

KAPITEL 2

Verhalten mikromechanischer Sensoren

2.1 Einführende Übersicht

Aus der Mikroelektronik auf Siliziumbasis haben sich in den letzten Jahrzehnten Basistechnologien wie beispielsweise die Mikromechanik oder Mikrooptik entwickelt, die vom weit entwickelten Technologiestandard der Mikroelektronik profitierten. Zum derzeitigen Zeitpunkt ist die Mikromechanik neben der Mikroelektronik die am weitesten entwickelte Basistechnologie [6]. Eine Kombination dieser beiden Technologien, d.h. eine monolithische Integration, ermöglicht die Realisierung komplexer Mikrosysteme, die über eine unterschiedliche Anzahl an Sensoren und einer entsprechenden Signalverarbeitung verfügen. Je nach Notwendigkeit besteht zudem die Möglichkeit das System zusätzlich mit Aktoren auszustatten.

In der Mikromechanik haben sich im Laufe der Entwicklung zwei unterschiedliche Herstellungsverfahren herauskristallisiert. Werden die mikromechanischen Bauteile planar auf der Oberfläche des Trägermaterials hergestellt, so spricht man von der sog. Oberflächenmikromechanik. Diese Technik besitzt im Gegensatz zur sog. Substratmikromechanik, bei der das Trägermaterial über die gesamte vertikale Ausdehnung hin strukturiert werden muß, gewisse Vorteile. Einer dieser Vorteile ist die Realisierung kleinster mikromechanischer Strukturen aufgrund geringer geometrischer Fertigungstoleranzen. Weiterhin ergeben sich kaum Verspannungen bei notwendigen Montage- und Verbindungstechniken [7], da die lateralen Abmessungen der mikromechanischen Bauelemente im Vergleich zur Dicke des Trägermaterials verschwindend gering sind. Mit diesen zwei verschiedenen Herstellungsverfahren sind die unterschiedlichsten mikroskopischen Sensoren für die Messung mechanischer Größen wie beispielsweise Beschleunigung, Drehrate, Druck, Kraft, Masse uvm. realisierbar.

Diese Sensoren formen die nichtelektrischen, mechanischen Meßgrößen in elektrisch auswertbare Größen um. Die Umformung durch den Sensor ist jedoch im allgemeinen mit diversen Nichtidealitäten behaftet. So kann beispielsweise der ausgenutzte physikalische Meßeffect ein nichtlineares Verhalten aufweisen. Desweiteren beeinträchtigen häufig äußere Stör- oder Einflußgrößen den physikalischen Meßeffect derart, daß das Ergebnis der aufzunehmenden Meßgröße stark verfälscht wird. Speziell bei der Messung mechanischer Meßgrößen spielt die Temperatur T als Störgröße die wohl wichtigste Rolle, da sie die Materialeigenschaften und somit sowohl das Verhalten der elektrischen als auch mechanischen Strukturen verändert.

Für die Verifizierung der später in dieser Dissertation erarbeiteten Verfahren zur Reduzierung nichtidealer Sensoreigenschaften soll aus der fast unüberschaubaren Vielfalt an mikro-mechanischen Sensoren nur die Gruppe der Drucksensoren betrachtet werden, da sie sowohl nichtlinear als auch auf verschiedene Störgrößen wie beispielsweise Temperatur und Feuchte empfindlich reagieren und sich aufgrund ihres weiten Entwicklungsstandes hervorragend für eine monolithische Integration eignen. Zudem prognostiziert man diesen Sensoren - bis weit über das Jahr 2000 hinaus - den weltweit größten Umsatz auf dem Sensormarkt [4,5].

2.2 Allgemeine Verhaltensbeschreibung von Sensoren

Zur allg. Beschreibung des Übertragungs- und Fehlerverhaltens von Sensoren existieren eine Reihe von empfohlenen Normen und Richtlinien [8,9], die zur einer Vereinheitlichung der Sensorkennwerte beitragen sollen. Diese Empfehlungen weisen jedoch eine Reihe von Unzulänglichkeiten auf [10], da z. B. die Meßdauer und der Einfluß von mehr als einer Störgröße unberücksichtigt bleiben. Aus diesem Grund wurde in einer Studie zur Meßwerterfassung von Lenk [11] ein sogenanntes metrologisches Modell mit exakt definierten Modellparametern eingeführt, aus denen die Sensorkennwerte ableitbar sind. Dieses vom Ansatz her heuristische Modell ist in **Bild 2.1** dargestellt. Im allgemeinem Applikationsfall wirken auf den Sensor neben einer Meßgröße μ auch diverse Störgrößen $\lambda_1 \dots \lambda_m$ und beeinflussen die resultierende Ausgangsgröße y_a [12].

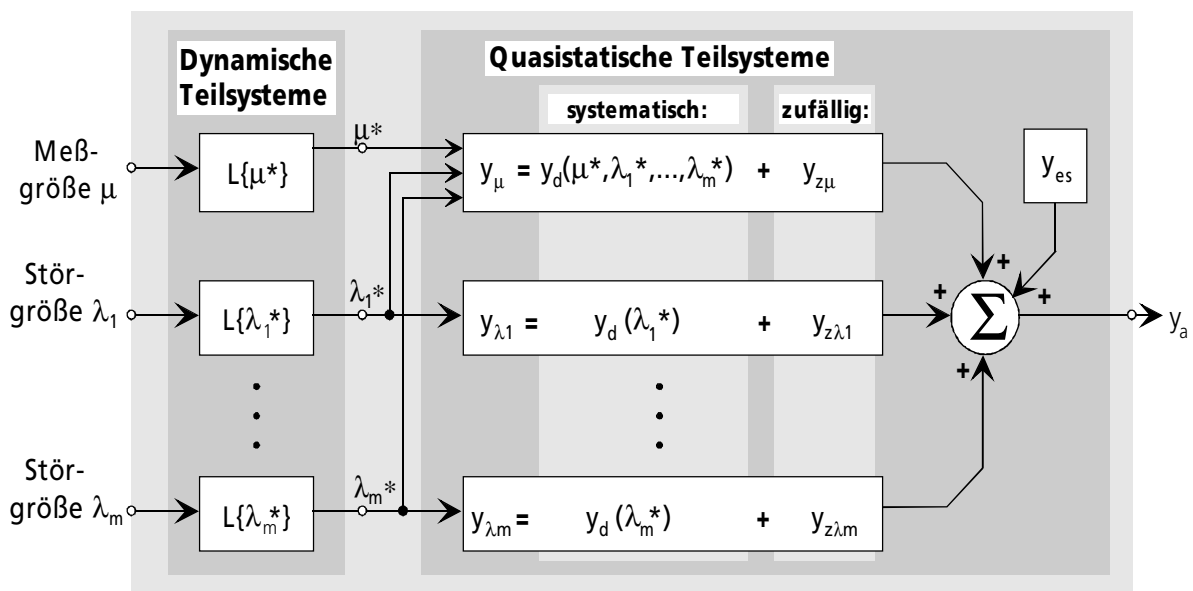


Bild 2.1 metrologisches Modell eines Sensors

Zeitliche Meß- und Störgrößenveränderungen der natürlichen Umgebung sowie das konstruktiv-technologische Ansprechverhalten des Sensors werden durch ein dynamisches Teilsystem $L\{\cdot\}$ beschrieben. Im allgemeinen kann dieser Sachverhalt jeweils näherungsweise durch ein lineares dynamisches System mit Tiefpaßcharakter beschrieben werden. Die Modellstruktur besitzt einen Meßgrößenkanal, dessen quasistatisches Übertragungsverhalten sowohl von der dynamisch bewerteten Meßgröße μ^* als auch von den dynamisch bewerteten Störgrößen $\lambda_1^* \dots \lambda_m^*$ beeinflusst wird. Im allgemeinen muß davon ausgegangen werden, daß die Störgrößen den physikalischen Meßeffect beeinflussen. In einem solchen Fall kann das Übertragungsverhalten des Meßgrößenkanals nur noch durch eine mehrdimensionale Funktion $y_d(\mu^*, \lambda_1^*, \dots, \lambda_m^*)$ beschrieben werden. Können jedoch Meß- und Störgrößen jeweils durch eine eindimensionale Funktion f beschrieben werden $y_d(\mu^*, \lambda_1^*, \dots, \lambda_m^*) = f(\mu^*) \cdot f(\lambda_1^*) \cdot \dots \cdot f(\lambda_m^*)$, so spricht man davon, daß Meß- und Störgrößen voneinander separierbar sind. Ebenfalls existiert für jede Störgröße ein Übertragungskanal, dessen quasistatisches Verhalten nur von der jeweiligen Störgröße selbst beeinflusst wird. Solche Anteile werden häufig auch als störgrößenabhängige Offsets bezeichnet, da dieser Anteil bei fehlender Meßgröße nicht verschwindet. Die quasistatischen Teilsysteme, bzw. die funktionalen Zusammenhänge der einzelnen Übertragungskanäle setzen sich sowohl aus deterministischen als auch aus zufälligen, meß- und störgrößeninduzierten Anteilen zusammen. Alle anderen zufälligen Anteile, deren physikalische Ursachen unbekannt sind und bei fehlender oder konstanter Meß- und Störgröße auftreten, werden als Eigenstörungen y_{es} im Modell berücksichtigt.

Die deterministischen und somit nicht zufälligen Fehleranteile können über eine entsprechend geeignete Elektronik korrigiert werden. Zufällige Fehler sind bei ausgereiften Sensor-konstruktionen im Vergleich zu den deterministischen, störgrößeninduzierten Fehlern deutlich kleiner, begrenzen jedoch die maximal erzielbare Genauigkeit einer elektronischen Kompensation. Für extrem hohe Genauigkeitsklassen können diese zufälligen Fehleranteile allerdings durch Mittelwertbildung über einen gewissen Zeitraum bei konstant anliegender Störgröße verringert werden, was sich allerdings in einem erheblich erhöhten Kostenaufwand bei der Kalibration niederschlägt und sich somit für eine Massenproduktion als ungeeignet erweist.

Die nächsten zwei Unterabschnitte beschäftigen sich nun mit den unterschiedlichsten Arten von Drucksensoren, die zur Zeit mit Hilfe der Mikromechanik realisierbar sind. Klassifiziert werden die Drucksensoren dabei nach den zwei zuvor beschriebenen Herstellungsverfahren sowie dem Meßwertprinzip. Bei den Meßwertprinzipien sind passive und aktive Verfahren zu unterscheiden. Passive Drucksensoren wandeln Membrandurchbiegungen in Widerstands- oder Kapazitätsänderungen um, während aktive Drucksensoren die Meßgröße direkt vor Ort verstärken und beispielsweise in einen Strom wandeln.

2.3 Passive Drucksensoren

2.3.1 Piezoresistive Drucksensoren

Das Kernstück eines piezoresistiven Drucksensors besteht aus einer dünnen monokristallinen Siliziummembran, in deren Oberfläche gemäß **Bild 2.2 a)** durch Ionenimplantation vier Widerstände aus piezoresistiven Material integriert sind. Die piezoresistiven Widerstände werden von p-leitenden Implantationen, die Isolierung zum Substrat durch den in Sperrrichtung gepolten pn-Übergang und die Membran aus dem n-leitenden Grundmaterial gebildet [13]. Wie aus dem Querschnitt in **Bild 2.2 b)** zu erkennen, sind zur Oberseite hin die piezoresistiven Widerstände und die Aluminiumzuleitungen abwechselnd mit diversen Isolator- und Passivierungsschichten aus Siliziumoxid und -nitrid abgedeckt. Dieses mehrschichtige Passivierungskonzept führt zu stabileren Oberflächeneigenschaften, die zur Verminderung elektrischer Instabilitäten und somit wesentlich zur Erhöhung der erreichbaren Genauigkeit des Sensors beitragen [12].

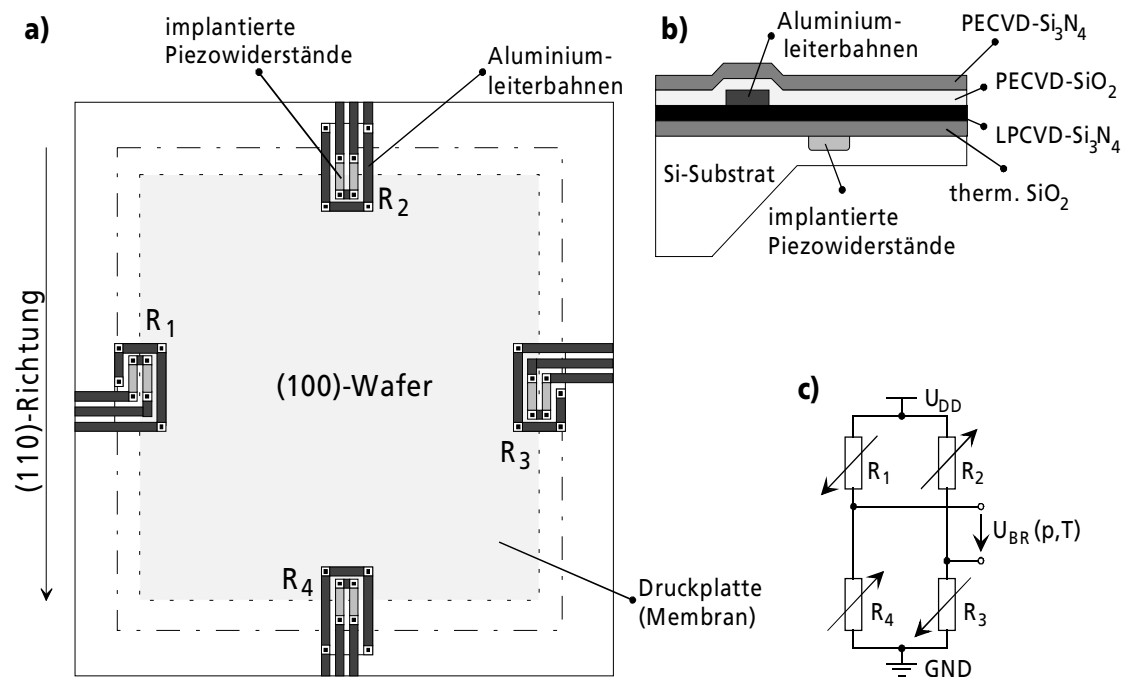


Bild 2.2 a) piezoresistiver Drucksensor in Substratmikromechanik

b) Querschnitt eines Drucksensors

c) zur Vollbrücke verschalteter Drucksensor

Die piezoresistiven Widerstände R_1 - R_4 sind derart auf der quadratischen Membran platziert, daß sich zwei ihrer Widerstandswerte bei einer Druckbeaufschlagung vergrößern und die anderen beiden verkleinern. Die Widerstände werden bevorzugt am Rand der Membran platziert, wo die Materialdehnung am größten ist, da es nicht auf die Auslenkung der Membran, sondern auf die kräfteverstärkende Wirkung ankommt.

Werden bei der Herstellung eines Drucksensors Wafer mit einer $\langle 100 \rangle$ -Kristallstruktur verwendet, und sind zudem die piezoresistiven Widerstände parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung orientiert, so kann die relative Änderung der Widerstände $\Delta R/R$ vereinfachend gemäß folgender Formel:

$$\frac{\Delta R}{R} = \pi_L \cdot \sigma_L + \pi_T \cdot \sigma_T; \quad \sigma \propto p \quad (2.1)$$

angegeben werden [7,14], wobei π_L den longitudinalen und π_T den transversalen piezoresistiven Koeffizienten sowie σ_L und σ_T die Materialspannungen in longitudinaler und transversaler Richtung angeben. Werden die Widerstände gemäß **Bild 2.2 c)** zu einer Wheatstone'schen Meßbrücke verschaltet, so geht nur das Verhältnis der Widerstände in die Ausgangsspannung $U_{BR}(p,T)$ der Meßbrücke ein, nicht aber ihr Absolutwert. Die zuvor angegebene Ausrichtung der Widerstände in Bezug zur vorliegenden Kristallorientierung des Wafers eignet sich besonders gut für die Meßbrücke, da die piezoresistiven Koeffizienten in longitudinaler und transversaler Richtung unterschiedliche Vorzeichen besitzen und vom Betrag her etwa identisch sind ($\pi_L \approx -\pi_T$) [7].

Die Ausgangskennlinie eines piezoresistiven Drucksensors ist jedoch nicht nur vom Druck alleine, sondern wie fast alle anderen Sensoren auch von anderen physikalischen Einflüssen abhängig. Die Hauptstögröße ist die Temperatur T . Der hauptsächlich für die Temperaturabhängigkeit verantwortliche Effekt ist zweifellos die Temperaturabhängigkeit der piezoresistiven Koeffizienten. Untergeordnete Effekte wie beispielsweise die diffusionsbedingte geometrische Abweichung der Brückenwiderstände voneinander, die Ausdehnung des Mediums in der Druckkammer, temperaturabhängige Leckströme der Widerstände, Materialverspannungen zwischen der Siliziummembran und den Passivierungsschichten führen zu weiteren Temperaturabhängigkeiten des piezoresistiven Drucksensors [7]. Aus diesen Gründen wird die Ausgangsspannung $U_{BR}(p,T)$ eines piezoresistiven Drucksensors, im allgemeinen durch [14]:

$$\frac{U_{BR}(p,T)}{U_{DD}} = S(T) \cdot Fkt(p) + O(T) \quad (2.2)$$

beschrieben. Die funktionalen Zusammenhänge der temperaturabhängigen Empfindlichkeit $S(T)$ und des temperaturabhängigen Offsets $O(T)$ werden üblicherweise durch die nachfolgenden Polynomfunktionen:

$$S(T) = S_0 \cdot \left(1 + \sum_{i=1}^n TKS_i \cdot (T - T_0)^i \right) = \frac{1}{U_{DD}} \cdot \frac{\partial U_{BR}(p,T)}{\partial p} \quad (2.3)$$

und:

$$O(T) = O_0 \cdot \left(1 + \sum_{j=1}^m TKO_j \cdot (T - T_0)^j \right) = \frac{U_{BR}(p_0,T)}{U_{DD}} \quad (2.4)$$

beschrieben.

Die temperaturabhängige Empfindlichkeit $S(T)$ wird durch eine Grundempfindlichkeit S_0 und den Temperaturkoeffizienten TKS_i bei einer Bezugs-temperatur $T=T_0$ beschrieben. Ebenso kann der funktionale Zusammenhang des temperaturabhängigen Offsets $O(T)$ durch einen Grundoffset O_0 und die Temperaturkoeffizienten TKO_j beschrieben werden. Aufgrund der Tatsache, dass der Grundoffset O_0 des Sensors unter Umständen den Wert Null annehmen kann, wird jedoch die Darstellung:

$$O(T) = O_0 + \sum_{j=1}^m O_j \cdot (T - T_0)^j = \frac{U_{BR}(p_0, T)}{U_{DD}} \quad (2.5)$$

bevorzugt verwendet.

Bei kleinen Durchbiegungen der polykristallinen Siliziummembran ist die Ausgangsspannung $U_{BR}(p, T)$ in Abhängigkeit vom Druck linear ($F_{kt}(p)=p$), bei großen Durchbiegungen erfährt die Membran eine zunehmende Versteifung, die Ausgangsspannung wird zunehmend nichtlinear ($F_{kt}(p)=p \cdot (1 + F_{Lin} \cdot p)$). Aus diesem Grund ist eine größere Nichtlinearität bei Niederdrucksensoren verständlich, da im Gegensatz zu den Hochdrucksensoren die notwendigen Membranauslenkungen wesentlich größer sind. Zusätzlich ist der piezoresistive Effekt nicht-linear, und es reicht bei hohen Materialspannungen (Verhältnis zwischen Membrandicke und Membrandurchbiegung) ein einfacher linearer Zusammenhang der relativen Widerstandsänderung nicht mehr aus.

Da der Drucksensor, wie in **Bild 2.3** gezeigt, auf ein Trägersubstrat (meistens Pyrex - ein in seinem Ausdehnungsverhalten an Silizium angepaßtes Glas) anodisch gebondet und zusätzlich in einem Gehäuse befestigt werden muß, können durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verschiedenen Materialien sowie unterschiedlicher Montage-techniken weitere Temperaturabhängigkeiten entstehen. Eine Messung der temperaturabhängigen Kenn-daten ist daher erst am fertig gehäuseten IC, bzw. Drucksensor sinnvoll [13].

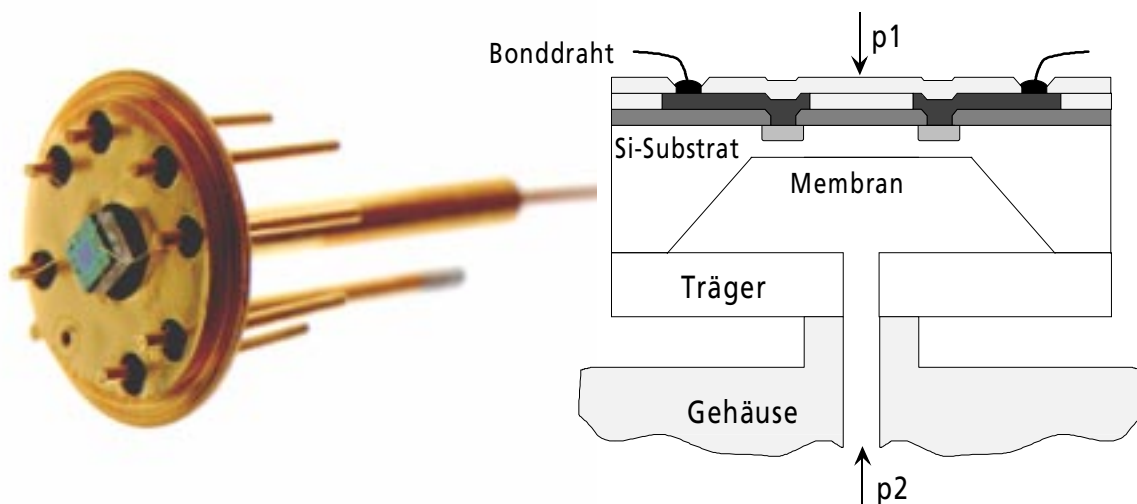


Bild 2.3 aufgebauter Relativdrucksensor der Reihe PSXi (Quelle: TU Berlin)

Bild 2.4 zeigt eine typische Kennlinie eines piezoresistiven Drucksensors in Abhängigkeit vom Druck p mit der Temperatur T als Parameter. Hängt die Ausgangsspannung $U_{BR}(p,T)$ der Meßbrücke linear vom Druck ab, so ist die Empfindlichkeit über dem gesamten Druckbereich konstant. Ist jedoch eine Nichtlinearität in der Druckkennlinie enthalten, so ist die Empfindlichkeit ebenfalls eine vom Druck abhängige Größe. Typische Werte für die Nichtlinearität von piezoresistiven Drucksensoren liegen bei $\pm 0,2\%$ [13]. Deutlich ist eine Veränderung des Offsets bei $p=p_0$ und der Empfindlichkeit bei $p \neq p_0$ in Abhängigkeit von der Temperatur zu erkennen. Ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Empfindlichkeit sowie dem Offset kann schon hier erkannt werden, da die Änderung der Ausgangsspannung im unteren Temperaturbereich ($-40^\circ\text{C} \dots 27^\circ\text{C}$) größer ist als im oberen Temperaturbereich ($27^\circ\text{C} \dots 120^\circ\text{C}$).

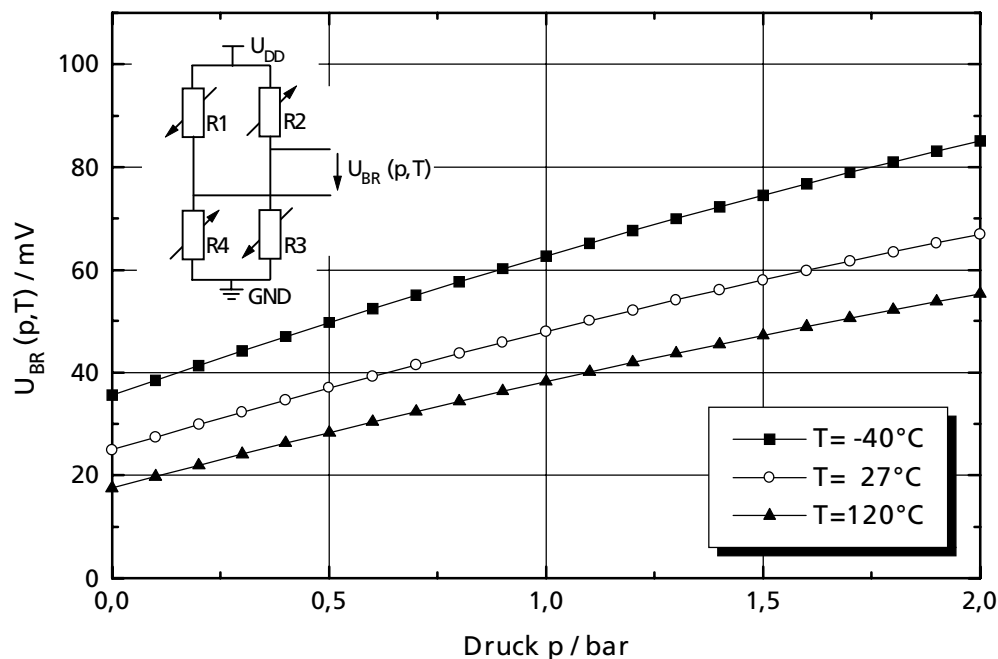


Bild 2.4 Typische Kennlinie eines piezoresistiven Drucksensors

[**Sensordaten:** $U_{DD}=5\text{V}$, $p_N=2\text{bar}$, $T_0=27^\circ\text{C}$, $S_0=5\text{mV/V}\cdot\text{bar}$, $\text{TKS}_1=-2\text{mV/K}$, $\text{TKS}_2=10\text{mV/K}^2$, $O_0=5\text{mV/V}$, $O_1=-25\text{mV/V}\cdot\text{K}$, $O_2=100\text{nV/V}\cdot\text{K}^2$]

Wird die Temperaturabhängigkeit beispielsweise beim halben Nenndruck $p_N/2$ betrachtet, so ist die Abnahme der Ausgangsspannung $U_{BR}(p_N/2,T)$ mit zunehmender Temperatur in **Bild 2.5** deutlich zu erkennen. Ebenfalls sind in diesem Bild die einzelnen Anteile des temperaturabhängigen Offsets $O(T)$ und der Empfindlichkeit $S(T)$ gezeigt, die zur resultierenden Ausgangsspannung beitragen. Bei vielen piezoresistiven Drucksensoren nimmt bei tieferen Temperaturen die Nichtlinearität des Temperaturganges sowohl für den Offset als auch für die Empfindlichkeit deutlich zu, so daß für eine hohe Genauigkeit über einen großen Temperaturbereich ($-40^\circ\text{C} \dots 120^\circ\text{C}$) eine Korrektur mit linearem Zusammenhang nicht mehr ausreichend ist.

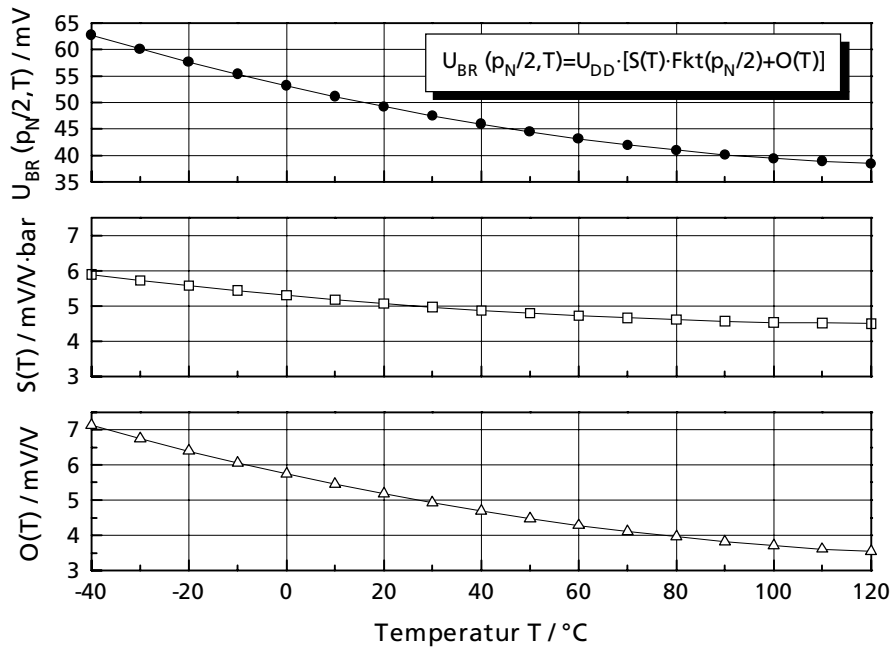


Bild 2.5 Temperaturabhängigkeit von $U_{BR}(p, T)$ bei $p_N/2=1$ bar

[**Sensordaten:** $U_{DD}=5$ V, $p_N=2$ bar, $T_0=27$ °C, $S_0=5$ mV/V·bar, $\alpha_s=-2$ mV/K, $\beta_s=10$ mV/K², $O_0=5$ mV/V, $O_1=-25$ mV/V·K, $O_2=100$ nV/V·K²]

Änderungen der Temperatur und des Drucks verursachen zumeist deterministische Änderungen der Ausgangsspannung $U_{BR}(p, T)$. Diese systematischen Fehleranteile des Temperatureinflusses sind im allgemeinen über elektronische Maßnahmen korrigierbar. Intensive Messungen an piezoresistiven Drucksensoren haben jedoch ergeben, daß neben den systematischen auch zufällige Änderungen der Ausgangsspannung auftreten. Diese zufälligen¹ und somit nur bedingt korrigierbaren Fehleranteile können sowohl durch Temperatur- als auch durch Druckänderungen hervorgerufen werden und begrenzen in Kombination mit den nach der Korrektur verbliebenen Fehleranteilen die maximal erzielbare Genauigkeit der elektronischen Kompensation. Die geringe Größe dieser zufällig auftretenden Änderungen rechtfertigt jedoch im Vergleich zu den deterministisch auftretenden Änderungen keine zeit- und kostenaufwendige Kompensation.

Druck- und temperaturabhängige Hysteresen sowie durch elektrische Instabilitäten hervorgerufene Langzeitdrifteffekte führen zu weiteren Ungenauigkeiten, die derzeit nicht korrigierbar sind. Ermüdungserscheinungen, wie sie von Metalldruckdosen her bekannt sind, können nicht auftreten, da Silizium aufgrund seiner hervorragenden mechanischen Materialeigenschaften bis nahe zur Bruchgrenze elastisch verformbar ist, jedoch können Grenzflächenzustände und bewegliche Oxidladungen im Laufe der Zeit zu Veränderungen des Grundoffsets O_0 führen.

¹ Drifteffekte beweglicher Ionen auf den vorhandenen Isolator- bzw. Passivierungsoberflächen sind die hauptsächliche Ursache für zufällige, nicht deterministische Änderungen eines piezoresistiven Drucksensors. Für eine genauere Ausführung dieser zufälligen Änderungen sei auf den Artikel von Gerlach verwiesen [12].

2.2.2 Kapazitive Drucksensoren in Substrat- und Oberflächenmikromechanik

Wird ähnlich wie beim piezoresistiven Sensor das Silizium über seine gesamte vertikale Ausrichtung gemäß **Bild 2.6** strukturiert, so kann ein kapazitiver Drucksensor in Substratmikromechanik hergestellt werden [15,16]. Auf die Oberseite des bearbeiteten Wafers werden im Sensorbereich Elektroden integriert. Als Gegenelektroden dienen auf Glas, bzw. Pyrex aufgedampfte Aluminiumelektroden. Da keine direkte Kontaktierung der Elektroden vom Glassubstrat zum Siliziumwafer möglich ist, dienen diese als Verbindung zweier in Reihe geschalteter Kapazitäten, dessen zu kontaktierende Elektroden sich nun beide auf dem Siliziumwafer befinden. Die mit den Verbindungselektroden versehene Glasplatte wird anodisch unter Vakuum auf die Oberseite des bereits strukturierten Siliziumwafer gebondet. Die Druckbeaufschlagung erfolgt von der Unterseite über eine Öffnung im sog. Trägersubstrat, das wiederum anodisch mit dem Siliziumwafer verbunden worden ist.

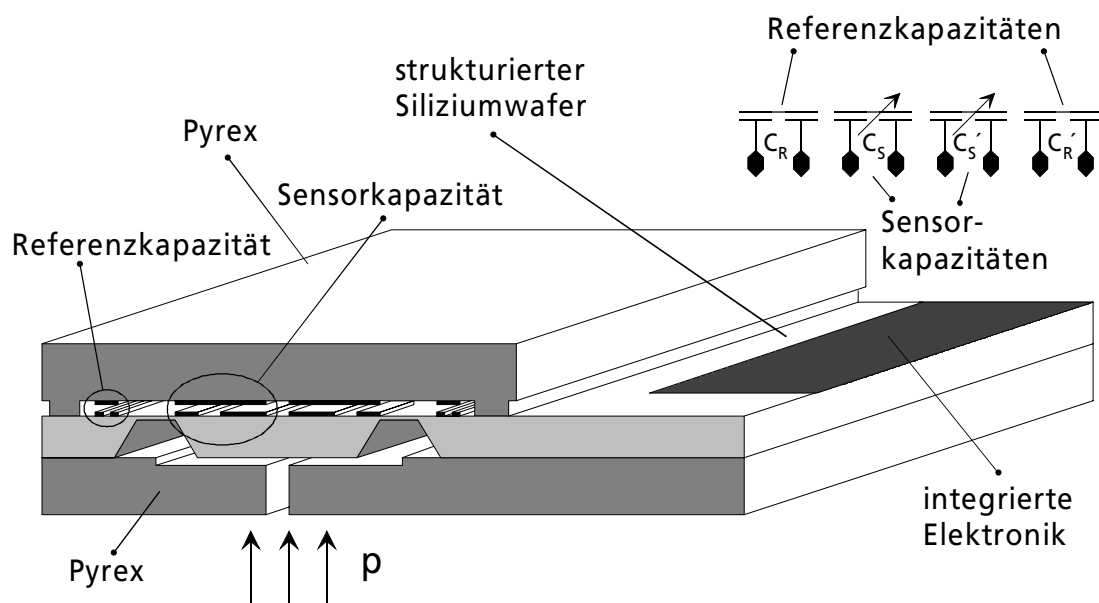


Bild 2.6 Ausschnitt eines kapazitiven Absolutdrucksensors in Substratmikromechanik

Durch diese eben beschriebene Sandwich-Struktur sind sowohl variable Sensorkapazitäten C_S und C'_S , die über eine Druckbeaufschlagung p verändert werden können, als auch feste Kapazitäten C_R und C'_R entstanden. Die festen Kapazitäten werden als Referenzkapazitäten benutzt, so daß der angelegte Druck über das Verhältnis zwischen Sensor- und Referenzkapazität ausgewertet werden kann, wodurch der Absolutwert der hergestellten Kapazitäten nur von untergeordneter Bedeutung ist. Sensor- und Referenzkapazität besitzen in etwa den gleichen Temperaturgang, so daß die Temperaturabhängigkeit allein über eine Verhältnisbildung zwischen diesen beiden Kapazitäten erheblich reduziert werden kann. Diese Sensoren besitzen jedoch im Gegensatz zu den piezoresistiven Drucksensoren eine sehr starke Nicht-

linearität. Dies liegt prinzipiell in der Tatsache begründet, daß sich die Kapazität mit abnehmendem Elektrodenabstand umgekehrt proportional vergrößert. Zudem kann nur bei geringen Durchbiegungen, d.h. einem kleinen Verhältnis zwischen Membrandicke und Membranauslenkung davon ausgegangen werden, daß sich der Abstand zwischen den Elektroden proportional zum Druck verhält. Weitere Nichtlinearitäten in der Kapazitätsänderung werden bei großen Durchbiegungen durch die zunehmende Versteifung der Membran und letztendlich durch die Membranauflage auf der Gegenelektrode verursacht.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Drucksensoren in Substratmikromechanik können mit Hilfe der sog. Opferschichttechnik [7,17] auf der Oberseite des Siliziummaterials extrem dünne und mechanisch aktive Siliziummembranen mit hervorragenden mechanischen und chemischen Eigenschaften hergestellt werden. **Bild 2.7** zeigt den prinzipiellen Aufbau eines mit dieser Technik hergestellten Drucksensors im Querschnitt. Die kreisrunde Membran aus Polysilizium ist in einem Abstand von weniger als einem Mikrometer über der Oberfläche elastisch aufgehängt. Unterhalb der Membran befindet sich eine Gegenelektrode, die mittels einer n^+ -Ionenimplantation erzeugt wird. Die über den Druck deformierbare Polysilizium-Membran und die niederohmige n^+ -Implantation bilden die Elektroden des druckempfindlichen Plattenkondensators.

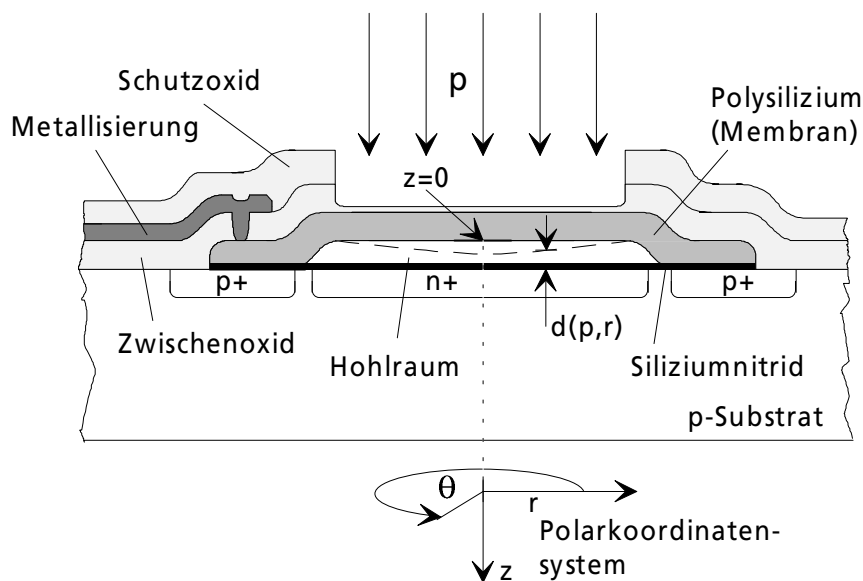


Bild 2.7 prinzipieller Aufbau eines kapazitiven Drucksensors in Oberflächenmikromechanik

Der spätere Hohlraum wird über ein strukturierbares Opferoxid, auf dem die Abscheidung des Membranmaterials erfolgt, freigehalten. Das Opfermaterial wird über feine Ätzkanäle, die sich an der Oberfläche des Trägermaterials befinden, mit Hilfe eines selektiven, isotropen Ätzprozesses entfernt. Nach der vollständigen Entfernung des Opferoxidmaterials unter der Membran werden die Ätzkanäle unter Vakuum mit Siliziumnitrid Si_3N_4 verschlossen, so daß ein Absolutdrucksensor entsteht. Je nachdem, ob das über der Membran befindliche Schutzoxid

entfernt wird, können sowohl Druck- als auch baugleiche Referenzelemente gemäß **Bild 2.8** hergestellt werden. Über eine Differenz- oder Quotientenbildung zwischen Referenz- und Sensorelement können auftretende Temperaturempfindlichkeiten und Nichtlinearitäten erheblich verringert werden. Je nach Nenndruck p_N und Sensorempfindlichkeit S variiert der Durchmesser $2 \cdot r_a$ und die Anzahl N_D der parallel geschalteten Sensorelemente.

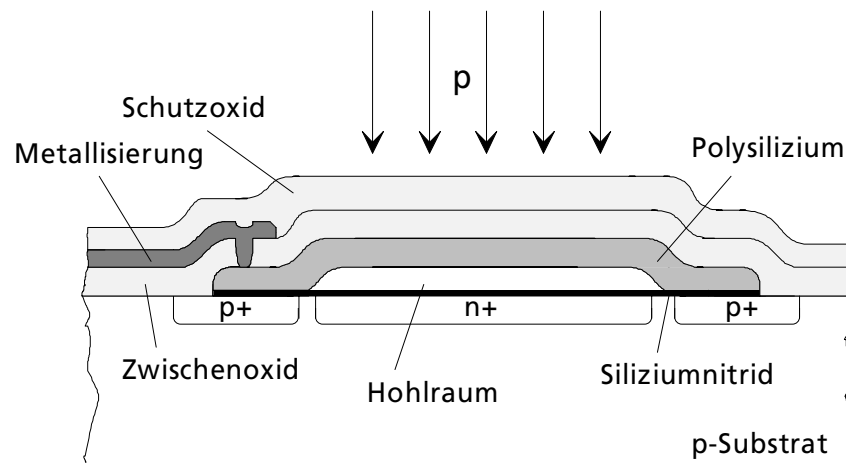


Bild 2.8 prinzipieller Aufbau des kapazitiven Referenzelementes

Da sich der Abstand $d(p,r)$ zwischen der Polysilizium-Membran und der n^+ -Gegenelektrode nicht über dem Radius r konstant verhält, müssen bei der Berechnung der druckabhängigen Kapazität $C(p)$ die einzelnen Beiträge über den gesamten Membranradius von 0 bis r_a integriert werden:

$$C(p) = N_D \cdot \int_0^{r_a} \frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \pi \cdot r}{d(p,r)} dr. \quad (2.6)$$

Der Abstand $d(p,r)$ des Sensorelements, der sowohl vom angelegten Druck p als auch vom Radius r abhängt, kann über die Durchbiegung einer kreisrunden und am Rand fest eingespannten Membran berechnet werden. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist die Durchbiegung nur vom Radius r und nicht vom Winkel θ abhängig. Somit kann für kleine Durchbiegungen $z(r)$, die viel kleiner sind als die Dicke der beweglichen Membran, nach Timoshenko [18] die folgende Differentialgleichung angesetzt werden:

$$\frac{d^3 z(r)}{dr^3} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d^2 z(r)}{dr^2} - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{dz(r)}{dr} = \frac{p \cdot r}{2 \cdot D}, \quad (2.7)$$

wobei:

$$D = \frac{E \cdot h^3}{12 \cdot (1 - \nu^2)} \quad (2.8)$$

die Plattenbiegesteifigkeit angibt, die sich ihrerseits aus dem Elastizitätsmodul E , der Membrandicke h und der Querkontraktionszahl ν zusammensetzt.

Mit den Randbedingungen:

$$\frac{dz}{dr}(0) = 0; \quad \frac{dz}{dr}(r_a) = 0; \quad z(r_a) = 0 \quad (2.9)$$

lautet die Lösung für die Durchbiegung in Abhängigkeit vom Radius r:

$$z(r) = \frac{p}{64 \cdot D} \cdot (r_a^2 - r^2)^2, \quad (2.10)$$

die verständlicherweise vom angelegten Druck p beeinflusst wird. Da der ausgeätzte Hohlraum unter der Polysilizium-Membran wieder nahezu unter Vakuum verschlossen wird, berechnet sich der Abstand $d(p,r)$ zur gegenüberliegenden n^+ -Elektrode aus der Differenz des Abstandes d_0 bei $p=p_0$ (Vakuum) abzüglich der eben zuvor berechneten Durchbiegung $z(r)$:

$$d(p,r) = d_0 - \frac{p}{2 \cdot D} \cdot (r_a^2 - r^2)^2. \quad (2.11)$$

Mit dem Abstand $d(p,r)$ und dem Zusammenhang aus Gleichung (2.6) kann sowohl die Kapazität $C(p)$ des Referenz- als auch des Sensorelementes berechnet werden:

$$C(p) = \frac{C_0 \cdot N_D}{2 \cdot \gamma(p)} \cdot \ln \left(\frac{1 + \gamma(p)}{1 - \gamma(p)} \right) \quad (2.12)$$

mit:

$$\gamma(p) = \sqrt{\frac{z(0)}{d_0}} = \sqrt{\frac{p \cdot r_a^4}{64 \cdot D \cdot d_0}} \quad \text{und} \quad C_0 = \frac{\epsilon_0 \cdot \pi \cdot r_a^2}{d_0} \quad (2.13)$$

Die Referenzkapazität C_R ist im Gegensatz zur Sensorkapazität C_S nur schwach vom Druck p abhängig, da das Referenzelement eine größere Plattenbiegesteifigkeit D besitzt, die durch das auf der Membran befindliche Schutzoxid verursacht wird. Entwickelt man Gleichung (2.12) in eine Reihe und bricht sie nach dem zweiten Glied ab, so kann für kleine Drücke der nachfolgende Kapazitätsausdruck angegeben werden:

$$C(p) = N_D \cdot C_0 \cdot \left(1 + \frac{\gamma(p)^2}{3} \right) = N_D \cdot C_0 \cdot \left(1 + \frac{p \cdot r_a^4}{192 \cdot D \cdot d_0} \right) \quad (2.14)$$

Obwohl die obige Gleichung nur für den Bereich kleiner Drücke richtig ist, eignet sich dieser Ausdruck sehr gut für eine Abschätzung der Empfindlichkeit S des Drucksensors:

$$S = N_D \cdot \frac{C_0 \cdot (1 - \nu^2)}{16 \cdot E} \cdot \frac{r_a^4}{h^3 \cdot d_0}. \quad (2.15)$$

Gleichung (2.15) zeigt, daß die Empfindlichkeit S des Sensors stark von den geometrischen Parametern der Membran abhängig ist, da der Radius r_a proportional zur vierten Potenz sowie die Dicke h der Membran umgekehrt proportional zur dritten Potenz in die Berechnung eingehen. Wenn auch nur umgekehrt proportional, beeinflusst zudem die Höhe d_0 der Aufhängung die Empfindlichkeit S.

Wie bereits erwähnt, gelten alle zuvor berechneten Zusammenhänge unter der Prämisse, daß die Durchbiegung $z(r)$ viel kleiner als die Membrandicke h ist. Außerdem kann mit Hilfe der verwendeten DGL nach Gleichung (2.7) zur Berechnung der Durchbiegung z nicht die Auflage der Membran auf der Gegenelektrode modelliert werden (linearer Ansatz). Sind aber zufriedenstellende Ergebnisse für Durchbiegungen bis zum zweifachen der Membrandicke notwendig, und sollen zusätzlich dynamische Effekte sowie die Auflage der Membran auf der Gegenelektrode berücksichtigt werden, so findet eine nichtlineare, dynamische DGL nach Grash Verwendung (nichtlinearer Ansatz). Die dabei verwendete DGL wird im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit nicht vorgestellt, für interessierte Leser wird aber auf entsprechend geeignete Literatur verwiesen [19]. Das nachfolgende **Bild 2.9** zeigt die Druckabhängigkeit der Referenz- und Sensorkapazität, die über den nichtlinearen Ansatz numerisch berechnet wurde.

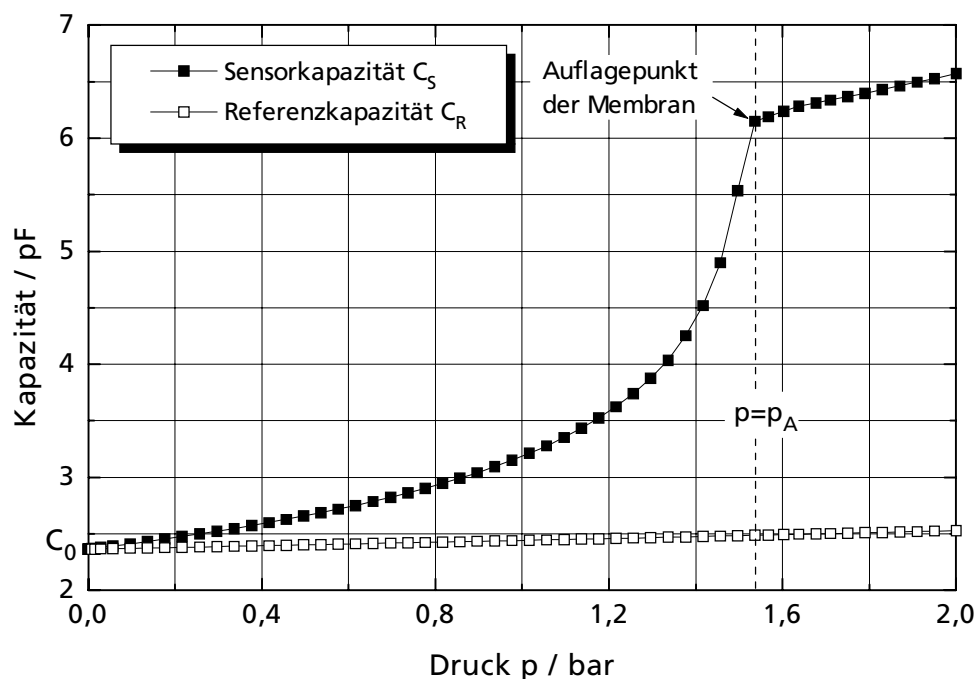


Bild 2.9 Druckabhängigkeit der Sensor- und Referenzkapazität ($N_D=25$, $r_a=53\mu\text{m}$)

Da sich der Abstand $d(p,r)$ zwischen Membran und Gegenelektrode mit zunehmendem Druck verkleinert, wächst die Sensorkapazität C_S bis zu einem sog. Auflagedruck bei $p=p_A$ aufgrund der allgemeinen Kapazitätsformel annähernd reziprok an. Diese Funktionalität wird bei größeren Drücken durch die zunehmende Versteifung der Membran abgeschwächt. Oberhalb des Auflagedrucks p_A nimmt die Kapazität annähernd linear zu, da die Auflagefläche der Membran ebenfalls linear zunimmt und sich aufgrund der dünnen Isolationsschicht aus Siliziumnitrid Si_3N_4 auf der n^+ -Gegenelektrode kapazitätsbestimmend verhält.

Die Referenzkapazität C_R besitzt im Gegensatz zur Sensorkapazität C_S nur eine schwache Druckabhängigkeit, da die Membran durch das nicht entfernte Schutzoxid eine größere Plattenbiegesteifigkeit D besitzt. Die Referenzkapazität verläuft somit über dem Druck p annähernd

linear, da das Referenzelement aufgrund der erhöhten Membrandicke in dem betrachteten Druckbereich weit vom Auflagedruck p_A entfernt ist. Obwohl der Dynamikbereich stark eingeschränkt wird, werden die Sensorelemente zumeist bis maximal zum halben Auflagedruck $p=p_A/2$ betrieben, da oberhalb dieses Bereiches der Verlauf der Kennlinie technologisch nicht mehr reproduzierbar ist. Der Kapazitätshub (C_S-C_R) zwischen Sensor- und Referenzkapazität wird durch entsprechende Differenzenbildung erhalten. In **Bild 2.10** sind die sich ergebenden Kapazitätshübe (C_S-C_R) vergleichend gegenübergestellt, wenn für den Abstand zwischen Membran und Gegenelektrode der lineare sowie der nichtlineare Ansatz verwendet wird.

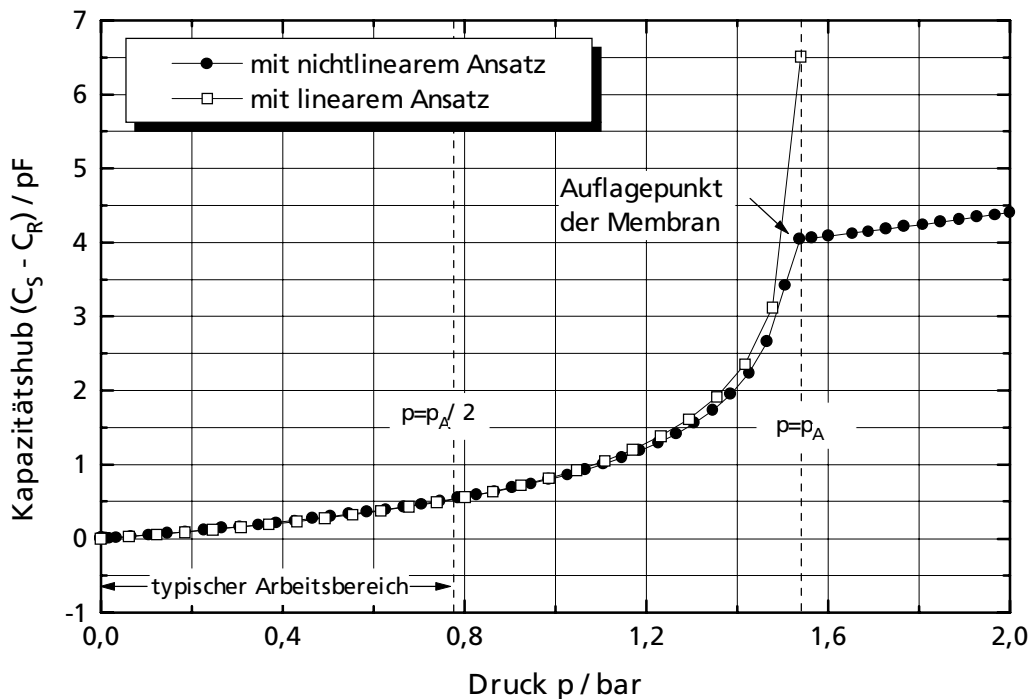


Bild 2.10 Differenzkapazität (C_S-C_R) in Abhängigkeit vom Druck p ($N_D=25$, $r_a=53\mu\text{m}$)

Bis maximal zum halben Auflagedruck (typischer Arbeitsbereich) zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden verwendeten Ansätzen. Beim linearen Ansatz wird oberhalb des halben Auflagedrucks der Kapazitätshub überschätzt. Dennoch kann mit Hilfe der linearen Theorie der Auflagedruck p_A durch den nachfolgenden Zusammenhang abgeschätzt werden:

$$p_A \cong \frac{d_0}{r_a^4} \cdot 64 \cdot D. \quad (2.16)$$

Bei einem eingefahrenen Prozeß ist es günstig, den gewünschten Druckbereich über den Membranradius r_a einzustellen, da dieser über einfache Layoutmaßnahmen verändert werden kann, ohne in Parameter des bestehenden Prozesses eingreifen zu müssen.

Ebenso wie der zu Anfang behandelte Drucksensor auf piezoresistiver Basis werden die kapazitiven Sensorelemente negativ von der Temperatur beeinflusst. Die Sensorelemente besitzen nach Kandler [7] eine Temperaturabhängigkeit von 3-5fF / °C.

Da die Referenzelemente aufgrund ihrer identischen Bauweise ungefähr den gleichen Temperaturgang besitzen, kann durch eine Differenz- oder Quotientenbildung die Temperaturabhängigkeit signifikant unterdrückt werden. Je nach der Größe des Membrandurchmessers kann die Temperaturabhängigkeit der Differenz oder des Quotienten zwischen Sensor- und Referenzelement positiv oder negativ ausfallen. Bei Membrandurchmessern kleiner gleich $70\mu\text{m}$ zeigt die Sensorkapazität eine größere Temperaturabhängigkeit als das Referenzelement, womit sich ein positiver TK der Differenzkapazität ($C_S - C_R$) ergibt. Umgekehrtes Verhalten ergibt sich für Membrandurchmesser von $100\mu\text{m}$ und mehr. Im Übergangsbereich zwischen 70 und $100\mu\text{m}$ kann im Idealfall eine vollständige Kompensation des Temperaturgangs erzielt werden. **Bild 2.11** zeigt die sich ergebende Differenzkapazität bei einem Dosenradius r_a von $53\mu\text{m}$ und einer Dosenanzahl N_D von 25 , die über drei verschiedene Temperaturen parametrisiert ist.

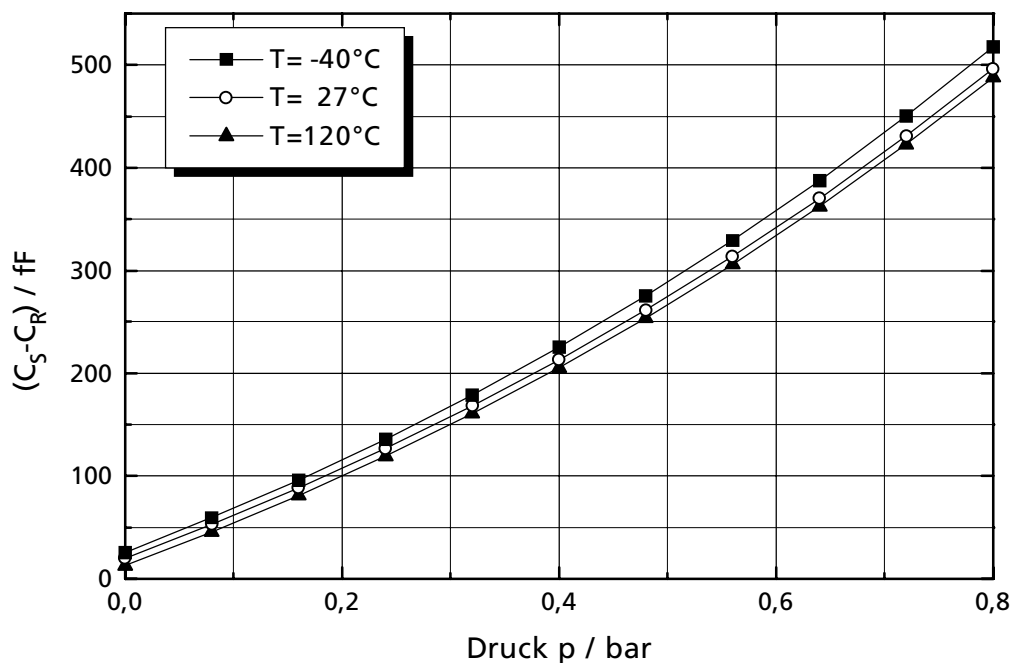


Bild 2.11 Typische Druckabhängigkeit der Differenzkapazität ($C_S - C_R$) ($N_D=25$, $r_a=53\mu\text{m}$)

Ein Vergleich mit der typischen Kennlinie des piezoresistiven Drucksensors aus **Bild 2.4** zeigt, daß die kapazitiven Drucksensoren aufgrund der Differenzbildung zwischen Sensor- und Referenzelement eine wesentlich geringere Temperaturabhängigkeit besitzen. Die Ursachen der Temperaturabhängigkeit liegen hauptsächlich in unterschiedlich großen Ausdehnungskoeffizienten zwischen den verwendeten Materialien sowie in Änderungen der elastischen und dielektrischen Konstanten begründet [7]. Wie **Bild 2.11** zeigt, muß bei Nulldruck p_0 die Differenz zwischen Sensor- und Referenzelement nicht verschwinden. Dieser Kapazitätsoffset ist wie auch der Kapazitätshub von der Temperatur T abhängig. Ebenso wie beim piezoresistiven Drucksensor können diese Temperaturabhängigkeiten der Differenzkapazität über Polynomansätze beschrieben werden.

2.4 Aktive Drucksensoren

Durch eine einfache Modifikation der unteren n^+ -Elektrode kann aus dem passiven Sensorelement, welches die Durchbiegung der Membran in eine Kapazitätsänderung umformt, ein aktives Sensorelement entstehen. Hierzu wird am einfachsten die kreisrunde n^+ -Elektrode in zwei gleich große Halbkreise aufgetrennt. Durch diese Strukturierung ist ein Kanal entstanden, dessen Leitfähigkeit über die darüberliegende Membran gesteuert werden kann. Da der Steuermechanismus auf dem Feldeffekt beruht, bewirkt eine druckabhängige Bewegung der Membran, an die eine konstante Spannung angelegt wird, eine Modulation der im Kanal befindlichen Ladungsträger [22-24]. Signalträger ist demnach ein Strom, der im Vergleich zur druckabhängigen Kapazitätsänderung mit wenig Aufwand auszuwerten ist. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit diesem interessanten Bauelement intensiver, da sich von dem druckempfindlichen Feldeffekt-Transistor eine hohe Sensorempfindlichkeit mit zusätzlich herausragenden Frequenzeigenschaften [7] bei gleichzeitig reduzierter Dosenanzahl N_D versprochen wird. Das Meßprinzip des druckempfindlichen Feldeffekt-Transistors, dessen Aufbau aus dem in **Bild 2.12** gezeigten Querschnitt hervorgeht, beruht auf einer Veränderung der flächenbezogenen Gatekapazität $C'_g(p,r)$, da sich bei einer Druckbeaufschlagung der Abstand $d(p,r)$ zwischen der beweglichen Gateelektrode und der Kanaloberfläche verändert.

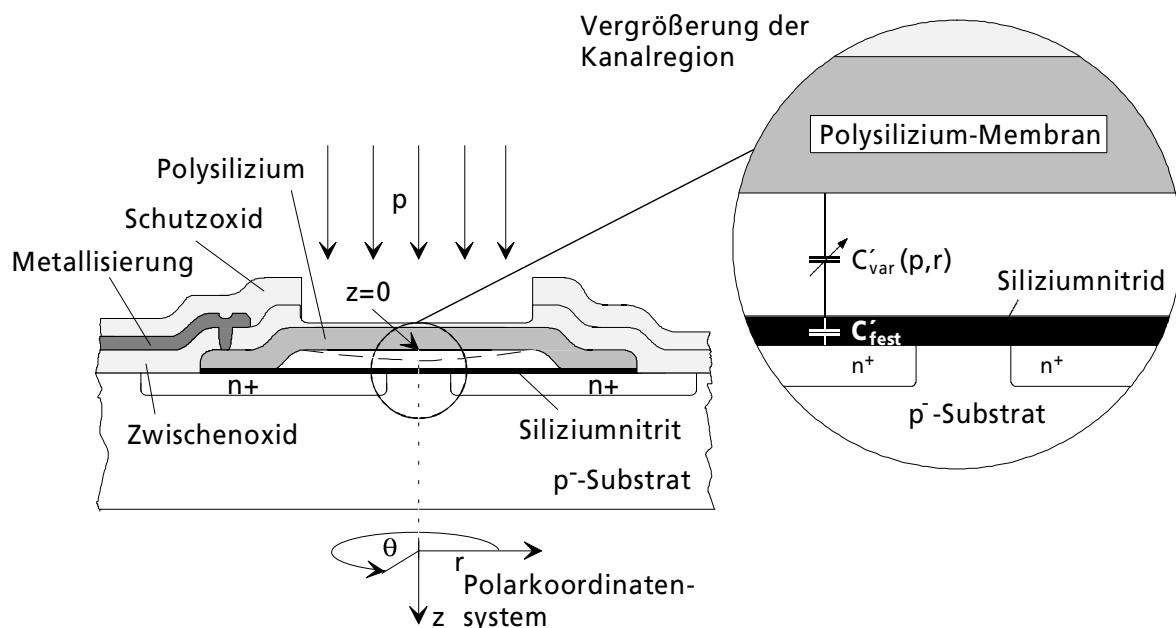


Bild 2.12 Querschnitt durch den druckempfindlichen Feldeffekt-Transistor

Da sich durch das Verschließen der Druckdose Siliziumnitrid Si_3N_4 auf der Kanaloberfläche abscheidet, berechnet sich die resultierende Änderung der gesamten flächenbezogenen Gatekapazität $C'_g(p,r)$:

$$C'_g(p,r) = \frac{C'_{var}(p,r) \cdot C'_{fest}}{C'_{fest} + C'_{var}(p,r)} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si_3N_4} \cdot \epsilon_{vak}}{\epsilon_{vak} \cdot d_{Si_3N_4} + \epsilon_{Si_3N_4} \cdot d(p,r)} \quad (2.17)$$

aus der Reihenschaltung eines festen und variablen flächenbezogenen Kapazitätsanteils C'_{fest} und $C'_{\text{var}}(p,r)$. Mit Hilfe des bereits zuvor ermittelten Abstands $d(p,r)$ gemäß Gleichung (2.11) ergibt sich in Abhängigkeit vom angelegten Druck p und dem Radius r der nachfolgende Ausdruck für die flächenbezogene Gatekapazität:

$$C'_g(p,r) = \frac{\epsilon_o \cdot \epsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4} \cdot \epsilon_{\text{vak}}}{\epsilon_{\text{vak}} \cdot d_{\text{Si}_3\text{N}_4} + \epsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4} \cdot \left(d_0 - \frac{p}{2 \cdot D} (r_a^2 - r^2) \right)}. \quad (2.18)$$

Für die Untersuchung des Drucktransistors wird das im Anhang A dieser Arbeit beschriebene MOS-Level1-Modell [20] verwendet, das dem Modell von Shichman und Hodges [21] in leicht modifizierter Form entspricht. Anhand der Modellgleichungen kann erkannt werden, daß durch die Änderung des druckabhängigen Kapazitätsbelages $C'_g(p,r)$ gleich mehrere charakteristische Größen eines MOS-Transistors beeinflußt werden. Als wichtigste Größen sind hier die Schwellenspannung, Leitfähigkeits- und Substrateffektkonstante zu nennen:

$$U_T(p,r) = \Phi_{\text{MS}} - \frac{q \cdot N_{\text{SS}}}{C'_g(p,r)} + \Phi_s + \gamma(p,r) \cdot s \arg \quad (2.19)$$

$$B_0(p,r) = \mu_0 \cdot C'_g(p,r) \quad (2.20)$$

$$\gamma(p,r) = \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot \epsilon_o \cdot \epsilon_{\text{Si}} \cdot N_{\text{SUB}}}}{C'_g(p,r)}. \quad (2.21)$$

Bei der genaueren Betrachtung der Schwellenspannung $U_T(p,r)$ zeigt sich, daß die Verschiebung durch zwei Terme mit unterschiedlichen Vorzeichen verursacht wird. Das Vorzeichen der Schwellenspannungsverschiebung ist laut Gleichung (2.19) vom Verhältnis der Substratdotierung N_{SUB} zur Oberflächenladungsdichte N_{SS} abhängig. Die Oberflächenladungsdichte ist technologisch nicht gezielt einstellbar, gilt jedoch als Maß für die Güte eines Prozesses. Sie liegt üblicherweise in der Größenordnung von 10^{10}cm^{-2} und kleiner. Da sich jedoch im Gegensatz zum herkömmlichen Transistor auf der Kanaloberfläche kein spezielles Gateoxid, sondern eine dünne Schicht Siliziumnitrid befindet, kann über die Größe der Oberflächenladungsdichte N_{SS} keine konkrete Aussage getroffen werden. **Bild 2.13** zeigt, wie sich die Schwellenspannung $U_T(p,r)$ bei einer Substratdotierung von $1 \cdot 10^{15} \cdot \text{cm}^{-3}$ über dem Gateabstand $d(p,r)$ mit der Oberflächenladungsdichte N_{SS} als Parameter verändert. Dieses Bild verdeutlicht, daß im Vakuum bei $d(p,r)=800 \text{nm}$ je nach Oberflächenladungsdichte N_{SS} und Substratdotierung N_{SUB} sowohl selbstsperrende als auch selbstleitende Transistoren entstehen können. Für eine übliche Substratdotierung von $1 \cdot 10^{15} \cdot \text{cm}^{-3}$ ist die Schwellenspannung für eine kleine Anzahl an Oberflächenladungen von $1 \cdot 10^{10} \cdot \text{cm}^{-2}$ positiv, wird aber mit steigender Oberflächenladungsdichte N_{SS} zunehmend kleiner bis in den Bereich negativer Schwellenspannungen. In Bereichen, in denen die Membran auf der Isolatoroberfläche aus Siliziumnitrid aufliegt ($d(p,r)=0 \text{nm}$), ist die Variation der Schwellenspannung $U_T(p,r)$ bei einer Veränderung der Oberflächenladungsdichte

N_{SS} weitaus kleiner. Ähnlich wie beim nichtimplantierten Standardtransistor liegt die Schwellenspannung bei leicht negativen Werten.

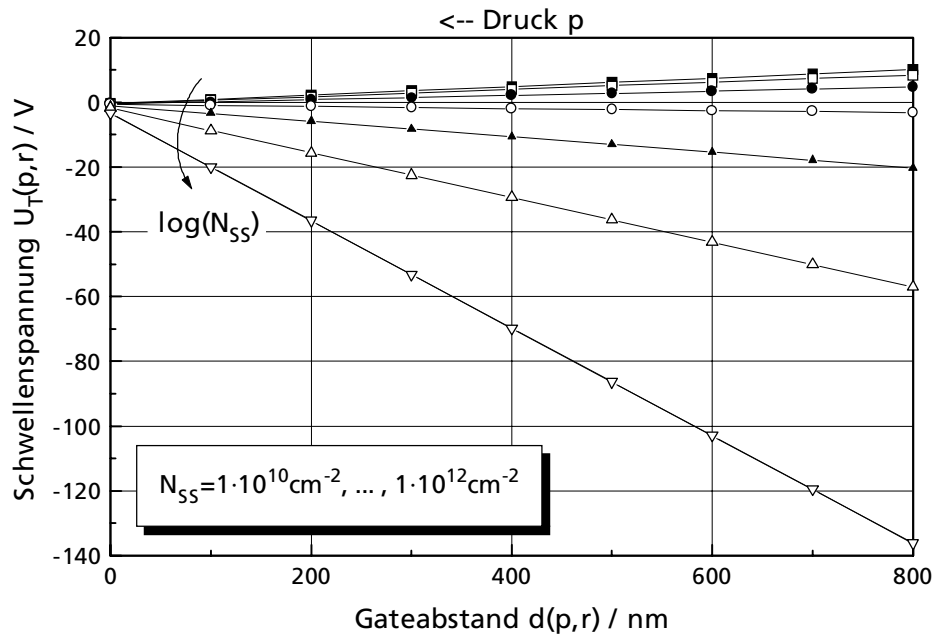


Bild 2.13 Schwellenspannung $U_T(p,r)$ über variablen Gateabstand $d(p,r)$ parametrisiert mit N_{SS}

Das Vorzeichen kann jedoch innerhalb gewisser Grenzen gezielt durch die Substratdotierung N_{SUB} eingestellt werden. Das nachfolgende **Bild 2.14** zeigt die Schwellenspannungsverschiebung in Abhängigkeit vom Gateabstand $d(p,r)$ mit N_{SUB} als Parameter bei einer Oberflächenladungsdichte N_{SS} von $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

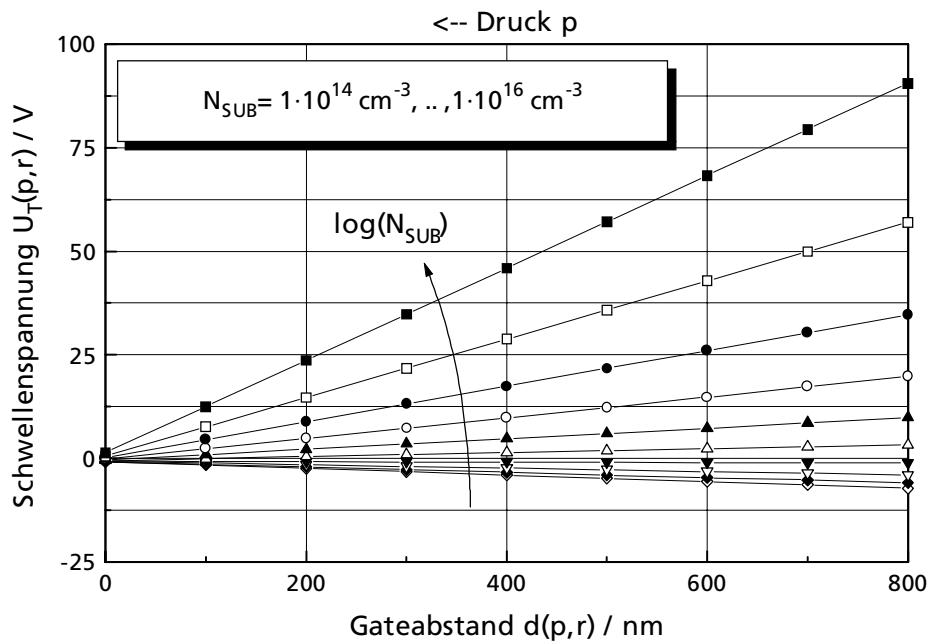


Bild 2.14 Schwellenspannung $U_T(p,r)$ über variablen Gateabstand $d(p,r)$ parametrisiert mit N_{SUB}

Aber nicht nur die Verschiebung der Schwellenspannung $U_T(p,r)$ ist für eine Änderung des Stromflusses durch den unter der beweglichen Membran integrierten Feldeffekt-Transistor verantwortlich, sondern auch die Änderung der Leitfähigkeitskonstanten B_0 . Für eine möglichst große Druckempfindlichkeit $S = \partial I_{DS} / \partial p$ muß sich sowohl der Betrag der Sättigungsspannung U_{DSAT} als auch die Leitfähigkeitskonstante B_0 vergrößern. Damit sich der Betrag der Sättigungsspannung U_{DSAT} vergrößert, muß sich die Schwellenspannung $U_T(p,r)$ bei einem selbstsperrenden MOS-Transistor mit zunehmendem Druck verkleinern, bei einem selbstleitenden Transistor vergrößern. Da dieses Verhalten mit dem aus Bild 2.14 korrespondiert, und sich die Leitfähigkeitskonstante B_0 ebenfalls mit zunehmendem Druck vergrößert, kompensieren sich diese beiden auftretenden Effekte nicht, sondern verstärken sich gegenseitig. Mit den zuvor angegebenen Ausdrücken für die druck- und ortsabhängige Schwellenspannung $U_T(p,r)$ sowie Leitfähigkeitskonstante $B_0(p,r)$ kann der druckabhängige Drainstrom durch den mikro-mechanischen Feldeffekt-Transistor:

$$I_{DS}(p) = \frac{1}{L} \cdot \int_C I_{DS}(p,r) ds \quad (2.22)$$

berechnet werden. Der Integrationsweg C ergibt sich aus dem Verlauf des Kanals unter der mikromechanischen Membran. Prinzipiell sind beliebige geometrische Kanalverläufe des Transistors denkbar. Für die nachfolgende Berechnung und die Anfertigung von Teststrukturen sind radialsymmetrische Kanalverläufe, wie in **Bild 2.15** gezeigt, verwendet worden.

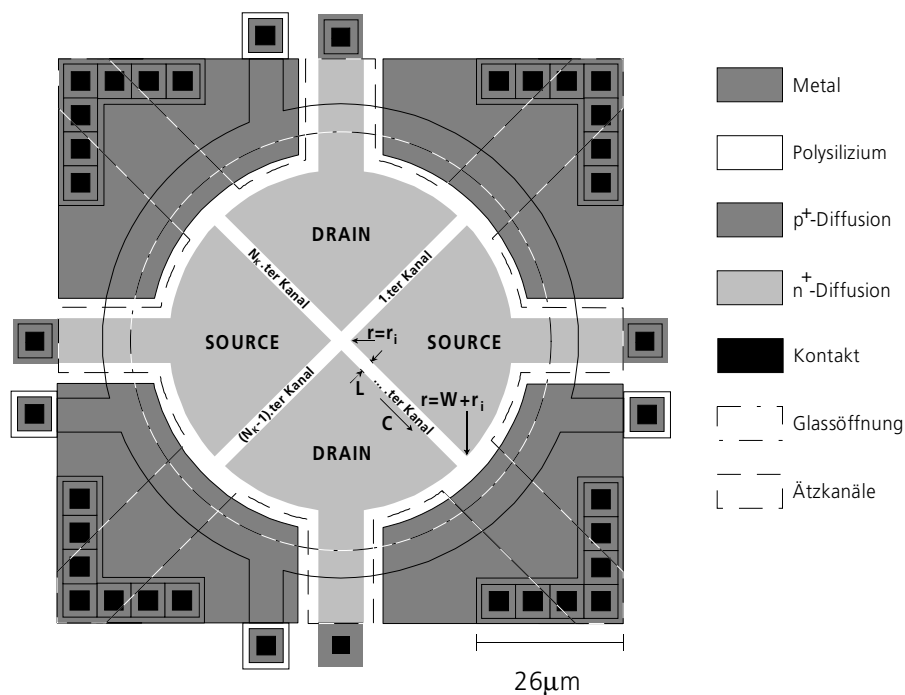


Bild 2.15 Layout eines Drucktransistors mit N_k radialsymmetrisch verlaufenden Kanälen

Aufgrund der Radialsymmetrie ist der Integrationsweg C für Kanalstrukturen mit einer geringen Kanallänge L näherungsweise nur vom Radius r abhängig. Die Stromberechnung gemäß Gleichung 2.22 erfolgt nur für einen Kanal und wird je nach Anzahl an Kanälen für die Berechnung des druckabhängigen Gesamtstroms $I_{DS}(p)$ mit einem Faktor N_K multipliziert. Damit selbst bei Auflage der Abstand $d(p,r)$ der Gateelektrode zur Kanaloberfläche realistisch vorhergesagt werden kann, wird - wie bereits zuvor bei den kapazitiven Druckdosen - der Abstand über den nichtlinearen Ansatz berechnet. Da die Lösung der nichtlinearen DGL nur noch numerisch mit der Methode der finiten Differenzen berechnet werden kann, wird das Kanalgebiet in endliche Teilbereiche Δr zerlegt. Für jeden dieser Teilbereiche kann ein Abstand $d(p,r)$ berechnet werden, der als Grundlage zur nachfolgenden Stromberechnung dient. **Bild 2.16** zeigt die resultierenden Gateabstände $d(p,r)$ über dem diskretisierten Kanalgebiet, die sich unterhalb einer vom Durchmesser her 70 μm großen Membran einstellen. Zusätzlich sind in diesem Bild die Gateabstände noch über den aktuell anliegenden Druck p parametrisiert.

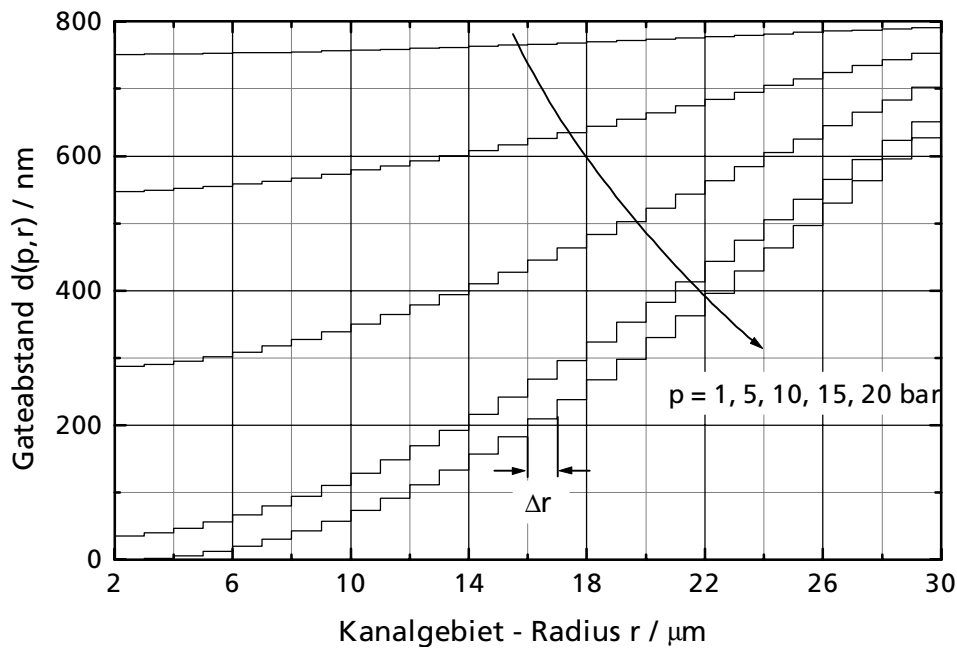


Bild 2.16 numerisch berechnete Gateabstände $d(p,r)$

Aufgrund der Diskretisierung Δr und eines radialsymmetrischen Kanalverlaufs reduziert sich die Stromberechnung nach Gleichung (2.22) auf eine Summation von N diskreten Transistorelementen mit jeweils unterschiedlichen Gateabständen $d(p,r)$:

$$I_{DS}(p) \cong N_K \cdot \frac{1}{L} \cdot \sum_{i=1}^N \left[\int_{a^{(i)}=(i-1)\cdot\Delta r+r_i}^{b^{(i)}=i\cdot\Delta r+r_i} I_{DS}(p,r) dr \right], \quad (2.23)$$

deren Anzahl $N = \frac{W}{\Delta r}$ von der Diskretisierungsschrittweite Δr und der Weite W des betrachteten Kanals abhängt.

Die obere und untere Integrationsgrenze ist von dem Laufindex i der Summe abhängig und um die radiale Anfangslage r_i des betrachteten Kanals verschoben. Im hier vorliegenden Beispiel aus Bild 2.15 besitzt ein Kanal eine Weite W von $28\mu\text{m}$ und beginnt bei einem Radius $r=r_i$ von $2\mu\text{m}$. Da der Gateabstand $d(p,r)$ aufgrund der Diskretisierung über Δr als konstant angenommen werden kann, ist der Drainstrom $I_{DS}(p,r)$ eines diskreten Transistorelements ebenfalls konstant und kann aus dem obigen Integral herausgezogen werden:

$$I_{DS}(p) = N_K \cdot \frac{1}{L} \cdot \sum_{i=1}^{N=28} \left[I_{DS}(p, a(i)) \cdot \int_{a(i)=(i-1)\cdot\Delta r+r_i}^{b(i)=i\cdot\Delta r+r_i} dr \right], \quad (2.24)$$

wobei $a(i) = (i-1) \cdot \Delta r + r_i$ die untere und vom Laufindex i abhängige Integrationsgrenze angibt. Eine einfache Integration der Gleichung (2.24) ergibt dann den Drainstrom $I_{DS}(p)$ des Transistors, der nur noch vom Druck p abhängt:

$$I_{DS}(p) = N_K \cdot \frac{\Delta r}{L} \cdot \sum_{i=1}^{N=28} I_{DS}(p, a(i)). \quad (2.25)$$

Mit Hilfe der modifizierten MOS1-Modellgleichungen aus Anhang A, die bereits zuvor für die Berechnung der veränderlichen Schwellenspannung, Leitfähigkeits- und Substrateffekt-konstante verwendet wurden, kann der Drainstrom $I_{DS}(p)$ des mikromechanischen Drucktransistors mit radialsymmetrisch verlaufenden Kanälen letztendlich durch die nachfolgenden Stromgleichungen beschrieben werden. Dabei werden die Bereiche der schwachen sowie starken Inversion unterschieden, und es werden zusätzlich nichtideale Effekte wie die Kanal-längenmodulation und die Beweglichkeitsreduktion der im Kanal befindlichen Ladungsträger berücksichtigt, die für eine ausreichende Genauigkeit des Modells sorgen. Für Gate-Source-Spannungen U_{GS} unterhalb einer sogenannten Einschaltspannung:

$$U_{ON}(p, r) = U_T(p, r) + n_s(p, r) \cdot U_{temp} \quad (2.26)$$

mit:

$$n_s(p, r) = 1 + \frac{q \cdot NFS + \frac{\gamma(p, r) \cdot C'_g(p, r)}{2 \cdot \sqrt{\Phi_S - U_{BS}}}}{C'_g(p, r)}. \quad (2.27)$$

befindet sich der Kanal des Transistors im Zustand der schwachen Inversion und der Drainstrom $I_{DS}(p)$ berechnet sich in diesem Bereich zu:

$$I_{DS}(p) = N_K \cdot \frac{\Delta r}{L} \cdot \sum_{i=1}^{N=28} I_{DSON} \cdot \exp\left(\frac{U_{GS} - U_{ON}(p, a(i))}{n_s(p, a(i)) \cdot U_{temp}}\right) \quad (2.28)$$

Überschreitet dagegen die Gate-Source-Spannung U_{GS} den Wert der Einschaltspannung U_{ON} , so verläßt der Transistor den Bereich der schwachen Inversion und geht in die starke Inversion über. In der starken Inversion sind je nach Drain-Source-Spannung zwei Bereiche - das Trioden-

und das Sättigungsgebiet - zu unterscheiden. Ist die Drain-Source-Spannung U_{DS} kleiner als die Sättigungsspannung U_{DSAT} , so befindet sich der Transistor im Triodengebiet, und es gilt die nachfolgende Stromgleichung:

$$I_{DS}(p) = N_K \cdot \frac{\Delta r}{L} \cdot \sum_{i=1}^{N=28} \left[\frac{B_0(p, a(i)) \cdot \left((U_{GS} - U_T(p, a(i))) - \frac{1}{2} \cdot U_{DS} \right) \cdot U_{DS} \cdot (1 + \lambda \cdot U_{DS})}{\left(1 + \Theta \cdot (U_{GS} - U_T(p, a(i))) \right) \cdot \left(1 + \frac{U_{DS}}{E_C \cdot L_{eff}} \right)} \right]. \quad (2.29)$$

Wird die Drain-Source-Spannung U_{DS} größer als die zuvor erwähnte Sättigungsspannung U_{DSAT} , geht der mikromechanische Transistor in das Sättigungsgebiet über, und der Strom berechnet sich gemäß der nachfolgenden Gleichung in Abhängigkeit vom Druck p zu:

$$I_{DS}(p) = N_K \cdot \frac{\Delta r}{L} \cdot \sum_{i=1}^{N=28} \left[\frac{B_0(p, a(i)) \cdot \left((U_{GS} - U_T(p, a(i))) - \frac{1}{2} \cdot U_{DSAT} \right) \cdot U_{DS} \cdot (1 + \lambda \cdot U_{DS})}{\left(1 + \Theta \cdot (U_{GS} - U_T(p, a(i))) \right) \cdot \left(1 + \frac{U_{DSAT}}{E_C \cdot L_{eff}} \right)} \right]. \quad (2.30)$$

Mit Hilfe dieses Modells kann die Druckcharakteristik, d.h. das Verhalten des Drainstrom I_{DS} über dem aktuell anliegenden Druck p simuliert werden [25]. Mit Hilfe dieser Ergebnisse kann die Empfindlichkeit des Drucktransistors berechnet werden. Zur vollständigen Beschreibung des Drucktransistors müssen noch die Ausgangs- und Eingangskennlinienfelder angegeben werden. Alle nachfolgenden Simulationsergebnisse des mikromechanischen Drucktransistors basieren auf einem Membranradius r_a von $35\mu\text{m}$ und einer Kanallänge L von $3,6\mu\text{m}$. Zusätzlich werden die in der **Tabelle 2.1** aufgelisteten mechanischen, geometrischen und technologischen Parameter als Berechnungsgrundlage verwendet.

Tabelle 2.1 verwendete Parameterliste für den Drucktransistor

Elastizitätsmodul	E	$8 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$
Querkontraktionszahl	ν	0,3
Biegesteifigkeit der Membran	D	$2,473 \cdot 10^{-8} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 / \text{sec}^2$
Dicke der Membran	h	$1,5\mu\text{m}$
Membranradius	r_a	$35\mu\text{m}$
Gateabstand bei $p=0\text{bar}$	$d(0,r)$	800nm
Isolatoricke von Si_3N_4	$d_{\text{Si}_3\text{N}_4}$	125nm
Substratdotierung	N_{SUB}	$1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
Oberflächenladungsdichte	N_{SS}	$6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
Dotierung der Membran	N_{GATE}	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

Bei Verwendung der in der Tabelle 2.1 aufgelisteten mechanischen, geometrischen sowie technologischen Parameter kann die Druckcharakteristik berechnet werden, die in dem nachfolgenden **Bild 2.17** dargestellt ist. Ein Vergleich mit der Druckabhängigkeit des kapazitiven Sensorelements aus Bild 2.9 ergibt eine große Ähnlichkeit der Kurvenverläufe. Diese Tatsache ist nicht weiter verwunderlich, da die strombestimmenden Größen wie Schwellenspannung und Leitfähigkeitskonstante ausnahmslos über die Änderung der flächenbezogenen Gatekapazität $C'_g(p,r)$ moduliert werden.

Typisch ist hier der exponentiell ansteigende Verlauf vor Auflage der Membran auf der Kanaloberfläche und die lineare Abhängigkeit nach dem Erreichen des Auflagepunktes. Der Auflagepunkt liegt im Gegensatz zu Bild 2.9 bei einem Druck von 16bar, da der Radius der beweglichen Membran mit $35\mu\text{m}$ deutlich kleiner gewählt wurde. Unterhalb des Auflagedrucks p_A wird die Stromänderung von der durch die umgekehrt proportional zum Gateabstand $d(p,r)$ abhängige Leitfähigkeitskonstante B_0 dominiert. Nach der Auflage der Membran steigt der Strom nur noch linear mit zunehmendem Druck p an, da sich die Membran über die Weite W des Kanals abrollt. Die mechanischen Eigenschaften der Membran unterliegen technologischen Schwankungen, so daß der Auflagedruck p_A innerhalb einer gewissen Grenze ($\sim 5\%$ vom gewünschten Auflagedruck [26]) variiert. Zusätzlich zu dieser Tatsache führt das starke Ansteigen der Nichtlinearität kurz vor der Auflage zu einer Limitierung des Arbeitsbereiches auf Werte, die erfahrungsgemäß bei der Hälfte des Auflagedrucks p_A liegen.

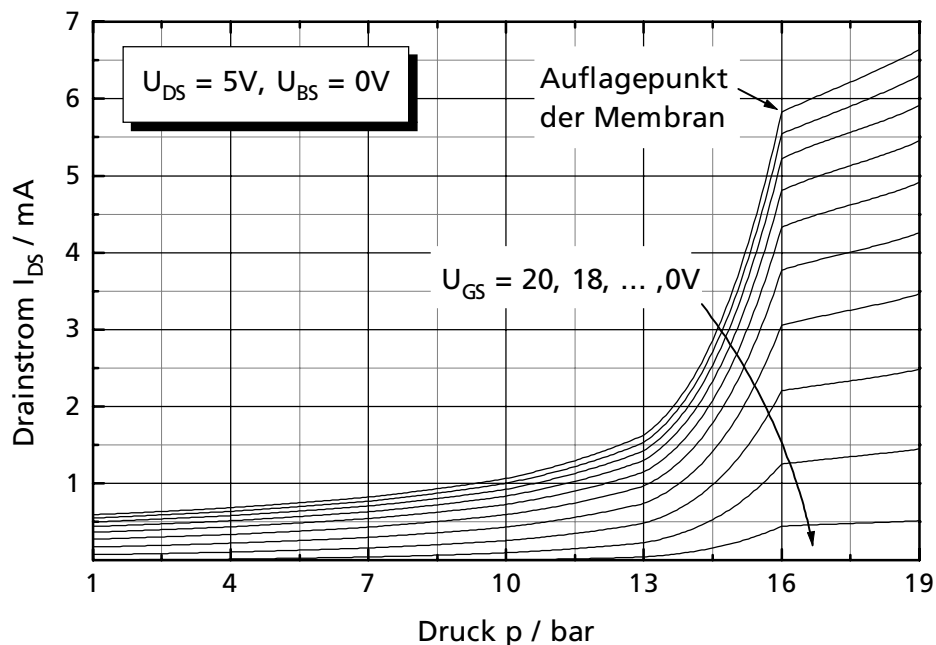


Bild 2.17 Druckcharakteristik des mikromechanischen Drucktransistors

Bild 2.18 zeigt die aus Bild 2.17 berechnete Empfindlichkeit $S = \partial I_{DS} / \partial p$ des Drucktransistors in Abhängigkeit vom Druck p mit der Gate-Source-Spannung U_{GS} als Parameter. Die Empfindlichkeit steigt unterhalb des Auflagedrucks p_A mit zunehmendem Druck an. Kurz nach Erreichen des Auflagedrucks nimmt die Empfindlichkeit auf einen konstanten Wert ab, da der Strom aus Bild 2.17 nur noch linear mit einer geringeren Steigung anwächst. Zudem kann über eine größere Gate-Source-Spannung die Empfindlichkeit weiter gesteigert werden. Die Empfindlichkeit liegt bei der Hälfte des Auflagedrucks mit Werten zwischen $2,3 \text{ nA/mbar}$ und 80 nA/mbar um ein Vielfaches niedriger als beim Auflagedruck. Hier liegen die erreichbaren Werte je nach Gate-Source-Spannung U_{GS} zwischen $0,35 \mu\text{A/mbar}$ und $1,6 \mu\text{A/mbar}$ deutlich über den Werten beim halben Auflagedruck.

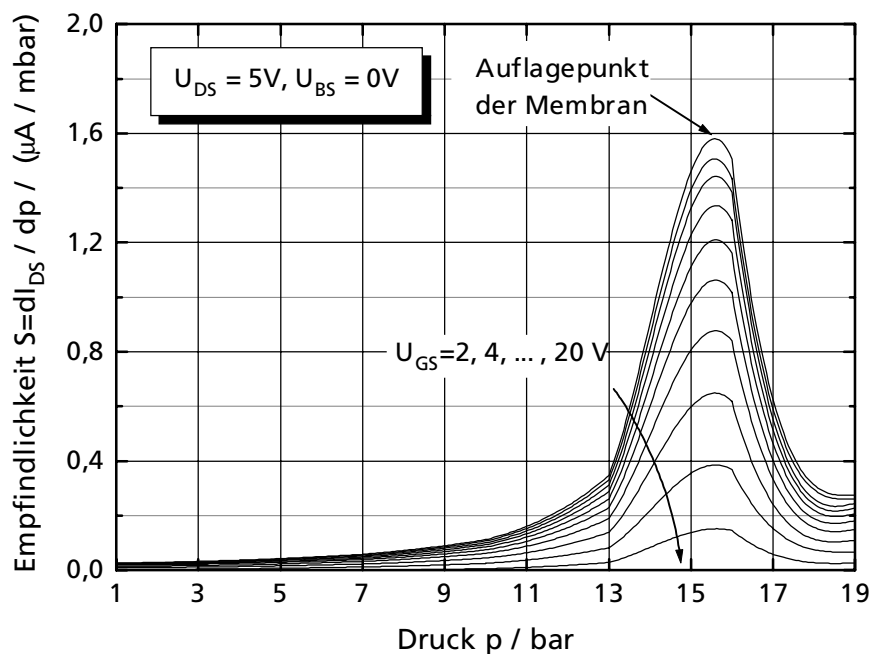


Bild 2.18 Empfindlichkeit S des mikromechanischen Drucktransistors

Zur vollständigen Charakterisierung des Drucktransistors kommt noch das Ausgangs- und Eingangskennlinienfeld hinzu. Beim Ausgangskennlinienfeld in **Bild 2.19** ist nicht wie üblich die Gate-Source-Spannung U_{GS} , sondern der Druck p als Parameter aufgetragen. Die Gate-Source-Spannung wurde bei der Aufnahme des Ausgangskennlinienfeldes fest auf 5V gehalten, während der Druck p von 1 bis 20bar mit einer Schrittweite von 1bar variiert wurde. Bis zur Auflage der Membran steigt der Strom umgekehrt proportional zum Druck p an. Nach der Auflage ändert sich der Strom mit zunehmendem Druck p nur noch linear in äquidistanten Schritten. Durch den implementierten Effekt der Kanallängenmodulation in das Modell des Drucktransistors steigt der Drainstrom auch nach dem Erreichen der Sättigungsspannung U_{DSAT} weiter an, wodurch der Ausgangswiderstand einen endlichen Wert annimmt.

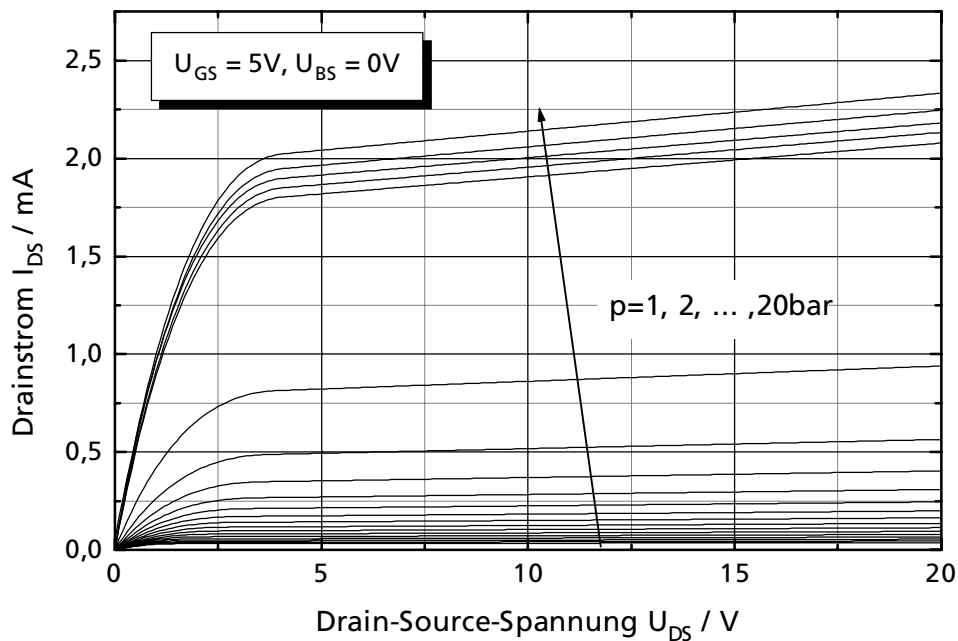


Bild 2.19 Ausgangskennlinienfeld des mikromechanischen Drucktransistors

Wird die Gate-Source-Spannung U_{GS} bei konstanter Drain-Source-Spannung U_{DS} variiert, so erhält man das in **Bild 2.20** gezeigte Eingangskennlinienfeld. Anhand des Bildes sind die Erhöhung der Steilheit bzw. der Leitfähigkeitskonstanten B_0 und die Verschiebung der Schwellenspannung U_T deutlich zu erkennen. Ebenfalls ist durch die implementierte Geschwindigkeits-sättigung eine Abnahme der Steilheit bei hohen Gate-Source-Spannungen zu bemerken (Abweichung von der in Bild 2.20 eingezeichneten Geraden).

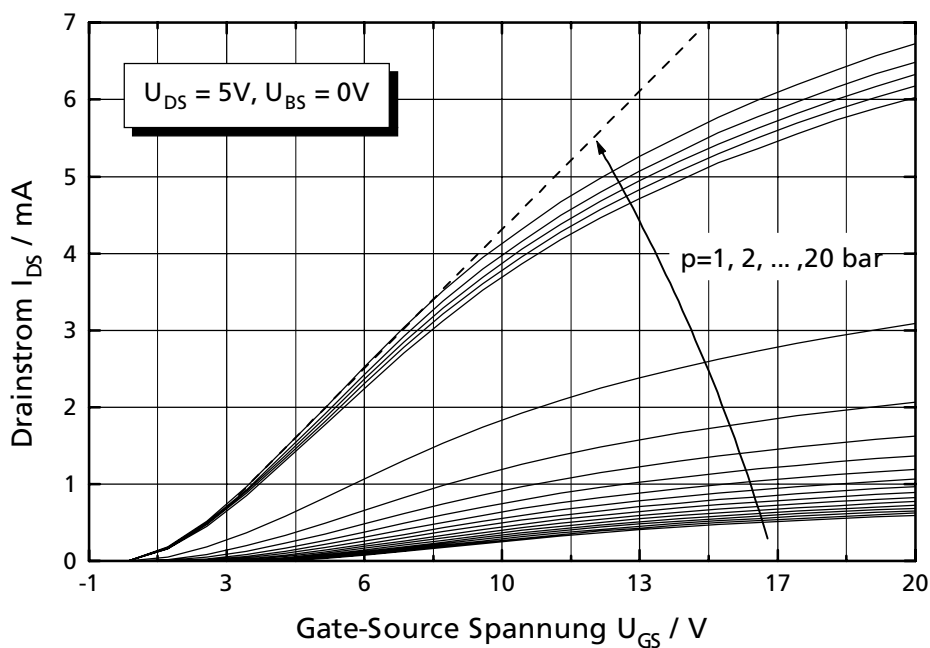
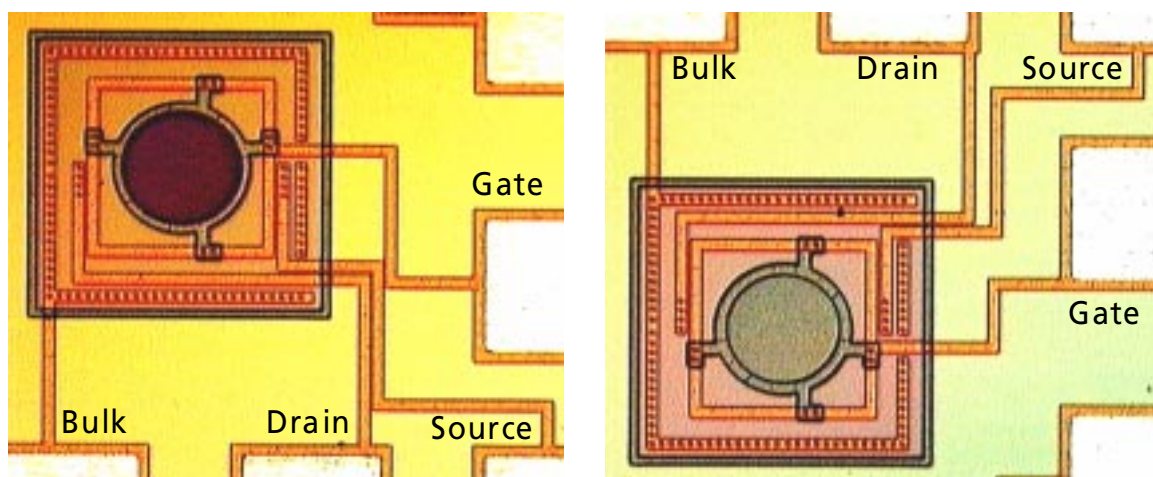


Bild 2.20 Eingangskennlinienfeld des mikromechanischen Drucktransistors

Ein sicheres Anzeichen für das Aufliegen der Gateelektrode auf der Kanaloberfläche ist unmittelbar nach der maximalen Stromänderung - kurz vor Auflage der Membran - ein nahezu lineares Ansteigen des Drainstroms.

Zur Verifizierung der Simulationsergebnisse wurden für den zuvor behandelten Drucktransistor Teststrukturen angefertigt. **Bild 2.21 a)** zeigt den fertig prozessierten Drucktransistor als Sensorelement, bei dem das zusätzlich versteifende Siliziumoxid oberhalb der Membran entfernt wurde. Im Gegensatz dazu wurde beim Referenzelement aus **Bild 2.21 b)** das Siliziumoxid zur zusätzlichen Versteifung auf der Membran belassen. Sensor- und Referenzelement besitzen dabei einen Membranradius r_a von jeweils $35\mu\text{m}$. Die Temperaturabhängigkeit kann über eine Differenz- oder Quotientenbildung zwischen Sensor- und Referenzkapazität stark unterdrückt werden, da Sensor- und Referenzelement nahezu den gleichen Temperaturgang besitzen. Speziell die Quotientenbildung kann sehr einfach über einen Stromspiegel realisiert werden.



a)

b)

Bild 2.21 a) Chipphotografie des Sensorelements ($r_a=35\mu\text{m}$)

b) des Referenzelements ($r_a=35\mu\text{m}$)

Erste Messungen an den Teststrukturen bestätigten das zuvor ausführlich beschriebene physikalische Prinzip des Drucktransistors. **Bild 2.22** zeigt ein gemessenes Ausgangskennlinienfeld, bei dem die Gate-Source-Spannung U_{GS} konstant auf einem festen Potential gehalten und der Druck p variiert wurde. Der Druck wurde vom Umgebungsdruck aus bis zu einem Druck von 21bar mit einer gleichmäßigen Schrittweite von jeweils 2bar erhöht. Bei der Messung der Teststrukturen stellte sich jedoch heraus, daß der Transistor im Gegensatz zu den zuvor simulierten Ergebnissen im Vakuum selbstleitendes Verhalten zeigte und erst mit steigendem Druck zunehmend gesperrt werden konnte. Erinnern wir uns hierzu an den Anfang des Unterkapitels, in dem die Abhängigkeit der Schwellenspannung von der Anzahl an Oberflächenladungen untersucht wurde.

Fazit war, daß mit zunehmender Oberflächenladungsdichte der Transistor zunehmend selbstleitendes Verhalten zeigte, d.h. die Schwellenspannung zu negativen Werten hin anstieg. Da keine konkrete Aussage über die Oberflächenqualität des Siliziumnitrids getroffen werden konnte, wurde für die Simulationen, deren Ergebnisse in den Bildern 2.17 bis 2.20 dargestellt sind, eine Oberflächenladungsdichte von $6 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$ angenommen, die der Güte eines üblichen Gateoxids entspricht, obwohl schon im vorhinein die Vermutung nahe lag, daß die Siliziumnitritschicht diese Oberflächengüte nicht erreichen würde.

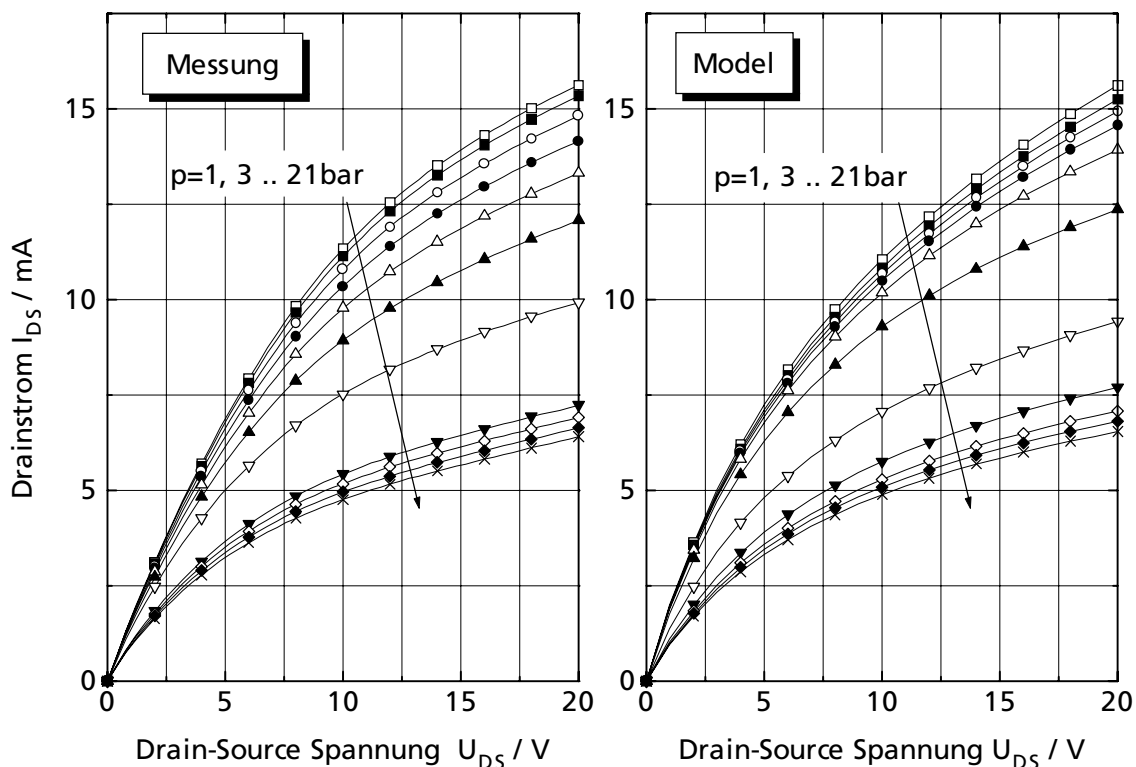


Bild 2.22 Vergleich der Ausgangskennlinienfelder: Messung und Modell mit angepaßter Oberflächenladungsdichte N_{SS}

Alle Meßergebnisse deuteten darauf hin, daß die stark negative Schwellenspannung auf eine hohe Anzahl an festen, positiven Ladungen in der Siliziumnitridschicht zurückzuführen ist. Diese festen Ladungen entstehen zum einen durch eine unebene Oberflächenstruktur und zum anderen durch nachfolgende Temperaturschritte im Herstellungsprozeß, indem Verbindungen an der Oberfläche aufbrechen und feste Ladungen hinterlassen, die je nach Vorzeichen die Schwellenspannung erhöhen oder erniedrigen. Durch eine Änderung der Oberflächenladungsdichte im Modell um mehr als eine Zehner-Potenz auf $1,65 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ konnte diese Vermutung bestätigt werden, da das gemessene und simulierte Verhalten mit der modifizierten Oberflächenladungsdichte sehr gut übereinstimmte. Die Ursache der verbleibenden Abweichung zwischen Messung und Modell kommt zum Großteil durch die mechanische Modellierung der Membrandurchbiegung zustande. Einziges Manko bei den ersten vorliegenden Teststrukturen

war die stark negative Schwellenspannung, die bei üblichen Gate-Source-Spannungen von 0-5V nur den Betrieb des Transistors im Triodengebiet zuläßt. Somit verhält sich der mikro-mechanische Transistor wie ein druckabhängiger Widerstand. In diesem Gebiet erreicht der Transistor nicht die Empfindlichkeit, die er im Sättigungsbetrieb erzielen würde. Zur Erhöhung der Schwellenspannung gibt es mehrere Möglichkeiten. Eine dieser Möglichkeiten ist eine Schwellenspannungsimplantation, die die festen Ladungen in der Siliziumnitridschicht neutralisiert. Desweiteren kann über einen Verschuß der Druckdosen mit Siliziumoxid und einer nachfolgenden Versiegelung mit Siliziumnitrit nachgedacht werden [26]. Diese Maßnahme verhindert die Siliziumnitridabscheidung im Inneren der Druckdose. Der abschließende Nitrit-verschluß würde weiterhin eine zuverlässige Gasdichtigkeit der Druckdose gewährleisten. Die Vermutung, daß die Siliziumoxidschicht eine geringere Oberflächenladungsdichte besitzt als die Schicht aus Siliziumnitrid, kann jedoch nur die Herstellung und eine anschließende Messung zeigen. Eine dritte Möglichkeit besteht darin, den Transistor vollständig aus der Druckdose herauszuziehen, wie in **Bild 2.23** zu sehen ist.

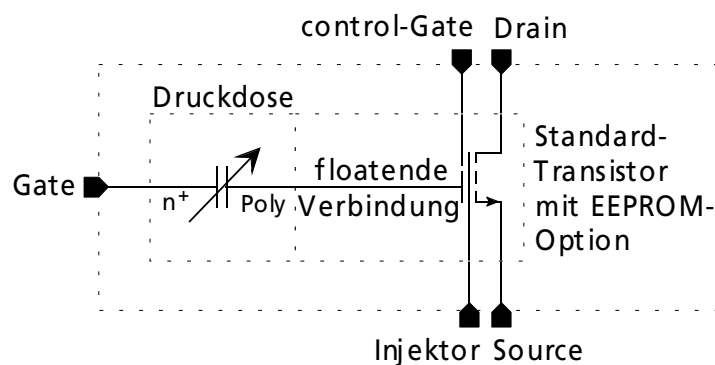


Bild 2.23 Drucktransistor mit EEPROM-Option

Die Dose dient wieder als druckempfindliche Kapazität, deren Polysilizium-Membran direkt an das Gate eines Standardtransistors mit definierter Schwellenspannung angeschlossen wird. Als Gate des Transistors fungiert nun die ganzflächige n^+ -Gegenelektrode der druckempfindlichen Kapazität. Da die Verbindung zwischen Druckdose und Transistor "floatend" ist, wird eine EEPROM-Option eingebaut [27]. Mit Hilfe eines sog. "control-Gates" und eines Injektors ist es möglich, den Arbeitspunkt des Transistors bzw. das Potential der floatenden Verbindung zwischen der Polysilizium-Membran der Druckdose und dem Gate des Transistors gezielt einzustellen, wenn zwischen Injektor und control-Gate eine hohe Spannung angelegt wird. Je nach Polarität können positive oder negative Ladungsträger über ein spezielles Tunneloxid auf die floatende Verbindung gelangen und dort das Potential der Gateelektrode verändern. Wird die hohe Spannung zwischen control-Gate und Injektor zurückgenommen, so können die auf die floatende Verbindung aufgebrachten Ladungsträger nicht mehr entweichen. Somit bleibt das zuvor eingestellte Potential auf der floatenden Verbindung erhalten, bzw. gespeichert. Dieses Potential kann jederzeit wieder verändert oder gelöscht werden.