
6 Realisierung einer hochfrequenten Strommesstechnik

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, eine Strommesstechnik zu entwickeln, die es ermöglicht, auch hochfrequente Ströme zu untersuchen. Mit dem in Kap. 2 vorgestellten Dipolmodell ist das aufgrund der direkten Proportionalität zwischen der Kraft und dem zu messenden Strom nicht möglich. Lediglich Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz des Hebelarms können untersucht werden. Die Resonanzfrequenzen der Hebelarme liegen jedoch deutlich unter $f=1$ MHz. Um Mischtechniken, wie sie bei der elektrischen Kraftmikroskopie angewendet werden [Böhm 1995, Leyk 1998], verwenden zu können, muss eine nichtlineare, optimalerweise eine quadratische Abhängigkeit zwischen Strom und Kraft vorliegen.

In dem Modell aus Kap. 2 ist für einen punktförmigen Leiter die magnetische Kraft auf die Messspitze gegeben durch:

$$F_z = -\mu_0 |\vec{m}| \frac{\partial H_z}{\partial z} = \mu_0 |\vec{m}| \frac{-x \cdot z \cdot I}{\pi(x^2 + z^2)^2}. \quad (6.1)$$

Betrachtet man das Dipolmodell, welches der Gleichung 6.1 zu Grunde liegt, so fällt auf, dass die Magnetisierung der gesamten ferromagnetischen Schicht als ein einzelner magnetischer Dipol der Größe \vec{m} angenommen wird. Dies beschreibt die realen Verhältnisse nicht hinreichend

$$|\vec{m}| \cong \vec{M}. \quad (6.2)$$

Bei genauerer Betrachtung des magnetischen Dipols ist zu erkennen, dass die Größe des Dipols auch eine Abhängigkeit vom angelegten magnetischen Feld besitzt [Proksch 1999]. Dies ist durch die ferromagnetischen Eigenschaften der Beschichtung bedingt,

$$\vec{m} = \vec{m}_0 + \chi_m(\omega) \cdot \vec{H}. \quad (6.3)$$

Auch hierbei gilt, dass der Hebelarm der Messsonde nur Kräfte in z -Richtung aufnehmen kann. Somit ist es möglich, die Gleichung analog den Annahmen aus Kap. 2 zu vereinfachen zu

$$m_z = |\vec{m}_0| + \chi_m(\omega) \cdot H_z. \quad (6.4)$$

Da jedoch das Magnetfeld direkt proportional dem in der Leiterbahn fließenden Strom ist,

$$\vec{H} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{x^2 + z^2} \begin{pmatrix} z \\ -x \end{pmatrix} \cdot I, \quad (6.5)$$

besteht ebenso eine Abhängigkeit zwischen dem magnetischen Dipol \vec{m} und dem in der Leiterbahn fließenden Strom I :

$$\vec{m} = \vec{m}_0 + \chi_m(\omega) \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{x^2 + z^2} \begin{pmatrix} z \\ -x \end{pmatrix} \cdot I. \quad (6.6)$$

Mit der Gleichung 6.6 ergibt sich für die Kraft in z -Richtung aus Gleichung 6.1

$$F_z = -\mu_0 |\vec{m}_0| \frac{-x \cdot z \cdot I}{\pi(x^2 + z^2)^2} - \mu_0 \cdot \chi_m(\omega) \cdot \frac{x \cdot z \cdot I}{\pi(x^2 + z^2)^2} \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2 + z^2} \cdot I \quad (6.7)$$

bzw.

$$F_z = -\mu_0 |\vec{m}_0| \frac{-x \cdot z \cdot I}{\pi(x^2 + z^2)^2} - \mu_0 \cdot \chi_m(\omega) \cdot \frac{x^2 \cdot z}{2\pi^2(x^2 + z^2)^3} \cdot I^2. \quad (6.8)$$

Zur besseren Übersicht werden die ortsabhängigen, stromunabhängigen Terme im Folgenden mit $c_1(x,y,z)$ und $c_2(x,y,z)$ bezeichnet. Somit ergibt sich für Gleichung 6.9:

$$F_z = c_1 \cdot I - c_2 \cdot I^2. \quad (6.9)$$

Durch die quadratische Abhängigkeit der auf die Messspitze wirkenden Kraft im Bezug zu dem in der Leiterbahn fließenden Strom hat man die Möglichkeit, über geeignete Modulationsverfahren auch hochfrequente Ströme zu messen. Hier bietet sich die Amplitudenmodulation auf der Leiterbahn [Wittphal 2000] an, die in der elektrischen Kraftmikroskopie bereits erfolgreich eingesetzt wird.

6.1 Grundlagen und Messaufbau

Zur Messung hochfrequenter Ströme wird auf die in Kap. 2 bzw. Kap. 3 vorgestellte, niederfrequente Strommesstechnik zurückgegriffen. Die Probe wird, wie in Bild 6.1 dargestellt, mit einem modulierten Strom beschaltet.

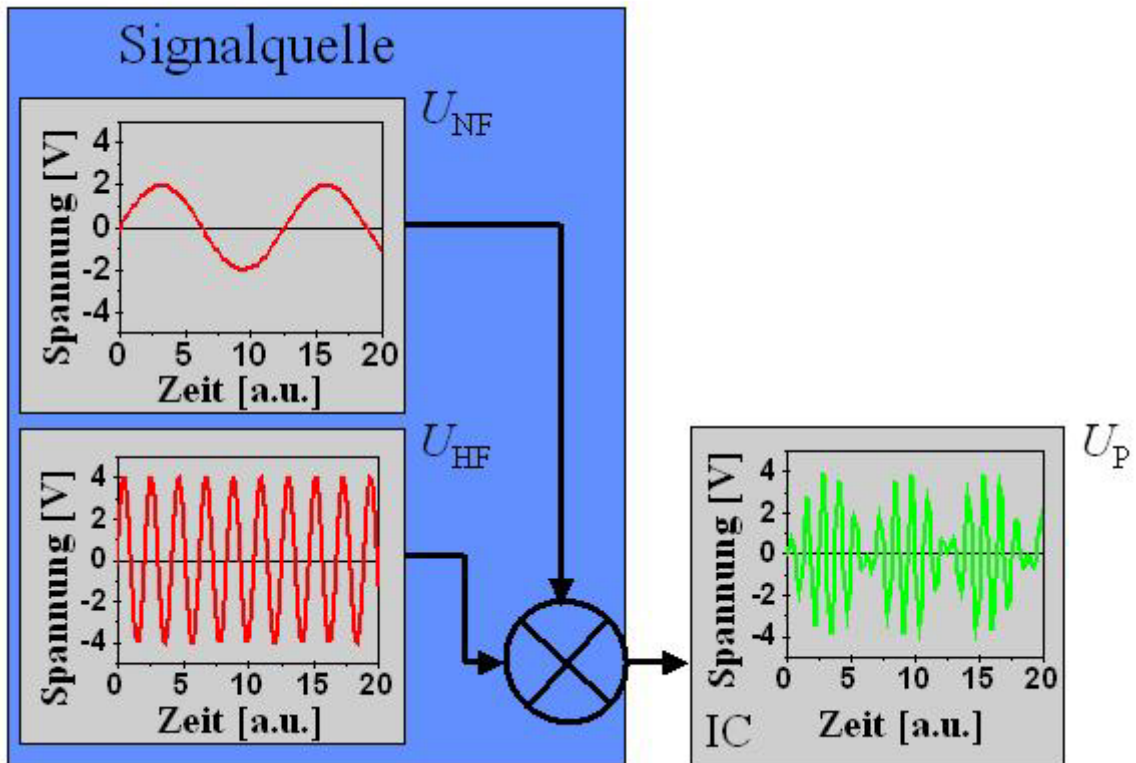


Bild 6.1: Prinzip der Probenansteuerung

Hierbei wird der hochfrequente Strom der Frequenz ω_2 in der Leiterbahn mit einem niederfrequenten Strom der Frequenz ω_1 moduliert. Das Verhältnis beider Ströme wird als Modulationsgrad \tilde{m} bezeichnet. Setzt man für den Strom I das mit Gleichung 6.10 beschriebene amplitudenmodulierte Stromsignal

$$I = \hat{i}_T \cdot [1 + \tilde{m} \cdot \cos(\omega_1 t + \varphi_1)] \cdot \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \quad \text{mit} \quad \tilde{m} = \frac{\hat{i}_{NF}}{\hat{i}_T} \quad (6.10)$$

in Gleichung 6.9 ein, so erhält man für die Kraft, die auf die Messspitze wirkt:

$$\begin{aligned}
 F_z = & \frac{1}{4} c_2 \cdot \tilde{m}^2 \cdot \hat{i}_T^2 \\
 & + c_1 \cdot \hat{i}_T \cdot \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \\
 & + \frac{1}{2} \cdot c_1 \cdot \tilde{m} \cdot \hat{i}_T \cos(\omega_2 t + \varphi_2 - \omega_1 t - \varphi_1) \\
 & + \frac{1}{2} \cdot c_1 \cdot \tilde{m} \cdot \hat{i}_T \cos(\omega_2 t + \varphi_2 + \omega_1 t + \varphi_1) \\
 & + \frac{1}{2} \cdot c_2 \cdot \hat{i}_T^2 \cos(2\omega_2 t + 2\varphi_2) \\
 & + \frac{1}{2} \cdot c_2 \cdot \hat{i}_T^2 \\
 & + \frac{1}{2} \cdot c_2 \cdot \tilde{m} \cdot \hat{i}_T^2 \cos(2\omega_2 t + 2\varphi_2 - \omega_1 t - \varphi_1) \\
 & + \frac{1}{2} \cdot c_2 \cdot \tilde{m} \cdot \hat{i}_T^2 \cos(2\omega_2 t + 2\varphi_2 + \omega_1 t + \varphi_1) \\
 & + c_2 \cdot \hat{i}_T^2 \cdot \tilde{m} \cdot \cos(\omega_1 t + \varphi_1) \\
 & + \frac{1}{8} \cdot c_2 \cdot \tilde{m}^2 \cdot \hat{i}_T^2 \cos(2\omega_2 t + 2\varphi_2 - 2\omega_1 t - 2\varphi_1) \\
 & + \frac{1}{8} \cdot c_2 \cdot \tilde{m}^2 \cdot \hat{i}_T^2 \cos(2\omega_2 t + 2\varphi_2 + 2\omega_1 t + 2\varphi_1) \\
 & + \frac{1}{4} \cdot c_2 \cdot \hat{i}_T^2 \cdot \tilde{m}^2 \cos(2\omega_2 t + 2\varphi_2) \\
 & + \frac{1}{4} \cdot c_2 \cdot \hat{i}_T^2 \cdot \tilde{m}^2 \cos(2\omega_1 t + 2\varphi_1) \quad .
 \end{aligned}
 \tag{6.11}$$

Die Charakteristik der Messsondenschwingung entspricht einem Tiefpass [Böhm 1995]. Der Verlauf dieses Tiefpasses ist in Bild 6.2 rot eingezeichnet.

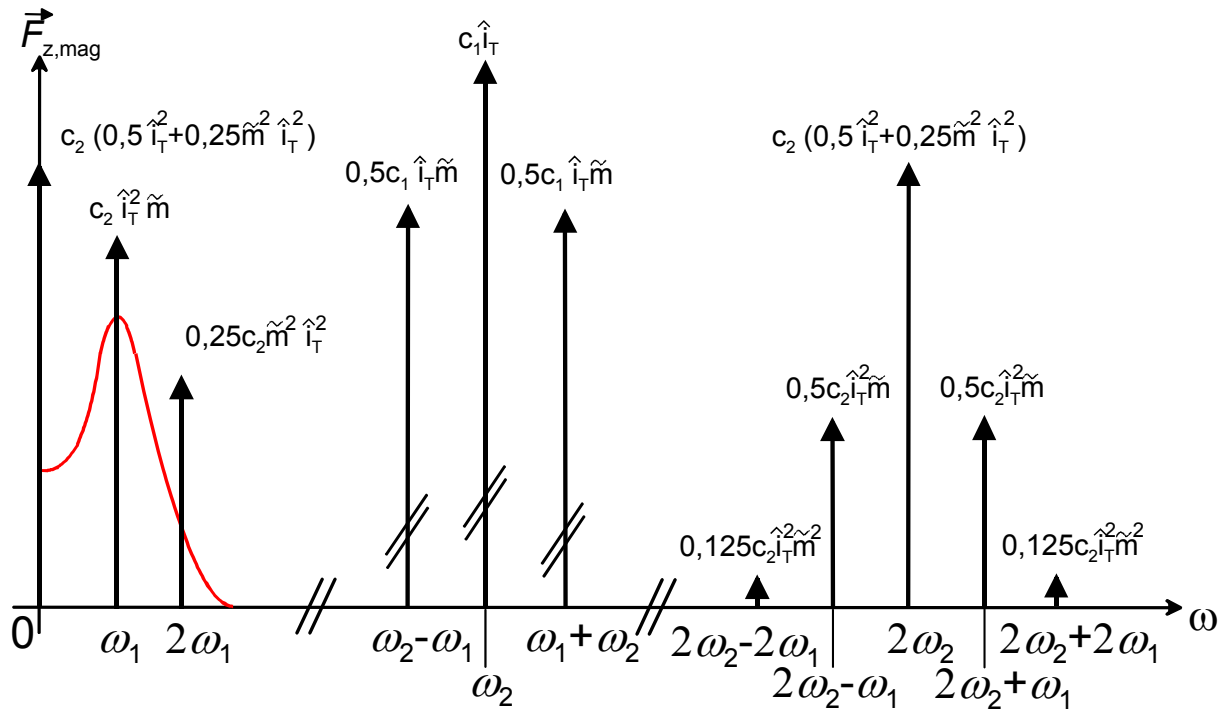


Bild 6.2: *Spektrum der auf die Messspitze wirkenden Kraft bei einem amplitudenmodulierten Signal*

Für die weitere Auswertung sind aufgrund des Tiefpassverhaltens der Messsonde alle hochfrequenten Anteile, das heißt Anteile mit einer Frequenz deutlich über der Resonanzfrequenz der Messsonde, zu vernachlässigen. Außerdem wird, wie in Kap. 3 beschrieben, ein Lock-In-Verstärker zur Auswertung der Messsignale verwendet, so dass der Gleichstromanteil keinen Einfluss auf das Messergebnis hat.

Um auch bei der Hochfrequenzmessung die maximale Sensitivität zu erreichen, wählt man die Resonanzfrequenz der Messsonde als Modulationsfrequenz. Unter diesen Voraussetzungen berechnet sich die zu messende Kraft $F_{\text{res},z}$ auf die Messspitze zu:

$$F_{\text{res},z} = c_2 \cdot \hat{i}_T^2 \cdot \tilde{m} \cdot \cos(\omega_1 t + \varphi_1). \quad (6.12)$$

Somit existiert eine quadratische Abhängigkeit der Kraft $F_{\text{res},z}$ von dem hochfrequenten, modulierten Strom I in einer Leiterbahn. Da die Konstante c_2 um einige Größenordnungen kleiner ist als die Konstante c_1 , ist auch die Kraft bei einem amplitudenmodulierten Strom um Größenordnungen kleiner als die Kraft, die bei einem Strom mit der Resonanzfrequenz des Hebelarms gemessen werden kann. Somit ist auch die Auflösungsgrenze der Messsonde um Größenordnungen geringer. c_2 ist außerdem frequenzabhängig.

Erste Strommessungen im Rahmen der Arbeit konnten, wie in Bild 6.2 dargestellt, eine Strompfadverfolgung von $I=1$ mA bei einer Frequenz von $f=10$ MHz belegen.

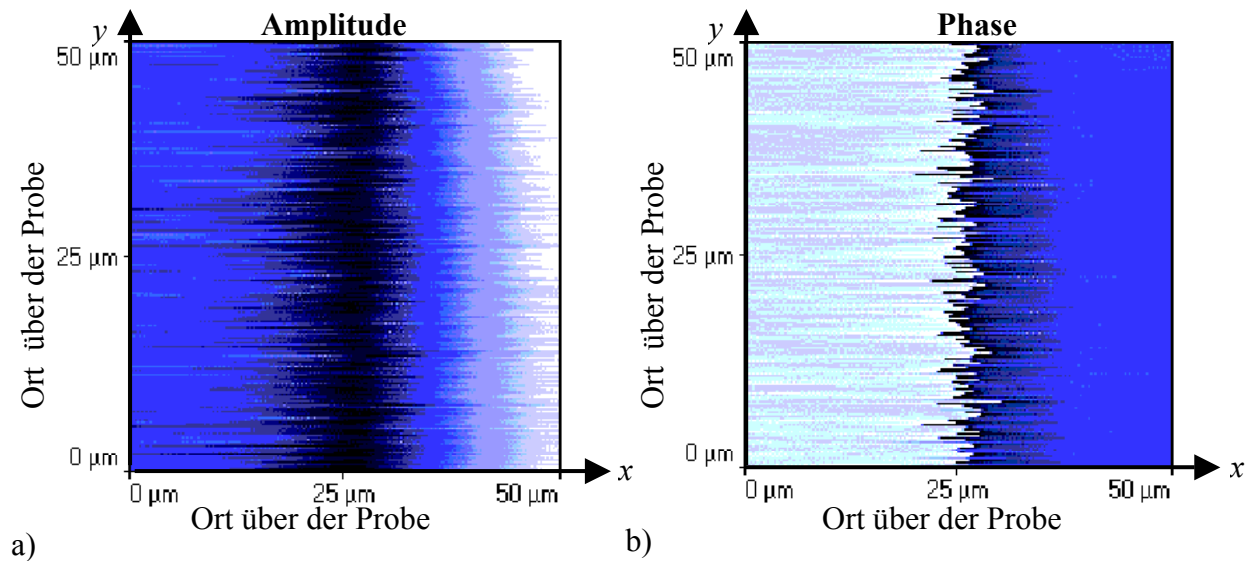


Bild 6.3: Messergebnis für eine 10 MHz-AM-Messung
a) Amplitudenbild; b) Phasenbild

6.2 Zusammenfassung

Die hier vorgestellte Messtechnik ermöglicht erstmals die Messung von Strömen oberhalb der Resonanzfrequenz der Hebelarme. Mit dieser Testtechnik konnten Magnetfelder mit einer Frequenz von $f > 1$ GHz bereits demonstriert werden [Proksch 1999]. Strommessungen mit einer Frequenz oberhalb von $f > 4$ GHz konnten im Rahmen der Arbeit gezeigt werden. Die entsprechenden Ergebnisse der Strommessungen sind in Kap. 8 aufgeführt. Die Möglichkeit, hochfrequente Ströme untersuchen zu können, ist eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Zukunft dieser Testtechnik, da die Frequenzen zukünftiger ICs stetig wachsen [SIA 1997]. Weil die Kraft bei der Hochfrequenz-Strommessung um Größenordnungen kleiner ist als bei der Strommessung mit einem Strom der Resonanzfrequenz des Hebelarms, kann das Modell aus Kap. 2 für die Betrachtung der Strommessungen bei Resonanz weiter verwendet werden. Hierbei ist es möglich, den frequenzabhängigen Kraftanteil aufgrund seiner Größe zu vernachlässigen.