Zusammenfassung Sensoren

Martin G

23. September 2013

1 Vorbemerkungen

Das Übliche: Diese Zusammenfassung dient zum Lernen für die Klausur zur Vorlesung Sensoren von Prof. Waser. Es besteht kein Anspruch auf Vollständigkeit, Richtigkeit und Klausurrelevanz des Inhaltes.

2 Temperatursensoren

2.1 Temperaturabhängigkeiten in Halbleitern

Bei Halbleitern (HL) ist die Leitfähigkeit stark temperaturabhängig und folgt einem Arrhenius-Graphen, wie auf Abbildung 1.

Die Leitfähigkeit ist definiert als $\sigma = e \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)$. Sowohl die Anzahlen der Ladungsträger (LT) p und n als auch deren Beweglichkeiten hängen von der Temperatur ab. Für die Beweglichkeiten gilt der Zusammenhang auf Abbildung 2.

2.2 pn-Übergänge als Temperatursensoren

Eine einfache Diode lässt sich als Temperatursensor einsetzen, da die Shockley-Gleichung temperaturabhängig ist: (hier für den Diodenstrom)

$$I_D = I_S \cdot \left(\frac{U}{e^n U_T} - 1 \right), \quad U_T = \frac{k_B T}{e}, \quad I_S = f(T)$$

Eigenschaften:

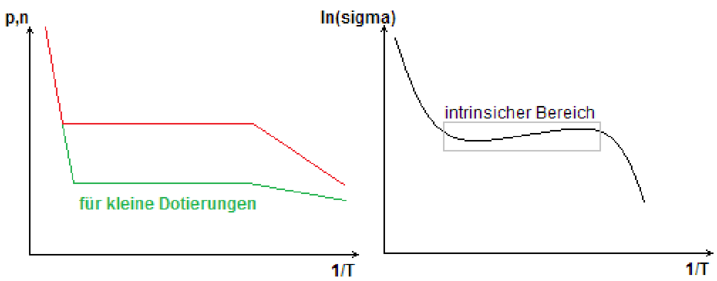

Abbildung 1: Arrhenius-Plots

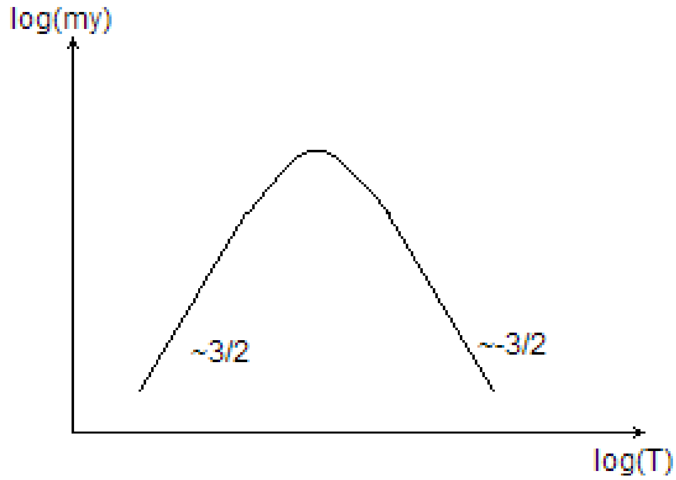

Abbildung 2: Beweglichkeit der LT

+ großes Signal, die Spannungsabhängigkeit beträgt ca. -2mV/K
- kleiner Messbereich
- schlechte Wiederholbarkeit durch Streuungen bei der Bauteilherstellung. Abhilfe schafft die Verschaltung eines npn-Transistors als Diode und eine differentielle Messung.

2.3 Thermoelemente

Bei Thermoelementen nutzt man den Seebeck-Effekt aus, um Temperatur**differenzen** zu messen.

Man verwendet zwei aus unterschiedlichen Metallen (oder HL) A und B bestehende Leiter, die zwischen zwei Temperaturen T_0 und T_1 verlaufen und an einem Ende elektrisch verbunden sind. Am anderen Ende müssen die Leiter thermisch verbunden sein. Dann kann man dort eine Spannung messen, die mit der Temperaturdifferenz zusammenhängt:

$$V_{th} = \int_{T_0}^{T_1} \alpha_{AB}(T) dT$$

Dabei ist $\alpha_{AB} = \alpha_A - \alpha_B$ die Differenz der Seebeck-Koeffizienten der beiden Leitermaterialien, für die gilt

$$\alpha_s = \mp \frac{S_{n/p}}{e_0} = \mp \frac{k}{e_0} \left[\ln \left(\frac{N_C}{n} \right) + \frac{3}{2} \right]$$

wobei das negative Vorzeichen beim n-HL und das positive beim p-HL gilt.

Die Spannungsgleichung (hier für den n-HL) erhält man, wenn man die Fermi-Energien

$$\frac{dW_F}{dx} = -S_n \frac{dT}{dx}$$

nach x integriert und dann die Beziehung $V_a = -\frac{\Delta W_F}{e_0}$ für die Spannung ausnutzt.

- Thermoelemente können nur Differenzen messen. Will man absolut messen, braucht man eine definierte Referenztemperatur.
- Die Seebeckkoeffizienten können nur relativ angegeben werden, α wird stets auf den Seebeckkoeffizienten von Platin bezogen.
- Bei der Auswahl der Materialpaare sind *Messbereich, Maximaltemperatur, pH-Wert der Umgebung und mechanische Stabilität* zu berücksichtigen.

2.4 Resistive Sensoren

Der Widerstand von Materialien ist i.A. temperaturabhängig, da die Leitfähigkeit (siehe oben) von Ladungsträgerdichte und deren Beweglichkeit abhängt, welche beide temperaturabhängig sind. Daher kann man für verschiedene Anwendungen einfach einen Leiter der Temperatur aussetzen und dessen Widerstand messen.

- Metalle
  Bei Metallen ist die LT-Zahl näherungsweise konstant über der Temperatur. Die Beweglichkeit nimmt allerdings mit steigender Temperatur wegen der zunehmenden Gitterschwingungen ab. Es gilt also
  $$T \uparrow \Rightarrow R \uparrow$$
- Halbleiter
  Halbleiter zeigen das in Abschnitt 2.1 erläuterte Verhalten und haben damit drei verschiedene Arbeitsbereiche.
- Metalloxide (Thermistoren)
  Bei den Metalloxiden unterschiedet man *Positive Temperature Coefficient* PTC und *Negative Temperature Coefficient* NTC.

2.4.1 Heißleiter, NTC

Bei NTC-Thermistoren wird der Widerstand mit steigender Temperatur immer geringer.

$$T \uparrow \Rightarrow R \downarrow$$

Dieser Effekt beruht auf der Hopping-Leitung, bei der benachbarte Ionen im Kristallgitter unterschiedliche Ladungen besitzen und diese bei hohen Temperaturen untereinander austauschen können.

Der Widerstand einer solchen Probe ist temperaturabhängig mit

$$R(T) = R(T_{Normal}) \cdot \exp\left(\frac{W_A}{k_B}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{Normal}}\right)\right)$$

Die Aktivierungsenergie W_A bestimmt man aus zwei gemessenen Widerständen bei verschiedenen Temperaturen.

Für die Ladungsträgerbeweglichkeit verwendet man den Zusammenhang

$$R \sim \frac{1}{\sigma} \sim \frac{1}{\mu}, \quad \mu = \frac{e_0 D_0 \exp\left(-\frac{W_{Diff}}{k_B T}\right)}{k_B T}$$

und berechnet daraus mit zwei Punkten die Beweglichkeit.

2.4.2 Kaltleiter, PTC

Beim PTC steigt der Widerstand oberhalb einer bestimmten Temperatur (Curie-Temperatur) beinahe sprunghaft an. Es gilt dann im interessanten Messbereich des Sensors

$$T \uparrow \Rightarrow R \uparrow$$

bis zu einer bestimmten Temperatur, ab der der Widerstand beinahe konstant bleibt oder sogar wieder leicht abfällt.

Kaltleiter sind aus ferroelektrischen Keramiken aufgebaut. An deren Korngrenzen bilden sich Ladungen, die jedoch unterhalb der Curie-Temperatur von der spontanen Polaristion der Körner zumindest teilweise wieder aufgehoben werden.

Für Temperaturen oberhalb der Curie-Temperatur polarisiert sich die Keramik nicht mehr spontan, die Keramik befindet sich in der paraelektrischen Phase. An den Korngrenzen sammeln sich LT, die dort eine Energiebarriere der Größe W_B bilden und den Widerstand in die Höhe treiben. Nach dem Curie-Bayes-Gesetz gilt

$$W_B = \frac{Q_{RL}^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r N_D}, \quad \epsilon_r = \frac{C}{T - T_0}$$

und es gilt $\sigma \sim \exp\left(-\frac{W_B}{k_B T}\right)$.

Kaltleiter lassen sich als Motorschutzschalter verwenden. Dazu werden sie mit der Last (Motor) in Reihe geschaltet und thermisch an das Motorgehäuse gekoppelt. Auf diese Weise schützen sie den Motor vor Überspannung, Überstrom und thermischer Überlastung (siehe Abbildung 3).

Vom Auftreten der Störung bis zur Abschaltung ergibt sich ein thermischer Lag, der der Gleichung

$$t_{trip} = \frac{c_{th} V \Delta T}{I^2 R - \Delta T G_{th}}$$

gehorcht.

2.5 Pyroelektrische Infrarotsensoren

Diese Sensoren erfassen eine Temperaturänderung über der Zeit und sind in erster Linie empfindlich für Wärmestrahlung (Infrarotstrahlung).

Der Sensor ist aufgebaut als Plattenkondensator, der mit einem pyroelekrischen Kristall gefüllt ist. Wenn Wärmestrahlung auf den Sensor fällt, erwärmt sich dieser gemäß seiner Wärmekapazität und es trennen sich im Pyroelektrikum Ladungen. Diese Ladungstrennung bewirkt einen Spannungsabfall über das Pyroelektrikum, der über die Elektroden des Kondensators abgegriffen wird und an einem externen Widerstand R_A messbar ist.

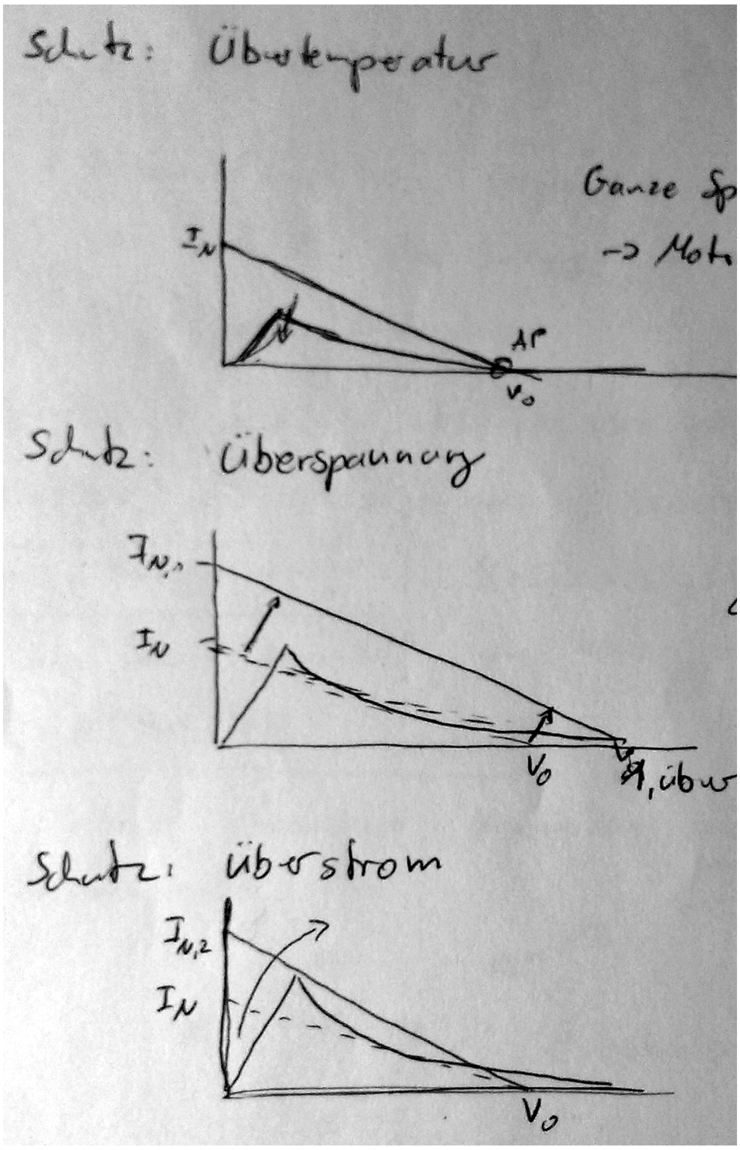

Abbildung 3: Arbeitsgerade der Reihenschaltung PTC-Last für verschiedene Fälle

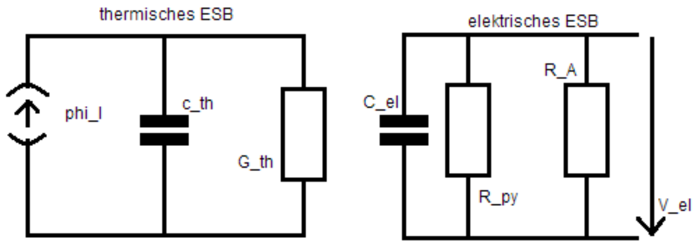

Abbildung 4: thermisches und elektrisches ESB eines pyroelektrischen Sensors

Die Ladungstrennung gleicht sich über einen Stromfluss durch $R_A \parallel R_{py}$ (Innenwiderstand des Pyroelektrikums) aus. Außerdem leitet das Pyroelektrikum Wärme nach außen ab.

Thermisch ergibt sich durch diese Ableitung ein Tiefpass, elektrisch (betrachte den Strom!) durch das RC-Glied ein Hochpass. Zusammen ergibt sich für die *Spannungsempfindlichkeit*

$$S_V = \frac{V_{mess}}{\phi_0} = \frac{A p_{py} \omega}{G_{th} G_{el} \sqrt{1 + (\omega \tau_{th}^2} \sqrt{1 + (\omega \tau_{el}^2}}$$

wobei ϕ_0 die eingestrahlte Wärmeleistung ist. Wenn das Pyroelektrikum nicht ideal ist, kommt noch ein Wirkungsgrad η im Zähler dazu.

Die beiden Zeitkonstanten berechnen sich aus dem Thermischen und dem Elektrischen Ersatzschaltbild (siehe Abbildung 4).

$$\tau_{el} = R_{el} \cdot C_{el}, \quad R_{el} = 1/G_{el} = R_A \parallel R_{py}$$

und

$$\tau_{th} = \frac{1}{G_{th}} \cdot C_{th}$$

wobei man die einzelnen Rechengrößen aus der Geometrie und den Materialkonstanten mit Hilfe der Formeln für spezifischen Widerstand, Kapazität des Plattenkondensators und thermischer Kapazität berechnet (sollten auf der Formelsammlung sein).

Aus den beiden Zeitkonstanten ergibt sich das Bandpassverhalten, denn es gilt $\omega = 1/\tau$. Bei Dünnfilmsensoren gilt $\tau_{th} < \tau_{el}$, bei Sensoren mit dicker pyroelektrischer Schicht ist es umgekehrt.

Mit pyroelektrischen IR-Augen kann man nur Unterschiede in der Wärmestrahlung messen, weil sich nach einer Weile immer ein stationärer Zustand einstellt und die gemessene Spannung null wird. Diesem Effekt wirkt man entgegen, indem man die einfallende Strahlung mit einer Chopper-Blende moduliert.

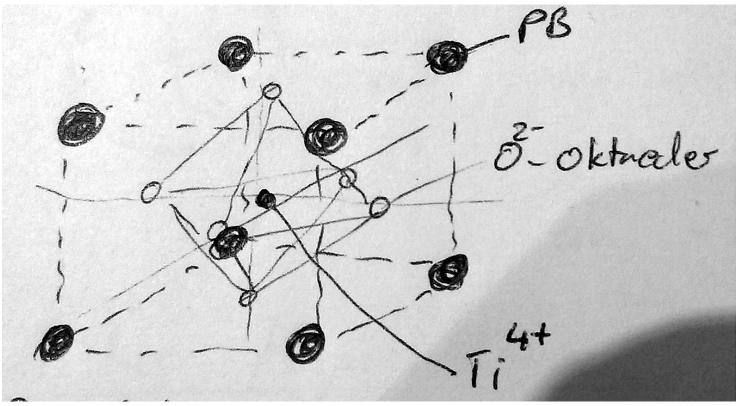

Abbildung 5: Perowskit-Struktur

3 Kraft- und Drucksensoren

3.1 Piezoresisitve Sensoren

Bei metallischen Leitern hängt der Innenwiderstand von der Geometrie des Leiters ab. Es gilt die bekannte Formel

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A}$$

Wenn sich die Länge des Leiters ändert, ergibt sich aus dem totalen Differential dieser Formel, wobei man für die Längenänderung $\xi = \Delta l/l$ einsetzt, die Widerstandsänderung abhängig von der Längenänderung

$$\frac{\Delta R}{R} = k \cdot \xi$$

Der k-Faktor beträgt für Metalle ca. 2mV/V, für Halbleiter-Materialien ergibt sich zum Teil ein viel größerer k-Faktor, der bei n-HL negativ und bei p-HL positiv ist. Bei hochdotierten Halbleitern ist der k-Faktor groß, allerdings nimmt auch die Querempfindlichkeit bzgl. der Temperatur zu.

Aus metallischen Leitern lassen sich Dehnungsmessstreifen (DMS) aufbauen. Dazu wird eine Mäander aus Metall auf einen isolierenden Träger aufgebracht und an den Enden kontaktiert.

Um den Einfluss der Querempfindlichkeiten zu verringern, verschaltet man DMS zu *Brückenschaltungen*. Es ist sinnvoll, die Formeln für die Brückenspannung auf der Formelsammlung zu haben. Idealerweise schaltet man die DMS zu einer (teuren) Vollbrücke zusammen, wobei zwei DMS gedeht und zwei gestaucht werden ($R_i = R \pm \Delta R$). Außerdem verbessert sich durch die Brückenschaltung die Linearität.

3.2 Piezoelektrische Sensoren

Einige Kristallstrukturen besitzen piezoelektrische Eingenschaften. Solche Kristalle haben eine *Perowskitstruktur* (vgl. Abb. 5).

In der paraelektrischen Phase (oberhalb der Curie-Temperatur) sind diese Kristalle elektrisch neutral, unterhalb der Curie-Temperatur existieren für das Zentralion zwei stabile Zustände. Zunächst sind diese Zellen chaotisch gegenläufig polarisiert. Durch Anlegen eines starken elektrischen Feldes bei der Herstellung lassen sich alle Elementarzellen in die gleiche Richtung polarisieren. Diese Polarisation heißt *remanente Polarisation.*

Wenn man auf den Kristall drückt, verändert sich die Auslenkung der Zentralionen und damit das E-Feld innerhalb der Elementarzellen. Dies erzeugt eine elektrische Spannung ($U = \Delta x \cdot E$) zwischen den Enden des Kristalls. Diese Spannung ist abhängig von der Richtung, in die die Kraft wirkt, relativ zur Richtung der remanenten Polarisation. Dabei ist als Kraftrichtung nur die der remantenten Polarisation entgegen gesetzte Richtung praktisch sinnvoll.

Zur Berechnung sind mehrere Gleichungen wichtig:
Zunächst die piezoelektrischen Grundgleichungen für die Flussdichte und für die relative Längenänderung (Hook'sches Gesetz)

$$D = \sigma \cdot d + \epsilon \cdot E$$

$$\xi = \sigma \cdot s + d \cdot E$$

Achtung! σ bezeichnet in diesem Zusammenhang die durch die äußere Kraft erzeugte mechanische Spannung im Kristall. Allgemein gilt $\sigma = -F/A$, für F entgegen der remanenten Polarisation.

d ist die piezoelektrische Konstante (Materialkonstante).

Zum Rechnen folgert man aus den Grundgleichungen

- **elektrischer Kurzschluss (E=0):** $D = d \cdot \sigma, \quad \xi = s \cdot \sigma$
- **elektrischer Leerlauf (D=0):** $E = \frac{d}{e} \cdot \sigma$

Ebenfalls nützlich ist, dass für die Ladung gilt $Q = \oint D d\vec{A}$ und dass dies im Leerlauf ebenfalls Null ist.

Anmerkung: Den piezoelektrischen Effekt kann man auch in die andere Richtung als Aktor nutzen: Ein piezoelektrischer Kristall wird, einem E-Feld ausgesetzt, seine Länge ändern.

4 Magnetfeldsensoren

Um Magnetfelder zu detektieren, verwendet man entweder die Lorentzkraft (geometrischer Widerstandseffekt), Materialien mit Vormagnetisierung (Permalloy), Induktivitäten (Sättigungskernverfahren) oder quantenphysikalische Effekte (SQUIDS).

4.1 geometrischer Widerstandseffekt

Sensoren nach diesem Prinzip basieren auf dem Hall-Effekt: Eine dünne Halbleiter-Scheibe wird senkrecht zum Magnetfeld von einem Strom durchflossen. Die Lorentzkraft wirkt auf die Ladungsträger und verlängert ihren Weg durch den Halbleiter. Da der Halbleiter überall einen festen, spezifischen Widerstand aufweist, ändert sich auf diese Weise der Spannungsabfall, den der Strom über dem Halbleiterplättchen hervorruft. So lässt sich das Magnetfeld messen.

Um den Hall-Effekt optimal ausnutzen zu können, muss die Feldplatte in der zur elektrischen Spannung parallelen Richtung kurz im Verhältnis zur Breite sein. Sonst würden sich an den Längsseiten Ladungen ablagern, die ein Hallfeld aufbauen und dem geometrischen Widerstandseffekt entgegenwirken. Eine rotationssymmetrische Geometrie (Corbino-Scheibe) umgeht das Problem ganz.

Der Hallwinkel Θ ist definiert mit $\tan(\Theta) = \pm\mu_{p/n}B$. Man kann die Leitfähigkeit des HL als vom Hallwinkel abhängigen Tensor darstellen. Man nimmt an, dass die Ladungsträger auf einem geraden Weg von einer Elektrode zur anderen wandern, welcher mit dem direkten Weg den Winkel Θ einschließt.

Dann gilt $\vec{J} = \langle\sigma\rangle\vec{E}$ bzw. ausgeschrieben für den zweidimensionalen Fall:

$$\vec{J} = \sigma_0 \cdot \cos^2(\Theta) \begin{pmatrix} 1 & -\tan(\Theta) \\ tan(\Theta) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix}$$

Unter der oben getroffenen Annahme, dass Breite $\gg$ Länge gilt, kann die Y-Richtung des Stromdichtevektors vernachlässigt werden, weil $E_Y = 0$ ist.
Mit $I = \iint \vec{J}d\vec{A}, \quad U = \int \vec{E}d\vec{x}$, dem Ohmschen Gesetz und ein paar trigonometrischen Identitäten gilt dann insgesamt für den abhängigen Widerstand

$$R(B) = R_0(1 + \mu_{p,n}^2 B^2)$$

R_0 ist der Geradeaus-Widerstand des Halbleiters, berechnet nach der bekannten Formel.

Um das Vorzeichen des Magnetfeldes detektieren zu können, muss man einen Permanentmagneten in der Nähe des Sensors anbringen. Allerdings geht dadurch die Linearität verloren.

Bei steigender Ladungsträgerbeweglichkeit wird der Sensor empfindlicher, allerdings sinkt auch der Geradeaus-Widerstand.

Um ein größeres Ausgangssignal zu erreichen, schaltet man mehrere Feldplatten in Reihe.

4.2 ferromagnetischer Widerstandseffekt, Permalloy

Permalloy ist ein weich-magnetisches Material, welches sich also magnetisieren lässt. Für einen Permalloy-Sensor wird ein Leiter aus diesem Material in eine Richtung vormagnetisiert. Dann wird der Leiter in ein Magnetfeld eingebracht. Dieses Magnetfeld lenkt den Strompfad innerhalb des Leiters aus und verändert dadurch (nichtlinear) den Widerstand.

Im Folgenden meinen die Richtungsangaben $\|$ und $\perp$ die Richtung relativ zur Vormagnetisierung. Das äußere Magnetfeld schließt mit der Vormagnetisierung den Winkel Θ ein. Dann gilt (Vormagnetisierung in X-Richtung)

$$R_X = R_\perp + (R_\| - R\perp)\cos^2(\Theta)$$

Für den Winkel gilt $\sin(\Theta) = H_Y/H_k$, also äußeres Feld / Vormagnetisierung. Daraus folgt

$$R_X(H_Y) = R_{max} - \Delta R\left(1 - \left(\frac{H_Y}{H_k}\right)^2\right)$$

mit $R_{max} = R_\perp + \Delta R$.

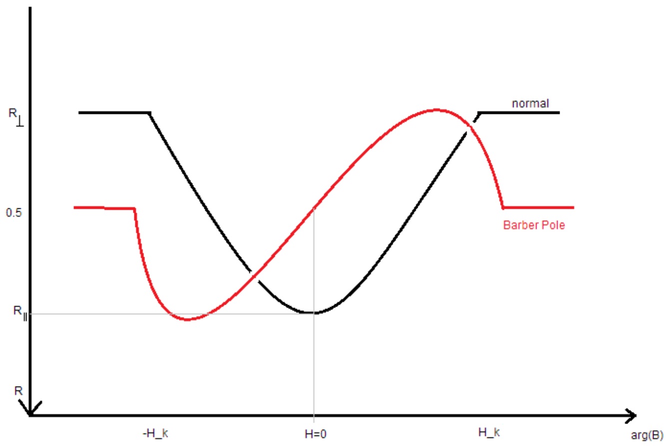

Abbildung 6: Kennlinien eines Ferromagnetischen Sensors mit und ohne Barber-Pole-Struktur

Es ergibt sich eine Kennlinie wie im Bild 6.

Es ist wieder keine Vorzeichendetektion möglich. Dies lässt sich jedoch einfach anpassen, indem man auf den vormagnetisierten Leiter schräge Kurzschlussstreifen aufdampft (Barber Pole). Dann hat der Strompfad mit der Vormagnetisierung schon einen Winkel von 45deg und der Widerstand ändert sich zu

$$R_X(H_Y) = R_{max} - \frac{\Delta R}{2} - \Delta R \frac{H_Y}{H_k} \sqrt{1 - \left(\frac{H_Y}{H_k}\right)^2}$$

Mit diesem Sensor kann man das Vorzeichen detektieren.

4.3 Sättigungskernverfahren

Bei diesem Verfahren nutzt man den Einfluss von Magnetfeldern auf ihnen ausgesetzte Induktivitäten.

Auf einen hochpermeablen Magnetkern werden zwei konzentrische Wicklungen aufgebracht. Die innere Wicklung wird mit einem Wechselstrom von großer Amplitude beaufschlagt, was den Kern periodisch in Sättigung treibt. In der äußeren Spule wird eine Spannung induziert, die durch den Sättigungseffekt auch Harmonische der Schwingung in der inneren Wicklung aufweist.

Ohne äußeres Magnetfeld lassen sich nur ungeradzahlige Harmonische nachweisen, bei vorhandenem Magnetfeld auch geradzahlige.

4.4 SQUIDs

Dieses Messverfahren nutzt quantenmechanische Tunneleffekte aus. Dazu baut man zwei Gabeln aus supraleitendem Material auf, deren Forken durch Josephson-Tunnelkontakte verbunden sind. Durch die Gabeln schickt man einen Strom und misst die äußerlich abfallende Spannung. Jetzt kann man ein Magnetfeld detektieren, welches durch die Öffnung zwischen den Gabeln tritt.

Dazu wählt man den äußeren Strom so, dass in beiden Gabel-Pfaden der Strom nur knapp unter dem Maximalstrom liegt, bei dem die Tunnelkontakte ihre supraleitende Eigenschaft verlieren.

Ein äußeres Magnetfeld induziert nun zusätzlich in den Gabel-Pfaden noch einen magnetischen Fluss, der von einem Gegen(kreis)strom kompensiert wird: Die Tunnelkontakte lassen nur Cooper-Paare durch, welche eine gequantelte Ladung besitzen. Die Tunnelkontakte verlieren ihre Eigenschaft als Supraleiter und eine äußere Spannung ist messbar. Nach einer Weile stellt sich jedoch wieder ein Gleichgewicht ein, die Spannung bricht ein.

Dieses Prinzip eignet sich in erster Linie zur präzisen Messung *sehr kleiner* Änderungen in einem Magnetfeld. Es wird vor allem in der Medizintechnik eingesetzt.

5 Optische Sensoren

Optische Sensoren kommen in einer Vielzahl von Bauformen vor, die jeweils für unterschiedliche Messungen und Zwecke geeignet sind.

5.1 Photozelle, Photonenzähler

Ähnlich wie der pyroelektrische Temperatursensor verwendet diese Klasse von Sensoren die eingestrahlte Lichtleistung. Das Licht wird hier als Photonenstrom aufgefasst. Jedes einzelne Photon hat die Energiebeladung $E = h \cdot f = h \cdot c_0/\lambda$.

Wenn diese Photonen auf eine metallische Oberfläche in einem Vakuum treffen, können sie mit Elektronen mechanisch stoßen und diese Elektronen aus der Oberfläche herauslösen. Diese Elektronen werden (eventuell noch durch eine Dynodenkette vervielfältigt) durch eine starke Gleichspannung zu einer Anode gesaugt. Der Anodenstrom ist dann proportional zur eingestrahlten Photonenzahl. Damit ist die Detektion bis zu einzelner Photonen möglich.

5.2 Photoleiter

Wenn Photonen auf Halbleiter treffen, können sie einzelne Ladungsträger im HL ins Valenzband/Leitungsband befördern und so die Leitfähigkeit des HL verändern.

Der HL absorbiert das Licht in seinem Inneren, dort werden LT abhängig vom Abstand zur Oberfläche generiert, die im HL driften und diffundieren können. An der Oberfläche kommt es durch die dort vorhandenen Unsymmetrien im Gitter zu einer unendlich schnellen Rekombination der LT.

Die LT-Konzentration abhängig vom Abstand zur Oberfläche erhält man durch Lösung der Kontigleichung

$$\frac{\delta \Delta p_n}{\delta t} = -\frac{1}{e_0} div \vec{J}_p + G_p - R_p$$

Man betrachtet den stationären Fall, in dem $\frac{\delta \Delta p_n}{\delta t} = 0$ ist. Für die einzelnen Teile der DGL setzt man

- für die Stromdichte $J_p = J_{Diff} + J_{Drift}$, wobei J_{Drift} vernachlässigt werden kann und mit der Diffusionslänge L_p und der Rekombinationzeit (LT-Lebensdauer) τ_p gilt

$$J_p = J_{Diff} = -e_0 \frac{L_p^2}{\tau_p} \frac{d\Delta p_n}{dx}$$

- für den Generationsterm $G_p = G_0 \exp(-\alpha x)$
- für den Rekombinationsterm $R_p = \frac{\Delta p_n}{\tau_p}$

ein und löst die sich ergebende DGL in x. Für die Anfangswerte verwendet man

$x \to \infty$: $\Delta p_n = 0$ weil dort kein Licht und keine LT ankommen (beschränkte Diffusionslänge L_p.

$x = 0$: Setze die für die Diffusion angegebene Gleichung ein und löse nach der Konstante auf.

So erhält man die LT-Zahl abhängig von der Position im HL. Man kann zeigen, dass $L_p \approx 1/\alpha$ sehr ungünstig ist, weil dann alle LT rekombinieren. Besonders gut ist eine niedrige Diffusionslänge, weil dann die meisten LT die Oberfläche des HL nicht erreichen können. Ist der HL außerdem schlecht lichtdurchlässig, so wird das ganze Licht im Bereich der Oberfläche absorbiert und die dort im Übermaß entstehenden LT diffundieren aufgrund des hohen Konzentrationsgefälles in den HL hinein, anstatt zu rekombinieren.

Für die Zeitantwort eines Photoleiters löst man wieder die Kontigleichung, allerdings diesmal in Zeitbereich. Man betrachtet die Minoritäts-LT und vernachlässigt Diffusion und Drift:

$$\frac{\delta \Delta p_n}{\delta t} = G_p - R_p$$

Für R_p setzt man wie oben ein. Die Lösung der DGL ist

$$\Delta p_n = G_0 \cdot \tau_p (1 - \exp(-t/\tau_p))$$

für den Einschaltvorgang und

$$\Delta p_n = G_0 \cdot \tau_p \cdot \exp(-t/\tau_p)$$

für den Ausschaltvorgang.

Für die Leitfähigkeit im n-Photoleiter gilt dann

$$\frac{\sigma_{photo}}{\sigma_0} = \frac{\Delta n}{n_0} \cdot \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n} + 1$$

Aus der Geometrie folgt für die Leitfähigkeit außerdem allgemein

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta I \cdot l}{V_0 \cdot A}$$

5.3 Photodiode

pin-Dioden verändern unter Bestrahlung mit Licht ihre Eigenschaften als Diode, weil durch die einfallenden Photonen LT generiert werden. Die Diodenkennlinie wird nach unten und rechts verschoben. Den Effekt kann man entweder durch hochohmigen Abgriff der Vorwärtsspannung (Photospannungsbetrieb) oder durch *Messung des Sperrstroms* (Photostrombetrieb) zur Helligkeitsmessung heranziehen.

Im Photostrombetrieb beaufschlagt man die Diode mit einer negativen Vorspannung. Das im pin-Übergang in der Mitte der Diode entstehende E-Feld treibt die generierten LT zu den jeweiligen Enden der Diode (ohne E-Feld würden sie sofort rekombinieren).

Im Folgenden bezeichnen die mit E benannten Größen *Lichtintensitäten pro Zeit und Fläche*, mit der Einheit $[1/(m^2 \cdot s)]$, die auf die Oberfläche des HL fallen.

Wie oben gilt im HL eine exponentielle Absorption des Lichtes, also $E_p \sim \exp(-\alpha x)$. Der Photostrom ergibt sich dann aus

$$I_{photo} = e_0 \cdot A \cdot \eta \cdot \Delta E_p, \quad \Delta E_p = E_{p,in} - E_{p,out}$$

Für den gesamten Diodenstrom gilt nach der bekannten Kennliniengleichung

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{e_0 V}{k_B T}\right) + I_{photo}$$

Nur bei vollständiger Lichtabsorption gilt auch

$$I_{photo} = \frac{|q| \cdot \eta}{hv} \cdot P$$

wobei P die eingestrahlte Leistung ist.

5.4 CCD

Charge Coupled Devices sind spezielle Bildsensoren. Sie beruhen auf einer MOS-Struktur, auf der mehrere transparente Gate-Elektroden aufgebracht werden. Einfallendes Licht generiert im p-Silizium Ladungsträger, die durch Variation der Elektrodenspannungen zur nächsten Elektrode wie in einem Schieberegister durchgereicht werden können.

CCDs werden in (heute nur noch den billigen) Kameras als Bildsensoren eingesetzt.

5.5 TOF-Sensoren

Time-Of-Flight-Sensoren sind optische Distanzsensoren. Sie basieren auf einer schnell gepulsten Laserdiode und einem Lichtsensor, der eine linear vom eingesammelten Licht (integriert) abhängige Spannung ausgibt und durch einen schnellen Shutter abgeblendet werden kann.

Es werden zwei Messreihen gefahren, eine mit und eine ohne Laserpulse. Jede Messreihe besteht aus zwei Laserpulsen der Länge t_p. Der Laserpuls hat zu einem d Meter entfernten Objekt und zurück zum Sensor eine Laufzeit von $t_f = 2d/c_0$.

Gleichzeitig mit dem Beginn des ersten Laserpulses wird der Shutter für genau t_p geöffnet. Die Ausgangsspannung sei $V_{pixel,1}$. Zu Beginn des zweiten Laserpulses wird der Shutter wieder geöffnet, diesmal viel länger als t_p, damit der reflektierte Laserpuls auf jeden Fall ganz empfangen wird. Mit diesem Impuls rechnet man die variable Leistung des empfangenen Signals heraus, die von unterschiedlich weit entfernten und unterschiedlich reflektierenden Materialien kommt. Die Ausgangsspannung sei $V_{pixel,2}$.

Nun wird eine zweite Messreihe nach dem gleichen Schema gefahren, aber ohne den Laserpuls. Hier wird nur die Hintergrundstrahlung gemessen, um ihren Einfluss auf die erste Messung rausrechnen zu können. Die Ausgangsspannungen seinen $V_{bgnd,1}$ und $V_{bgnd,2}$

Die passende Abbildung zur Erklärung befindet sich auf Vorlesungsfolie 5.20

Der Abstand ist dann

$$d = \frac{t_p \cdot c_0}{2} \left(1 - \frac{V_{pixel,1} - V_{bgnd,1}}{V_{pixel,2} - V_{bgnd,2}} \right)$$

Die Größe des Messbereichs wächst mit t_p. Um den Messbereich zu verschieben, öffnet man den Shutter nicht mehr gleichzeitig mit dem Laserpuls, sondern wartet noch ein t_{tot} ab.

Die *Obergrenze* des Messbererichs wird durch die Laufzeit festgelegt, bei der der erste Laserpuls erst wieder ankommt, nachdem der Shutter schon wieder zu ist.
Die *Untergrenze* wird durch die Laufzeit festgelegt, bei der der erste Laserpuls teilweise schon vor Öffnung des Shutters wieder eintrifft.

6 Chemische Sensoren

Chemische Sensoren werden eingesetzt, um die Anwesenheit eines bestimmten Bestandteils in einem Gas oder einer Flüssigkeit zu detektieren.

6.1 Gitterfehlordnungssensor

Dieser Sensor wird zur Detektion von Sauerstoff eingesetzt. Er besteht aus Strontiumtitanat, einem Halbleiter mit beweglichen Sauerstoff-Leerstellen im Kristallgitter. Der Sensor wird mit einer Oberfläche der zu vermessenden Atmosphäre ausgesetzt.

Das SrTiO3 steht mit der Umgebung über die chemische Gleichgewichtsreaktion

$$O_O \rightleftharpoons \frac{1}{2} O_2(g) + 2e' + V_O^{\cdot\cdot}$$

in Kontakt.

6.1.1 Massenwirkungsgesetz

Über das Massenwirkungsgesetz lässt sich aus der oben angegebenen chemischen Gleichung eine Formel für die Ladungsträgerzahl generieren. Für die oben angegebene Reaktionsgleichung gilt

$$K(T) = \frac{P_{O2}^{1/2} + n^2 + [V_0]}{[O_O]}, \quad K_0 = P_{O2}^{1/2} + n^2 + [V_0]$$

wobei P_{O2} den Sauerstoffpartialdruck in der Atmosphäre bezeichnet und $[x]$ eine Konzentration bezeichnet.

6.1.2 Betriebsbereiche des Sensors

Abhängig von den Eigenschaften der Atmosphäre, arbeitet der Sensor in einem der folgenden drei Betriebsbereiche:

- **stark reduzierende Atmosphäre** Hier möchte das umgebende Gas Sauerstoff aufnehmen. Sauerstoffatome verlassen das Gitter und hinterlassen zweifach positiv geladene Leerstellen $V_O^{\cdot\cdot}$. Um diese Leerstellen zu kompensieren, werden zwei Elektronen frei. Die Akzeptorkonzentration ist zu gering, um eine Rolle zu spielen. Daher gilt

  $$[V_O^{\cdot\cdot}] \approx 0.5n$$

  .

- **mäßig reduzierende Atmosphäre** Wie bei der stark reduzierenden Atmosphäre gibt das Gitter Sauerstoff ab. Allerdings kompensieren hier die Akzeptoren die Ladungsunterschiede. Es gilt

  $$[V_O^{\cdot\cdot}] \approx 0.5[A']$$

- **oxidierende Atmosphäre** Hier gibt die Atmosphäre Sauerstoff an das Strontiumtitanatgitter ab. Das Gitter nimmt die Sauerstoffionen auf und es werden positive LT generiert. Es ergibt sich diesmal

  $$[V_O^{\cdot\cdot}] \approx 0.5[A'], \quad n \cdot p =: K_E$$

Zusammen mit der Gleichung für $K_0 = P_{O2}^{1/2} + n^2 + [V_0]$ kann durch Einsetzen und umstellen nach n (bzw. p im Fall der oxid. Atm.) die LT-Zahl berechnet werden.

6.2 Elektrochemischer Sensor

Mit dem elektrochemischen Sensor werden differentielle Sauerstoff-Partialdrücke gemessen. Dazu wird zwischen den beiden Atmosphären eine Verbindung hergestellt, in die eine nur für O^{2-} durchlässige Membran eingebracht wird. An den beiden Membran-Oberflächen wird je ein Platingitter angebracht und zwischen den Gittern eine Spannung gemessen.

Damit Sauerstoffatome durch die Membran passieren können, müssen sie am ersten Platingitter zwei Elektronen aufnehmen, die sie auf der anderen Seite wieder abgeben. Dies führt zu einer messbaren Potenzialdifferenz, die der Gleichung

$$V_{EMK} = \frac{k_B T}{4e_0} \ln \frac{P_{02,Mess}}{P_{02,Luft}}$$

folgt.

6.3 Grenzstromsensor

Der Grenzstromsensor besteht aus einer an der Gasleitung angebrachten Kapillare. Am Ende der Kapillare befinden sich als Abschluss ein Ionenleiter, der mit einer Vorspannung beaufschlagt wird und die Kapillare mit der Umgebung verbindet.

Ionen können nun durch die Kapillare diffundieren und werden dort durch den Ionenleiter abgezogen. Dies ist durch einen Stromfluss durch die Spannungsquelle messbar. Wird die Vorspannung groß genug gewählt, so ist der Strom abhängig von der Diffusion in der Kapillare.