E. Dunn. A Ferroelectric Capacitor Macro Modell and Parameterization Algorithm for Spice Simulation. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 41(3):1994, Mai 1994.
- [83] P. Schäfer. *Entwicklung eines schnellen Stromverstärkers zur Charakterisierung von ferroelektrischen keramischen Dünnschichten für FeRAM-Applikationen*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1996.
- [84] C. B. Sawyer und C. H. Tower. Rochelle Salt as a Dielectric. Phys. Rev., 35:269-273, 1930.
- [85] E. Supriyanto, I. Schultz, M. Ullmann und H. Goebel. Ferroelectric Capacitor Compact Modell Including Dynamic and Temperature Behaviour. ISAF XIII, Japan, 2002.