

Magnetisches Barkhausen-Rauschen

Hans Martin Sauer

21. September 2011



www.sauerampfer-online.de
Das Physik & Elektronik Archiv

1 Zusammenfassung

Ein Stück Eisendraht, das man in eine Spule steckt, die man an den Mikrofoneingang eines Radios oder Verstärkers angeschlossen ist, rauscht, wenn man einen Magneten annähert: *Barkhausen-Rauschen*. Der Eisendraht wird dabei magnetisiert. Nicht stetig, sondern in kleinen Schüben.

Rauschen ist in der Elektronik nichts Ungewöhnliches. Die thermische Bewegung der Ladungsträger oder das Schrotrauschen einer Röhre sind bekannte Phänomene. Das magnetische Barkhausen-Rauschen ist aber etwas Besonderes: Man kann es, im Unterschied zu den anderen Typen des Rauschens, durch die Bewegung eines Magneten provozieren. Das ist interessant. Unser Bericht demonstriert, wie man mit einfachen Mitteln mehr darüber erfährt.

Wir beschreiben den Selbstbau eines Meßverstärkers und zeigen, wie man die Sache ein wenig gründlicher untersucht. Wir zeigen auch, wie man Messungen der Rauschspannung durchführt, und dass das Barkhausen-Rauschen tatsächlich ein Besonderes ist, und keineswegs blinder Zufall. Mit dem Digitaloszilloskop bestimmen wir seine Eigenkorrelation und seine Frequenzverteilung. Wir stellen fest, dass die Spannungsimpulse, die der Eisendraht in der Spule hervorruft, vorwiegend in eine Richtung zeigen, je nachdem in welche Richtung das Magnetfeld zeigt. Schließlich gehen wir der Ursache auf den Grund: wir messen die Größe der winzigen magnetischen Domänen, die beim Magnetisieren des Eisendrahtes „umklappen“.

2 Einführung

2.1 Ursache des Barkhausen-Rauschens

Die Ummagnetisierung einer ferromagnetischen Probe, beispielweise aus Eisen, in einem magnetischen Feld \vec{H}_{ext} , das langsam und stetig seine Richtung ändert, erfolgt diskontinuierlich in einer Folge von *Barkhausen-Sprüngen*. Hierbei kehren einzelne magnetische Domänen D_j in der Probe sprunghaft ihr magnetisches Moment \vec{m}_j um. Bringt man nun eine Meßspule in die Nähe dieser Probe, dann induzieren diese Barkhausen-Sprünge darin kleine Spannungstöße. Die Vielzahl der Domänen, die nach und nach ihre Magnetisierung umschalten, verursacht das *Barkhausen-* oder *Ummagnetisierungs-Rauschen* [1] [2].

Ihre Existenz und ihr diskontinuierliches Verhalten im magnetischen Feld verdanken die Domänen der besonderen Gefügestruktur ferromagnetischer Materialien. In Eisendraht entstehen im Herstellungsprozess durch das Walzen und Ausziehen Störstellen im Metallgefüge. Der Draht wird durch die Defekte im Atomgitter steifer und fester, doch ist auch die magnetische Ordnung gestört. Es entsteht hier ein magnetisches Streufeld, das die Atome in der Umgebung vorpolarisiert und die lokale Magnetisierung bis zu einem gewissen Grad gegen ein äußeres Feld fixiert. Dieser Bereich definiert eine magnetische Domäne. Die magnetischen Domänen, die sich im Gefüge des Eisens gebildet haben, sind gewissermaßen winzige, drehbare Elementarmagnete. Auch sie, nicht nur die Gefügefehler, haben einen Einfluß auf ihre Nachbardomänen. Die tatsächliche Orientierung der magnetischen Momente der vielen Domänen in einer Eisenprobe ist daher ein sensibles Gleichgewicht. Gegenüber äußeren Magnetfeldern reagiert es unvorhersehbar und stochastisch. Es kann passieren, dass eine kleine Feldänderung wie bei einem Dominospiel lawinenartig viele Domänen magnetisch umreißt. Die Statistik dieser größeren und kleineren Lawinen im Verlauf der Ummagnetisierung einer Eisenprobe verrät viel über die Gefügestruktur des Eisens. Darauf beruht der technische Nutzen des

Barkhausen-Rauschens. Dies wollen wir hier demonstrieren.

Die Richtung des externen Magnetfeldes \vec{H}_{ext} und damit auch die Vorzugsachse für die magnetischen Domänen definieren wir im Folgenden die z -Achse unseres Koordinatensystems. Beim Umpolen des Feldes klappt das magnetische Moment der betreffenden Domäne dann zwischen diesen beiden Orientierungen hin und her. Die Änderung des magnetischen Momentes ist $\Delta m_j^z = 2 M_s v_j$, wobei v_j das Volumen der Domäne D_j ist und M_s die Sättigungsmagnetisierung des Eisens, die ungefähr 2 Tesla beträgt. Die umklappenden Domänen erzeugen in einer Induktionsspule, die welche die Eisendrähte hineingeschoben werden, ein Spannungssignal. Durch Auswertung dieses Signals können wir Art und Größe der magnetischen Domänen bestimmen.

2.2 Barkhausen-Rauschen in der Technik

Obwohl das Ummagnetisierungsrauschen schon im Jahr 1919 durch die grundlegende Arbeit von *Barkhausen* beschrieben und erklärt worden ist [1], gibt es bis in jüngerer Zeit immer wieder spannende Untersuchungen und Veröffentlichungen zu diesem Thema. So spielt das Barkhausen-Rauschen heute in der Materialprüfung bei der Untersuchung von plastischen Deformation von Konstruktionsstählen sowie für den zerstörungsfreien Nachweis von Ermüdungserscheinungen in Stahlkonstruktionen und Maschinenteilen eine zentrale Rolle.

Alessandro und Mitarbeiter [3] haben ein Konzept zur detaillierten Auswertung des Barkhausen-Rauschens vorgestellt. Dieses zeichnet sich dadurch aus, dass alle relevanten Randbedingungen speziell des magnetischen Flusses vollständig unter Kontrolle stehen. Die Autoren zeigen auf diese Weise, wie man das Barkhausen-Rauschen in die Gruppe der *Wiener-Lévy*-Zufallsprozesse einordnen kann, was, wie wir sehen werden, für den Vergleich mit völlig anderen stochastischen Vorgängen in der Natur weitreichende Folgen hat. Dieser Artikel war auch das Vorbild für die hier beschriebenen Untersuchungen zur Domänengröße bzw. -größenverteilung,

wenngleich wir hier nicht alle Einzelheiten experimentell realisieren können. *Alessandro et al.* beschreiben, wie man das typische Rauschspektrum des Meßsignals, das mit zunehmender Frequenz ungefähr wie ω^{-2} schwächer wird, interpretieren kann.

Bei *Yamura* [5] und bei *Cizeau* [6] wird untersucht, wie sich die Veränderung der Gefügestruktur in plastisch deformierten Stahlproben auf das Signalspektrum auswirkt. Wie schon in der zitierten Arbeit von *Alessandro* wird herausgestellt, dass das Umklappen der magnetischen Domänen vorwiegend auf einer Verschiebung von Domänenwänden beruht, und dass die Domänenwandbewegung auf charakteristische Weise durch Strukturfehler im Kristallgefüge gehemmt wird. Während das Umklappen von verschiedenen magnetischen Domänen innerhalb einer ferromagnetischen Probe auf statistisch unabhängigen Einzelereignissen beruht, ist der Ablauf der Domänenwandbewegung ein Ausgleichsvorgang wie etwa die Diffusion von Molekülen in einer Lösung, die gleichermaßen durch Brownsche Zufallswege beschrieben werden können, den die Moleküle in der Lösung, beziehungsweise die Domänenwände im Materialgefüge zurücklegen. Die Schrittweite des Zufallswegs ist dabei mit der Verteilung der Strukturfehler korreliert.

Neues Interesse hat das Barkhausen-Rauschen in Zusammenhang mit dem Problem der *selbstorganisierten Kritikalität* erweckt, Ende der 1980er Jahre ein absolutes Topthema in der statistischen Physik. Insbesondere in amorphen, sehr fein- oder nanokristallinen Eisenproben ist die Domänengröße von der Störstellenverteilung weitgehend unabhängig. Hier hat sich gezeigt, dass die Domänenwandbewegung wesentlich durch die gegenseitige magnetische Wechselwirkung der Domänen bestimmt ist. Die Größenverteilung der Domänen folgt hier einem universellen Skalengesetz. Die Dynamik des Barkhausen-Rauschens ähnelt einem statistischen System, das sich immer wieder selbst in einen kritischen Zustand bringt, in dem wie bei einer Schneelawine spontan einsetzende, weit ausgedehnte und in gewissem Sinne katastrophale Veränderungen wahrscheinlich sind. Verwandt

damit ist das bekannte *Sand-Pile-Problem* von *Bak, Tang & Wiesenfeld* [4], die Verteilung von Kursschwankungen an der Aktienbörse oder die Häufigkeitsverteilung von Erdbeben verschiedener Stärke. Dem Leser sei hier als Referenz die bei *Nature* erschienene Arbeit von *Sethna et al.* [7] empfohlen. Weitergehende Ergebnisse hierzu finden sich vor allem in den früheren Arbeiten von *Meisel* und *Cote* [8], [9], sowie auch in der sehr ausführlichen Arbeit von *Spasojević* und Koautoren [10], die auch eine wichtige Quelle von Informationen für den vorliegenden Bericht war.

Ziel des vorliegenden Berichts ist es dagegen nicht, in die Komplexität dieser Thematik einzuführen. Vielmehr geht es hier vor allem darum, den physikalisch-technischen Hintergrund des Meßaufbaus und der Datenverarbeitung zu beschreiben und mit einfachen Mitteln zugänglich zu machen. Trotz der Tatsache, dass das Barkhausen-Rauschen mit wenig Aufwand nachzuweisen ist, siehe die Arbeit von *Kraftmakher* [11], erfordert die quantitative Auswertung einen sorgfältigen Aufbau der Meßanordnung und eine überlegte Auswahl der Hilfseinrichtungen wie Meßspule, Signalverstärker und bei der Datendigitalisierung. Dies wollen wir hier vorstellen.

3 Versuchsvorbereitung

3.1 Wie entsteht überhaupt das Meßsignal ?

Wir berechnen hier die Induktionsspannung, die beim Umklappen eines mikroskopischen magnetischen Moments \vec{m}_j entsteht, das sich im Inneren einer zylindrischen Detektorspule befindet. Wir betrachten eine magnetische Domäne D_j am Punkte \vec{r}_j im Innern der Meßspule. Wenn sich dieses magnetische Moment zu einem bestimmten Zeitpunkt verändert, dann verändert sich auch ihr magnetisches Feld an einem Punkt \vec{r} , der weit außerhalb der Domäne liegen mag. Diese Änderung erzeugt nach dem Induktionsgesetz dort ein elektrisches Feld $\vec{E}(\vec{r})$. Die Stärke dieses elektrischen Feldes ist im Augenblick der

Änderung des magnetischen Moments gleich

$$\vec{E}_j(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\dot{\vec{m}}_j \times (\vec{r} - \vec{r}_j)}{|\vec{r} - \vec{r}_j|^3} \quad (1)$$

Hierbei bedeutet der Punkt über dem magnetischen Moment die Ableitung desselben nach der Zeit: wenn das Moment also zu einem bestimmten Zeitpunkt umklappt, entsteht exakt in diesem Augenblick in seiner Umgebung dieses elektrische Feld, das die Wicklungen der Meßspule, die den Punkt \vec{r} passieren, aufnehmen. Integriert man dieses Feld entlang des Drahtes S , aus dem eine zylindrische Detektorspule mit Windungszahl n , Radius R , Länge L gewickelt ist, dann ergibt sich an den Spulenklammern die Spannung

$$\begin{aligned} U_j &= \int_S \vec{E}_j \cdot d\vec{r} \\ &= \frac{n \dot{m}_j^z}{2L} \left[\frac{z_j + L/2}{\sqrt{R^2 + (z_j + L/2)^2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{z_j - L/2}{\sqrt{R^2 + (z_j - L/2)^2}} \right] \quad (2) \end{aligned}$$

Wir haben hier angenommen, dass sich die magnetische Domäne auf der Spulenchse befindet, was bei einer Drahtprobe angemessen ist. Das Linienelement $d\vec{r}$ im Integral ist tangential zum spiralartig gewickelten Leitungsdraht der Spule orientiert. Der elektrische Feldvektor \vec{E} weist ebenfalls tangential entlang des Spulenumfangs. Mit \dot{m}_j^z bezeichnen wir hier die Komponente des magnetischen Momentes \vec{m}_j entlang der Spulenchse. Sieht man von geringfügigen Abweichungen ab, die an den Enden der Spule entstehen, dann läßt sich dieses Ergebnis im Grenzfall einer dünnen, langen Meßspule ($R \ll L$) zu

$$U_j \approx \frac{n}{L} \dot{m}_j^z \quad (3)$$

vereinfachen. Der Spannungsimpuls, den das umklappende magnetische Moment in der Spule auslöst, hängt praktisch nicht von seiner genauen Position entlang der Spulenchse ab. Entscheidend ist vielmehr die Dichte n/L der Windungen, die pro Längeneinheit auf der Detektorspule aufgewickelt worden sind.

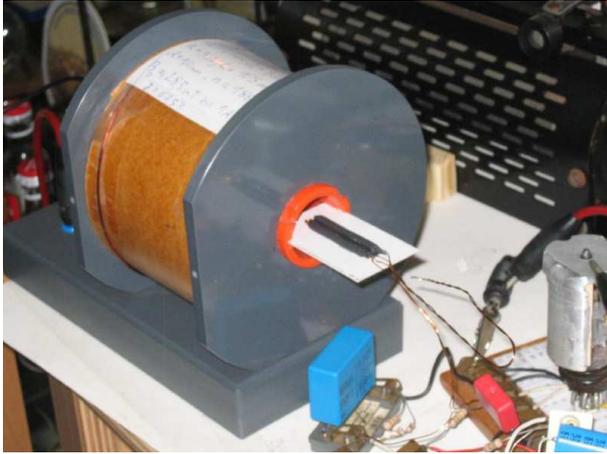


Abbildung 1: Der Versuchsstand: Die große Feldspule mit den beiden stäbchenförmigen Meßspulen, die auch die Eisenstücke enthalten.

Wenn die magnetische Domäne D_j ein Volumen v_j hat, dann entsteht in der Detektorspule beim Umklappen des magnetischen Moments ein Spannungsstoß

$$\int U_j(t) dt = 2 M_s v_j \frac{n}{L} \quad (4)$$

Das Spannungssignal besteht also aus einer stochastischen Folge von Impulsen unterschiedlicher Höhe und Breite. Die Fläche unter einer Impulsspitze, die das Oszilloskop zeigt, ist also proportional zum magnetischen Moment und damit zur Größe der umgeklappten Domäne. Durch Auswerten dieses Spannungsverlaufs erhält man somit Auskunft über das Volumen der Domänen wie auch über den zeitlichen Ablauf des Umklappprozesses. Außerdem ist typisch, dass alle Spannungsstöße auch dieselbe Polarität haben, wenn man die magnetische Feldstärke in eine Richtung ändert.

3.2 Versuchsaufbau

Der prinzipielle Aufbau des Versuchsstands ist in Abb. 1 gezeigt, das Prinzip ist in Abb. 2 skizziert. Wahlweise kommen ein oder zwei in Serie geschaltete Eisendrahtstücke zum Einsatz, wobei diese gegensätzlich gepolt werden. Im ersten Fall sind alle Barkhausen-Impulse von gleicher Polarität und unterscheiden sich dadurch

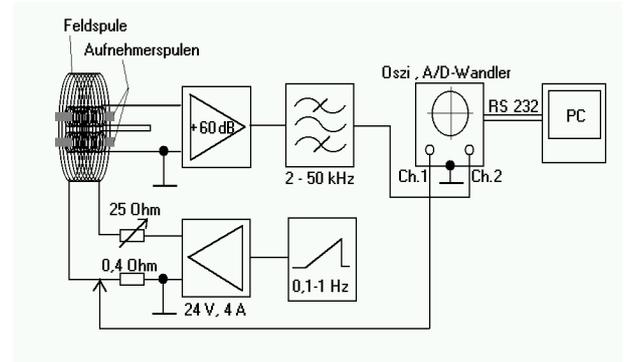


Abbildung 2: Prinzipskizze des Meßaufbaus.

vom unvermeidlichen Hintergrundrauschen. Im zweiten Fall liefen die beiden Spulen entgegengesetzt polarisierte Impulse. Dafür kompensieren sich die Gleichspannungskomponenten der Spulen, die durch das stetig ansteigende oder abfallende externe Magnetfeld entstehen.

Die Spulen sind über einen Meßverstärker und einen Bandpass an ein Digitaloszilloskop angeschlossen. Das Oszilloskop wandelt das Meßsignal in ein Digitalsignal um und überträgt es zur Auswertung an einen Laptop.

Das externe Magnetfeld, das die Magnetisierungsänderung hervorruft, wird von einer zylindrischen Feldspule mit steuerbarer Stromversorgung erzeugt. Ein Oszillator liefert ein Sägezahnsignal mit einer Frequenz zwischen 0,13 Hz und 4,0 Hz. Der Strom durch die Feldspule kann ferner mit einem Serienwiderstand feinjustiert werden, wobei Ströme zwischen 0 und 200 mA verwendet wurden. Die magnetische Feldstärke im Innern der Erregerspule bewegt sich zwischen 0 und 6,0 mT. Die Barkhausen-Sprünge wurden an der ansteigenden Flanke des Magnetfeldes beobachtet und aufgenommen. Ein zweiter, sehr kleiner Widerstand im Spulenkreis dient zur Messung der Erregerstromstärke. Diese wird von einem zweiten Kanal des Digitaloszilloskops ebenfalls aufgezeichnet und in digitaler Form an den Laptop weitergeleitet.

3.2.1 Meßspule

Zur Signalaufnahme wurden zwei Eisendrahtstücke, Blumenbindendraht, mit 3 cm Länge und 1 mm Durchmesser mit Schrumpfschlauch

überzogen. Nach einer Wärmebehandlung schließt sich der Schrumpfschlauch fest ein-schließt um den Draht. Hierauf wurden je 130 Windungen aus 0,3 mm Kupferlackdraht in zwei Lagen aufgebracht. Die Wicklungen wurden außen mit zwei weiteren Stücken Schrumpfschlauch gesichert. Die beiden Spulen wurden anschlieënd unmittelbar nebeneinander auf ein Stück Karton (3 cm x 5 cm) geklebt und so miteinander elektrisch in Reihe geschaltet, dass der Wicklungssinn auf beiden Spulen entgegengesetzt war. Der Karton mit den beiden Spulen wurde anschlieënd im Zentrum einer großen Zylinderspule befestigt. Die beiden freien Anschlussdrähte der Meßspulen wurden an den Eingang eines Meßverstärkers angeschlossen, wobei die Leiterlänge so kurz wie möglich gehalten wurde. Beide Spulen konnten optional auch einzeln an den Meßverstärker angeschlossen werden. Die Zahl n/L der Windungen pro Spulenlänge beträgt je 3940 m^{-1} .

3.2.2 Vorverstärker

Als Vorverstärker wurde ein zweistufiger rauscharmer Triodenverstärker aufgebaut, der im Frequenzbereich zwischen 2 und 50 kHz eine nahezu frequenzunabhängige Verstärkung von $60 \pm 1,5 \text{ dB}$. Dies entspricht einer $A_v = 1000$ -fachen Erhöhung des Signalpegels, bevor dieses zum Oszilloskop gelangt. Die Schaltung ist in Abb. 3 dargestellt, die Verstärkung als Funktion der Frequenz in Abb. 4. Das Eigenrauschen des Verstärkers ist gegenüber dem Digitalisierungsrauschen des zur Datenaufnahme verwendeten Oszilloskops (mit 8-bit-AD-Wandler) zu vernachlässigen. Auch die ohmsche und kapazitive Belastung der Meßspule durch den Gittereingang des Triodenverstärkers erscheinen vernachlässigbar.

Der Triodenverstärker erlaubt zwar eine maximale Verstärkung von 71 dB. Diese wurde durch eine frequenzabhängige Gegenkopplung vom Ausgang auf die Katode der Eingangsröhre im Interesse einer besseren Linearität des Frequenzgangs reduziert. Außerdem wurde hierdurch erreicht, dass die Verstärkung unterhalb von 2,5 kHz mit etwa 20 dB pro

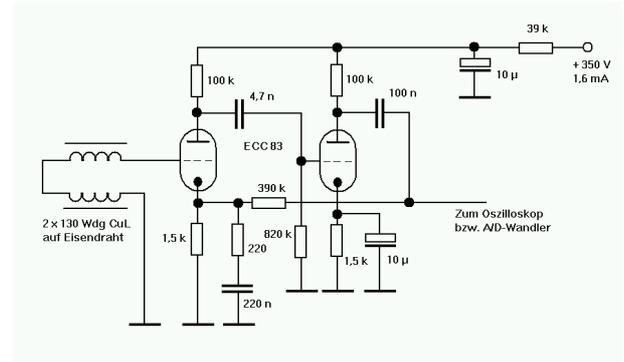


Abbildung 3: Schaltung des Meßverstärkers.

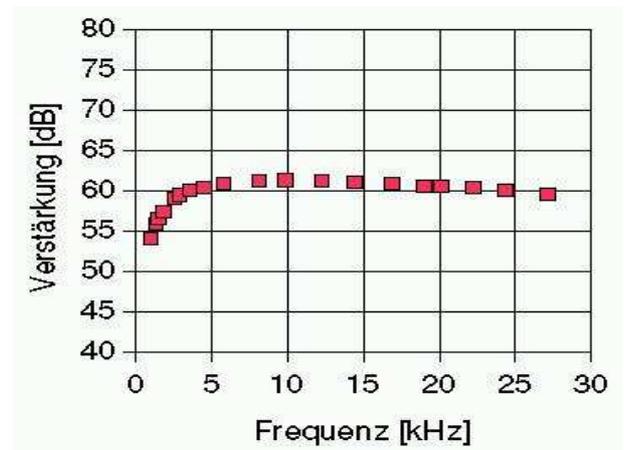


Abbildung 4: Frequenzgang des Meßverstärkers.

Dekade abnimmt. Hierdurch können Störeinflüsse wie Netzspannungseinstreuungen und niederfrequente Störsignale ausgeblendet werden. Die Verstärkung wurde in einem Frequenzbereich von 1 bis 27 kHz mittels eines durchstimmbaren Tongenerators nachgemessen.

Die Anodenspannung für den Verstärker wird aus einem stabilisierten Netzgerät bezogen (Heathkit PS-3). Zusätzlich wurde ein RC-Filter in der Anodenleitung vorgesehen, um das wenn auch geringe Eigenrauschen aus dem Spannungsstabilisator vom Verstärker fernzuhalten. Zur weiteren Unterdrückung von Brummstörungen wurde der Heizkreis (6,3 V Wechselspannung) einseitig auf Massepotential gelegt. Die Verstärkerröhre trägt eine geerdete Metall-Abschirmhülle.

4 Datenaufnahme

4.1 Vorbereitung

Das vorverstärkte Signal wurde mittels Digitaloszilloskop Tektronix TDS 220 aufgezeichnet, und zwar auf Kanal 2. Der Erregerstrom der Feldspule wurde zunächst so eingestellt, dass die Eisendrähte im Maximum des Erregerstroms nahezu vollständig in der Sättigung waren und bei weiterer Erhöhung praktisch keine weiteren Barkhausen-Sprünge mehr auftraten. Die Triggerung erfolgte über die Stromstärke der Erregerpule, die auf Kanal 1 aufgezeichnet wurde. Durch Einstellen des Triggerpegels wurde nun eine mittlere magnetische Feldstärke ausgewählt, bei der besonders viele Barkhausen-Sprünge auftraten und das Barkhausen-Rauschsignal den höchsten Pegel erzeugte. Bei niedriger Frequenz des Dreiecksgenerators bzw. hinreichend langsamem Ansteigen des Erregerstromes gelingt es ferner, einzelne Barkhausen-Sprünge getrennt zu beobachten. Mit dieser Anordnung ist es prinzipiell auch möglich, durch simple Verschiebung des Triggerpunktes die Häufigkeit von Barkhausen-Sprüngen als Funktion des anliegenden Magnetfeldes zu untersuchen.

Zur Überprüfung der korrekten Funktion des Aufbaus wurde in Vorversuchen eine der beiden Aufnehmerspulen kurzgeschlossen. Korrekterweise wurde beobachtet, dass alle Barkhausen-Sprünge in der verbleibenden Aufnehmerspule immer nur Spannungsimpulse mit der gleichen Polarität hervorriefen, die typischerweise eine Länge zwischen 5 und 50 μs und eine Amplitude von maximal 150 μV hatten. Wenn beide Aufnehmerspulen aktiv sind, beobachtet man natürlich sowohl positive als auch negative Spannungsimpulse. Bevor mit der Aufzeichnung der Messreihen begonnen wurde, war der gesamte Versuchsaufbau für mindestens 30 Minuten in Betrieb, um möglich thermische Drifteffekte der beteiligten Geräte auszuschließen.

4.2 Festlegung von Zeitskalen und Sampling-Rate

Eine Erfassung eines vollständigen Magnetisierungsvorgangs ist im Signalspeicher des TDS 220

wegen der großen Datenmenge nicht möglich. Vielmehr muss aus dem gesamten Vorgang ein Zeitfenster ausgewählt werden. Das Zeitfenster wird nun so eingestellt, dass die Samplingrate des Oszilloskops etwa doppelt bis vierfach so hoch ist wie die obere Grenzfrequenz des analogen Signalverstärkers. Das TDS 220 zeichnet pro Oszillogramm unabhängig von der Zeitbasis-Einstellung 2 500 Messwerte auf. Bei einer Zeitbasis-Einstellung von 1.0 ms pro Teilung ergibt sich pro Oszillogramm ein Aufzeichnungsintervall von 10 ms. Mit der angegebenen Samplingrate folgt daher ein Samplingintervall von 4 μs , bzw. eine Samplingfrequenz von 250 kHz. Der Signalverstärker hat eine obere Grenzfrequenz von etwa 43 kHz. Das bedeutet, dass Spannungsimpulse am Eingang, die ihre Scheitelspannung erst im Verlauf einer Zeitspanne $\tau_{\min} = (2\pi \cdot 43 \text{ kHz})^{-1} = 3,7 \mu\text{s}$ oder mehr erreichen, in ihrem Zeitverlauf korrekt verstärkt werden. Damit ist klar, dass der Vorverstärker zwei im Abstand des Samplingintervalls aufeinanderfolgende Signalspannungswerte hinreichend unabhängig voneinander verarbeiten kann. Ein typischer Signalverlauf ist in Abb. 5 wiedergegeben.

Es können nun in gewissem zeitlichen Abstand, der durch die Datenübertragungsrate nach unten begrenzt ist, beliebig viele Einzeloszillogramme aufgenommen werden. Die jeweils 2 500 einzelnen Datenwerte werden dann einfach aneinandergehängt, so dass man nach Fourieranalyse eine im Prinzip beliebig hohe statistische Signifikanz des Spektrums erreichen kann. Hierbei ist selbstverständlich nur der Frequenzbereich verwendbar, der im begrenzten Übertragungsbereich des analogen Messverstärkers liegt.

5 Ergebnisse

5.1 Auswertung der Meßdaten

Das zentrale Ergebnis der Messung ist das Frequenzspektrum in Form der spektralen Leistungsdichte des Barkhausen-Rauschens als Funktion der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$, das Betragsquadrat der Fouriertransformierten der Zeitfunktion $U(t)$. Die Einstellungen und die Vorgehensweise

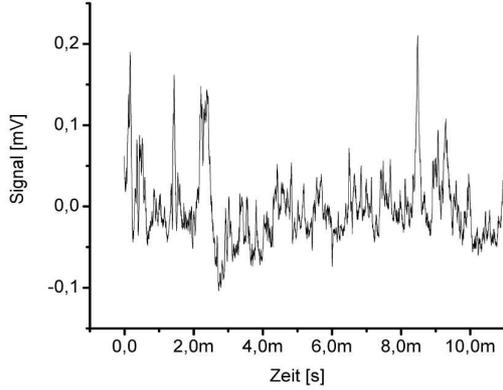


Abbildung 5: Typischer Signalverlauf des Barkhausen-Rauschens bei langsamem Hochfahren des externen Magnetfeldes über einen Zeitraum von 10 ms. Die Anstiegsgeschwindigkeit des Magnetfeldes betrug hier etwa 2 mT/s. Die einzelnen Spannungsimpulse sind zeitlich zum großen Teil klar voneinander getrennt.

der digitalen Datenauswertung sind im Anhang genau beschrieben.

$$S(\omega) = \frac{|U(\omega)|^2}{T_{\text{int}}} = \frac{1}{T_{\text{int}}} \left| \int_0^{T_{\text{int}}} U(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (5)$$

Hierbei ist T_{int} die gesamte Integrationszeit, über die das Signal abgespeichert wurde. Das Resultat ist in Abb. 6 dargestellt. Insgesamt wurden damit Barkhausen-Signale aufgezeichnet, die einem Integrationszeitraum $T_{\text{int}} = 32\,500 \times 4\,\mu\text{s} = 130\,\text{ms}$ entsprechen. Hierbei ist zu beachten, dass die Sequenz dieser Meßwerte aus 13 zeitlich getrennt aufgenommenen Teilsequenzen von je 2 500 Meßwerten zusammengesetzt ist. Diese besitzen untereinander keine zeitliche Korrelation und dienen allein der Erhöhung der statistischen Signifikanz bei der Mittelwertbildung. Zeitliche Korrelationen zwischen Barkhausen-Sprüngen jenseits von $2\,500 \times 4\,\mu\text{s} = 10\,\text{ms}$ können an den hier aufgenommenen Datensätzen daher prinzipiell nicht erkannt werden. Die Tatsache, dass hier positive und negative Impulse überlagert wurden, ist bei dieser Analyse bedeutungslos, denn die Fourieranteile entgegengesetzter Impulse sind statistisch unabhängig und tragen identisch zur spek-

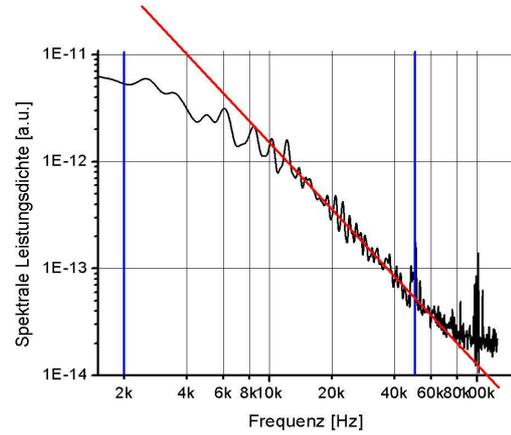


Abbildung 6: Spektrale Leistungsdichte $S(\omega) A_V^2$ des Barkhausen-Rauschens. Die vertikalen blauen Linien entsprechen den Grenzen des Übertragungsbereichs des Vorverstärkers. Die Steigung der roten Linie entspricht dem Exponenten der Leistungsdichte $S \sim f^{-\alpha}$ und hat einen Wert von $\alpha \approx 2,0$.

tralen Leistungsdichte bei.

Bei niedrigen Frequenzen f unterhalb von 2 kHz scheint die spektrale Leistungsdichte $S(\omega)$ des Barkhausen-Rauschens gegen einen konstanten, frequenzunabhängigen Wert zu konvergieren. Dies bedeutet, dass die einzelnen Ereignisse auf längeren Zeitskalen als etwa $80\,\mu\text{s} \sim 1/(2\pi \cdot 2\,\text{kHz})$ statistisch unabhängig sind: weißes Rauschen. Oberhalb von etwa 8 kHz nimmt $S \sim \omega^{-\alpha}$ mit $\alpha = 2,05 \pm 0,07$ mit einem Potenzgesetz ab. Das ist für thermisches Rauschen untypisch, für magnetisches Barkhausenrauschen aber durchaus typisch.

Das Potenzverhalten entspricht dem *Brownischen Rauschen*. Hier ist der Exponent gleich 2. Es ist mit dem Rauschspektrum eines Gasteilchens identisch, das bei seiner Bewegung durch das Gasvolumen zufällig mit anderen Teilchen zusammenstößt, ein Brownscher Zufallsweg. Für verschiedene ferromagnetische Materialien werden von Meisel und Cote [9] sowie von Spasojević und Mitarbeitern [10] für α Werte zwischen 1,3 und 2,2 angegeben, wobei die niedrigen Werte vor allem bei amorphem superparamagnetischen Material auftreten, Werte um 2 dagegen bei polykristallinen, ferromagnetischen Stoffen wie dem

hier verwendeten Eisendraht. Dies legt im vorliegenden Fall die Vermutung nahe, dass das Umklappen von magnetischen Domänen bzw. die Bewegung der Domänenwände an zufällig verteilten Strukturdefekten bzw. an Korngrenzen des polykristallinen Ferromagnetikums kurzzeitig gestoppt wird.

Die spektrale Leistungsdichte ist durch Fouriertransformation mit der Selbstkorrelation der Meßwerte $U(t)$ und $U(t')$ zu verschiedenen Zeitpunkten t und t' wie folgt verknüpft:

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \frac{1}{T_{\text{int}}} \int \int_0^{T_{\text{int}}} U(t) U(t') e^{i\omega(t-t')} dt dt' \\ &= \text{konst.} - \frac{1}{2} \text{Re} \int [U(t) - U(t-\tau)]^2 e^{i\omega\tau} d\tau \end{aligned}$$

wobei T_{int} die Integrationszeit der Mittelwertbildung bezeichnet. Nimmt man nun zumindest für kurze Zeitintervalle $t - t'$ eine Brownsche Entwicklung des Spannungsverlaufs an, d. h. setzt man $\langle [U(t) - U(t')]^2 \rangle \sim \langle U^2(t) \rangle |t - t'| / \tau_{\text{corr}} |^1$, wobei $\langle U^2(t) \rangle$ der quadratische, zeitunabhängige Mittelwert der Signalspannung ist und τ_{corr} die Autokorrelationszeit, dann ergibt sich nach Einsetzen und Ausführen des Intergrals tatsächlich

$$S(\omega) \sim \frac{\langle U^2 \rangle}{\omega^2 \tau_{\text{corr}}} \quad (6)$$

das ω^{-2} -Gesetz des hier beobachteten Barkhausen-Rauschens. Die charakteristische nichtdifferenzierbare Singularität vom Typ $|t - t'|$ läßt sich in der Autokorrelationsfunktion $\langle U(t) U(t + \tau) \rangle$ unmittelbar nachweisen, siehe Abb. 7, und beschreibt den Verlauf der Spannungsentwicklung in einem Zeitintervall von etwa $50 \mu\text{s}$ zutreffend. Für größere Zeitdifferenzen geht die Signalkorrelation dagegen wie erwartet gegen Null.

5.2 Bestimmung der mittleren Domänengröße

Die Meßspannung $U(t)$ setzt sich aus einer Folge von einzelnen, zeitlich begrenzten Spannungsimpulsen $U_p(t)$, $p = 1 \dots N$ zusammen,

¹Hierbei entspricht die Mittellung $\langle \dots \rangle$ der Zeit- bzw. Ensemble-Mittellung über die Gesamtheit aller Meßreihen.

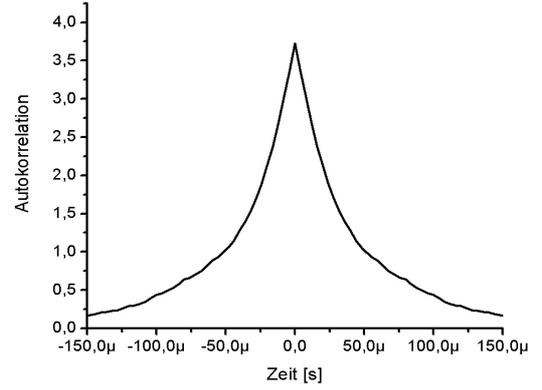


Abbildung 7: Autokorrelationsfunktion $N_{\text{int}} \langle U(t) U(t + \tau) \rangle$ der gemessenen Signalspannung in $(\text{mV})^2$, mit $N_{\text{int}} = 32\,500$ als Anzahl der Meßpunkte. Man beachte die nichtdifferenzierbare Singularität (Singularität zweiter Art) bei $\tau = 0$, die auf einen Brownschen Prozess hindeutet. Die Korrelationszeit τ_{corr} liegt bei etwa $40 \mu\text{s}$.

die jeweils dem Umklappen einer magnetischen Domäne mit magnetischem Moment m_p entsprechen. Charakteristisch ist hierbei, da $U_p(t)$ während des Umklappens zwar zeitlich variiert, aber ein gleichbleibendes, beispielsweise positives Vorzeichen hat. Das Umklappen setzt hierbei jeweils zu bestimmten, statistisch verteilten Zeitpunkten t_p ein. Das Umklappen der Domäne ist beendet, wenn die induzierte Meßspannung $U_p(t)$ unter einen bestimmten Schwellenwert fällt, der im Wesentlichen durch das Grundrauschen und die Störspannungen in der Meßschaltung gegeben ist. Der hierbei insgesamt induzierte Spannungsimpuls kann mittels Gl. (4) in das Domänenvolumen v_p umgerechnet werden. Die Auswertung isolierter Spannungsimpulse erfordert eine genaue Analyse des Spannungsverlaufs und die Identifizierung der einzelnen, den Barkhausen-Sprüngen zugeordneten Spannungsimpulsen. Hierauf wird in [10] im Detail eingegangen. Indessen soll hier versucht werden, aus dem Frequenzspektrum wie auch aus der Autokorrelationsfunktion des Spannungssignals eine Aussage über die Größe der magnetischen Domänen in der untersuchten Eisenprobe zu tref-

fen.

Das mittlere quadratische Moment der Domänen kann unter der Annahme, dass in einem gegebenen Zeitintervall immer nur einzelne Domänen innerhalb der untersuchten Probe umklappen, wie folgt bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \langle m_p^2 \rangle &= \frac{1}{(2n/L)^2} \left\langle \left(\int_0^{T_{\text{int}}} U(t) dt \right)^2 \right\rangle \quad (7) \\ &= \frac{1}{(2n/L)^2} \int_0^{T_{\text{int}}} dt \int_0^{T_{\text{int}}} dt' \langle U(t) U(t') \rangle \end{aligned}$$

Die Autokorrelationsfunktion kann, wie in Abb. 7 ersichtlich ist, ungefähr durch folgende Funktion approximiert werden:

$$\langle U(t) U(t') \rangle = \langle U^2 \rangle e^{-\frac{|t-t'|}{\tau_{\text{corr}}}} \quad (8)$$

wobei $\langle U^2 \rangle = \lim_{\tau \rightarrow 0} \langle U(t) U(t + \tau) \rangle$ die mittlere quadratische Signalspannung, alsodenn Maximumwert der Autokorrelationsfunktion angibt.

5.3 Resultate

Die Korrelationszeit τ_{corr} beträgt etwa $40 \mu\text{s}$. Einsetzen in Gl. (7) ergibt

$$\langle m_p^2 \rangle = \frac{2 \tau_{\text{samp}} \tau_{\text{corr}}}{(2n/L)^2} N_{\text{int}} \langle U^2 \rangle \quad (9)$$

wobei $\tau_{\text{samp}} = 4 \mu\text{s}$ die Samplingzeit angibt, und $N_{\text{int}} \langle U^2 \rangle = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ V}^2$ aus Abb. (7) abgelesen werden kann. Mit der Windungsdichte $n/L = 3940 \text{ m}^{-1}$ der Aufnehmerspule ergibt sich somit ein mittleres magnetisches Moment der Domänen von $\bar{m}_p = \sqrt{\langle m_p^2 \rangle} = 4,25 \cdot 10^{-12} \text{ Vsm}$. Das Domänenvolumen erhält man nach Teilen dieses Werts durch die Sättigungsmagnetisierung $M_s = 2 \text{ T}$ von Eisen zu $v_p = 2,13 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3$. Der mittlere Durchmesser der magnetischen Domänen des Eisendrahts ist davon die dritte Wurzel, also ungefähr gleich $130 \mu\text{m}$. Hieraus folgt, dass jedes der beiden Eisendrahtstücke, die 1 mm dick und 3 cm lang sind und $23,5 \text{ mm}^3$ Eisen enthalten, aus $11\,000$ magnetischen Domänen besteht.

6 Anhang: Digitalisierung und Aufzeichnung von Meßdaten

Die Meßdaten für jedes einzelne Oszillogramm werden von TDS 220 über die RS 232-Schnittstelle (Einstellung: 9600 Baud) an einen Laptop übertragen. Von hier aus wird das Oszilloskop über die Wavestar(C)-Terminalsoftware (Version 2.4) gesteuert. Hierzu wird hierin ein Waveform-Tabular erstellt. Im Instrument-Explorer (TDS220 → Data → Waveforms) wird sodann Kanal 2 mit dem Waveform-Tabular verlinkt. Wenn bei laufender Versuchsdurchführung die Pfeiltaste im Waveform-Tabular betätigt wird, dann übernimmt die Software etwa alle 5 bis 10 Sekunden ein neues Oszillogramm in das Waveform-Tabular.

Zum Export der Daten in MS-Excel muss in der Wavestar-Software in der Menüleiste unter *Edit* → *Clipboard Formats* die Option *Comma Separated Values* aktiviert sein. Wenn nun das Waveform-Tabular durch Anklicken mit der Maustaste ausgewählt wird (Es erscheint eine Markierung am Rand des Tabulars), dann können die Daten mit der *Edit* → *Copy*-Funktion in die Zwischenablage übertragen und in eine Spalte eines MS-Excel-Arbeitsbatts kopiert werden. Diese Spalte umfaßt nun 2500 Einträge im Textformat. Diese müssen innerhalb von MS-Excel dann wie folgt in numerische Daten transformiert werden. In der Funktionsleiste wird unter *Daten* → *Text in Spalten* der Textkonvertierungs-Assistent aktiviert. Für den Datentyp wird hier die Option *Getrennt* ausgewählt. Sodann werden im darauffolgenden Menüpunkt *Tabstop* und *Komma* als Spaltentrennzeichen gewählt. Im letzten Menüpunkt werden (unter *Erweitert*) der Punkt (.) als Dezimalpunkt eingestellt. Das 1000er-Trennzeichen wird auf *leer* gestellt. Nach dem Anklicken von *Fertigstellen* werden die Daten in zwei Spalten aufgeteilt, wobei die erste Spalte den Zeitpunkt (in ms) relativ zum Triggerpunkt und die zweite Spalte die Meßwerte in mV enthält. Der Vorgang kann in ein und demselben Rechenblatt fast beliebig oft wiederholt werden, wobei immer mehr Spaltenpaare hinzukommen. Es empfiehlt sich

übrigens, die Spalten mit den Zeitwerten (bis auf die erste) wieder zu löschen, da diese Spalten alle denselben Inhalt haben.

Die Daten wurden spaltenweise in ein *Origin(C)*-Worksheet übertragen. Die Meßwert-Spalten aus MS-Excel wurden hintereinander in eine einzige Spalte des Origin-Worksheets kopiert. Aus 13 Meßwert-Spalten zu je 2 500 Werten wird in Origin eine Spalte mit 32 500 Meßwerten. Die entsprechenden Zeitwerte generiert man in Origin in einer zweiten Spalte, die man fortlaufend mit einer um die Samplingzeit des Oszilloskops aufsteigenden Zeitfolge füllt. In dieser Form kann das Zeitsignal fouriertransformiert werden (*Analysis* → *FFT...*), wobei im vorliegenden Fall eine Hanning-Fensterfunktion zur Signalanalyse verwendet wurde.

Literatur

- [1] H. Barkhausen, *Z. Phys.*, **20**, 401 (1919)
- [2] K. Stierstadt, *Der Magnetische Barkhausen-Effekt* S. 2 - 105, in: Springer Tracts in Modern Physics, Bd. 40, G. Höhler (Hrsg.), Springer-Verlag Berlin 1966
- [3] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi, *J. Appl. Phys.*, **68**, 2901 (1990) sowie p. 2908 in derselben Ausgabe.
- [4] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 381 (1987); *Phys. Rev. A* **38**, 36 (1988)
- [5] S. Yamura, Y. Furuya, T. Watanabe, *Acta Materialia* **49**, 3019 (2001)
- [6] P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin, H. E. Stanley, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4669 (1997)
- [7] J. P. Sethna, K. A. Dahmen, C. R. Myers, *Nature*, **410**, 242 (2001)
- [8] P. Cote, L. V. Meisel, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1334 (1991)
- [9] L. V. Meisel, P. J. Cote, *Phys. Rev. B*, **46**, 10822 (1992)
- [10] D. Spasojević, S. Bukić, S. Milošević, H. E. Stanley, *Phys. Rev. E*, **54**, 2531 (1996)
- [11] Y. Kraftmakher, *Am. J. Phys.* **73**, 367 (2005)

Das vorliegende Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die Nutzung ist im Rahmen der Creative Commons Lizenz

CC BY-NC-SA 4.0

erlaubt. Jede kommerzielle Nutzung ist verboten.

Autor und Inhaber der Urheberrechte:

Dr. rer. nat. Hans Martin Sauer
Technische Universität Darmstadt
Institut für Druckmaschinen und
Druckverfahren
Magdalenenstraße 2
64289 Darmstadt
E-Mail: sauer@idd.tu-darmstadt.de und
bastelseiten@t-online.de

Titel:
Magnetisches Barkhausen-Rauschen --
näher betrachtet

Link zur Originaldatei:
http://www.sauerampfer-online.de/e_reports/Barkhausen_Sauer2011.pdf

Erscheinungsort und Redaktionsdatum der vorliegenden Fassung: 6. November 2020