

NEUER HOCEMPFINDLICHER MAGNETFELDSSENSOR

Dr. Ulrich Barjenbruch
Universität GHK Kassel, Fachbereich Meßtechnik,
Wilhelmshöher Allee 73, 34109 Kassel

ZUSAMMENFASSUNG:

Der hier vorgestellte hochempfindliche Magnetfeldsensor mit einem frequenz-analogen Ausgangssignal kann leicht in eine elektrische Schaltung integriert werden. Er besteht aus einem Tunneldiodenoszillator, in dem die notwendige Induktivität durch einen elektrisch leitenden dünnen magnetischen Metallfilmstreifen oder Draht gebildet wird. Widerstand und Induktivität dieses dünnen Metallfilmstreifens werden durch ein schwaches externes Magnetfeld in der Größe von pT bis μ T stark verändert. Hierdurch erhält man einen abstimmbaren RF-Oszillator, dessen Frequenz durch ein schwaches äußeres Magnetfeld verändert wird (magnetisch kontrollierter Oszillator (MCO)). Dieser rauscharme Magnetfeld-Spannung-Wandler ist sehr einfach in seiner Konstruktion und hat eine Empfindlichkeit von mehr als 110 Giga Hz pro Tesla. Er ist geeignet für magnetische Auslese-Systeme oder für integrierte Vielspurköpfe, speziell für Hochfrequenzmagnetköpfe.

1. EINFÜHRUNG:

Aus der Literatur sind drei Arten von hochempfindlichen Magnetfeldsensoren (für den Nano-Tesla-Bereich und darunter) bekannt. Die erste Art besteht aus einem supraleitenden Material (SQUID) [1], ihre Konstruktion ist jedoch kompliziert und verursacht hohe Anschaffungs- und Unterhaltungskosten. Die zweite besteht aus einem Halbleitermaterial (in erster Linie auf dem Hall-Effekt basierend) [2,3,4,5], diese Sensoren sind leicht integrierbar und preiswert in der Herstellung, allerdings ist ihre Empfindlichkeit aufgrund eines starken inneren Rauschens (Funkelrauschen) sehr begrenzt [2]. Die dritte besteht aus metallischem Material; eine Form hiervon basiert auf dem anisotropen Magnetowiderstand (MR-Element) [6,7,8], die andere Art basiert auf Änderung der Aussteuerbarkeit einer Wechsellagerung einer Spulen-Magnetkern-Anordnung unter dem Einfluß eines externen Magnetfeldes [9,10] (Fluxgate-Magnetometer oder auch unter dem Namen Förstersonde bekannt). Beide Sensoren weisen sehr komplexe Strukturen auf (MR-Element in einer barber-pole Anordnung für eine Linearisierung der Ausgangsspannung und in einer Brückenanordnung für eine Steigerung der Empfindlichkeit oder ein Fluxgate-Magnetometer mit vielen Spulenwicklungen), aus diesem Grunde sind sie für integrierte Schaltungen nur eingeschränkt geeignet.

Der hier dargestellte Sensor ist in seiner Struktur sehr einfach (nur drei Bauteile, s. Abb. 1), so daß er z.B für ein magnetisches Auslese-System oder für ein integriertes Magnetkopf-Array

gut geeignet ist. Das frequenz-analoge Ausgangssignal sorgt für eine störungsarme Informationsübertragung (auch z.B. drahtlos) und für eine einfache Digitalisierung durch Zählung der Impulse. Der Sensor ist unter physikalischen und theoretischen Gesichtspunkten untersucht worden.

2. PRINZIP DER MAGNETFELDEMPFINDLICHKEIT:

Abb. 1 zeigt eine schematische Darstellung des Magnetfeldsensors. Wenn ein externes Magnetfeld auf den dünnen Metallstreifen (z. B. ein kleines Mumetallband oder ein Band aus amorphem Metall) einwirkt, wechselt die RF-Permeabilität auf unterschiedliche Weise, abhängig von dem inneren magnetischen Verhalten des Metalls [11,12,13], was wiederum eine Frequenzänderung bei dem in Abb. 1 gezeigten Tunnel-

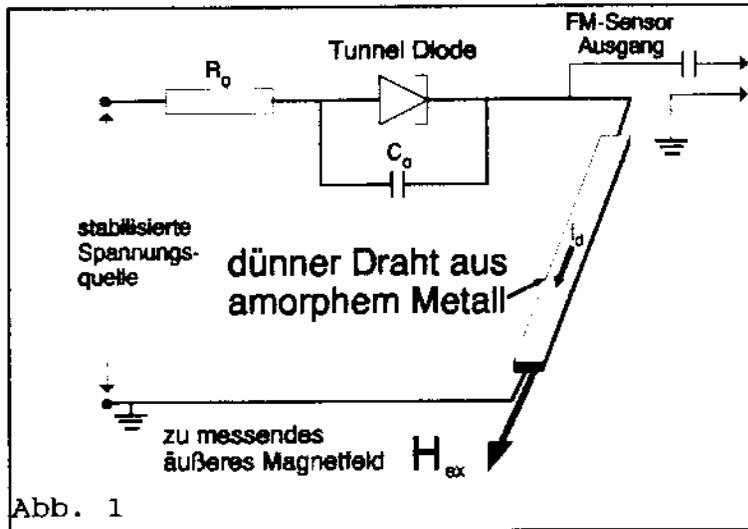


Abb. 1

diodenoszillator hervorruft. Bei vorgegebener Größe des Drahtes hängen die Art und die Größe dieser Permeabilitätsänderung von der Anregungsfrequenz und der Größe des Oszillatorstromes (z.B. von der pulsierenden Stromdichte im Streifen), sowie von der Größe und der Richtung des äußeren Magnetfeldes im Verhältnis zur Richtung der inneren Magnetisierung im Magnetstreifen ab. Abb. 2 zeigt diese Faktoren für den hier besprochenen Sensor. Wir nehmen an, daß der Streifen in zwei Teile mit unterschiedlichem magnetischem Verhalten aufgeteilt werden kann (vergleichbar dem Wiegand-Draht [14]). Der innere Bereich hat eine magnetische Vorzugs-

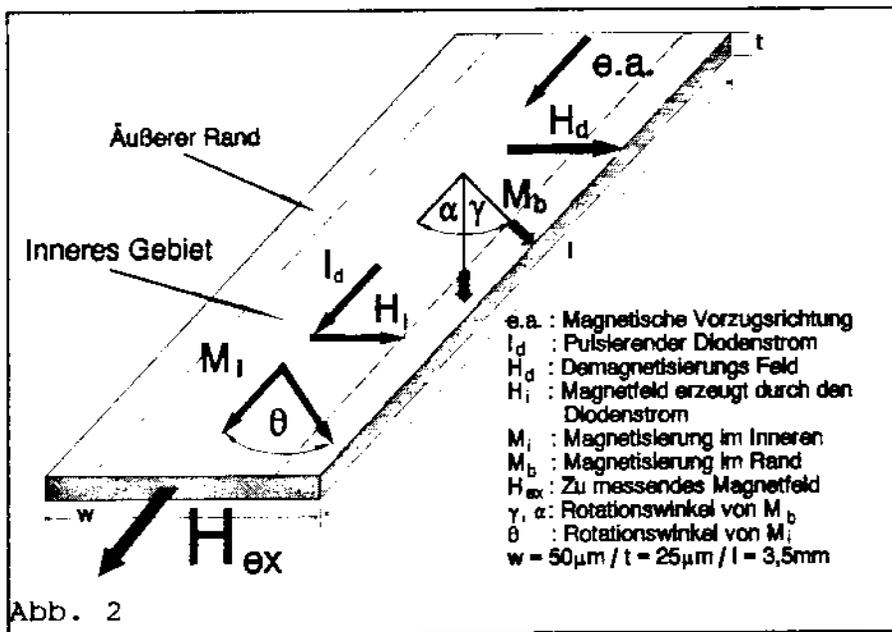


Abb. 2

- e.a. : Magnetische Vorzugsrichtung
- I_d : Pulsierender Diodenstrom
- H_d : Demagnetisierungs Feld
- H_i : Magnetfeld erzeugt durch den Diodenstrom
- M_i : Magnetisierung im Inneren
- M_b : Magnetisierung im Rand
- H_{ex} : Zu messendes Magnetfeld
- γ, α : Rotationswinkel von M_b
- θ : Rotationswinkel von M_i
- $w = 50\mu\text{m} / t = 25\mu\text{m} / l = 3,5\text{mm}$

richtung (leichte Achse (e.a.)) parallel zur Achse des Streifens. Der äußere Rand (Randbereich) hat eine Magnetisierungsrichtung (M_b), die einen Winkel α mit der leichten Achse des inneren Bereichs einschließt (s. Abb. 2). Durch die Wechsel-

magnetisierung aufgrund des magnetischen Feldes H_1 werden die Magnetisierungen im inneren Bereich und im Rand um die Winkel θ bzw. γ gedreht. Dieser große Unterschied gegenüber einem homogenen Material kann vielleicht durch eine Zerstörung der Metallstruktur am Rand entstehen, indem der Magnetstreifen aus einem großen Stück herausgeschnitten wird. Die o.g. Annahme wird durch theoretische Berechnungen bestätigt (s. Abschnitt 4).

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND ERGEBNISSE:

Der neue Sensor besteht aus einer einstellbaren und stabilisierten Spannungsquelle (20 - 200 mV), einer Tunnel diode und dem dünnen Metallfilmstreifen in einer Reihenschaltung [15] (s. Abb. 1). Die notwendige Kapazität C_0 ist die Summe aus der Tunnel diodenkapazität (ca. 50 pF) und allen äußeren parasitären Kapazitäten. Der in Abb. 1 mit R_0 dargestellte Widerstand entspricht dem Realteil der gesamten Schaltungs impedanz. Die Oszillatorfrequenz ist auf annähernd 110 MHz eingestellt worden. Das FM-Signal des Sensors wird mit einem kommerziellen FM-Demodulator (Video-PLL Valvo-IC NE 568) demoduliert. Danach wird das demodulierte Ausgangssignal mit einem Lock-In-Verstärker gemessen. Die Lock-In-Technik wurde gewählt, um das elektrische Rauschen der Schaltung zu messen und um eventuell die magnetischen Streufelder zu eliminieren. Das Rauschen des gesamten Meßsystems (Sensor, Demodulator und Vorverstärker) ist in Abb. 3 für das interessante Frequenzintervall von 10 bis 110 Hz zu sehen. In dem Spektrum ohne magnetische Abschirmung ist deutlich die magnetische Strahlung der Energieversorgung (50 Hz) und die der Deutschen Bundesbahn bei 16 2/3 Hz zu erkennen. Bei einer gemessenen Magnetfeldempfindlichkeit von 360 kV / Tesla (Abb. 4) hat der Sensor ein äquivalentes Magnetfeldrauschen von ca. 300 Piko Tesla pro $\sqrt{\text{Hz}}$.

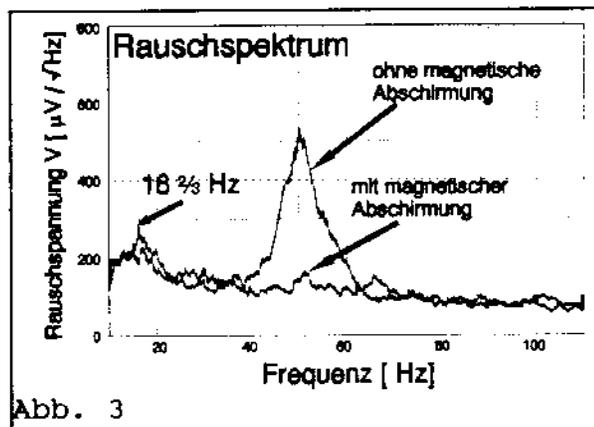


Abb. 3

Das äußere Magnetfeld H_{ex} wurde durch ein Helmholtz-Spulen-Paar erzeugt und durch ein kommerzielles Gaussmeter (F.W. Bell, Serie 9900) geeicht. In Abb. 4 wird die Abhängigkeit des Ausgangssignals von dem äußeren Magnetfeld H_{ex} gezeigt (Linearitätsfehler $< 0.1\%$). Das wechselnde Magnetfeld hatte eine Frequenz von 233 Hz und einen Bias von 250 μT . Der Magnetstreifen war aus Vitrovac® (Maße: $l = 30 \text{ mm} / w = 0.1 \text{ mm} / t = 0.25 \text{ mm}$ (s. Abb. 2)).

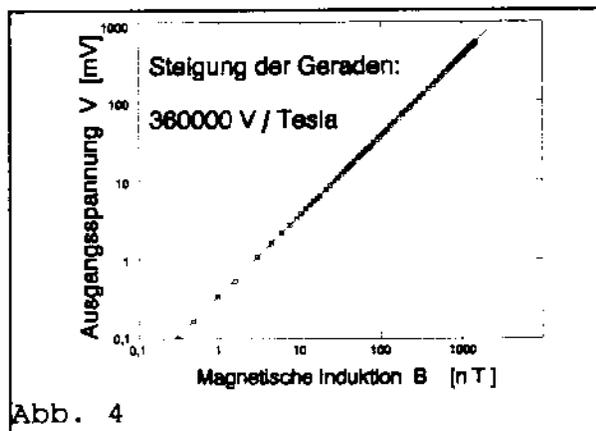


Abb. 4

magnetisierung aufgrund des magnetischen Feldes H_1 werden die Magnetisierungen im inneren Bereich und im Rand um die Winkel θ bzw. γ gedreht. Dieser große Unterschied gegenüber einem homogenen Material kann vielleicht durch eine Zerstörung der Metallstruktur am Rand entstehen, indem der Magnetstreifen aus einem großen Stück herausgeschnitten wird. Die o.g. Annahme wird durch theoretische Berechnungen bestätigt (s. Abschnitt 4).

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND ERGEBNISSE:

Der neue Sensor besteht aus einer einstellbaren und stabilisierten Spannungsquelle (20 - 200 mV), einer Tunnel diode und dem dünnen Metallfilmstreifen in einer Reihenschaltung [15] (s. Abb. 1). Die notwendige Kapazität C_0 ist die Summe aus der Tunnel diodenkapazität (ca. 50 pF) und allen äußeren parasitären Kapazitäten. Der in Abb. 1 mit R_0 dargestellte Widerstand entspricht dem Realteil der gesamten Schaltungsimpedanz. Die Oszillatorfrequenz ist auf annähernd 110 MHz eingestellt worden. Das FM-Signal des Sensors wird mit einem kommerziellen FM-Demodulator (Video-PLL Valvo-IC NE 568) demoduliert. Danach wird das demodulierte Ausgangssignal mit einem Lock-In-Verstärker gemessen. Die Lock-In-Technik wurde gewählt, um das elektrische Rauschen der Schaltung zu messen und um eventuell die magnetischen Streufelder zu eliminieren. Das Rauschen des gesamten Meßsystems (Sensor, Demodulator und Vorverstärker) ist in Abb. 3 für das interessante Frequenzintervall von 10 bis 110 Hz zu sehen. In dem Spektrum ohne magnetische Abschirmung ist deutlich die magnetische Strahlung der Energieversorgung (50 Hz) und die der Deutschen Bundesbahn bei 16 2/3 Hz zu erkennen. Bei einer gemessenen Magnetfeldempfindlichkeit von 360 kV / Tesla (Abb. 4) hat der Sensor ein äquivalentes Magnetfeldrauschen von ca. 300 Piko Tesla pro $\sqrt{\text{Hz}}$.

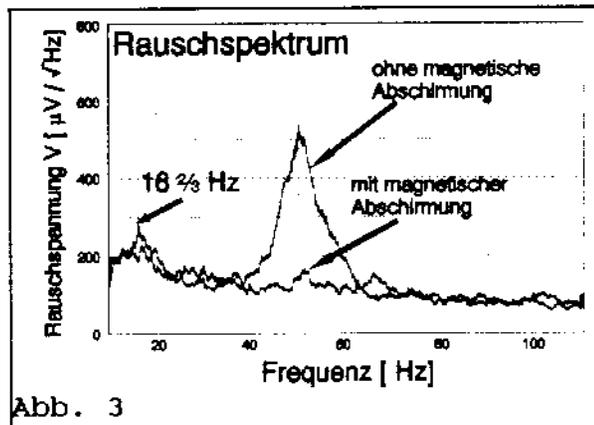


Abb. 3

Das äußere Magnetfeld H_{ex} wurde durch ein Helmholtz-Spulen-Paar erzeugt und durch ein kommerzielles Gaussmeter (F.W. Bell, Serie 9900) geeicht. In Abb. 4 wird die Abhängigkeit des Ausgangssignals von dem äußeren Magnetfeld H_{ex} gezeigt (Linearitätsfehler $< 0.1\%$). Das wechselnde Magnetfeld hatte eine Frequenz von 233 Hz und einen Bias von 250 μT . Der Magnetstreifen war aus Vitrovac® (Maße: $l = 30 \text{ mm} / w = 0.1 \text{ mm} / t = 0.25 \text{ mm}$ (s. Abb. 2)).

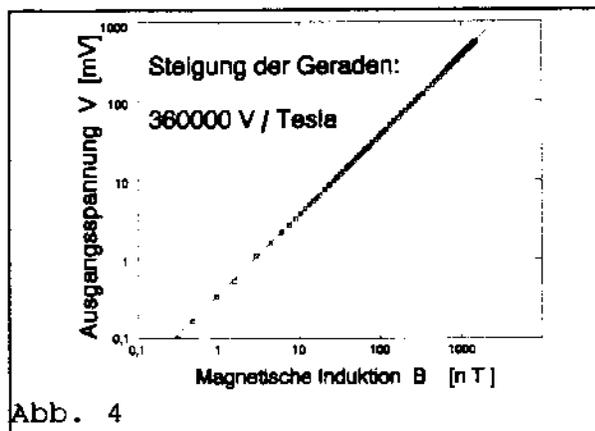


Abb. 4

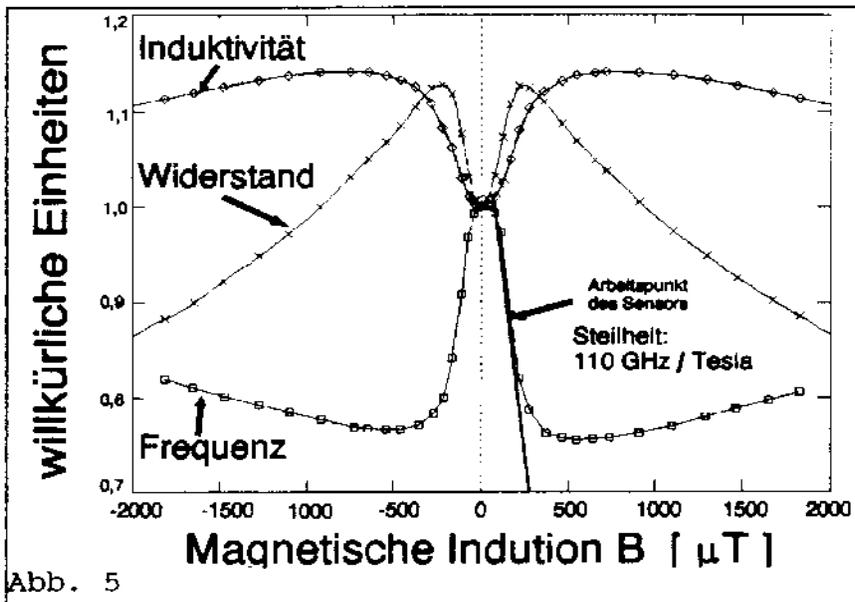


Abb. 5

In Abb. 5 sind die relativen Abhängigkeiten der Oszillatorfrequenz, der Induktivität und des Widerstandes der Oszillatorschaltung von dem angelegten äußeren Magnetfeld H_{ex} zu sehen. Im Arbeitspunkt des Sensors (Magnetfeld Bias: ca. 250 μT) ist die Kurve durch eine gerade Linie mit

einer Steilheit von -110 GHz pro Tesla angenähert. Die in Abb. 5 gezeigte Kurve ist nicht symmetrisch zum Nullpunkt des Magnetfeldes. Dieses Verhalten wird durch die Hysterese des Streifenmaterials verursacht. Der Grund für die ungleichen Höhen der Minima innerhalb der Kurve ist bis jetzt unbekannt, aber für einen gesamten Kreislauf der Magnetfeldstärke ist die Kurve vollkommen symmetrisch.

4. THEORETISCHE BERECHNUNGEN:

Die ersten Überlegungen gelten der theoretischen Abhängigkeit der Frequenz eines Tunnel-Diodenoszillators von seiner komplexen Impedanz [15,16]. Sie ist gegeben als:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \times (1 - R \times |g|) - \frac{1}{4} \times \left(\frac{R}{L} - \frac{|g|}{C} \right)^2$$

Wobei folgende Abkürzungen benutzt werden: $R \leftrightarrow$ Widerstand, $g \leftrightarrow$ Leitwert der Diode, $L \leftrightarrow$ Induktivität und $C \leftrightarrow$ Kapazität der gesamten Oszillatorschaltung im Arbeitspunkt. Entwickelt man diese Gleichung in eine Potenzreihe (Taylor-Reihe) der Größen $\Delta R/R_0$ und $\Delta L/L_0$ und bricht die Entwicklung nach dem linearen Glied ab (1.Ordnung), so erhält man folgende Gleichung:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - \frac{1}{2 \times (1 - R_0 \times |g_0|)} \times \left(\frac{\Delta R}{2 \times R_0} \times (R_0 \times |g_0|) + \frac{\Delta L}{L_0} \right)$$

Mit R_0 und L_0 als dem Widerstand bzw. der Induktivität im Arbeitspunkt des Oszillators ohne ein von außen angelegtes Magnetfeld. Es ist sofort erkennbar, daß die relative Frequenzänderung $\Delta \omega/\omega_0$, und nur diese Größe ist entscheidend, eine lineare Funktion der relativen Widerstands- ($\Delta R/R_0$) und der relativen Induktivitätsänderung ($\Delta L/L_0$) ist. Bei den bekannten Spulen-Magnetkern-Anordnungen ist der Realteil des Widerstandes R_0 verhältnismäßig groß, so daß die relativen Widerstandsänderungen ($\Delta R/R_0$) kleine Änderungen sind. In Abb. 6 sind einzelne Summen der obigen Formel für $\Delta \omega/\omega_0$ gegenüber den relativen Änderungen

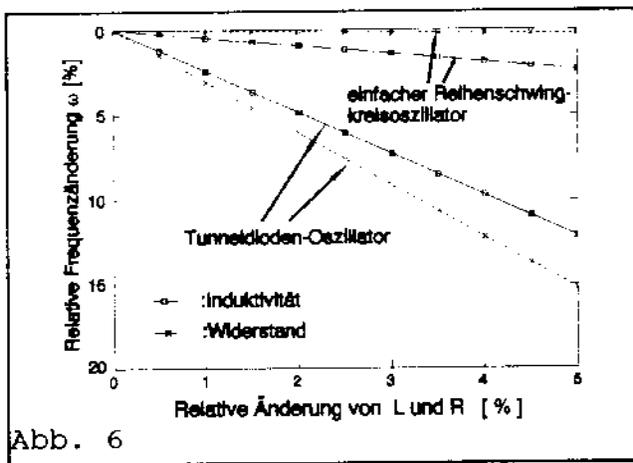


Abb. 6

der Induktivität und des Widerstandes für den Tunnelknoten-Oszillator im Vergleich zu einem einfachen Reihenschwingkreisoszillator aufgezeigt. Deutlich ist zu erkennen, daß beim Reihenschwingkreisoszillator eine Widerstandsänderung praktisch keine bzw. nur eine geringe Frequenzänderung hervorruft, weiter ist der Abb. 6 zu entnehmen, daß die Frequenzänderungsanteile beim Tunnelknoten-Oszillator

sowohl bezüglich der Widerstands- als auch der Induktivitätsänderung wesentlich größer sind, bei sonst gleichen elektrischen Verhältnissen. Aufgrund dieser Überlegungen ist es unbedingt notwendig, niederohmige Verstärkerelemente, wie z.B. die Tunneldiode, für die Anregung der Schwingkreise zu benutzen. Auch in Abb. 5 ist sehr gut sichtbar, daß im Bereich des Arbeitspunktes und damit im Bereich der größten relativen Frequenzänderung ($\Delta\omega/\omega_0$) auch die relativen Widerstands- ($\Delta R/R_0$) und die relativen Induktivitätsänderungen ($\Delta L/L_0$) ihr Maximum haben. Diese gemessenen Umstände wurden mit theoretischen Berechnungen der gesamten Oszillatorschaltung mittels PSPICE® überprüft.

Um das Ansteigen des Widerstandes und der Induktivität im Bereich des Arbeitspunktes des Sensors (Abb. 5) zu erklären, müssen einige Annahmen gemacht werden:

- 1.) Alle Blochwandverschiebungen werden vernachlässigt aufgrund der hohen Ummagnetisierungsfrequenz (ca. 100 MHz), bei der die Blochwände nicht mehr der Anregung folgen können.
- 2.) Alle Änderungen die auf dem anisotropen Magnetowiderstand beruhen werden nicht berücksichtigt, da die hier festgestellten Änderungen des Widerstandes mindestens um eine Größenordnung größer sind als beim MR-Effekt [6].
- 3.) Die magnetischen Verhältnisse im inneren Gebiet (Abb. 2.) sind so wie sie der Hersteller des Materials angibt (z.B.: Vitrovac® Z 25 hat eine Vorzugsrichtung parallel zur Drahtachse) und werden in 1. Näherung nicht durch den Rand beeinflusst.
- 4.) Die Hauptkomponente des magnetischen Anregungsfeldes hat eine Richtung senkrecht zum Diodenstrom.

Unter diesen vier Bedingungen ist ein elektrisches Verhalten des Schwingkreises wie es in Abb. 5 dargestellt ist nicht erklärbar, wenn man davon ausgeht, daß der Draht homogen ist. Daher müssen wir annehmen, daß der Draht z.B. im Randgebiet (s. Abb. 2) eine andere magnetische Orientierung hat als im Innern. Wir haben das Magnetisierungsmodell nach Abb. 2 benutzt und versucht, durch theoretische Rechnungen die Meßwerte zu verifizieren.

Die Rechnung ist in drei Abschnitte gegliedert, die jetzt einzeln erläutert werden:

1. Schritt: Wir berechnen die Richtung (Winkel α) der Magnetisierung M_b im Randbereich (Abb. 2) unter dem Einfluß des äußeren Magnetfeldes H_{ex} und dem Demagnetisierungsfeld H_d (H_d senkrecht zur Drahtachse) durch eine Minimierung der Gesamtenergie. Die Gesamtenergie [12] des Systems ist gegeben durch:

$$E(\alpha) = K_b \times \sin^2(\alpha) - H_d \times M_b \times \sin(\alpha) - H_{ex} \times M_b \times \cos(\alpha)$$

K_b ist die Anisotropiekonstante im Randbereich.

2. Schritt: Mit dem Gleichgewichtswert für die Magnetisierungsrichtung im Randbereich (Winkel α) wird der Rotationswinkel γ der Magnetisierung im Randbereich unter dem Einfluß des Anregungsmagnetfeldes H_i und des äußeren Magnetfeldes H_{ex} berechnet. Die Gesamtenergie ist gegeben als:

$$E(\gamma) = K_b \times \sin^2(\gamma) - H_i \times M_\alpha \times \sin(\gamma) - H_{ex} \times M_\alpha \times \cos(\gamma)$$

Mit $M_\alpha = M_b \times \sin(\alpha)$.

3. Schritt: Wie in Schritt 2 wird nun für den Innenbereich der Rotationswinkel θ bestimmt. Er ist gegeben durch das Minimum von $E(\theta)$.

$$E(\theta) = K_i \times \sin^2(\theta) - H_i \times M_i \times \sin(\theta) - H_{ex} \times M_i \times \cos(\theta)$$

K_i ist nun wiederum die Anisotropiekonstante im Innenbereich. Die Permeabilität μ ist gegeben als die Ableitung der totalen Magnetisierung in paralleler Richtung zur Drahtachse von dem Anregungsfeld H_i :

$$M_{total} = V_i \times M_i \times \sin(\theta) + V_b \times M_\alpha \times \sin(\gamma) , \mu \propto \frac{\Delta M_{total}}{\Delta H_i}$$

V_i, V_b entsprechen den relativen Volumenanteilen des inneren Gebietes bzw. des äußeren Randes. Der Realteil des Wechselstromwiderstandes wird durch die Dämpfung der Rotationsbewegungen der Magnetisierungen bestimmt, und wird nach [17] proportional zum Quadrat des Sinus des entsprechenden Drehwinkels angenommen:

$$R \propto V_i \times \sin^2(\theta) + V_b \times \sin^2(\gamma)$$

Abb. 7 zeigt die oben besprochenen Rechnungen ($L \propto \mu$) im Vergleich mit den gemessenen Werten in Einheiten von L_o und R_o . Wenn man berücksichtigt, daß das Magnetisierungsmodell relativ einfach ist, so ist die Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemess-

senen Werten vergleichsweise gut. Im Verlauf der Widerstandsberechnung gibt es einige Abweichungen, die aber auf eine Vernachlässigung des Skin-Effektes und anderer Dämpfungsmechanismen zurückzuführen sind. Darüberhinaus ist den Rechnungen zu entnehmen, daß der Randbereich ca. 30% des Gesamtvolumens in Anspruch nimmt und daß der Winkel α ohne äußeres Magnetfeld ca. 90 Grad mißt.

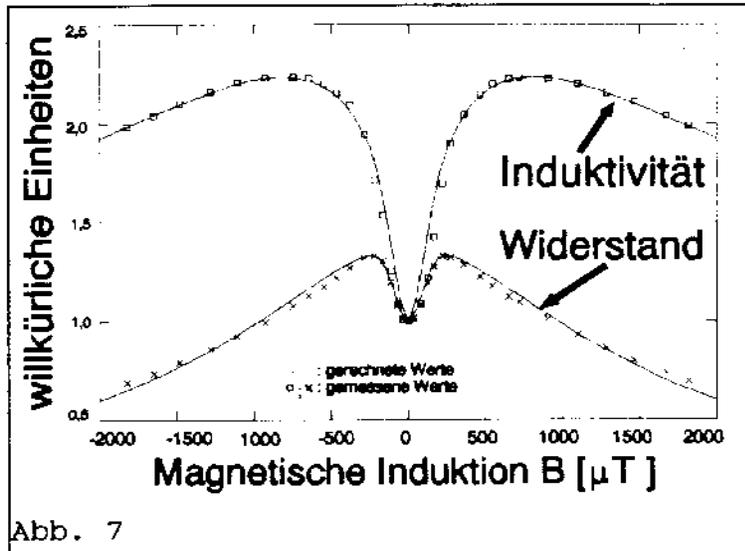


Abb. 7

5. SCHLUBFOLGERUNG:

Es ist gezeigt worden, daß eine weitere Verkleinerung von Kernsondenmagnetometern (Fluxgate) ohne jeglichen Empfindlichkeitsverlust möglich ist. Auf die sonst üblichen Spulenwicklungen kann verzichtet werden, indem der Strom, der das Wechselmagnetfeld erzeugt, direkt durch die elektrisch leitende Kernsonde geschickt wird. In einem konventionellen Kernsondenmagnetometer hängt die magnetische Empfindlichkeit von der äußeren Permeabilitätsänderung der Spule (außerhalb des Spulendrahtes) ab. Die magnetische Empfindlichkeit des hier vorgestellten Sensors hängt von der inneren Permeabilitätsänderung (innerhalb des Drahtes) ab. Da die innere Permeabilität viel kleiner ist als die äußere, sind ihre Änderungen ebenfalls kleiner. Verwendet man den Imaginär- und den Realteil der Permeabilität für die Bildung des Signals, können diese kleineren Änderungen kompensiert werden. In unseren weiteren Experimenten haben wir versucht, die Größe des Streifens zu reduzieren, weil wir festgestellt hatten, daß eine Verkleinerung die Empfindlichkeit erhöht. Eine weitere Verkleinerung kann nicht durch mechanisches Schneiden eines Streifens von einer Folie, sondern nur durch chemisches Ätzen oder durch

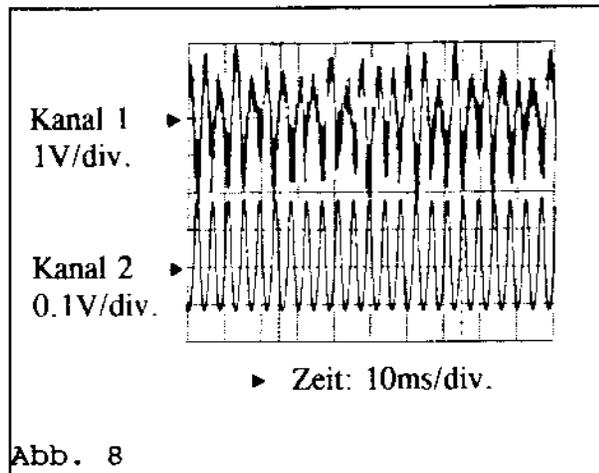


Abb. 8

MBE-Technik erreicht werden. Die MBE-Technik könnte mit einer Integration des ganzen Sensors verbunden werden.

Um die Überlegenheit des vorgestellten Magnetfeldsensors zu demonstrieren, ist ein direkter Vergleich mit einem auf dem Hall-Effekt basierenden kommerziellen Magnetometer nützlich. Abb. 8 (Kanal 1) zeigt das Oszillogramm des Ausgangssignals eines AC-Magnetometers in der mittleren

Preisklasse (ca. 8000 DM). Das äußere Magnetfeld H_{ax} hat eine Amplitude von 180 μ T und eine Modulationsfrequenz von 233 Hz. Kanal 2 in Abb. 8 zeigt ein Oszillogramm des PLL-Ausgabesignals (Demodulator) des hier vorgestellten Sensors, angeregt durch das gleiche äußere Magnetfeld. Der Vorteil des neuen Sensors ist offensichtlich, weil er, verglichen mit einem herkömmlichen Sensor (z.B. Hall-Sensor), trotz seiner einfachen Bauweise ein klares und großes Signal mit sehr geringem Rauschen aufweist.

6. LITERATUR:

1. Takahiro Aoyama, Shuji Miyake, Sensors and Actuators, A21-A23 (1990), (812-814)
2. A. Chovet, Ch. S. Roumenin, G. Dimodopoulos and N. Mathieu, Sensors and Actuators, A21-A23 (1990), 790-794
3. Yoshinobu Sugiyama, Hajime Soga, Munecazu Tacano and H. P. Baltes, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, No. 9, (1989), 1639-1642
4. K. Hölzlein, J. Larik, Sensors and Actuators, A25-A27, (1991), 349-355
6. U. Dibbern, Sensors and Actuators, 10, (1986), 127-140
7. F. Rottmann, F. Dettmann, Sensors and Actuators, A, 25-27, (1991), 763-766
8. T.R. McGuire and R. I. Potter, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-11, No. 4, (1975), 1018-1038
9. A. Akiyama, H. Iwasaki, S. Yatabe and S. Chiba, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-22, No.5, (1986), 692-694
10. Thomas Seitz, Sensors and Actuators, A, 21-23, (1990), 799-802
11. D. O. Smith, Journal of Applied Physics, Vol. 29, No. 3. (1958), 264-273
12. Neil Smith, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, No.2, (1991), 729-741
13. J. P. J. Groenland, C. J. M. Eijkel, J.H. J. Fluitman and R. M. de Ridder, Sensors and Actuators, A 30, (1992), 89-100
14. J. R. Wiegand, US Patent 3.892 118, (1975)
15. E. Gottlieb and J. Giorgis, June 14, (1963), 36-42
16. D. K. Roy and B. R. Pamplin (ed), Pergamon Press, (1977)
17. R. A. McCurrie and M. W. Viccary, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-22, No.6, (1986), 1849-1858

Preisklasse (ca. 8000 DM). Das äußere Magnetfeld H_{ex} hat eine Amplitude von 180 μ T und eine Modulationsfrequenz von 233 Hz. Kanal 2 in Abb. 8 zeigt ein Oszillogramm des PLL-Ausgabesignals (Demodulator) des hier vorgestellten Sensors, angeregt durch das gleiche äußere Magnetfeld. Der Vorteil des neuen Sensors ist offensichtlich, weil er, verglichen mit einem herkömmlichen Sensor (z.B. Hall-Sensor), trotz seiner einfachen Bauweise ein klares und großes Signal mit sehr geringem Rauschen aufweist.

6. LITERATUR:

1. Takahiro Aoyama, Shuji Miyake, Sensors and Actuators, A21-A23 (1990), (812-814)
2. A. Chovet, Ch. S. Roumenin, G. Dimodopoulos and N. Mathieu, Sensors and Actuators, A21-A23 (1990), 790-794
3. Yoshinobu Sugiyama, Hajime Soga, Munecazu Tacano and H. P. Baltes, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, No. 9, (1989), 1639-1642
4. K. Hölzlein, J. Larik, Sensors and Actuators, A25-A27, (1991), 349-355
6. U. Dibbern, Sensors and Actuators, 10, (1986), 127-140
7. F. Rottmann, F. Dettmann, Sensors and Actuators, A, 25-27, (1991), 763-766
8. T.R. McGuire and R. I. Potter, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-11, No. 4, (1975), 1018-1038
9. A. Akiyama, H. Iwasaki, S. Yatabe and S. Chiba, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-22, No.5, (1986), 692-694
10. Thomas Seitz, Sensors and Actuators, A, 21-23, (1990), 799-802
11. D. O. Smith, Journal of Applied Physics, Vol. 29, No. 3. (1958), 264-273
12. Neil Smith, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, No.2, (1991), 729-741
13. J. P. J. Groenland, C. J. M. Eijkel, J.H. J. Fluitman and R. M. de Ridder, Sensors and Actuators, A 30, (1992), 89-100
14. J. R. Wiegand, US Patent 3.892 118, (1975)
15. E. Gottlieb and J. Giorgis, June 14, (1963), 36-42
16. D. K. Roy and B. R. Pamplin (ed), Pergamon Press, (1977)
17. R. A. McCurrie and M. W. Viccary, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-22, No.6, (1986), 1849-1858