

Simulation von Magnetfeldsensoren.

Dr. J. F. Buergler

Simulation of Magnetic Field Sensors

Josef F. Bürgler

Zentralschweizerisches Technikum Luzern, HTL, Horw

with many contributions from

M. Roos and H.-U. Schwarzenbach
Landis & Gyr, Zug

C. Riccobene (IQE),

K. Kells, S. Müller, M. Westermann and W. Fichtner (IIS)
ETH Zurich

ETH Zürich, Sep 17, 1992

Outline

- Introduction
- Problem statement
- Vertical Hall sensor
- Vertical magneto transistor
- Conclusion

Introduction

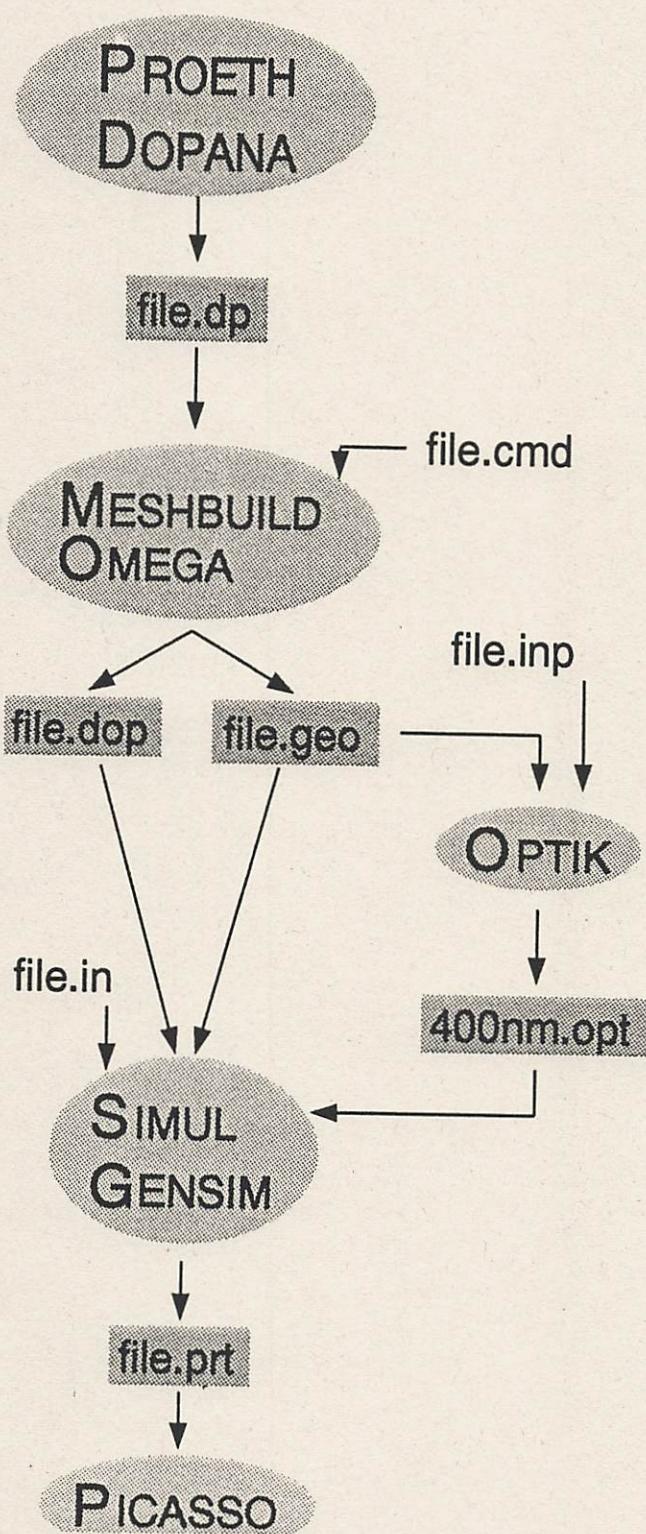
- The why and whatfor of numerical simulation
 - Instead of trial and error develop design roles \Rightarrow less prototyping.
 - Shorter optimization cycles and development time.
 - Better physical understanding.
- Needs of a design engineer
 - Stable and fast algorithms.
 - Accuracy.
 - Good visualization tools (graphics).

Introduction (cont.)

- Our approach uses programs developped at IIS
 - Multidimensional process simulation with *tesim* (1D) and *dios* (2D).
 - Grid generation with *meshbuild*.
 - Device simulation with *gensim* running on a wide variety of UNIX* platforms.
 - Graphical visualization with *picasso* (multidimensional) and *secplot* (current-voltage characteristics).

*UNIX is a registered trademark of AT & T Bell Laboratories

Implementation :



Process
Simulation

Grid
Generation

Device
Simulation

Visualization

Problem Statement

Extended drift-diffusion model

- Poisson equation in Si and Laplace's equation in SiO_2 .
- Conservation of charge: electron and hole current continuity equations.
- Constitutive relations for electron and hole current density in the presence of a magnetic field.
- Additional external circuit consisting of resistors, capacitors, inductors, independent current and voltage sources.
- Appropriate boundary conditions.

Boundary Conditions

- On ohmic contacts:
 - Charge neutrality.
 - Thermodynamic equilibrium.
- On free or artifical boundaries:
 - Surface recombination.
 - No current flow accross boundaries.

Physical Models

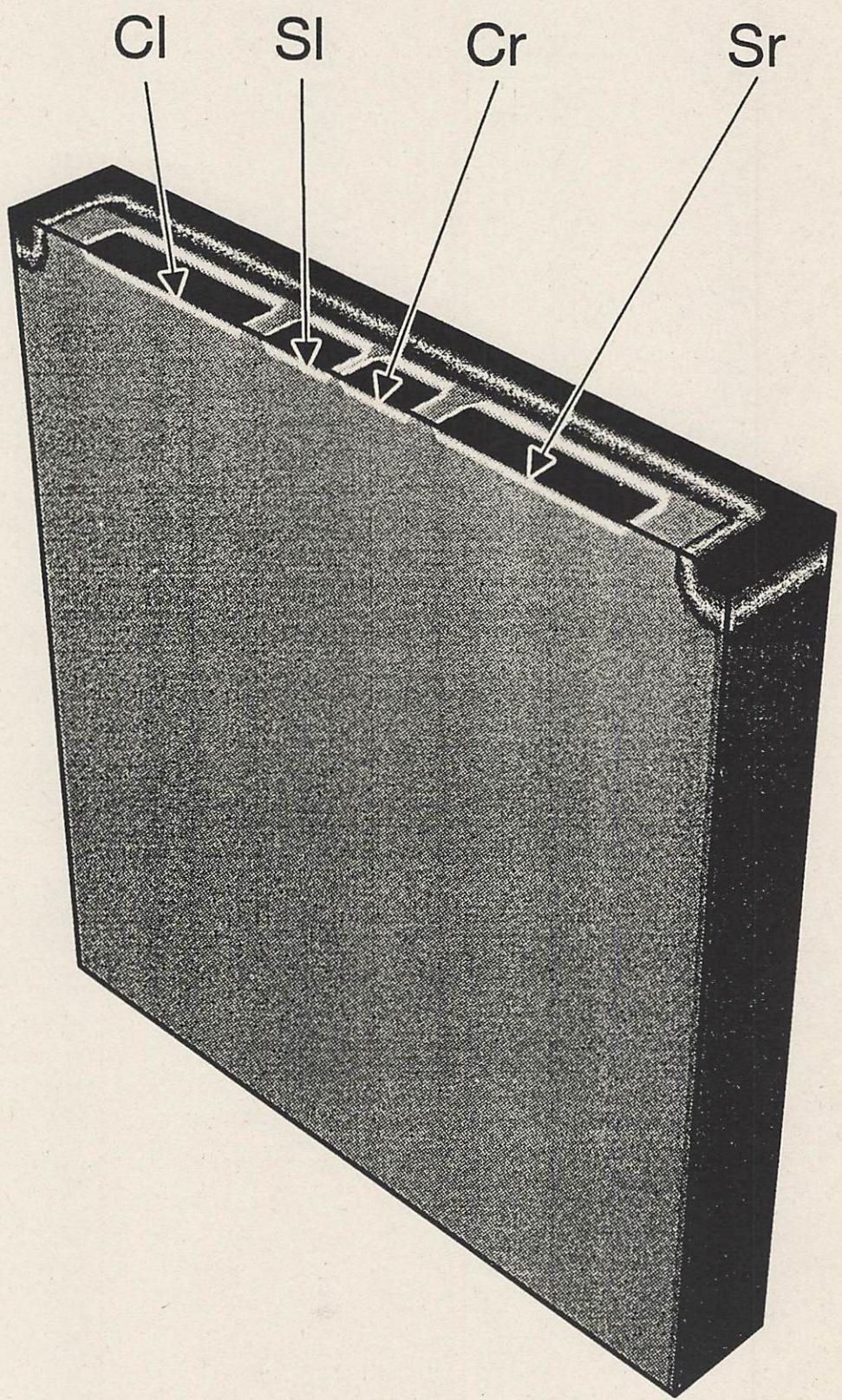
- Various models for doping and field dependent mobility.
- Various generation/recombination effects: Shockley-Read-Hall, Auger, Impact ionization, Surface recombination.
- Various models for doping dependent lifetime.
- Various models for band gap narrowing.
- Static external magnetic field.
- External circuit.

Solution Methods

- Composite TR-BDF (trapezoidal-backward-differentiation-formula) scheme for the solution of the transient problem.
- Damped Newton algorithm for the solution of the nonlinear equations.
- Fast direct or iterative solvers for the arising linear systems of equations.

Vertical Hall Sensor (VHS)

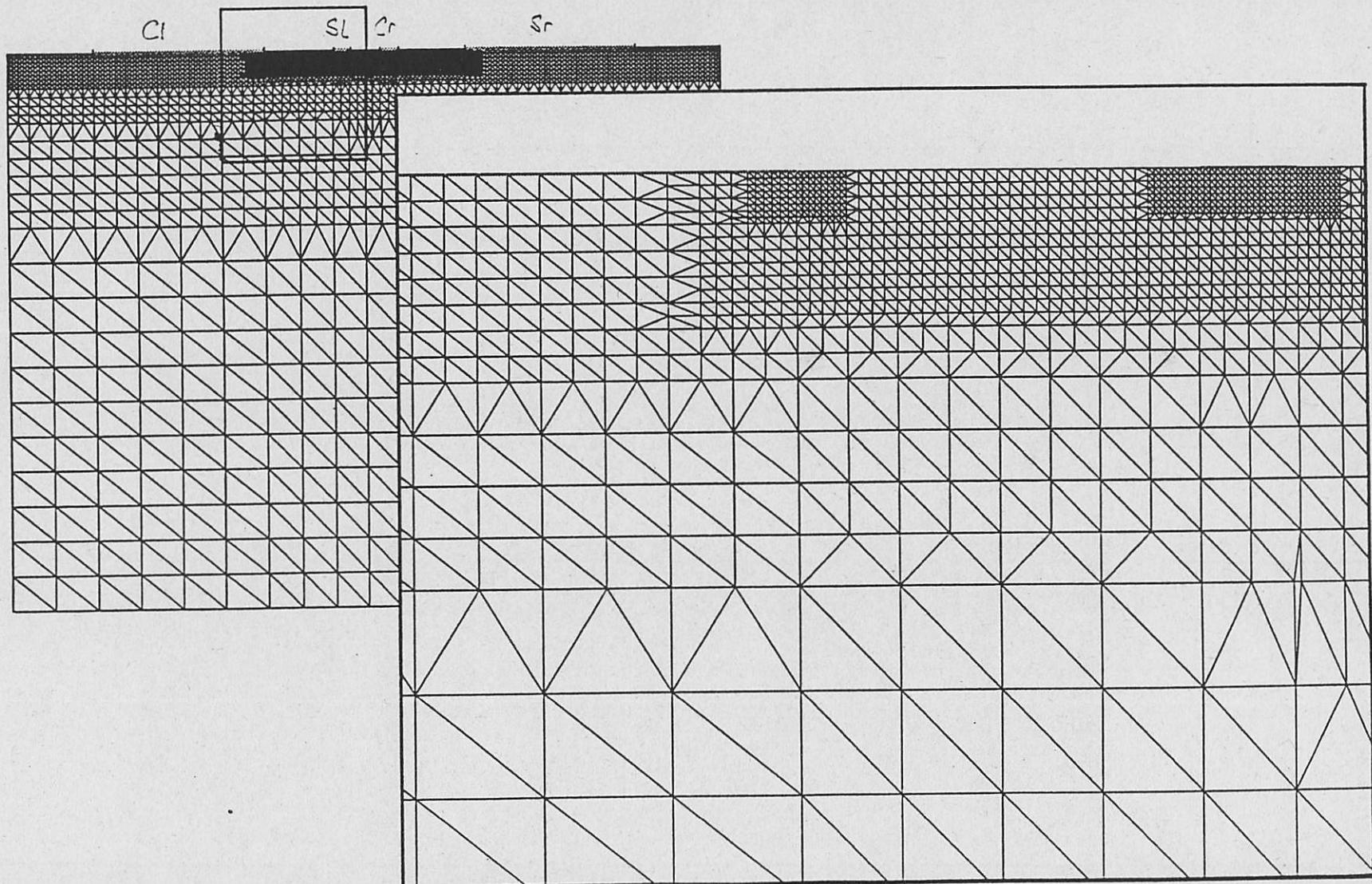
- Influence of inaccurate fabrication processes on the performance of the VHS.

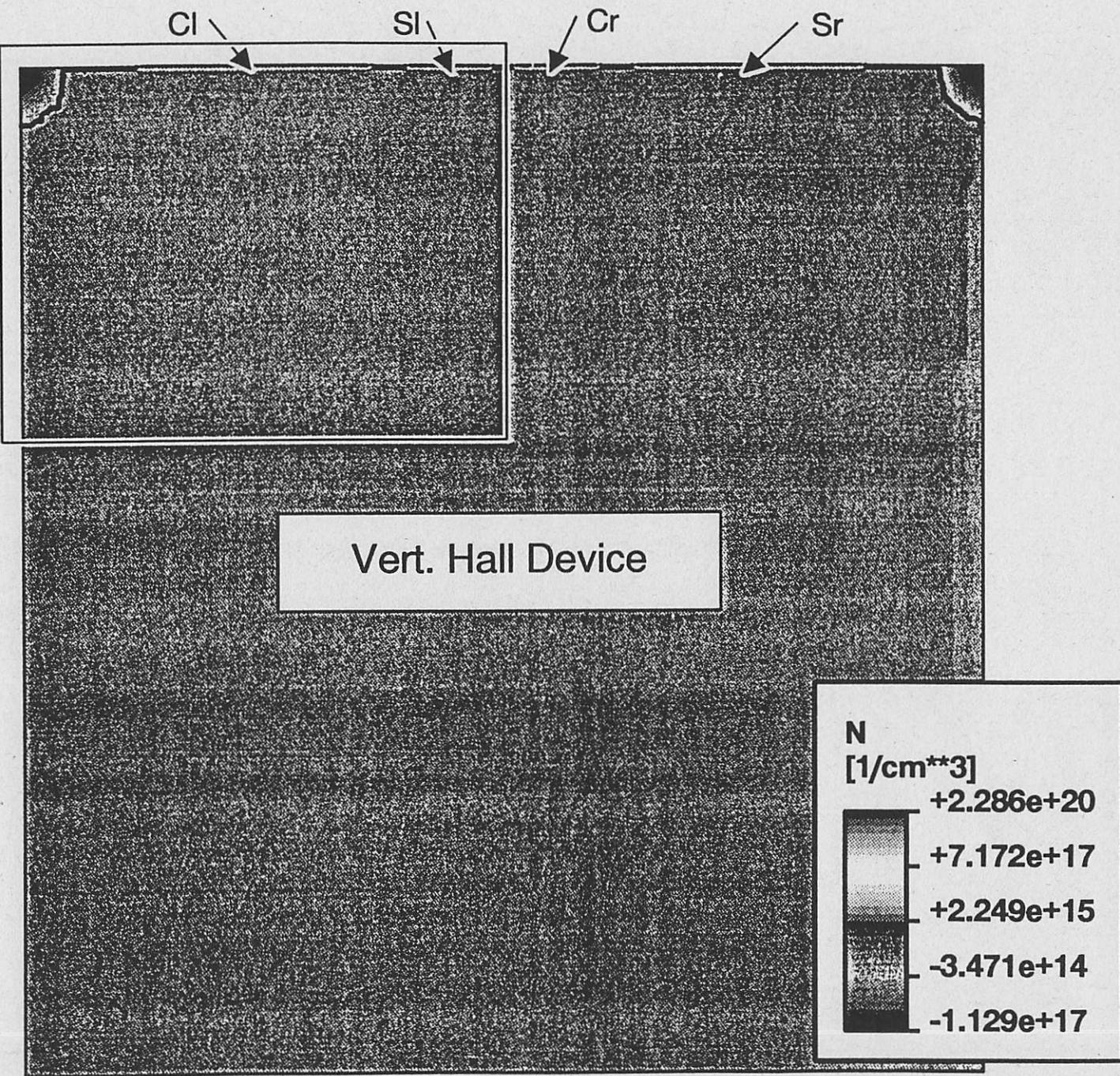


Vertical Hall Sensor

- Calculation of offset voltage for ideal device \implies optimize grid for discretization.
- Offset voltage for real device.
- Influence of inaccurate fabrication processes. (Variations of doping concentration and contact positions, etc.)
- Comparison with measurements.

Grid with Close-Up

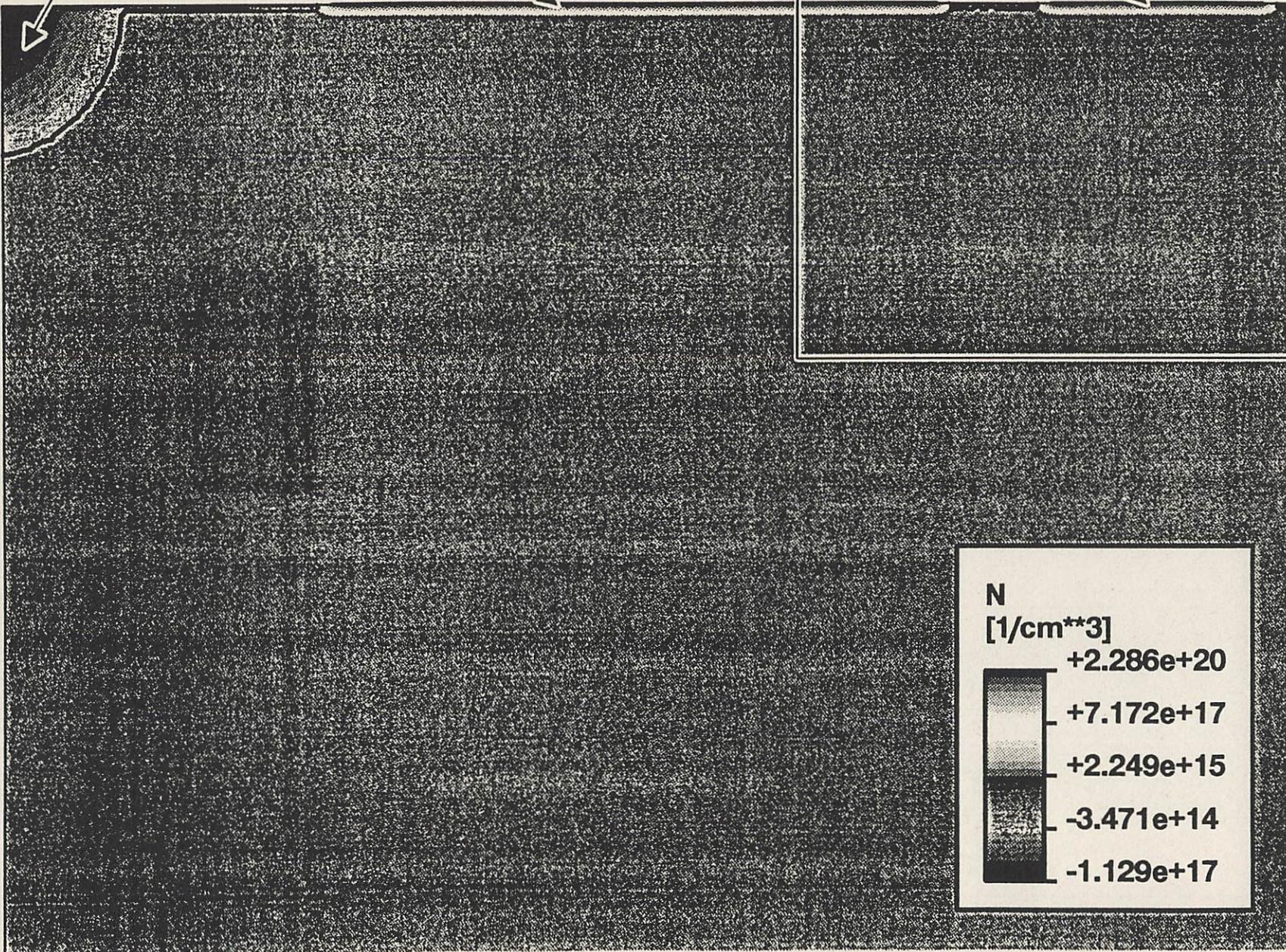


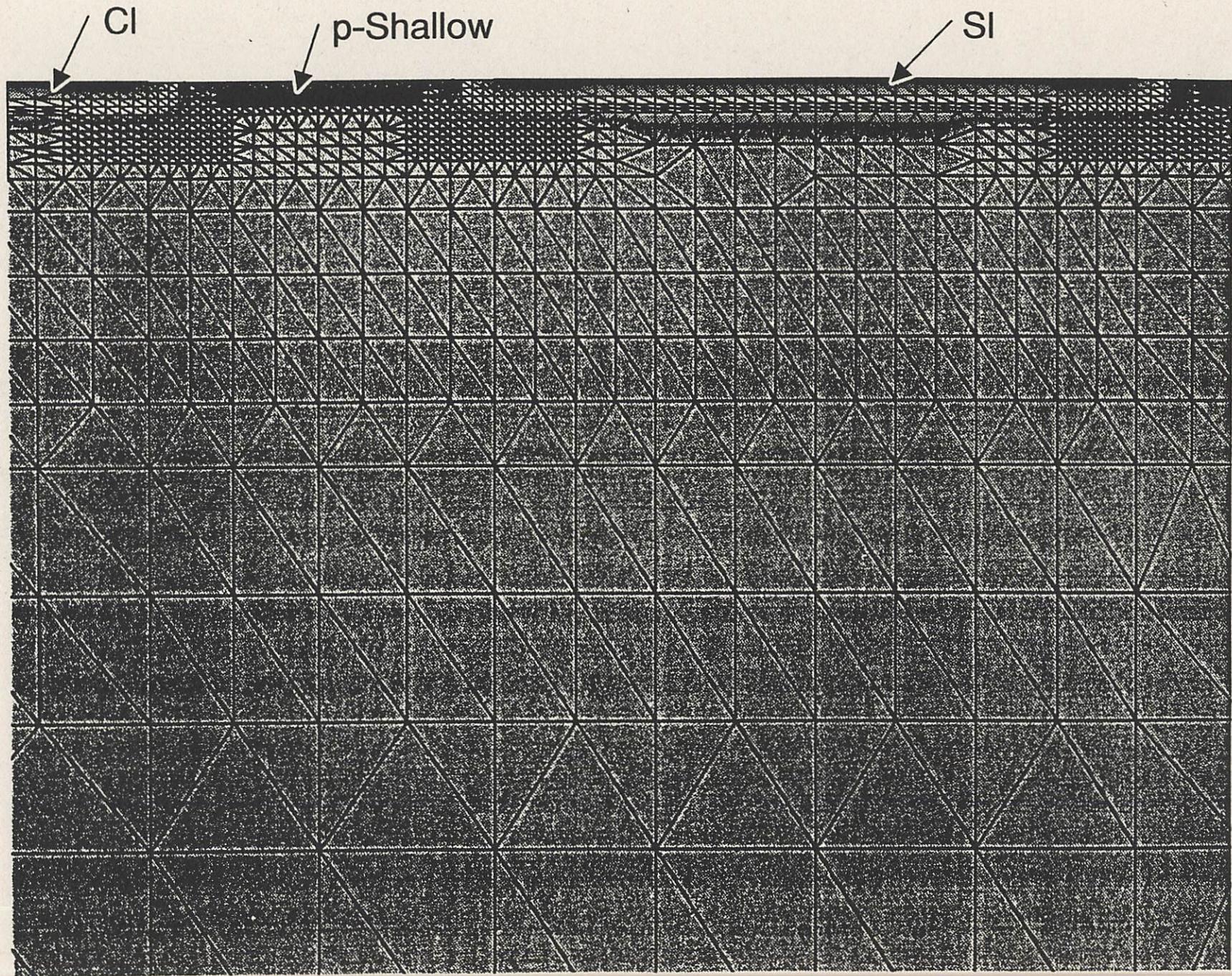


p-Well

Cl

SI



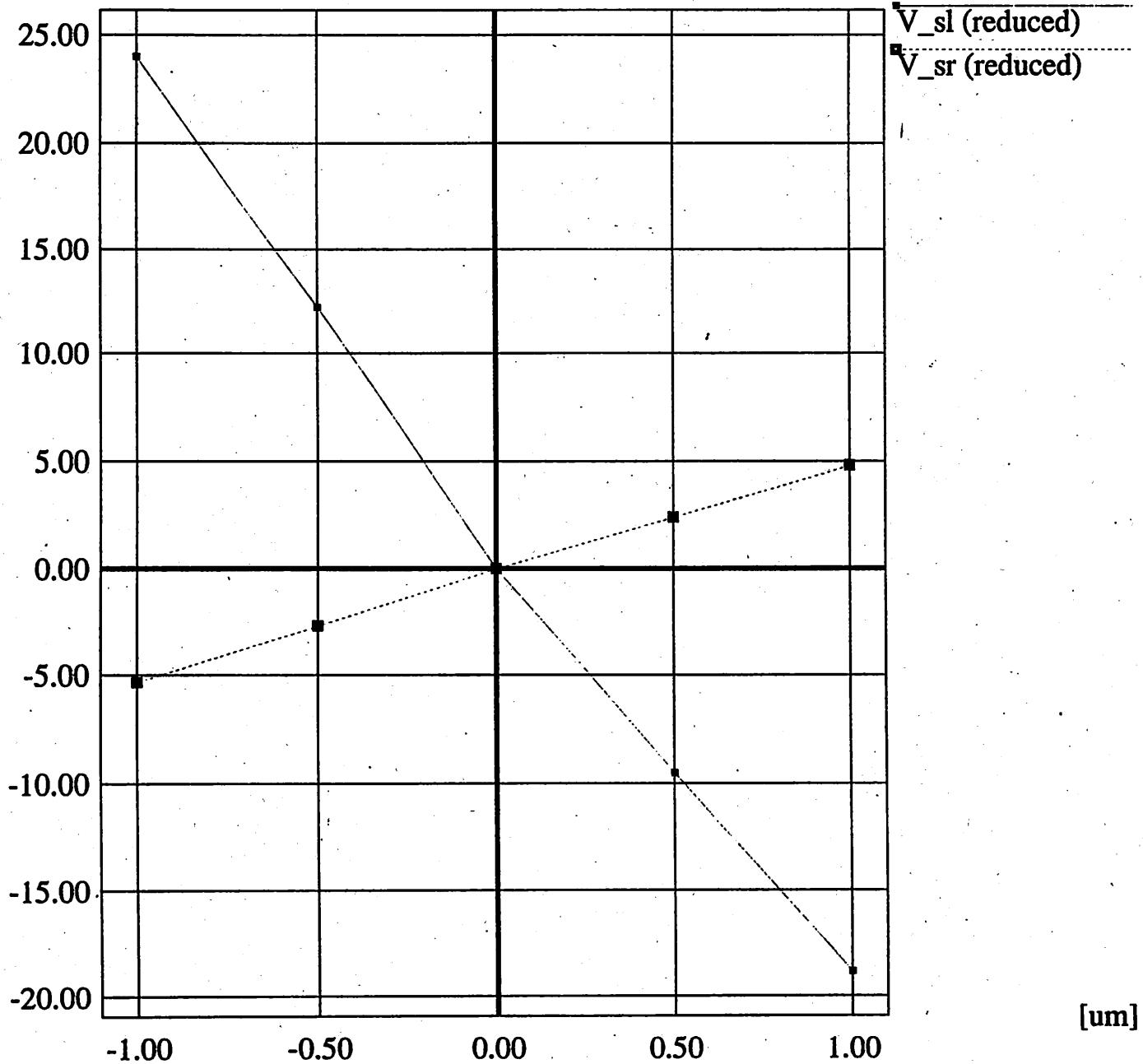


Offset voltage for different contact positions

- Offset voltage of ideal device agrees with theoretical value for sufficiently fine grid ($nv = 3k - 4k$).
- Significant influence of inaccurate processing on offset voltage.
- The 3D effects not accounted for in the 2D model \Rightarrow position dependent mobility.

Offset Voltage versus Contact Displacement

[V] $\times 10^{-3}$



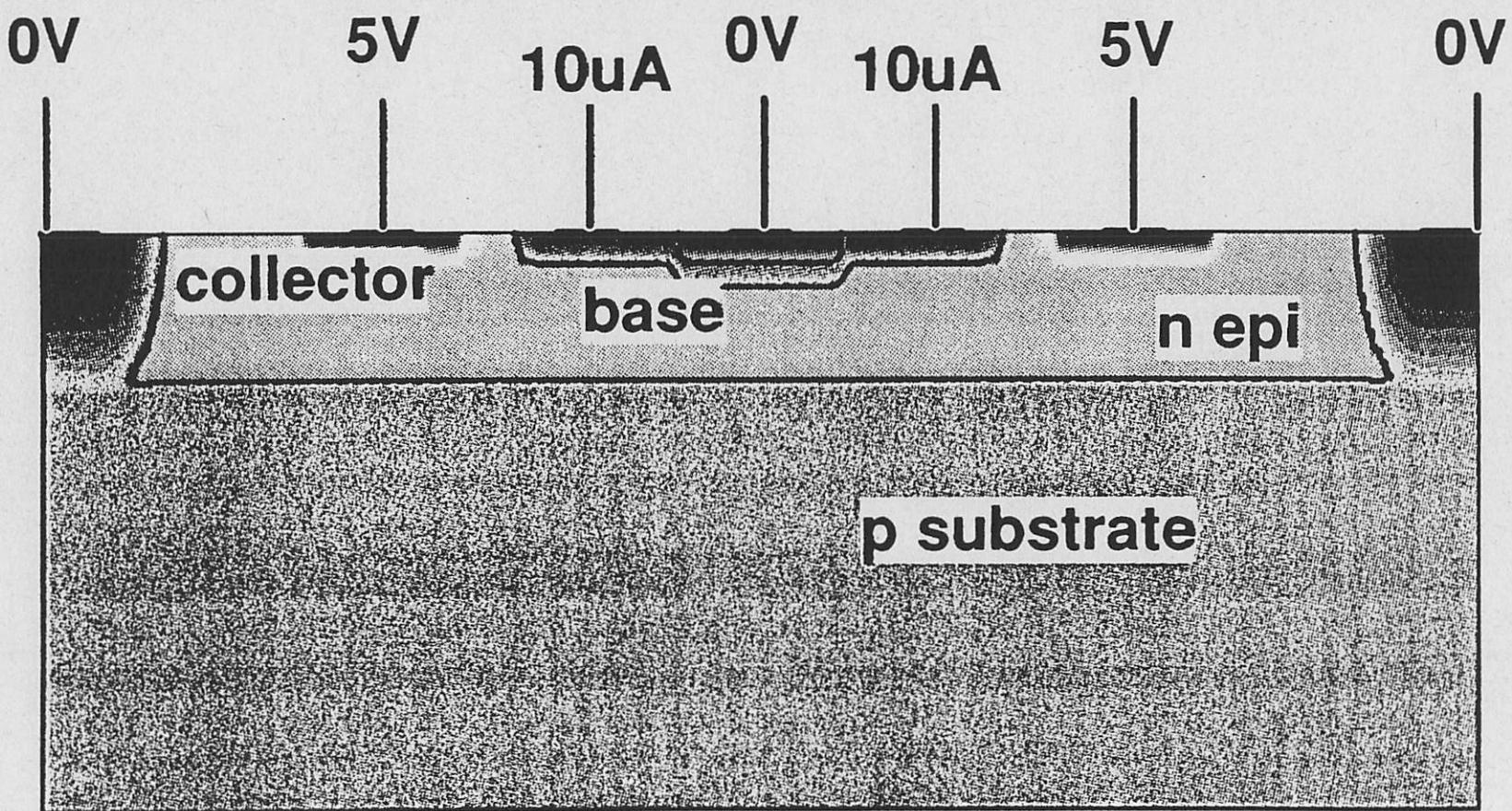
Run-Time Comparison

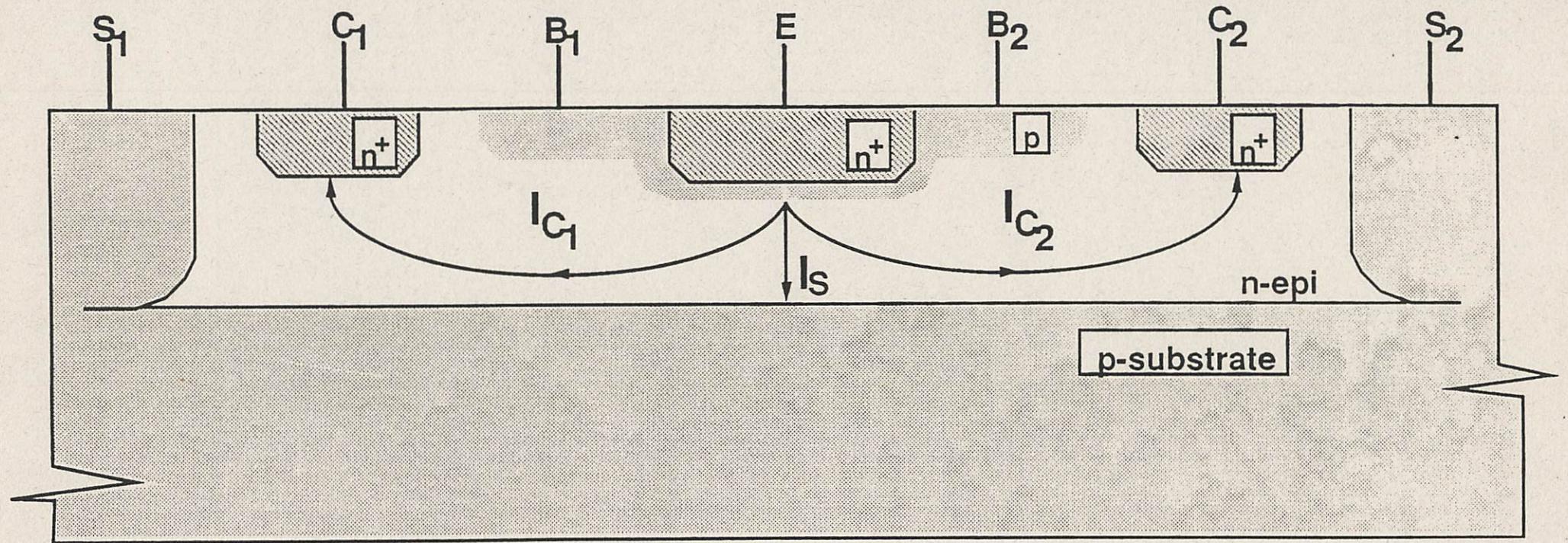
Platform	number of vertices			
	1106	2308	4285	6750
SUN Sparc 1+	33.1	68.2	145.0	281.4
Convex C200	4.5	9.5	20.6	38.5
CRAY YMP	0.5	1.1	2.9	-

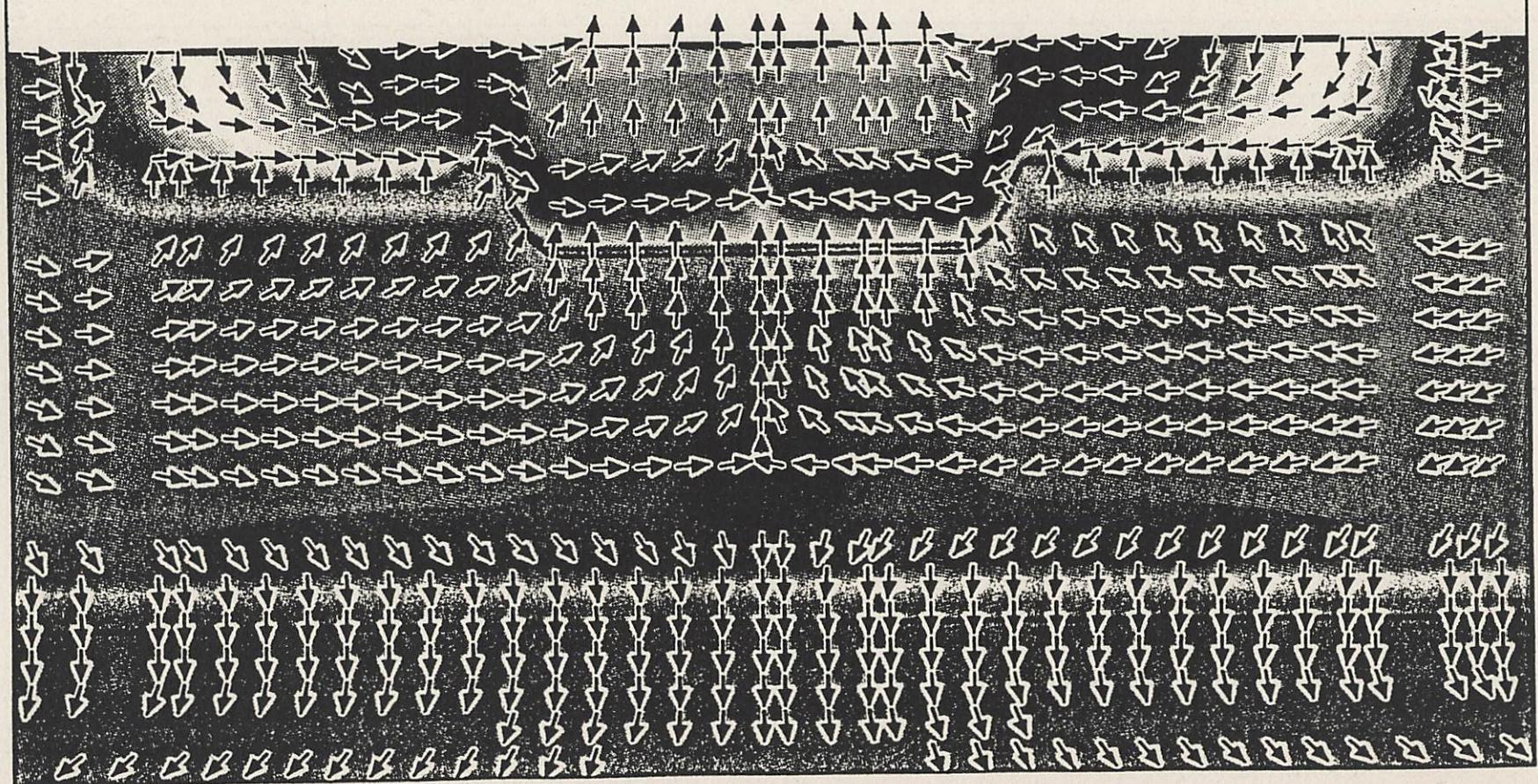
Time (in s) for one linear solve.

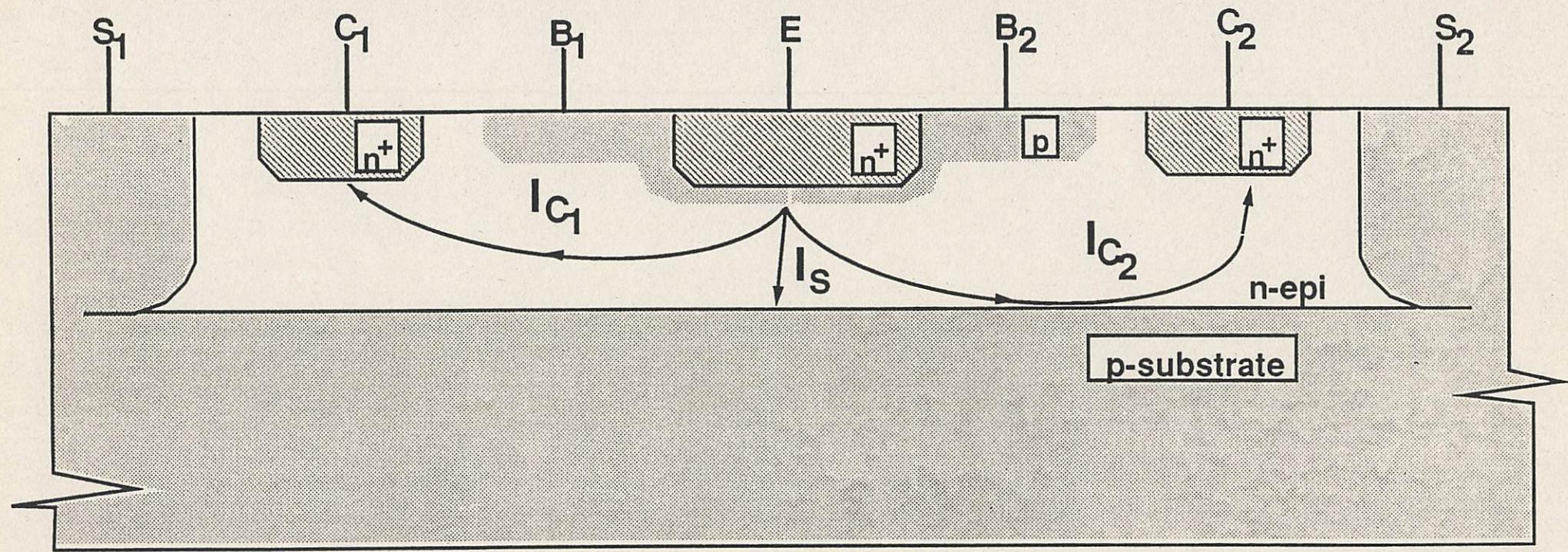
Magneto Transistors (Concetta Riccobene)

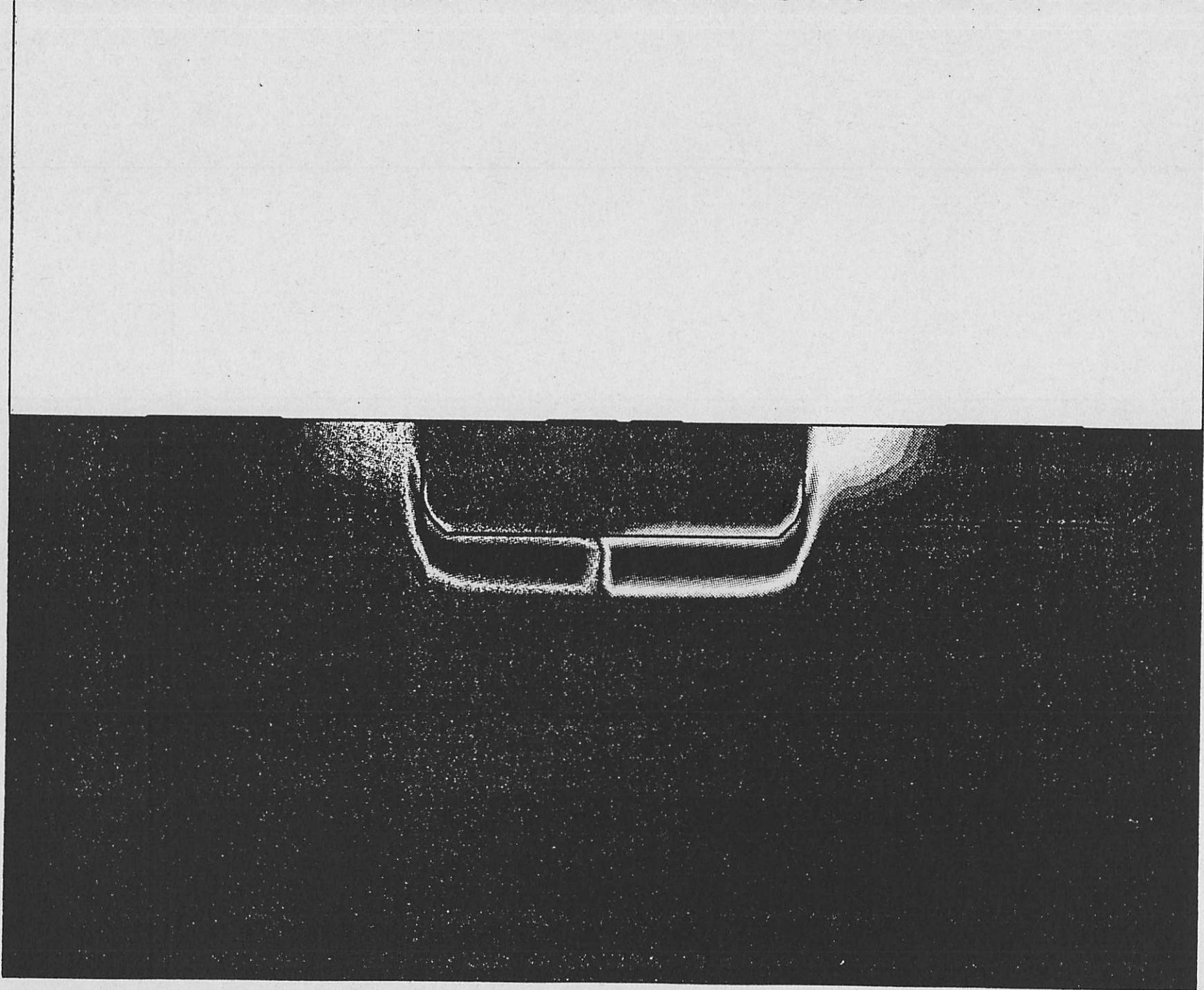
- Vertical (VMT) and Horizontal (HMT) Magneto Transistors.
- Study of operation principles of VMT and HMT.







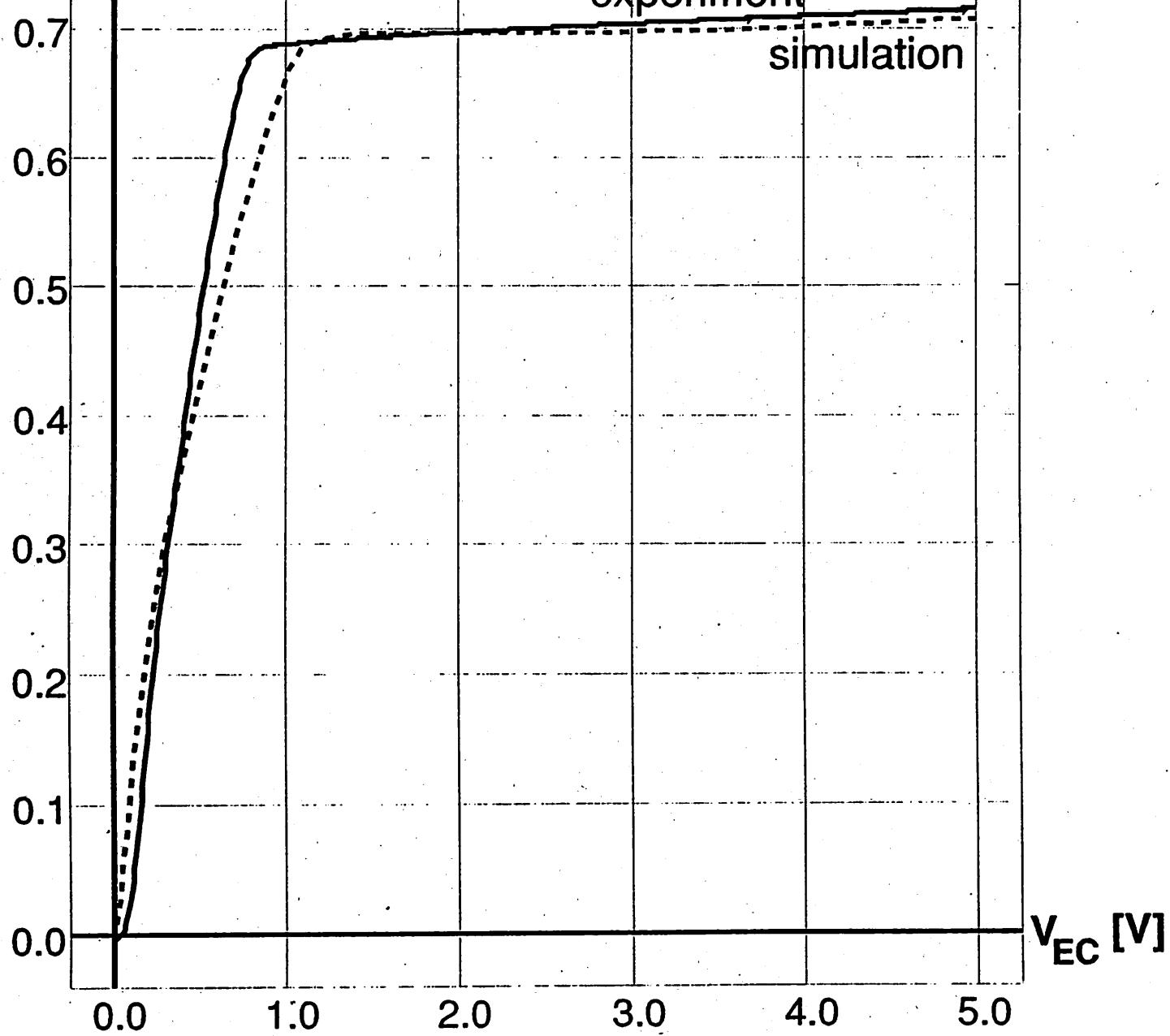


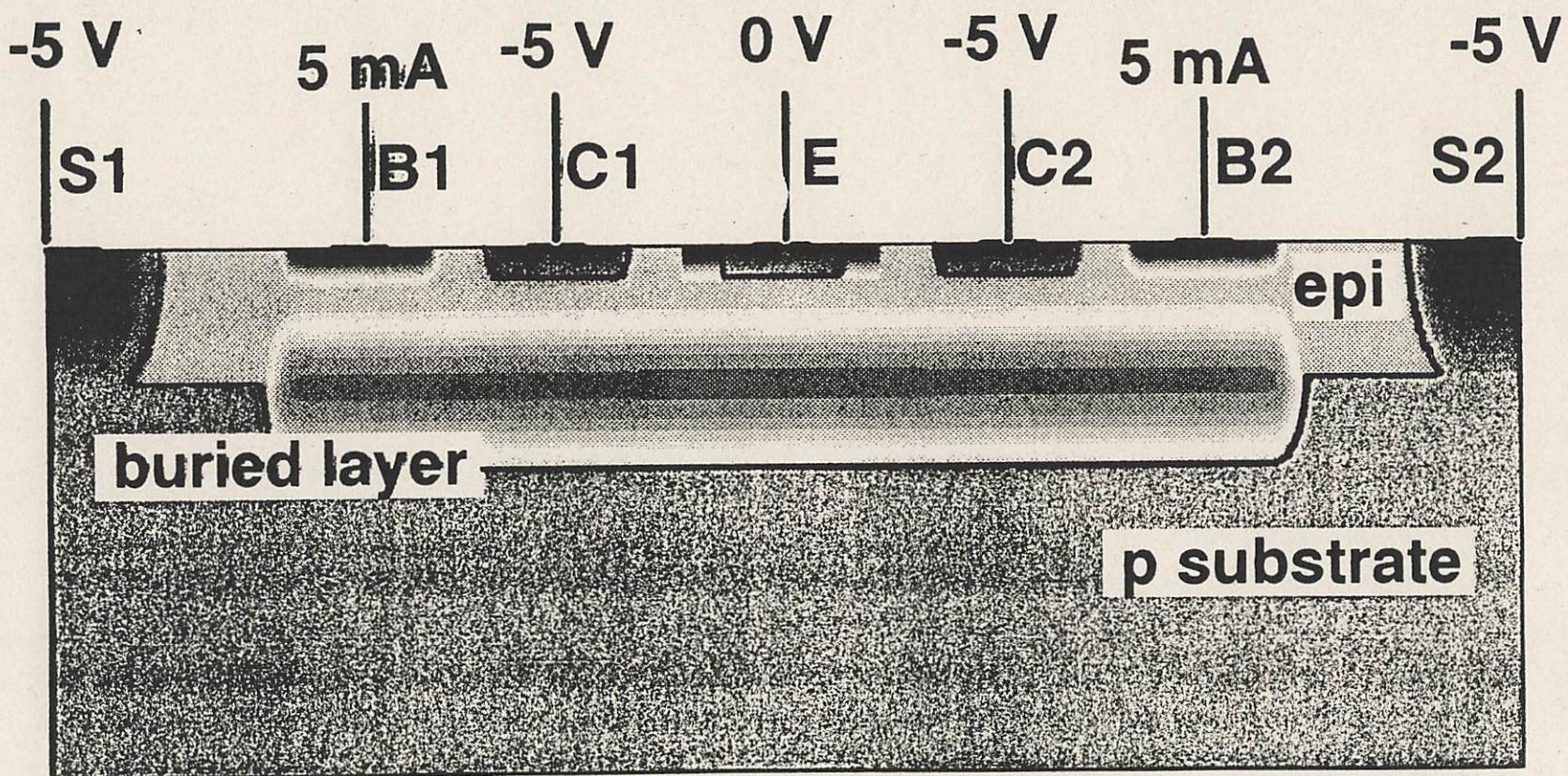


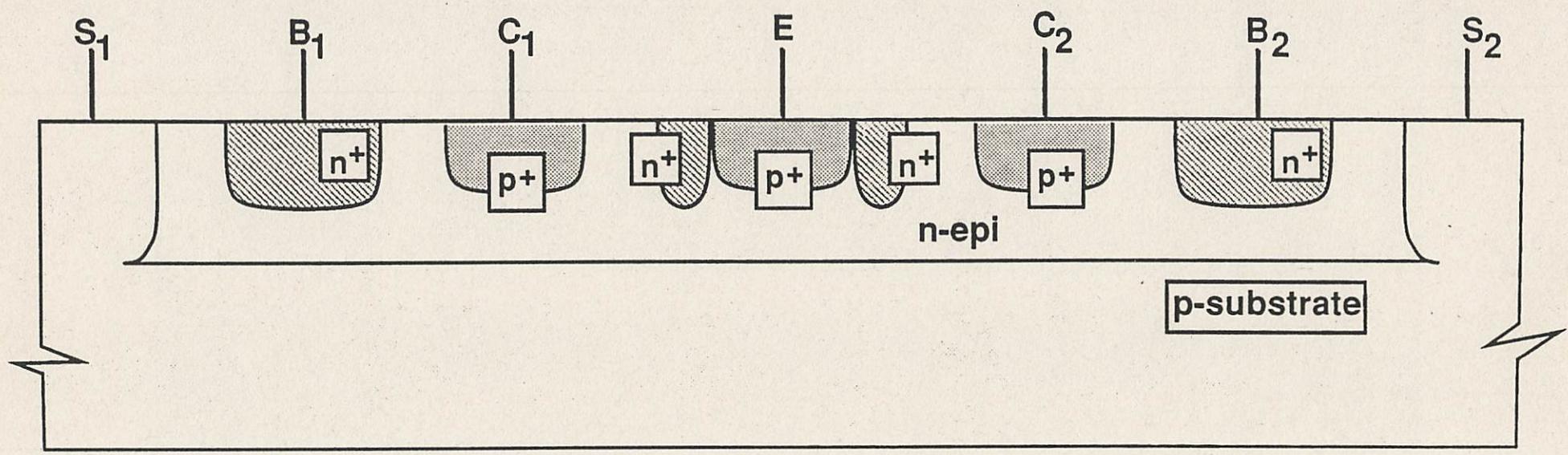
I_C [mA]

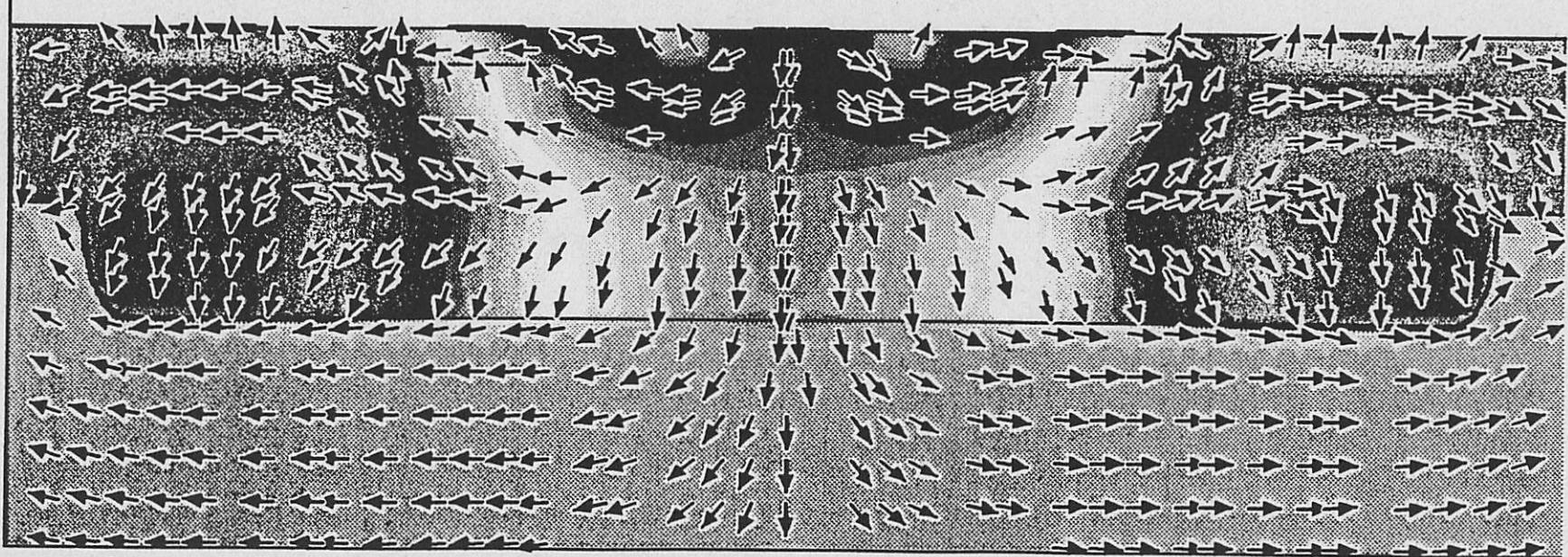
experiment

simulation









Conclusion from Simulation of VMT and HMT

- p-doped substrate devices have higher magnetic sensitivity than n-doped devices.
- etched substrate devices have high magnetic sensitivity but are not well reproducible. They also have a high ratio of collector and substrate current.

Conclusion

- Numerical simulation is an effective means to reduce production time and cost.
- Device simulation helps to understand physical phenomena occurring in semiconductor structures. You can really look into a device!
- Fast graphics and visualization tools are essential for easy representation of simulation results.
- Numerical simulation is not expensive; most problems can be solved on today's workstations within reasonable time.

**Teilnehmerthema: Hahn-Schickard-Institut,
Villingen Deutschland: Entwurf und Aus-
legung mikromechanischer Strukturen**

Dipl. phys. T. Fabula

FINITE-ELEMENTE – MODELLIERUNG IN DER MIKROMECHANIK

Im Rahmen der Modellierung von mikromechanischen Komponenten nimmt die Methode der Finiten Elemente eine wichtige Rolle bei der Bauteilsimulation und vermehrt im Bereich der Prozeßsimulation ein. Durch zunehmend komplexer werdende Strukturgeometrien, verschiedenartige Materialzusammensetzung und die Notwendigkeit, die Einflüsse von verschiedenen physikalischen Größen zu berücksichtigen, werden erhöhte Anforderungen an den Systementwurf gestellt. Die Lösung dieser Aufgaben bedingt den Einsatz entsprechender rechnergestützter, numerischer Simulationsverfahren.

Die Methode der Finiten Elemente (FE) wird in der makroskopischen Elastomechanik seit langem erfolgreich eingesetzt, um das mechanische Verhalten von Bauteilen zu berechnen. Das Prinzip beruht auf einer Unterteilung der Strukturgeometrie in Teilbereiche, aus denen die Gesamtstruktur durch eine diskrete Vernetzung approximiert wird (zu den Grundlagen siehe auch „MIKROPERIPHERIK“ Nr. 5/1991).

Zur Vereinfachung der Berechnungen sowie zur Einsparung von Rechenzeit und Speicherbedarf werden weitgehend FE-Modelle mit Schalen- bzw. Platten-elementen unter Zugrundelegung isotroper Materialeigenschaften und eines linearen Bauteilverhaltens gewählt. Damit erhält man erste Näherungslösungen. Neben der Wahl der FE-Modellparameter, wie Elementansatz, -vernetzung und Randbedingungen, kann durch Variation der Geometrie- und Materialparameter das Strukturverhalten untersucht und approximiert werden.

Bei der Modellierung mikromechanischer Komponenten stellt die teilweise ungenaue Kenntnis und der oft schwierige meßtechnische Zugang wichtiger Materialeigenschaften ein erhebliches Problem dar. Neben den richtungsabhängigen Kristalleigenschaften (Anisotropie) und der Temperaturabhängigkeit der Materialdaten sind prozeßabhängige Effekte, wie zum Beispiel mechanische Verspannungen in Mehrschichtsystemen, zu berücksichtigen. Zusätzlich weichen beispielsweise die Elastizitätsmoduln von mikrotechnisch hergestellten dünnen Schichten erheblich von denen des Bulk-Materials ab.

Statische FE-Berechnungen

Gegenstand statischer Finite-Elemente-Berechnungen ist die Untersuchung des Strukturverhaltens unter stationären Belastungen, wobei die Art der Belastungen unterschiedlich sein kann. Mechanische Lasten können direkt durch Kraft- oder Druckbeaufschlagung, Beschleunigung (zum Beispiel Schockbelastung) oder Rotation (Fliehkräfte) auf die Mikrostrukturen einwirken. Unter Be-

rücksichtigung der gültigen Symmetriee- und Randbedingungen (Einspannungen) werden die Bauteilverformungen sowie die auftretenden mechanischen Spannungen berechnet.

Mikromechanische Elemente, wie Membranen, Balken- und Paddelstrukturen, zeigen unterschiedliche, sich überlagernde, nichtlineare Effekte, die beim Entwurf berücksichtigt werden müssen. Hierzu bieten sich FE-Berechnungen als geeignetes Werkzeug an, da die Flexibilität der Methode auch die Erfassung kleiner Störungen gestattet.

Die durch einen anisotropen, naßchemischen Ätzvorgang hergestellten dreidimensionalen Bauteilstrukturen, zum Beispiel Membranen, werden durch die ätzstoppbegrenzenden Kristallebenen festgelegt. Bei <100>-orientierten Siliziumscheiben (Wafer) legen schräge {111}-Ebenen die Einspannungsgeometrie der Bauteile fest. Die Art der so definierten Membranbefestigung kann einen wesentlichen Einfluß auf den Spannungszustand haben, indem sie zu einer Verschiebung der Orte maximaler Spannungskonzentration führt. Bei Siliziummembranen, die etwa halb so dick wie die Siliziumwafer sind, wandern die Spannungsextreme infolge der flexiblen Einspannung bis zu drei Prozent der Seitenlänge von der Membranaußenseite nach innen.

Als weiterer Effekt treten geometrische Nichtlinearitäten auf. Darunter versteht man eine lastabhängige Spannungsversteifung, die bei zunehmender Bauteilbelastung durch die Rückstellkräfte verursacht wird. Abhängig vom Verhältnis der Membrandicke zur Seitenlänge führen diese bei hoher Druckbeaufschlagung zu einer deutlich geringeren Membranauslenkung infolge positiver Zugspannungen im Membraninnern.

Die Nichtlinearität der Auslenkungs-Druck- bzw. Spannungs-Druck-Kennlinie beträgt bei hohen Drücken typischerweise einige Prozent. Um das Linearitätsverhalten zu verbessern, müssen große Membranauslenkungen verhindert werden. Hierzu kann die

Membran mit einem strukturierten Mittelteil verstärkt werden (Boss-Membran). Seine Dimensionierung wird mit Hilfe dreidimensionaler FE-Berechnungen optimiert.

Dynamische FE-Berechnungen

Dynamische Finite-Elemente-Berechnungen ermöglichen die Ermittlung der Eigenfrequenzen und der zugehörigen Eigenschwingungsformen (Modalanalyse) von mikromechanischen Strukturen. Unter Einwirkung zeitabhängiger Belastungen, die periodisch oder impulsartig sein können, kann das zeitliche Strukturverhalten berechnet werden.

Bei der Modalanalyse können aufgrund der verschiedenen Strukturgeometrien und der spezifischen Resonatorcharakteristika, wie Materialeigenschaften und Randbedingungen, unterschiedliche Schwingungsformen entstehen. Während bei Siliziummembranen nur Biegenschwingungen und deren Oberwellen auftreten können, sind bei Quarzmembranen aufgrund der Kristallstruktur auch überlagerte, komplexe Schwingungsformen (zum Beispiel Dickenscherschwingungen) möglich. Im Fall von Balkenresonatoren können bei beiden Materialien neben den Biegenschwingungen auch Längs- und Torsionsschwingungen sowie Überlagerungen dieser Schwingungsformen auftreten.

Generell nimmt mit höherer Ordnung der Moden die Anzahl der Knoten und die Wahrscheinlichkeit für überlagerte Schwingungsformen zu. Die Ermittlung beispielsweise der Biegeresonanzfrequenzen von Kraftsensoren auf der Basis von Quarz-Doppelstimmgabeln ist bereits mit einfachen, zweidimensionalen FE-Modellansätzen möglich. Abweichungen zu experimentell gemessenen Werten betragen hier weniger als zwei Prozent.

Die Modellierung komplexer Schwingungsformen setzt allerdings eine dreidimensionale Formulierung unter Berücksichtigung des anisotropen Materialverhaltens voraus. Als Beispiel hierfür ist in Bild 1 ein typisches Modenspektrum einer Quarz-Doppelstimmgabel dargestellt. Im unteren Frequenzbereich dominieren unterschiedliche Biegeschwingungen (y-, z-Richtung), während mit steigender Frequenz die Torsions- und überlagerten xyz-Schwingungszustände zunehmen.

Mit Hilfe dieser dreidimensionalen Formulierung kann man auch die Einflüsse von Material- und Geometrieefekten analysieren. So führt beispielsweise der Unterschied zwischen isotropem und anisotropem Materialansatz bei Siliziummembranen zu einer Abweichung von etwa drei Prozent für die Eigenfrequenzen der Grundbiegeschwingungen. Ein weiterer Effekt tritt durch die schräge Randeinspannung

bei Membranen und Balkenresonatoren aus Silizium auf, die eine Reduzierung der Resonanzfrequenzen infolge verminderter Einspannungssteifigkeit bewirkt, die von etwa gleicher Größenordnung ist.

Über die Bestimmung der Eigenfrequenzen und -schwingungsformen hinaus ist vor allem die Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Änderung der sie bestimmenden Parameter von Interesse. Dieser Effekt kann zur Bestimmung eines physikalischen Parameters genutzt werden und stellt das Funktionsprinzip frequenzanaloger Sensoren dar. Die Resonanzfrequenzänderung kann beispielsweise durch eine Massenanlagerung oder durch eine Änderung der mechanischen Verspannung im Resonator hervorgerufen werden, die durch eine direkte Krafteinwirkung oder durch Temperatureinfluß entsteht.

Die Berechnung der Kraft-Frequenz-Kennlinie (Kraftempfindlichkeit) und der Temperaturempfindlichkeit erfolgt durch eine nichtlineare, statische FE-Rechnung, mit welcher die durch die Meßgröße hervorgerufene Steifigkeitsänderung des Gesamtsystems bestimmt wird. Diese kann dann zur Ermittlung der Eigenfrequenzen des vorgespannten Systems herangezogen werden.

Darüber hinaus kann der temperaturabhängige Resonanzfrequenzverlauf mit Hilfe nichtlinearer, dynamischer FE-Berechnungen für beliebige Kristallorientierungen (zum Beispiel bei Quarz-Schwingern), unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen, anisotropen Materialeigenschaften, ermittelt werden.

Ein weiterer Gesichtspunkt bei der Auslegung der oben beschriebenen frequenzanalogen Sensoren ist die Wahl der günstigsten Resonatorhalterung, um die Strukturdämpfung des Schwingers möglichst gering zu halten. In Abhängigkeit von der Strukturierung der Resonatorbefestigung kann eine geeignete Schwingungsentkopplung erreicht werden, die zu einer erhöhten Schwingungsgüte und einer verbesserten Modenselektion (Unimodalität) des Resonatorsystems führt.

Mit Hilfe der Frequenzganganalyse wird das Amplitudenspektrum der Eigenschwingungen unter Einbeziehung von Dämpfungseffekten für eine zeitabhängige Strukturanregung berechnet. Ein generelles Problem stellt die genaue Kenntnis der einzelnen Dämpfungs- und effektiven Anregungsbeiträge dar. Um eine geeignete Modellbildung vornehmen zu können, bedarf es daher experimenteller Messungen zur Charakterisierung der dynamischen Eigenschaften mikromechanischer Komponenten.

Gekoppelte Feldberechnungen

Komponenten der Mikrosystemtechnik zeigen aufgrund der Miniaturisierung

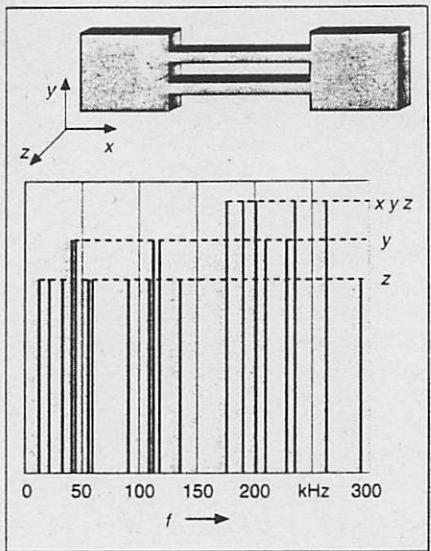


Bild 1: Modenspektrum einer Quarz-Doppelstimmgabel

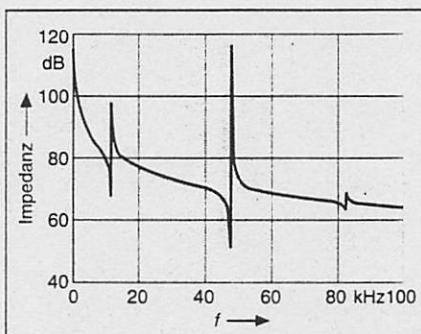


Bild 2: Frequenzabhängiger Impedanzverlauf eines Silizium-Piezokeramik-Hybrids

und des hohen Integrationsgrades eine starke Wechselwirkung verschiedener physikalischer Einflußgrößen und weisen meist unerwünschte Querempfindlichkeiten auf. Zudem werden mikromechanische Komponenten resistiv, thermisch, elektrostatisch oder piezoelektrisch ausgelesen bzw. angeregt, so daß die Kopplung verschiedener Felder in den FE-Berechnungen berücksichtigt werden muß (zum Beispiel Wärmefeld-Struktur, Piezoelektrizität).

Voraussetzungen dafür sind das Vorhandensein adäquater physikalischer Modellansätze sowie numerischer, nichtlinearer Lösungsverfahren im Simulationsprogramm. Die sogenannten Multi-Field-Elemente von ANSYS enthalten mehrere Freiheitsgrade für die unterschiedlichen Felder (Verschiebungen, Temperatur, elektrisches Potential und skalares Magnetpotential). Die Berechnung der gekoppelten Feldprobleme erfolgt iterativ oder durch die Berücksichtigung einer Wechselwirkung direkt auf der Elementebene, die die Kopplung beschreibt.

So kann bei mikrotechnischen Herstellungsprozessen, bei denen wärmeinduzierte Verspannungen entstehen (Ofenprozesse, Lasermaterialbearbeitung, Bondprozesse), die FE-Methode

zur Prozeßsimulation eingesetzt werden. Im Gegensatz zu reinen Temperaturfeldberechnungen, bei denen die Temperaturverteilung unter Vorgabe der Anfangs- und Randbedingungen sowie der einwirkenden Wärmelasten ermittelt wird, ist es bei den gekoppelten Berechnungen möglich, die mechanischen Verspannungen in Multilayer-Schichten, hervorgerufen durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten und Temperaturabhängigkeit der Elastizitätsmoduln, zu bestimmen. Die Kopplung zwischen dem Wärmefeld und der Struktur erfolgt zwischen den Verschiebungsfreiheitsgraden der drei Raumrichtungen und der Temperatur.

Die Modellierung des piezoelektrischen Effektes, der Wechselwirkung zwischen den räumlichen Verschiebungen und dem elektrischen Feld, erfolgt durch eine Kopplung direkt auf der Elementebene. Der implementierte Ansatz erlaubt es, das statische und dynamische Verhalten von linear piezoelektrischen Medien mit anisotropen Materialeigenschaften zu untersuchen. Insbesondere kann die dielektrische Dämpfung durch einen komplexen Dielektrizitätstensor berücksichtigt werden.

So lassen sich beispielsweise mikromechanische Resonatoren, die durch piezoelektrische Dünnschichten angezeigt werden, und piezokeramisch angesteuerte Komponenten der Aktorik modellieren. Im Gegensatz zu einer mechanischen Anregung erfolgt diese direkt durch die elektrischen Feldgrößen, so daß unter Berücksichtigung der elektromechanischen Wandlung das mechanische Strukturverhalten berechnet und verschiedene elektrische Kenngrößen abgeleitet werden können. Als Beispiel ist in Bild 2 der frequenzabhängige Impedanzverlauf einer Siliziummembran dargestellt, die durch eine hybrid aufgeklebte Piezokeramik dynamisch angesteuert wird.

Zusammenfassung

Der Entwurf, die Simulation und die Optimierung von Komponenten der Mikrosystemtechnik ist nur durch eine gleichzeitige Berücksichtigung verschiedener Problemfelder möglich. Beispielsweise kann eine Optimierung mikromechanischer Resonatoren nur erreicht werden, wenn die statischen und dynamischen Eigenschaften gleichzeitig betrachtet und der Einfluß der Anregung und Abtastung berücksichtigt werden. Ziel zukünftiger Arbeiten ist daher die Entwicklung von angepaßten FE-Simulationsmodellen unter Einbeziehung der mikrotechnischen Anforderungen.

Thomas Fabula

Dipl.-Phys. Thomas Fabula ist wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Systementwurf am Hahn-Schickard-Institut für Mikro- und Informationstechnik, Villingen-Schwenningen.

Markus Roos
C-TIM / C-R&D
Landis&Gyr Betriebs AG
CH-6300 ZUG

Klassifikation von Kopplungsphänomenen in der Sensormodellierung

1 Einleitung

2 Klassifikation der Kopplungseffekte

2.1 Kopplung mit Identischem Grundgebiet

2.1.1 Kopplung via Materialkonstante

2.1.2 Kopplung via Quellterme

2.2 Kopplung mit unterschiedlichen Grundgebieten

3 Kopplungsstärke

4 Bemerkungen zur Implementierung

1 Einleitung

Für die immer komplexer werdenden Phänomene, die in integrierten Sensoren und Aktuatoren ausgenutzt werden, wird es in Zukunft unumgänglich sein, die Wechselwirkung zwischen diesen physikalischen Vorgängen voll zu berücksichtigen. Für einen Teil der Anwendungen ist es ausreichend, diese Kopplung als schwach zu betrachten, in dem Sinne, dass ein dominanter Effekt auftritt und das angekoppelte System keine Rückwirkung auf den dominanten Effekt zeigt. Ich möchte diese Art von Kopplung als **verallgemeinertes Postprocessing** bezeichnen. Dieses Vorgehen ist bereits in verschiedenen Tools eingebaut und erlaubt etwa die Kapazität eines kapazitiv ausgelesenen Drucksensors aus den Daten der verformten Struktur direkt zu berechnen. [1,2] Für viele andere Probleme liegt der Fall komplizierter, da die beiden Phänomene auf gleicher Ebene stehen und das Gesamtsystem deshalb als stark gekoppelt betrachtet werden muss. Der Lösungsprozess wird dann im allgemeinen iterativ sein, weil das Gesamtsystem inherent nichtlinear wird. Diese Problemklasse möchte ich im Folgenden unter dem Stichwort **starke Kopplung** subsummieren. Im anschliessenden Kapitel werde ich die relevanten Gleichungen aufschreiben und die Kopplungsmechanismen grob klassifizieren.

2 Klassifikation der Kopplungseffekte

Die allermeisten für Sensorsimulationen diskutierten Gleichungen lassen sich in folgender Divergenzform aufschreiben:

$$\nabla \cdot (a(x) \nabla F(x)) = q(x) \text{ für } x \in D \quad (1a)$$

$$F(x) = F_\alpha \text{ für } x \in \partial D_\alpha \quad (\alpha = 1, 2, \dots) \quad (1b)$$

dabei bezeichnet D das 2 oder 3 dimensionale Grundgebiet, $F(x)$ ein "Potential", $a(x)$ eine Materialeigenschaft, die vom Ort abhängig sein darf und der Gradient von $F(x)$ multipliziert mit $a(x)$ interpretiert man als einen "Fluss". Die Form (1) der Gleichungen ist eine direkte Folge der physikalischen Basis. In Referenz [3] werden die Konstitutionsgleichungen von allen heute gebräuchlichen Sensoren auf dem Fundament der Thermodynamik beschrieben. Die resultierende Grundgleichung hat immer die Form einer Bilanzgleichung eines nicht zerstörbaren "Stoffes". Gleichung (1a) über ein endliches Volumen V_0 integriert liest man als Ausfliessen von $a(x) \nabla F \cdot n$ aus ∂V_0 .

was durch die Quellterme $q(x)$ in V_0 kompensiert werden muss. Die zweite Gleichung (1b) beschreibt die Randbedingungen, hier simple Dirichletrandbedingungen. (Das Folgende kann ohne weiteres auf allgemeinere Randbedingungen ausgedehnt werden).

2.1 Kopplung mit identischem Grundgebiet

Wir betrachten nun ein gekoppeltes System, wo die beiden Phänomene im gleichen Raumgebiet stattfinden. Wir gehen aus von zwei zunächst unabhängigen Gleichungen vom Typ (1), wobei wir die Formulierung der

Randbedingungen der Einfachheit halber weglassen. Für die Kopplung dieser Gleichungen können wir zwei Typen unterscheiden:

2.1.1 Kopplung über die Materialkonstante

Gleichung (2a) beschreibt das dominante Phänomen, (2b) das über die "Materialkonstante" b (schwach) angekoppelt, zweite System.

$$\nabla \cdot (a(\mathbf{x}) \nabla F(\mathbf{x})) = q(\mathbf{x}) \quad (2a)$$

$$\nabla \cdot (b(\mathbf{x}, F(\mathbf{x}), \nabla F(\mathbf{x})) \nabla G(\mathbf{x})) = p(\mathbf{x}) \quad (2b)$$

Beispiel:

Ohmscher Widerstand mit temperaturabhängiger Leitfähigkeit:

$F \equiv T$ (Temperatur); $q \equiv$ (Wärmequellen); $a \equiv \kappa$ (therm. Leitfähigkeit);

$G \equiv \Psi$ (el. Potential); $p \equiv 0$; $b \equiv \sigma$ (el. Leitfähigkeit);

$$\text{Kopplungsterm: } \sigma(\mathbf{x}, T(\mathbf{x}), \nabla T(\mathbf{x})) = \sigma_0(\mathbf{x}) + \alpha T(\mathbf{x}) \quad (2c)$$

Um dieses Szenario zu illustrieren stelle man sich die Berechnung eines Ohmschen Widerstandes in einem **äusseren** Temperaturfeld vor. Hier ist das Wärmeleitungsproblem das dominante Phänomen, d.h. es ist nur von den Randbedingungen, der Quellenverteilung und der Materialkonstante κ abhängig, während der Ohmsche Widerstand durch die Temperaturabhängige lokale Leitfähigkeit (2c) beeinflusst wird. Dies gilt unter der Annahme, dass die durch (2b) beschriebenen elektrischen Ströme verglichen mit den Quelltermen in (2a) eine vernachlässigbare Joulesche Wärme produzieren.

Die vorgeschlagene Kopplung (2c) kann natürlich auf beliebige funktionale Zusammenhänge verallgemeinert werden, ja es sind auch Kopplungen an den Gradienten des dominanten Feldes denkbar.

2.1.2 Kopplung via Quellterme

Gleichung (3a) beschreibt das dominante Phänomen, (3b) das über den **Quellterm** $p(\mathbf{x})$ angekoppelte zweite System.

$$\nabla \cdot (a(\mathbf{x}) \nabla F(\mathbf{x})) = q(\mathbf{x}) \quad (3a)$$

$$\nabla \cdot (b(\mathbf{x}) \nabla G(\mathbf{x})) = p(\mathbf{x}, F(\mathbf{x}), \nabla F(\mathbf{x})) \quad (3b)$$

Beispiel:

Temperaturverteilung mit Ohmscher Heizung:

$F \equiv \Psi$ (el. Potential); $q \equiv 0$; $a \equiv \sigma$ (el. Leitfähigkeit);

$G \equiv T$ (Temperatur); $p \equiv$ (Wärmequelle); $b \equiv \kappa$ (therm. Leitfähigkeit);

$$\text{Kopplungsterm: } p(\mathbf{x}, \Psi(\mathbf{x}), \nabla \Psi(\mathbf{x})) = \frac{\sigma}{2} |\nabla \Psi|^2 \quad (3c)$$

Auch dieses Szenario sei mit einem Beispiel illustriert, das in einem gewissen Sinn die Umkehrung vom vorhergehenden ist. Das Dominante Phänomen ist die Stromverteilung in einem Ohmschen Widerstand, der über die Joulesche Wärme zu einer räumlich verteilten Wärmequelle $p(\mathbf{x})$ Anlass gibt. Diese

wiederum führt zu einer Temperaturverteilung, die unter der Annahme, dass σ temperaturunabhängig ist, nicht auf (3a) zurückwirkt. Der Kopplungsterm (3c) stellt einen Fall dar, wo das zweite System an den Gradienten des dominanten Feldes ankoppelt. In Gleichung (3c) sind beliebig allgemeine funktionale Abhängigkeiten denkbar.

Hier sind einige Kommentare angebracht:

- Die beiden vorgeschlagenen Beispiele sind im Rahmen des verallgemeinerten Postprocessing aufzufassen.
Zur Illustration: ein Sensor misst eine physikalische Grösse dadurch, dass er sich erwärmt (dominantes Phänomen). Wir möchten diese Erwärmung durch die Widerstandänderung eines integrierten Ohmschen Widerstandes detektieren. Wenn wir den Sensor als ganzes simulieren, bedeutet die Berechnung der Widerstandsänderung lediglich ein Postprocessing der sich einstellenden Temperaturverteilung $T(x)$.
- Wir haben in 2.1.1 und 2.1.2 ausdrücklich angenommen, dass die Kopplung schwach ist, d.h. das das zweite Phänomen nicht (oder vernachlässigbar) auf das erste zurückwirkt. Aber schon die Wahl der Beispiele macht deutlich, dass man die Szenarien 2.1.2 und 2.1.1 (in dieser Reihenfolge) hintereinander schalten kann. In Worten ausgedrückt bedeutet das: die durch den Stromfluss verursachte Joulesche Wärme gibt Anlass zu einer räumlich variierenden Temperaturverteilung, welche den lokalen Widerstand und somit die Stromverteilung beeinflusst. In der Folge ändert sich die Lage und Stärke der Wärmequelle etc.. Wir werden in nächsten Kapitel auf dieses Szenario zurückkommen.
- Die bei (2c, 3c) angedeuteten Verallgemeinerungen auf beliebige funktionale Abhängigkeiten, haben auf die Struktur der Kopplung, d.h die Richtung, in welche die Information von Teilproblem zu Teilproblem fliesst, keinen Einfluss. Sie dürfen aber eine starken Einfluss auf die Diskretisierung haben, d.h. die numerische Behandlung der entstehenden Gleichungssysteme wird mit Sicherheit komplexer, wenn die Kopplung via den Gradienten des dominanten Feldes geschieht.
- Obschon nicht direkt ersichtlich, lassen sich mit einer geringfügigen Verallgemeinerung der Ausgangsgleichungen (1a,b) auch mechanische Probleme auf die hier gezeigte Art beschreiben. (Siehe dazu Punkt 2.2).
- Mit der vorangegangen Bemerkung ist klar, dass unter Punkt 2.1 auch mechanisch-piezoelektrische, mechanisch-piezoresistive und mechanisch-thermische Probleme subsummiert werden können.
- Alles bisher gesagte kann selbstverständlich auf mehrere gekoppelte Systeme ausgedehnt werden.

2.2 Kopplung mit unterschiedlichen Grundgebieten

Wir betrachten nun ein gekoppeltes Problem, bei welchen die Phänomene unterschiedliche (ev. überlappende) Grundgebiete haben. Da mir kein anderes überzeugendes Beispiel bekannt ist, möchte ich direkt mit einem konkreten Fall beginnen. Es handelt sich um die Kopplung von mechanischen mit elektrostatischen Phänomenen, was in Bezug auf potentielle Anwendungen einen eminent wichtigen Fall darstellt. Die Gleichungen (4a-d) beschreiben ein gekoppeltes mechanisch-elektrostatisches Problem. Wir wollen zunächst

annehmen, dass es sich beim mechanischen Teilproblem um das dominante Phänomen handelt.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (C_{klij} u_{ij}(x)) = f_k(x) \text{ für } x \in D^{\text{mech}} \quad (4a)$$

$$u_{ij}(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial d_i(x)}{\partial x_j} + \frac{\partial d_j(x)}{\partial x_i} \right) \quad (4b)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon(x) \nabla \Psi(x)) = p(x) \text{ für } x \in D^{\text{el}} \quad (4c)$$

$$\Psi(x) = \Psi_\alpha \text{ für } x \in \partial D_\alpha^{\text{el}} \quad (\alpha = 1, 2, \dots)$$

$$\text{Kopplungsterm: } \partial D_\alpha^{\text{el}} = \partial D_\alpha^{\text{el}}(d_i(x)) \quad \forall \alpha \text{ mit } \partial D_\alpha^{\text{el}} \cap \partial D^{\text{mech}} \neq \emptyset \quad (4d)$$

Zur visuellen Illustration dieses Beispiels siehe Figur 1. Formal findet die Kopplung wieder über das primäre Feld, nämlich die Verschiebungsvektoren d_i , statt. Aber anstelle der Beeinflussung einer Grösse in (4c) wie unter 2.1, geschieht hier die Kopplung durch eine Änderung der Geometrie des Grundgebietes für das zweite Problem (4d). Das unterscheidet diese Kopplung wesentlich von den vorangegangenen, da die Diskretisierungstechnik stark davon betroffen ist. Insbesondere muss die Deformation des Gitters, eine geometrische Grösse, in den Lösungsalgorithmus für die Poisongleichung transferiert werden. Dies ist wesentlich komplexer als das Uebertragen eines Lösungsfeldes (z.B. $T(x)$ im Beispiel 2.1.2), das in beiden Teilsystemen auf ein und demselben Gitter definiert ist.

Es ist sicher fair, auch dieses Problem als ein Beispiel von verallgemeinertem Postprocessing aufzufassen. Kommerziell sind bereits Tools erhältlich, die ein Hilfsmittel dieser Art anbieten, speziell für kapazitive ausgelesene mechanische Sensoren [1,2].

Man kann die Abhängigkeiten in obigen Beispiel umzukehren, so dass das elektrostatische Problem zum dominanten Teil wird. Die elektrostatische Kraft $p \mathbf{E}(x)$ (\mathbf{E} elektrisches Feld) wird dann zum mechanischen Load (d.h. entspricht dem Quellterm in Gleichung (4a)). Man hat es wiederum mit nicht identischen Grundgebieten zu tun, wenn auch die Art der Kopplung dem Fall 2.1.2 analog ist. Zur Illustration dieses Falls siehe Figur 2.

3 Kopplungsstärke

Im 2. Kapitel war von schwacher und starker Kopplung die Rede, resp. vom verallgemeinerten Postprocessing. Ich möchte diese Begriffe nun stärker präzisieren. Falls die Information strikte vom dominanten zum angekoppelten Problem fliesst, ist das Gesamtproblem nach der Lösung der beiden Teilschritte vollständig abgearbeitet --> verallgemeinertes Postprocessing.

Ist diese Voraussetzung nicht gegeben, muss man iterative vorgehen, d.h. man muss die beiden Teilschritte solange wiederholen, bis sich die Lösungen nicht mehr ändern, oder technischer ausgedrückt, bis die Residual- oder Inkrementnorm genügend klein ist. In diesem Fall sind drei Fälle zu unterscheiden:

- i) beide Probleme sind **Insgesamt linear** und werden als **ein Problem diskretisiert**,
- ii) beide Probleme sind zwar **linear**, werden aber dennoch teilproblemweise diskretisiert und berechnet. (**Gummel Loop**)
- iii) die Probleme sind entweder bereits für sich **nichtlinear** oder die Kopplung enthält **nichtlineare Terme**.

Fall i) wäre beispielsweise gegeben, wenn die beiden Teilprobleme via die Quellterme aneinander gekoppelt sind und die Ausdrücke für diese Terme jeweils linear im Feld der anderen Gleichung sind. Die beiden Felder sind die unabhängigen Größen und man gibt die Aufteilung in dominantes und angekoppeltes Problem auf. Eine mögliche Diskretisierung würde das Problem in einem Aufwasch durch Lösen eines einzigen linearen Gleichungssystems erledigen.

Ein Beispiel für Fall ii) bekommt man analog zu i), wenn man die Teilprobleme sequentiell löst und damit gezwungen ist, eine iterative Lösungsstrategie zu wählen.

Fall iii) wird illustriert durch Beispiel 2.1.1 mit 2.1.2, mit der im Text gegebenen quadratischen Abhängigkeit von $p(x)$ vom Gradienten des elektrischen Feldes (3c). (Oder wenn die Temperaturabhängigkeit von σ auch quadratische Terme in $T(x)$ mit einschliesst). In diesem Fall ist eine iterative Lösungsprozedur unumgänglich.

Die Klassifizierung der Lösungsprozedur in **Gummel Loop** (= sequentielles Lösen der Teilprobleme) oder **gekoppeltes Lösen** (= ein einziges Gleichungssystem für alle vorhandenen Freiheitsgrade) spielt in der Literatur zur numerischen Behandlung der Halbleiter-Drift-Diffusions-Gleichungen eine wichtige Rolle. Es stellt sich heraus, dass in diesem Fall eine robuste, stets konvergente Strategie ein nichttriviales Unterfangen darstellt. Dennoch liegt der Fall für die hier in Betracht gezogenen Probleme um einiges einfacher, da die Kopplung zwischen den Systemen, absolut gesehen, schwächer ist und daher die bereits bekannten Verfahren, insbesondere der Gummel Loop, einen aussichtsreichen Lösungsvorschlag darstellen.

4 Bemerkungen zur Implementierung

Ich möchte hier an den in Kapitel 3 geäusserten Feststellungen anknüpfen. Die Wahl eines zum Gummel Loop analogen Verfahrens zur Lösung der hier angesprochenen gekoppelten Systeme erscheint sehr vielversprechend:

- Für die verallgemeinerten Postprocessing-Aufgaben ist es sicher das Mittel der Wahl, da Konvergenz in einem Loop garantiert ist.
- Die Separation in die natürlichen Teilprobleme erleichtert die Programmierung, da man den vorhandenen Code für z.B. das Poissonproblem der Elektrostatik oder die Wärmeleitung ohne viel zusätzlichen Aufwand weiterbenutzen kann.
- Der Nachteil, dass auch lineare Probleme iterativ gelöst werden müssen (vergleiche Fall ii) oben), muss an Beispielen studiert werden. Es ist abzuklären, ob eine Gummel Loop Strategie (viel) mehr Ressourcen

braucht, als eine gekoppelte Lösung. (Man bedenke, dass eine gekoppelte Lösung doppelt so grosse lineare Gleichungssysteme erfordert, welche mehr als doppelt so viel Rechenzeit zur Lösung beanspruchen.)

Die meisten mir bekannten Programme, welche gekoppelte Phänomene behandeln können, bieten das, was wir hier verallgemeinertes Postprocessing genannt haben. In [2] beispielsweise wird für mechanisch-elektrostatisch gekoppelte Probleme jedes Teilproblem mit zwei kommerziellen Finite Element Programmen gelöst und die Resultate resp. die Daten durch ein Interface zwischen den Anwendungen ausgetauscht. Dies bedingt natürlich, dass die Daten für den Transfer jeweils aufbereitet und selbstverständlich auch alle geometrischen Information transferiert werden müssen. Diese Aufteilung ist sicher bestens geeignet, wenn man lediglich schwach gekoppelte Probleme hat, bei welchen die Information nur in eine Richtung fliesst. Sobald man aber eine iterative Prozedur benutzen muss, wird dieser Info-Transfer zu einem Flaschenhals. In einem solchen Fall ist es besser, beide Teilprobleme innerhalb eines einzigen Programmrahmens abzuarbeiten.

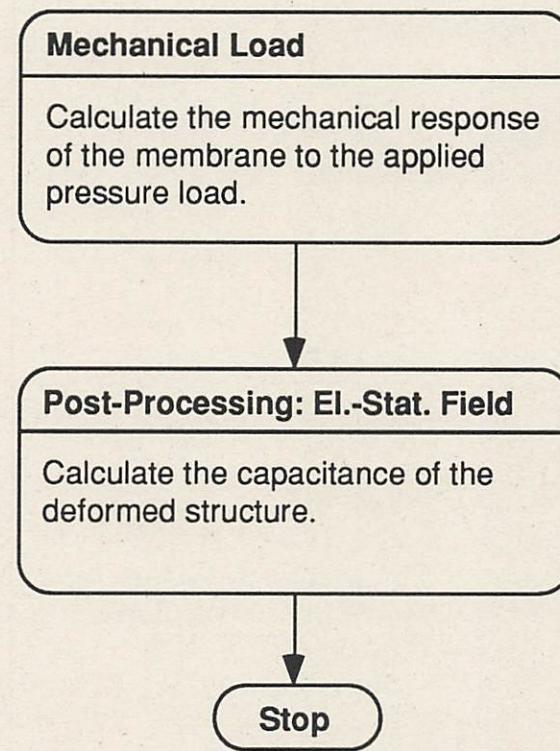
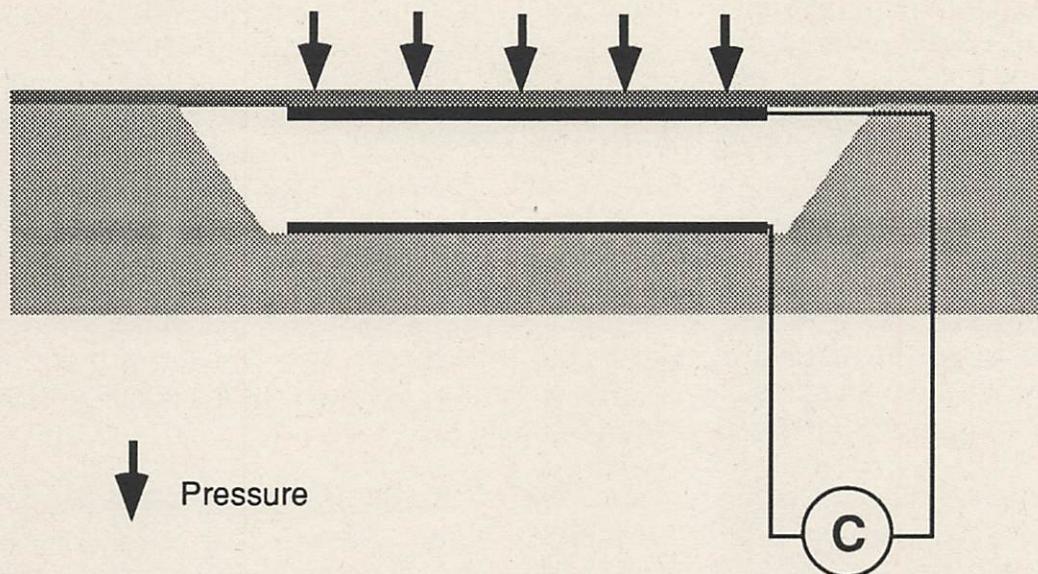
Das Programmsystem SESES [4] hat vom Aufbau der Datenstrukturen und der Programmphilosophie her sehr gute Chancen sowohl die Lösung des verallgemeinerten Postprocessing als auch die Modellierung von voll gekoppelten Problemen zu ermöglichen. So enthält es bereits alle Steuerungs- und Überwachungsmöglichkeiten für die Gummel Loop und die gekoppelte Lösungstrategie. Weiter bietet es schnelle Algorithmen für die lokale Maschenverfeinerung. Dies ist besonders für die sequentielle Lösung von Teilsystemen vorteilhaft: Es ist nicht garantiert, dass die beiden Probleme im Überlappungsgebiet dieselbe Auflösung der Masche brauchen; die lokale Verfeinerung erlaubt es dann, für jedes Teilproblem eine angepasste Masche zu verwenden und so die Rechenzeit zu minimieren. Insgesamt gesehen ist SESES ein ausgezeichneter Startpunkt um diese interessanten Probleme anzugehen.

Referenzen

- [1] B. Folkmer, H.L. Offereins, H. Sandmaier, W. Lang, A. Seidl, P. Groth, R. Pressmar, "A Simulation tool for mechanical sensor design", Sensors and Actuators, **A 32**, (1992), 521
- [2] B.P. Johnson, S. Kom S.D. Senturia J. White, "MEMCAD Capacitance Calculations for Mechanically Deformed Square Diaphragm and Beam Microstructures", 91CH2817-5/91, 1991 IEEE
- [3] G. Wachutka, "Thermodynamic methods in microtransducer and electronic device modeling", NASECODE VIII Proceedings, Boole Press Ltd. Volume 14: Conference Series
G. Wachutka, "Tailored Modeling of Miniaturized Electrothermo-mechanical Systems Using Thermodynamic Methods", Submitted to Symposium on MEMS, Anaheim CA, Oct 1992
- [4] E. Anderheggen et. al., "SESES User's Manual", PFI / ETH Zürich (1992)

Linear Mechanical-Electrostatic Coupling

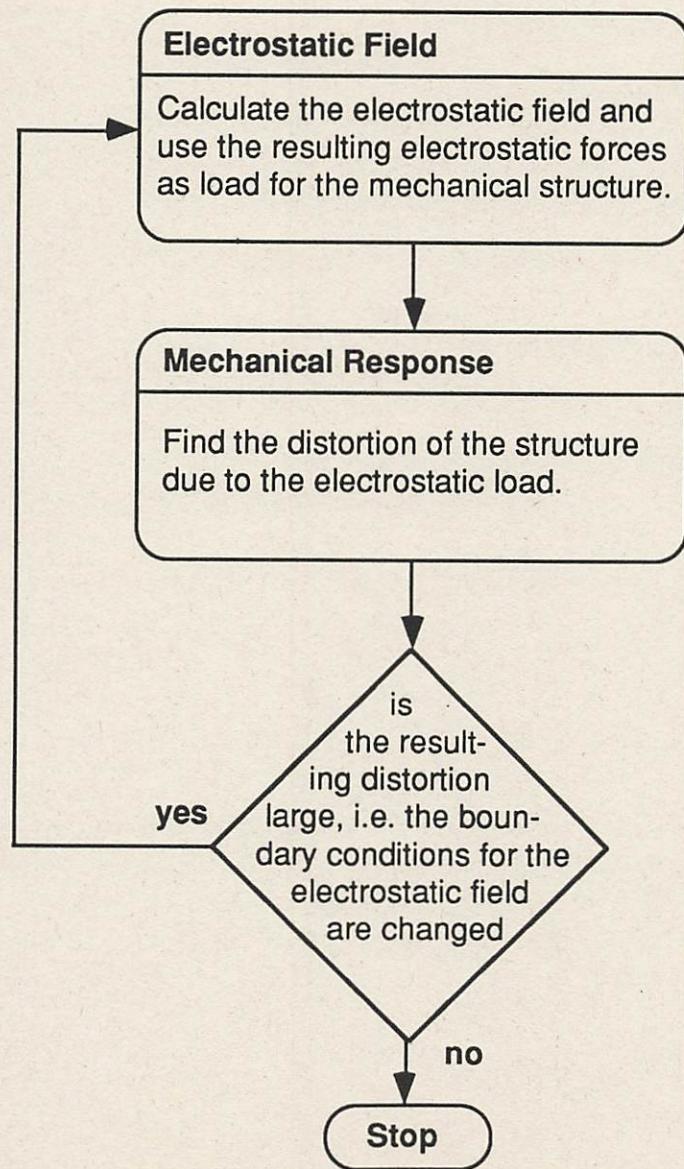
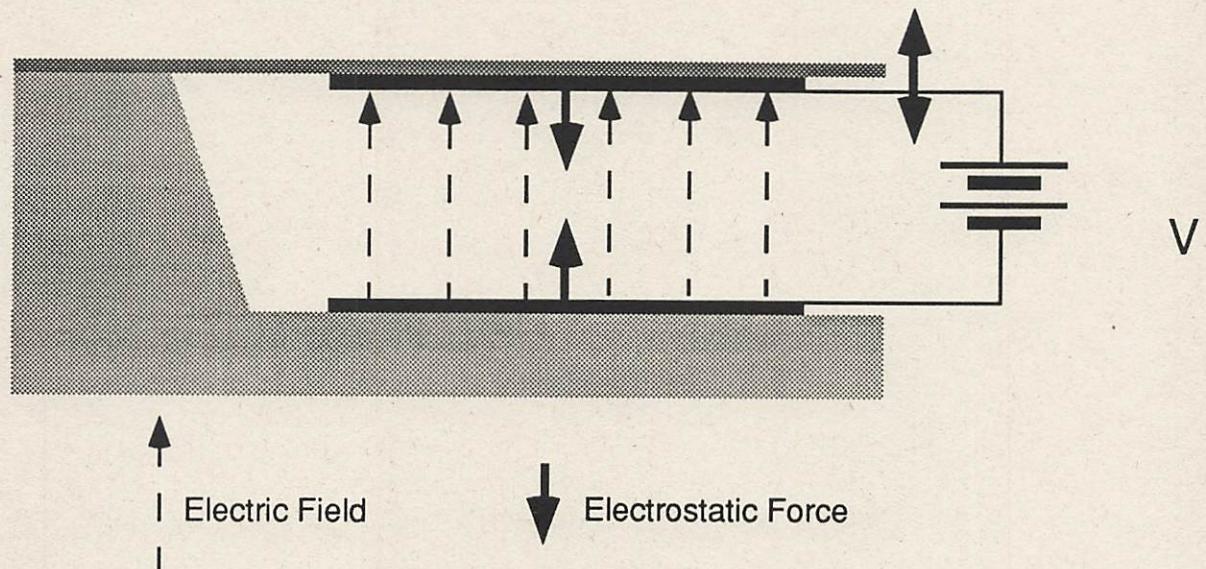
Pressure Sensor with capacitive readout



Figur 1

Nonlinear Electrostatic-Mechanical Coupling

An actuator (beam structure) is moved by a strong applied electrostatic Field.



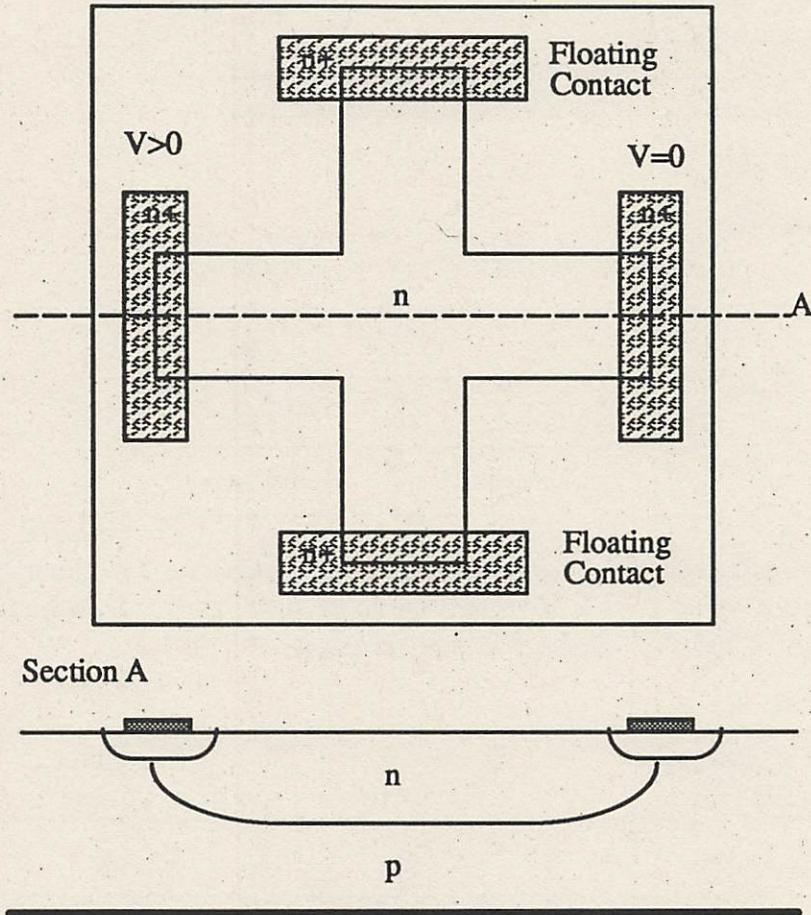
Figur 2

HW/SW-Infrastruktur für Simulationen am Beispiel eines horizontalen Hallsensors.

Dipl. phys. G. Sartoris

First Results on 3D Magneto Devices Modeling

1) The horizontal Hall sensor, device layout:



2) Device equations:

$$\vec{\nabla} \epsilon \vec{\nabla} \psi = q(n - p - C)$$

$$\vec{\nabla} \vec{J}_n = qR; \quad \vec{J}_{0n} = qD_n e^{(\psi/V_T)} \vec{\nabla} (e^{(-\psi/V_T)} n)$$

$$\vec{\nabla} \vec{J}_p = qR; \quad \vec{J}_{0p} = qD_p e^{(-\psi/V_T)} \vec{\nabla} (e^{(\psi/V_T)} p)$$

$$\vec{J}_a = \frac{1}{1 + \mu_{Ha}} [\vec{J}_{0a} + \mu_{Ha} \vec{J}_{0a} \times \vec{B} + \mu_{Ha}^2 (\vec{J}_{0a} \vec{B}) \vec{B}]; \quad a = n, p$$

with a Dirichlet Boundary Condition (BC) for the fields: ψ, n, p under a contact and natural BC elsewhere. The equation has been discretized by an hybrid finite element method.

3) Available computing platforms: Workstation, mini-midi-maxi supercomputer. However if modeling is performed outside an academic environment, the software should run primarily on low-cost hardware in an optimized way.

4) Computing strategy: The device work like a resistor, it does not have forward-biased junction, the current is advection (drift) dominated and recombination can be neglected.

Solution algorithm:

Slotboom variables used

Uncoupled algorithm (Gauss-Seidel alg.) used

Compute the solution for the thermodynamic equilibrium

Compute the solution for a vanishing magnetic field

Compute the solution

Approaching strategy:

2D	3D
Unipolar	Bipolar
Coarse Mesh	Fine Mesh

5) Results: Following table display computed offset voltages for a magnetic field of 0.5 Tesla and applied voltages of 0.2 Volt for the unipolar case and 0.5 Volt for the bipolar one.
(Channel width = 20 μ m , Channel length = 80 μ m)

Mesh: No Elements	3D Unipolar: Offset Voltage	3D Bipolar: Offset Voltage
420	4.1 mV	6.5 mV
1379	3.8 mV	6.5 mV
3360	4.1 mV	8.7 mV

6) Summary: The choice of an hybrid discretization scheme allows the use of very coarse meshes. The duality between the 2D and the 3D program versions showing similar convergence behaviors, enable first runs to be performed on 2D meshes. The utilization of coarse meshes is partially balanced by expensive computations at the element level, this task however is particular suitable for parallel processing and can be easily distributed on different networked processors, achieving quite good speed up for 3D simulations.

Optisch ausgelesener Drucksensor.

Dr. M. Roos

Markus Roos
C-TIM / C-R&D
Landis&Gyr Betriebs AG
CH-6300 ZUG

Modellierung eines optischen Minaturdrucksensors

1 Einleitung

2 Simulationsumgebung

- 2.1 Preprocessing und Schalenelemente**
- 2.2 Postprocessing**
- 2.3 Nichtlineare Analyse mit FLOWERS**

3 Fragestellung

- 3.1 Geometrische Nichtlinearität**
- 3.2 Thermische Expansion**
- 3.3 Nichttriviale optische Eigenschaften der Kavität**
- 3.4 Neue Sensorgeometrien**

4 Resultate

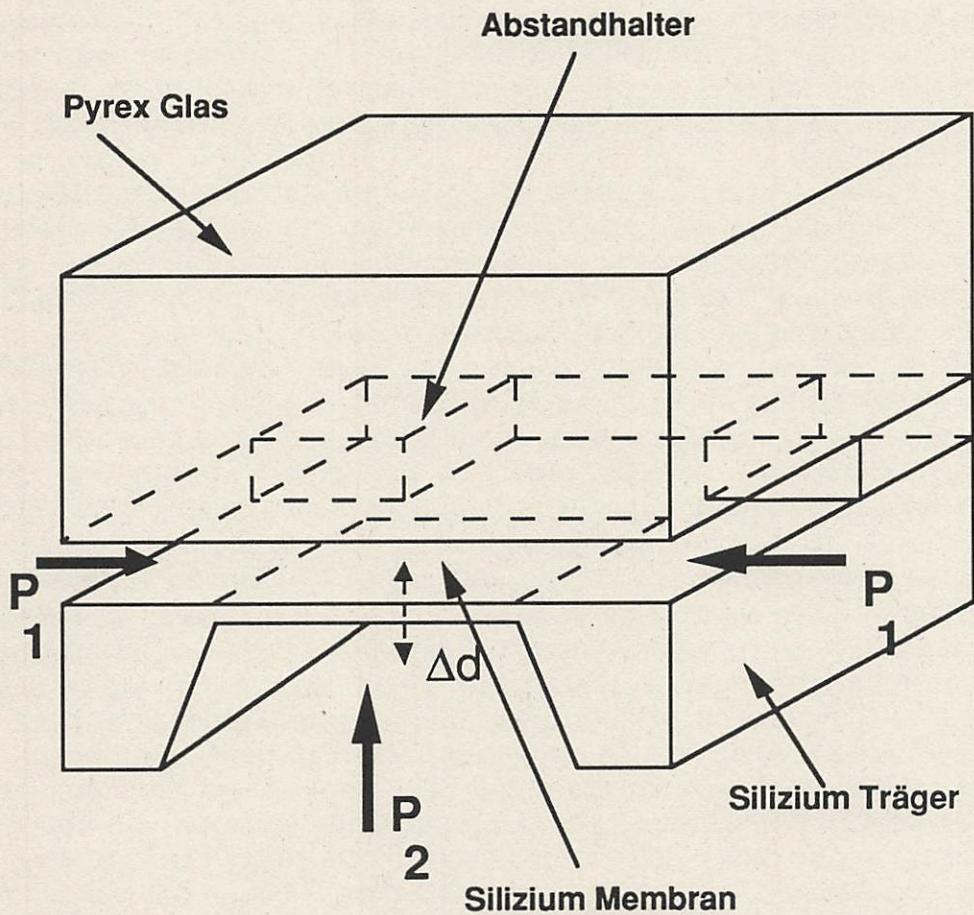
- 4.1 Nichtlineares Verhalten**
- 4.2 Temperaturgang**
- 4.3 Auswirkungen der aktuellen Kavitätsgeometrie**
- 4.4 Neue Geometrien**

5 Schlussfolgerungen und Ausblick

1 Einleitung

Die zentrale Forschung von Landis&Gyr hat die Entwicklung eines optisch ausgelesenen Differenzdrucksensors begonnen. Dieser Sensor (siehe untenstehende Figur) besteht im Wesentlichen aus einer mit **micromachinging**-Technik hergestellten Siliziummembran und einer mit **anodic bonding** aufgebrachten Pyrexplatte. Diese beiden teilweise verspiegelten Elemente bilden eine optische Kavität, die als Fabry-Perrot Interferometer betrieben wird. Ein Lichtstrahl, z.B. einer Photodiode, wird in die Kavität eingekoppelt. Das reflektierte Licht enthält dann die Information über den Plattenabstand, dessen Änderung in erster Näherung proportional zur angelegten Differenzdruck ist. In [1] wurde ein Vorschlag gemacht, wie diese Information mit einem Photodiodenarray mit integrierten, unterschiedlich abgestimmten Filtern einfach und billig ausgelesen werden kann.

Im Verlauf dieser Entwicklung wurden verschiedene numerische Simulationen durchgeführt. Diese Resultate und die aufgetretenen Schwierigkeiten werden im Folgenden beschrieben.



Kapitel 2 beschreibt die Simulationsumgebung, die für diesen Zweck aufgebaut worden ist. In Kapitel 3 beschreibe ich die Fragestellungen, das 4. Kapitel ist der Darstellung der Resultate gewidmet und in Kapitel 5 möchte ich die Schlussfolgerungen aus den gewonnenen Erfahrungen ziehen und einen Ausblick auf weitere notwendige und mögliche Untersuchungen geben.

2 Simulationsumgebung

Die Simulationsumgebung für die Analyse von Differenzdrucksensoren umfasst auf der Hardwareseite Workstations der Marken HP/Apollo (DN4500, resp. DN5500) sowie SUN (Sparc 2) und auf der Softwareseite die Programme OMEGA [2] (3D-Maschengeneration, entwickelt im Institut für Integrierte System unter der Leitung von Prof. Dr. W. Fichtner) und FLOWERS [3] (mechanisch Analyse, entwickelt bei der Professur für Informatik unter der Leitung von Prof. Dr. E. Anderheggen). Diese Programme werden durch ein Interface miteinander verbunden. Schliesslich sorgen einige kleinere Programme für ein benutzerfreundliches Postprocessing.

2.1 Preprocessing und Schalenelemente

Das Programm OMEGA erlaubt dem Benutzer durch Vereinbarung der äusseren Devicegrenzen (und eventuellen Refinementbefehlen) die kompletten Geometriedaten für die Simulation zu erzeugen. Die Transformation dieser Daten in das FLOWERS Input-Fileformat besorgt ein Interface, welches ausschliesslich mit Standardroutinen des UNIX Betriebssystems (etwa sort, awk etc.) auskommt.

OMEGA wurde für Anwendungen der Mikroelektronik entwickelt, die Maschen werden also für die Boxmethode (= Diskretisierungsmethode für die Drift-Diffusions-Transportgleichungen) optimiert und nicht für die in der Mechanik übliche Finite Element Methode. Trotz dieser Limitationen erwies sich OMEGA von grosser Nützlichkeit für die Simulationen am Delta-p-Sensor.

Eine wichtige Bemerkung zu den verwendeten Finiten Elementen ist hier am Platz. Häufig sieht man in der Literatur zu Mikromechanischen Devices, dass für die Diskretisierung der Membranen (und Balken) die einfachsten 8-Knoten Elemente mit trilinearer Ansatzfunktionen verwendet werden. Für diese Elemente ist jedoch bekannt, dass sie Biegungen sehr schlecht wiedergeben können. Ganz zu schweigen vom unnötigen Aufwand, die extremen Verhältnisse Längen zu Dicken von typischerweise 1000 μm zu 10 μm sinnvoll wiederzugeben. Hier bieten sich spezielle Schalen- und Membranelemente geradezu an. Sie verwenden Ansatzfunktionen, die den vorkommenden Biegungszuständen angepasst sind, d.h. man kommt mit viel weniger Elementen aus. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, innerhalb eines einzigen Elementes mehrere verschiedene Materialschichten zu definieren und so den Aufwand noch einmal zu reduzieren. Die Schwierigkeit, die man sich dabei einhandelt, ist die Formulierung der Uebergangsbedingungen von Membran (oder Balken) in das Bulkmedium. Numerische Tests zeigten jedoch, dass die Resultate von beiden Diskretisierungsmethoden im Rahmen der Genauigkeit übereinstimmen, allerdings mit einem viel kleineren Aufwand bei Verwendung der Schalenelemente.

2.2 Postprocessing

Die konkreten Resultate der mechanischen Simulationen mit Hilfe von FLOWERS erlauben wichtige Schlüsse auf das qualitative und quantitative

Verhalten des mechanischen Teils des Sensors. Jedoch handelt es sich beim Delta-p-Sensor um einen Mikrodevice, der via optische Signale mit der Aussenwelt kommuniziert. Diese Kopplung ist naturgemäß nicht im Simulationspaket FLOWERS enthalten, weshalb weitere Hilfsmittel zur Analyse des Sensorverhaltens notwendig sind. Speziell habe ich ein Programm geschrieben, das die optischen Eigenschaften einer aktuellen, d.h. gerechneten Fabry-Perrot Kavität simuliert und dazu die Ouputdaten von FLOWERS aufbereitet. Dieses Programm besteht aus C-Teilen und wiederum aus Aufrufen von UNIX Routinen.

2.3 Nichtlineare Analyse mit FLOWERS

Der Vergleich von gerechneten und gemessenen Empfindlichkeiten machte eine Modellierung im nichtlinearen Bereich notwendig. Die Nichtlinearität wird durch die *endliche* Verformung (im Gegensatz zu einer *infinitesimalen* im linearen Fall) und nicht etwa durch nichtlineares Verhalten des Materials bedingt. Auch dazu verwendete ich das Programm FLOWERS, das über einen komfortablen interaktiven Modul zur Steuerung der nichtlinearen Analyse verfügt.

3 Fragestellungen

3.1 Geometrische Nichtlinearität

Nachdem erste Rechnungen mit linearen Modellen durchgeführt waren und insbesondere die Empfindlichkeiten und die qualitative Form der Membraneformation experimentell bestätigt wurde, zeigten genauere Experimente mit Temperaturabhängigkeiten [4] ein nichtlineares Verhalten des Sensors, insbesondere eine temperaturabhängige Differenzdruck-*empfindlichkeit*.. Die Voraussetzung der Linearität der numerischen Modellierung war damit widerlegt.

Das geometrisch nichtlineare Verhalten kann hier als ein typischer "Vorspann"-Effekt verstanden werden. Die thermischen Spannungen, verursacht durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Pyrex wirken vor allem in der Membranebene, d.h. senkrecht zu Angriffsrichtung der Druckkraft uns pressen die Membran in der Ebene zusammen (= negative Vorspannung). Dadurch wird die Membran empfindlicher gegenüber den transversalen Druckkräften, da eine Auslenkung in dieser Richtung senkrecht zur Membranebene auch die Vorspannung abbauen hilft (das Entgegengesetzte gilt für den Fall, dass die thermischen Spannungen zu einem Auseinanderziehen der Membran führen, d.h. sie wird weniger empfindlich gegenüber transversalen Auslenkungen). Der Simulationsaufwand steigt beim nichtlinearen Rechnen stark an, müssen doch die linearisierten Gleichungssysteme gleich mehrmals gelöst werden, um eine einzige Gleichgewichtslage des modellierten Objekts zu bestimmen.

3.2 Thermische Expansion

Die thermische Expansion eines Festkörpers wird in erster Approximation durch das Gesetz $\Delta l = \alpha \Delta T$ beschrieben, wobei Δl die Längenänderung, α den Expansionskoeffizienten und ΔT die Temperaturänderung bezeichnen. Dieses Gesetz gilt auch für Silizium und Pyrexglas, jedoch sind die linearen Expansionskoeffizienten dieser Materialien im relevanten Temperaturbereich derart gut aufeinander abgestimmt, dass auch höhere Terme berücksichtigt werden müssen [5]. Dieser Effekt verursacht Nichtlinearitäten im Temperaturlauf des Sensors auch ohne geometrisch nichtlineares Verhalten. Gleichzeitig erlaubt dieses Phänomen aber auch, die Temperaturspannungen in der Sensorstruktur zu minimieren [5], weil der relative Expansionskoeffizient $\alpha_{\text{Silizium}} - \alpha_{\text{Pyrex}}$, bei 140 °C das Vorzeichen wechselt.

Das Zusammenspiel der temperaturabhängigen Expansionskoeffizienten und der geometrischen Nichtlinearität ergibt eine Vielzahl von möglichen nichtlinearen Effekten in der Sensorcharakteristik. Diese Situation ermöglicht auf der anderen Seite Optimierungsmöglichkeiten, die teilweise im 4. Kapitel angesprochen werden.

3.3 Nichtriviale optische Eigenschaften der Kavität

Die druckkraftbedingte Verformung der Siliziummembran, sowie der Sensorstruktur als ganzem, führt zu einer kompliziert geformten optischen Kavität. Die aktuellen Transmissions- und Reflexionseigenschaften dieses Systems wurden im Rahmen einer (groben) Näherung folgendermassen berechnet: Die Kavität fasst man auf als Ansammlung von unabhängigen Interferometern mit örtlich variierender optischer Länge, die inkohärent zu einer Gesamttransmission respektive -reflexion beitragen. Die Eigenschaften der Kavität werden somit über die Verteilung von optischen Wegen auf der simulierten Membran gemittelt. Dieses Vorgehen vernachlässigt die Interferenzeffekte zwischen verschiedenen Orten auf der Membranoberfläche und dürfte zu einer zu optimistischen Schätzung der optischen Eigenschaften führen.

3.4 Neue Sensorgeometrien

Detaillierte Simulationsresultate lassen Spekulationen für ein allfälliges Redesign des Sensors zu. Einige dieser Neuerungen wurden numerisch durchgespielt und werden in 4.4 vorgestellt.

4 Resultate

Die unten zitierten Werte beziehen sich auf die in Fig 5 beschriebene Struktur, (Membrankantenlänge 1500µm, Dicke 12µm). Das beobachtete Verhalten des Sensors kann sowohl qualitativ und mit Einschränkungen auch quantitativ

verstanden werden. Jedoch sind insbesondere für den Temperaturgang des Sensors weitere Messungen und Rechnungen notwendig.

4.1 Nichtlineares Verhalten

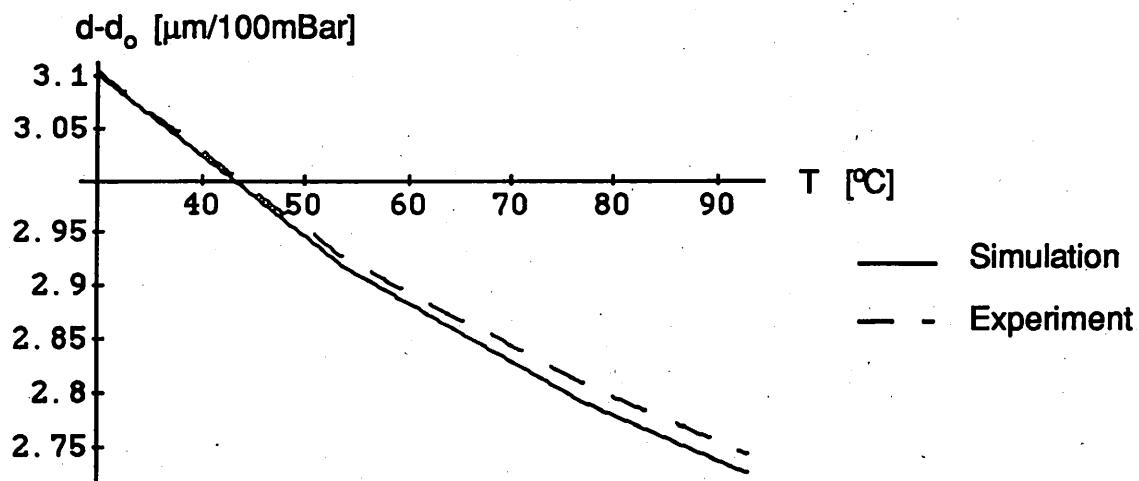
Die zu geometrisch nichtlinearem Verhalten führenden Effekte wurden in 3.1 angesprochen. Die quantitative Analyse eines spezifischen Sensorchips wird erschwert, weil zwei wichtige Parameter nur sehr ungenau bekannt sind. Dies betrifft insbesondere die **Membrandicke**, welche nach dem Ätzen ohne Zerstörung des Sensors nur auf plus minus 10% zu messen ist, sowie die **effektive Bondingtemperatur**, d.h. die Temperatur, ab welcher die mechanischen Spannungen nicht mehr relaxieren können. Diese beiden Parameter bestimmen in grossem Mass die Druckempfindlichkeit und den Temperaturgang, die beiden primären experimentellen Messgrössen. Aufgrund der Komplexität des "Anodic Bonding" Prozesses [5], erscheint es unmöglich, die relevanten Parameter theoretisch zu erschliessen. Als Ausweg bietet sich die eine Trendanalyse an, um wenigstens eine qualitative Aussage machen zu können.

Theoretisch ist aufgrund des Vorzeichenwechsels von $\alpha_{\text{Silizium}} - \alpha_{\text{Pyrex}}$ bei 140 °C als Funktion der effektiven Bondingtemperatur sowohl eine negative als auch eine positive Vorspannung der Membran im relevanten Temperaturbereich denkbar. Das relative Verhalten der Vorspannung im Bereich von 0 - 100 °C ist jedoch vorgegeben: Aus $\alpha_{\text{Silizium}} - \alpha_{\text{Pyrex}} < 0$ in diesem Bereich folgt, dass bei zunehmender Temperatur die (negative) Vorspannung der Membran abnimmt, d.h. $\Delta\sigma(T, T_0) = \sigma(T) - \sigma(T_0) < 0$ unabhängig vom Vorzeichen von $\sigma(T_0)$. Das heisst, die Membran wird weniger stark zusammengepresst. Da in diesem Temperaturbereich speziell α_{Silizium} mit der Temperatur variiert, ist $\Delta\sigma(T, T_0)$ jedoch eine nichtlineare Funktion von $\Delta T = T - T_0$. Die Abnahme der Vorspannung führt über den geometrisch nichtlinearen Effekt zu einer Abnahme der Druckempfindlichkeit, genau was experimentell gefunden wird [4].

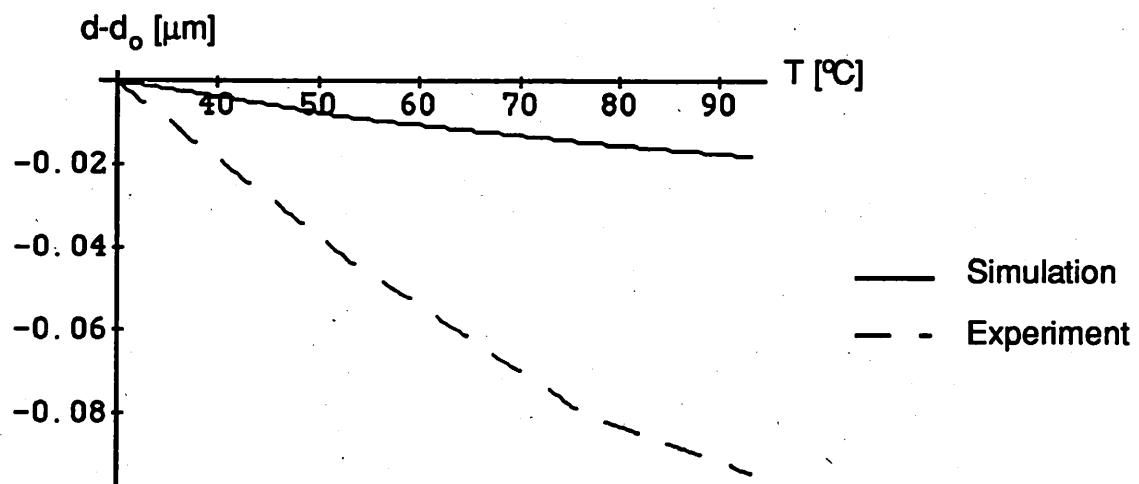
Um quantitative Aussagen machen zu können, habe ich die theoretisch nicht direkt zugängliche Vorspannung bei einer Temperatur T_0 als Fitparameter gewählt. Damit wird es möglich, die Variation der Druckempfindlichkeit relativ zur Anfangstemperatur T_0 vorherzusagen. Die Vorspannung bei T ergibt sich zu

$$\sigma(T) = \int_{T_0}^T (\alpha_{\text{Silizium}}(T') - \alpha_{\text{Pyrex}}(T')) dT' + \sigma(T_0)$$

wobei die temperaturabhängige Funktion $\alpha_{\text{Silizium}} - \alpha_{\text{Pyrex}}$ aus Referenz [5] gewonnen wurde. Die rechnerisch und experimentell bestimmten Empfindlichkeiten sind in Figur 1 aufgetragen. Der Fehler <10% muss aufgrund der Unsicherheiten der experimentellen Werte und Parameter als sehr gut taxiert werden.



Figur 1: Die simulierte und die gemessene Empfindlichkeit einer Siliziummembranstruktur als Funktion der Temperatur

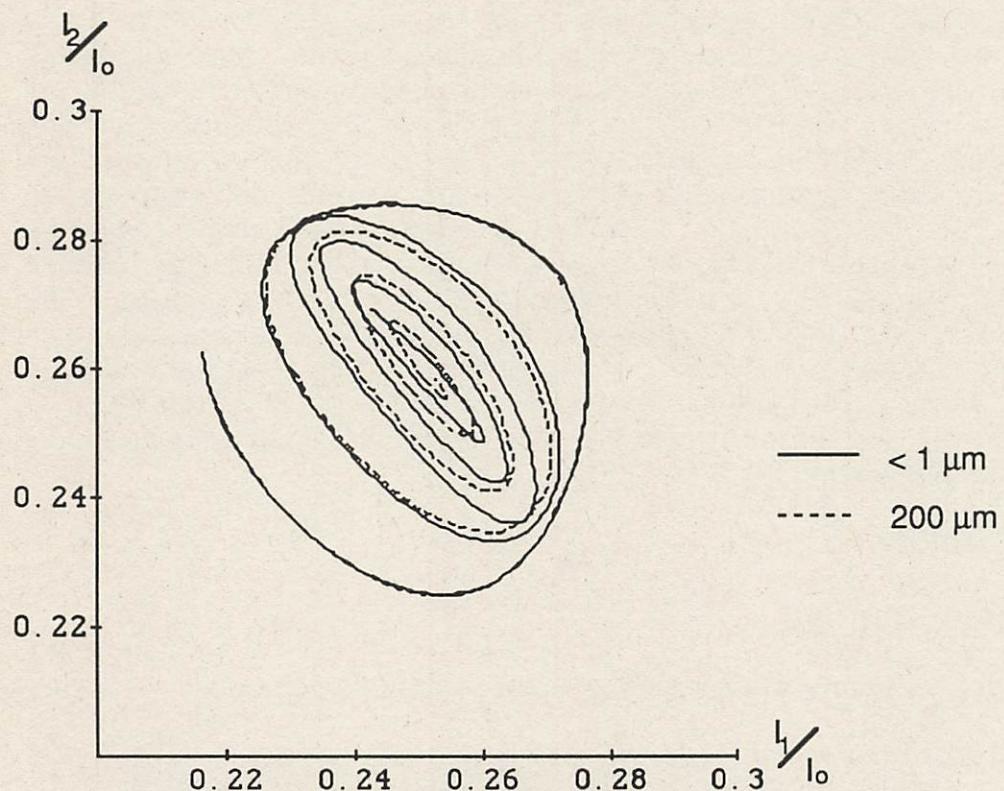


Figur 2: Der simulierte und der gemessene Temperaturgang einer Siliziummembranstruktur.

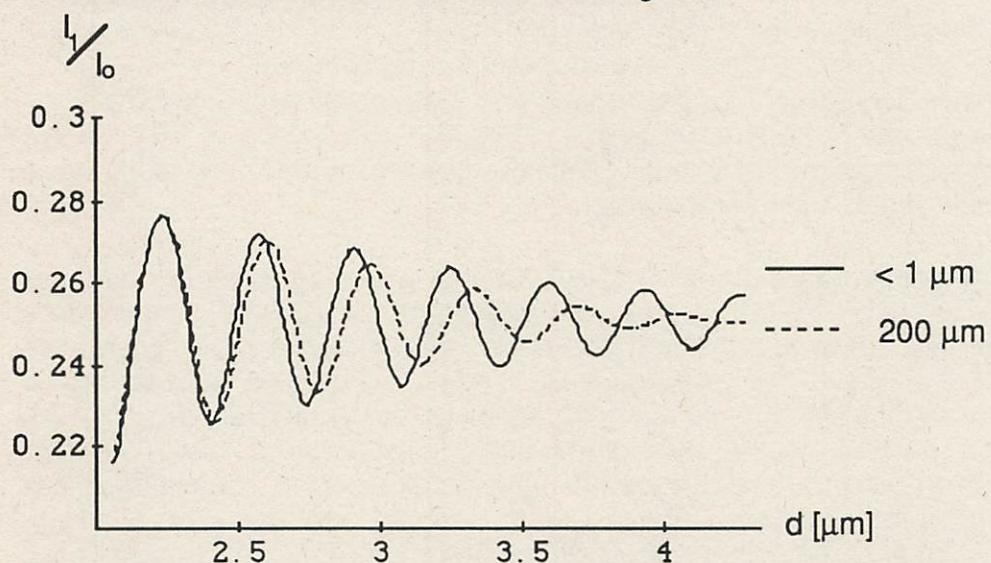
4.2 Temperaturgang

Weniger gut ist die Übereinstimmung beim Temperaturgang der Auslenkung, gemessen bei Differenzdruck null, d.h. $\Delta d = d(T) - d(T_0)$ bei $\Delta p = 0$. Diese Grösse kann nun ohne weiteren Fit direkt den Simulationen entnommen werden (Figur 2). Das Vorzeichen ist zwar bei beiden Kurven dasselbe, jedoch unterschätzt die Simulation den Temperaturgang um ca. den Faktor 5. Über die Gründe für diese Diskrepanz kann vorderhand nur spekuliert werden. Zuerst ist zu erwähnen, dass die Experimente an einer verpackten Version des delta-p-Sensors durchgeführt wurden, d.h. die Verpackung kann zusätzliche, in der Simulation nicht berücksichtigte Beiträge zum betrachteten Temperaturgang liefern. Dieser Effekt könnte an einer unverpackten Sensorstruktur bei verschiedenen Temperaturen bei Differenzdruck null studiert werden. Weiter haben auch Membrandicke und das Vorspannungsniveau bei der Temperatur

T_0 einen Einfluss auf den Temperaturgang. Aus den oben erwähnten Gründen ist es aber nicht möglich, diese Werte ab initio zu bestimmen.



Figur 3a: Simulierte Signale am Detektorarray. Zwei verschiedene Lichtfleckendurchmesser im Vergleich.



Figur 3b: Simulierte Signale am Detektorarray. Zwei verschiedene Lichtfleckendurchmesser im Vergleich.

4.3 Auswirkungen der aktuellen Kavitätsgeometrie

B. Hälg [1] hat in seinen Betrachtungen zum Sensorverhalten jeweils eine planparallele Verschiebung der Membran relativ zur Pyrexunterseite angenommen. Man erwartet jedoch einen endlichen Krümmungsradius, was die numerische Behandlung bestätigt. Diese Krümmung wirkt sich negativ auf die Qualität Signalverarbeitung nach Hälg aus. Die Messgrößen am Detektorarray werden mit zunehmender Auslenkung der Membran stark gedämpft (Fig. 3b) und die Spiralen (Fig 3 a) der gegeneinander aufgetragenen Messwerte als Funktion der Auslenkung werden deformiert, was die Auswertung erschwert. Die Figuren 3a+b wurden mit der in 3.3 beschriebenen Simulationsmethode aus den gerechneten Kavitätsformen erhalten. Die Degradation der Messwerte ist stark vom Radius des Lichtfleckes abhängig, der aus Gründen der Signalintensität jedoch möglichst gross gewählt werden sollte. Eine simple Massnahme verhindert diesen Effekt: die Membran muss im Zentrum versteift werden, was durch Variation der Rückseitigen Ätzung erreicht werden kann. Siehe dazu Figur 4.

4.4 Neue Geometrien

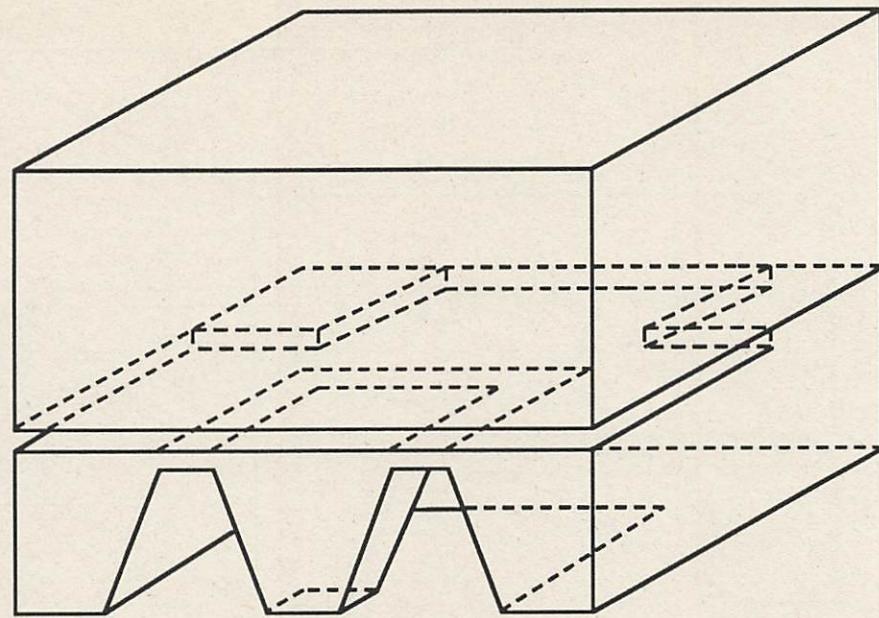
Die folgenden Variationen der Standardstruktur wurden untersucht:

- a) Versteifung des Membranzentrums (Fig 4),
- b) Anbringen einer Pyrexplatte an der Unterseite des Sensors (Fig 5),
- c) Entkopplung der Temperaturspannungen von Sensorkörper und Membran (Fig 6).

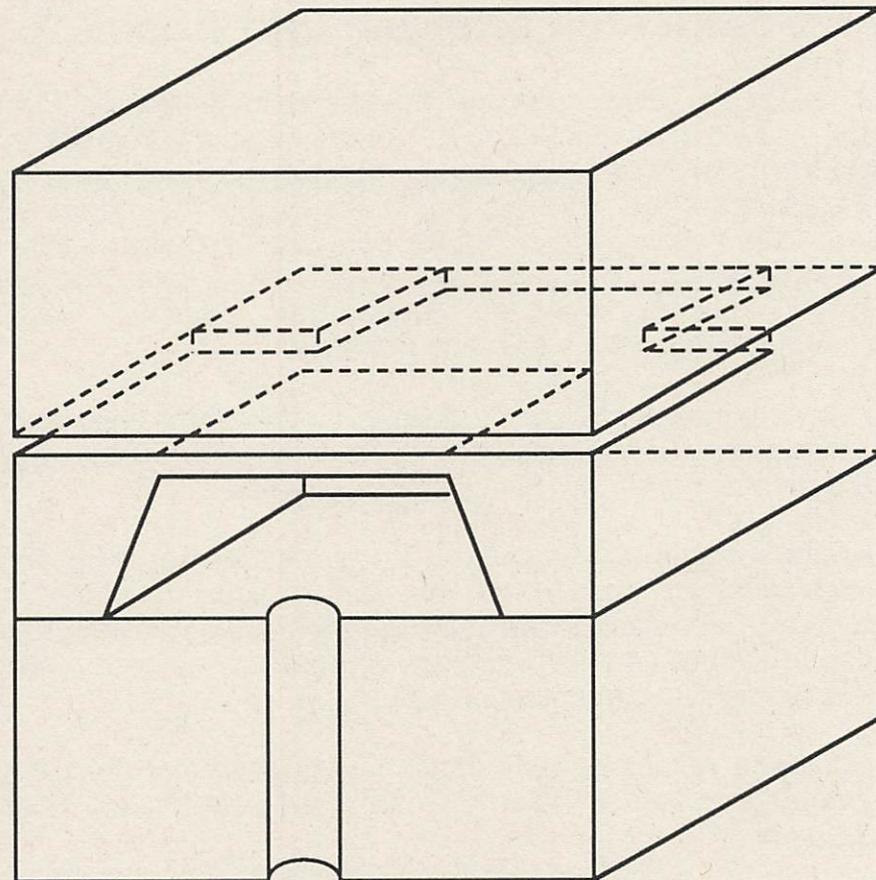
Diese Massnahmen haben die folgenden Ziele:

- a) soll die optischen Eigenschaften der Fabry-Perrot Kavität verbessern und einen Anschlag für die Überdrucksicherung schaffen.
- b) dient der besseren Montierbarkeit und verhindert ein bimetallartiges Aufbiegen der gesamten Struktur.
- c) soll die Vorspanneffekte und damit die oben diskutierten nichtlinearen Erscheinungen eliminieren helfen.

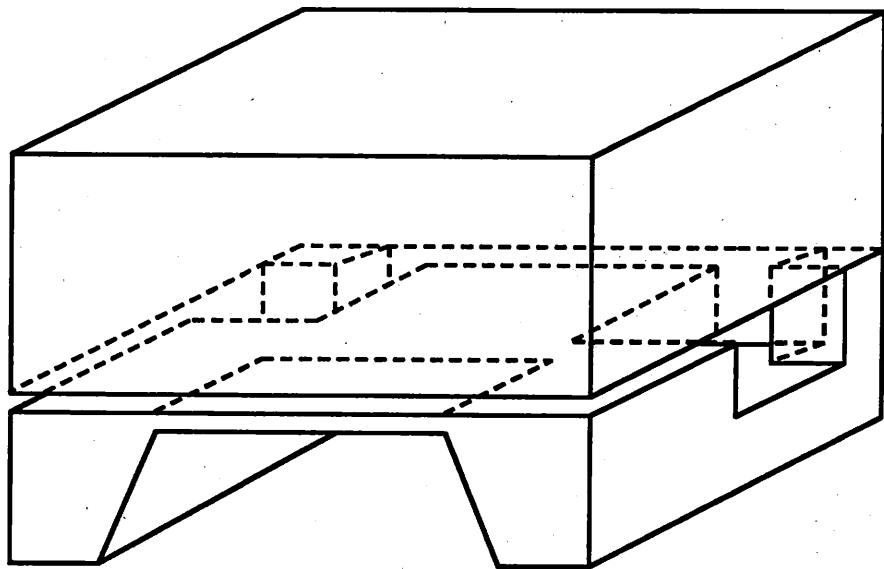
Auf der Seite der Simulationen für diese komplexeren Geometrien wurden vorerst nur wenige Resultate erzielt. Die wichtigsten vorläufigen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen: eine Versteifung der Membran verbessert die Kavitätseigenschaften enorm, d.h. bei erreichbaren Lichtfleckdurchmessern tritt die Krümmung nicht mehr in Erscheinung. Die Varianten b) und c) haben die interessante Eigenschaft, dass sie das Vorzeichen des Temperaturganges (in linearer Näherung) gegenüber der Standardanordnung umkehren. Es erscheint deshalb denkbar, dass sich der lineare Anteil des Temperaturganges durch optimales Design kompensieren lassen müsste.



Figur 4: Versteifung des Membranzentrums



Figur 5: Pyrexplatte an der Unterseite des Sensors



Figur 6: Entkopplung von Temperaturspannungen

5 Schlussfolgerungen und Ausblick

Die ersten genauen Messungen der Druckempfindlichkeit als Funktion der Temperatur haben die Simulationen entscheidend beeinflusst, da das nichtlineare Verhalten ursprünglich nicht vorhergesehen wurde. Mit den nun zur Verfügung stehenden Resultaten können diese Effekte theoretisch verstanden werden kann. Die weitere Optimierung der Sensorstruktur kann nicht auf numerische Hilfe verzichten, da insbesondere die inhärenten Nichtlinearitäten experimentell sehr aufwendige Redesigns erwarten lassen. Als Schlussfolgerungen möchte ich folgende Punkte erwähnen:

- a) genaues experimentelles Studium des Temperaturganges an einer unverpackten Sensorstruktur. Dies ermöglicht insbesondere ein exakteres Kalibrieren der Simulationsparameter.
- b) Die vorgeschlagenen Geometrien müssen eingehender im nichtlinearen Bereich simuliert werden, d.h die Bedingungen für einen Abbau der thermischen Vorspannungen sollten ergründet werden um grundlegende Aussagen über die erreichbare Linearität dieses interessanten Differenzdruckwandlers machen zu können.
- c) Der bisherige Ablauf dieser Sensorentwicklung zeigt ganz deutlich die Notwendigkeit einer engen Zusammenarbeit von Theorie und Experiment.

Referenzen

- [1] B. Hälg, A Silicon Pressure Sensor with a low-cost contactless interferometric optical readout, Sensors and Actuators A, 30 (1992), 225-230
- [2] N. Hitschfeld, P. Conti, K. Kells, OMEGA 3.0 User's Guide, Institut für Integrierte Systeme, ETHZ (1991)
- [3] E. Anderheggen et al., FLOWERS User's Manual, Professur für Informatik, ETHZ (1985)
- [4] W. Gasser, Laborbericht, C-R&D-LB-92 748, (1992)
- [5] W. H. Ko et al. in "Micromachining and Micropackaging of transducers", ed. Clifford D. Fung et. al, p. 41-67

Part 2: SESES User Course