

Die wahrscheinlichste Größe der Barkhausen-Sprünge

EBERHARD PFRENGER und KLAUS STIERSTADT

I. Physikalisches Institut der Universität München
(Z. Naturforsch. **20 a**, 492–493 [1965]; eingegangen am 16. Februar 1965)

IVLEV und RUDJAK^{1, 2} berichteten über Messungen der Größenverteilung von BARKHAUSEN-Sprüngen, bei denen eine wahrscheinlichste Sprunggröße gefunden wurde, d. h. eine maximale Sprungzahl bei einer ganz bestimmten Sprunggröße, nämlich bei etwa 10^{-7} cgs-Einheiten für die magnetische Momentänderung beim Sprung. Das Ergebnis von IVLEV und RUDJAK ist insofern überraschend, als man diese wahrscheinlichste Sprunggröße in dem betreffenden Material (polykristallines Nickel) erst bei etwa hundertmal kleineren Werten des magnetischen Moments erwarten würde.

Abgesehen von einer Messung an Eisen, die von TEBBLE und Mitarbeitern³ ausgeführt worden ist, deren Ergebnis jedoch später von TEBBLE selbst wieder in Frage gestellt wurde⁴, gibt es bis jetzt keine weiteren Untersuchungen, welche die Existenz einer wahrscheinlichsten Sprunggröße beweisen.

HAMPE⁵ findet, ausgehend von Untersuchungen über den mittleren Abstand der Störstellen (Potentialmulden für die BLOCH-Wandbewegung) in den üblichen ferromagnetischen Werkstoffen, einen Wert zwischen 10^{-15} und 10^{-12} cm³ für das mittlere Sprungvolumen v . Das entspräche bei Nickel einem magnetischen Moment von etwa $10^{-12} < M < 10^{-9}$ cgs. Dieser Wert hat wohl nur die Bedeutung einer unteren Grenze, da er nur die Größe einer Elementarzelle des Störstellenmusters angibt. Wegen der Bedeutung⁶ von Streufeld- und Wandenergie für das Zustandekommen einer bestimmten Bereichskonfiguration dürfte die wahrscheinlichste Sprunggröße 10- bis 100-mal größer sein, also 10^{-14} bis 10^{-10} cm³ betragen. Andererseits liegt sie in polykristallinem hartem Nickel sicher weit unterhalb von 10^{-10} cm³, denn TEBBLE und NEWHOUSE⁷ fanden an Fe- und Ni-Einkristallen kein Anzeichen für ein Maximum in der Größenverteilungskurve oberhalb $0,8 \cdot 10^{-7}$ cgs. In dem von IVLEV und RUDJAK verwendeten Material dürfte die Störstellendichte mindestens 10-mal größer gewesen sein als in den Einkristallen, das wahrscheinlichste Sprungvolumen daher rund 100-mal kleiner.

Wir haben die Versuche von IVLEV und RUDJAK aus diesem Grunde wiederholt. Durch Übergang zu sehr kleinen Spulen und damit zu sehr dünnen Proben konnte die Empfindlichkeit unserer Apparatur^{8, 9} so gesteigert werden, daß noch Sprünge registriert werden konnten, die einer Momentänderung von $0,8 \cdot 10^{-7}$ cgs

entsprechen. Die Messungen wurden mit verschiedenen Spulen und Proben durchgeführt. In allen Fällen zeigen die differentiellen Verteilungskurven $dN/dM = f(M)$ einen monotonen Verlauf (N : Anzahl aller Sprünge $> M$), die integralen Verteilungskurven $N = f(M)$ besitzen keinen Wendepunkt. Durch Verkleinerung der Zeitkonstante der Suchspule bei gleicher Windungszahl pro Längeneinheit kann zwar formal die Empfindlichkeit bis zur Größenordnung 10^{-8} cgs gesteigert werden, die Proben müßten dann jedoch so dünn gewählt werden, daß man nicht mehr von kompaktem Material sprechen kann. Die Zeitkonstante des Sprungablaufs in der Probe wäre in diesem Fall sicher nicht mehr allein durch den Wirbelstromeinfluß bedingt und damit nicht mehr berechenbar. Eine genaue Kenntnis der Zeitkonstanten ist jedoch Voraussetzung zur Anwendung der ballistischen Meßmethode.

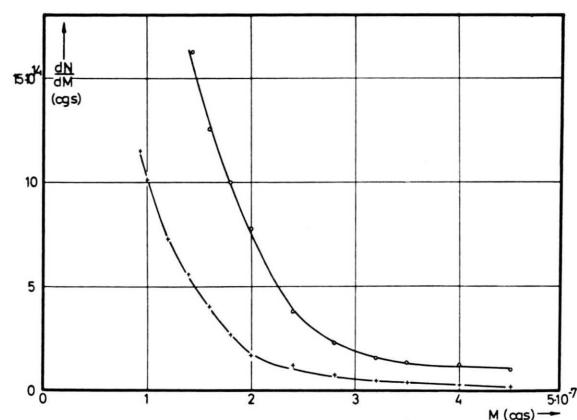


Abb. 1. Differentielle Größenverteilung: Anzahl der BARKHAUSEN-Sprünge pro cm³ und pro Einheit des magnetischen Moments M als Funktion von M , gemessen längs eines Astes der Hystereseschleife von Nickel-S. +: Probenlänge 1,0 cm, Durchmesser 0,03 cm; o: Probenlänge 2,0 cm, Durchmesser 0,01 cm. (Der Unterschied zwischen beiden Kurven ist durch den verschiedenen Entmagnetisierungsfaktor und die damit verbundene verschiedene starke Streufeldkopplung der Sprünge bedingt.)

Abb. 1 zeigt als Beispiel die längs eines Astes der voll ausgesteuerten Schleife aufgenommenen differentiellen Größenverteilungskurven zweier Nickelproben von 0,01 bzw. 0,03 cm Durchmesser und 2,0 bzw. 1,0 cm Länge, Nickel-S (Reinheit 99,98%, $H_c \approx 25$ Oe) der Vakuum schmelze Hanau AG. Die Suchspulen hatten eine Länge von 2,0 bzw. 1,0 cm, einen mittleren Durchmesser von 0,12 bzw. 0,13 cm, eine Windungszahl von 2145 bzw. 1444 (Drahtdurchmesser

¹ V. F. IVLEV u. V. M. RUDJAK, Soviet Phys.-Doklady **3**, 571 [1958].

² V. F. IVLEV u. V. M. RUDJAK, Magnitnaja Struktura Ferromagnetikov, Novosibirsk 1960, S. 101 (siehe auch die folgenden Arbeiten in diesem Buch).

³ R. S. TEBBLE, I. C. SKIDMORE u. W. D. CORNER, Proc. Phys. Soc., Lond. A **63**, 739 [1950].

⁴ R. S. TEBBLE, Proc. Phys. Soc., Lond. B **68**, 1017 [1955].

⁵ W. HAMPE, Z. Angew. Phys. **14**, 498 [1962].

⁶ W. HAMPE u. H. BILGER, Z. Angew. Phys. **15**, 391 [1963].

⁷ R. S. TEBBLE u. V. L. NEWHOUSE, Proc. Phys. Soc., Lond. B **66**, 663 [1953].

⁸ K. STIERSTADT u. E. PFRENGER, Z. Phys. **179**, 182 [1964].

⁹ K. STIERSTADT u. H.-J. GEILE, Z. Phys. **180**, 66 [1964].



0,003 bzw. 0,004 cm) und eine Zeitkonstante von 8 bzw. $5 \cdot 10^{-6}$ sec. Die untere bzw. obere Bandgrenze des Verstärkers lag bei 10 bzw. 180 kHz; das Eingangsräuschen betrug bei angeschlossener Spule $2 \mu\text{V}_{\text{eff}}$. Die integralen Größenverteilungskurven fallen im ganzen Meßbereich monoton mit wachsendem M und zeigen keinerlei Anzeichen für einen Wendepunkt, in Übereinstimmung mit den Messungen von TEBBLE und NEWHOUSE⁷. Die differentiellen Verteilungskurven haben daher auch kein Maximum, d. h. es existiert kein wahrscheinlichstes Sprungvolumen für $M > 0,8 \cdot 10^{-7}$ cgs.

Um die Diskrepanz gegenüber den Messungen von IVLEV und RUDJAK zu klären, sei kurz erläutert, wie die wahren Größenverteilungskurven verfälscht werden können:

I. Einflüsse der Probe

1. Die Richtungen der Wandbewegungen sind bei polykristallinem Material statistisch auf alle Raumrichtungen verteilt. Nur die Komponenten in Richtung der Spulenachse werden bei der Messung erfaßt¹⁰.

2. Verschiedene Wände, insbesondere auch solche mit verschiedener Bewegungsrichtung, sind im allgemeinen untereinander gekoppelt¹¹. Als Extremfall sei z. B. angenommen, zwei Wände mögen sich so verschieben, daß sich die magnetische Flußänderung im Spulenquerschnitt gerade aufhebt.

3. Die durch die Bewegung einer Wand induzierten Wirbelströme können in der näheren Umgebung so große Feldänderungen hervorrufen, daß dadurch die zeitliche Folge der Sprünge in gewissen Grenzen unabhängig vom äußeren Feldablauf wird. Zählverluste und Impulsverformungen können dadurch eine nicht unwesentliche Verfälschung der Verteilungskurven bedingen.

II. Einflüsse der Meßanordnung

1. Ist die ballistische Bedingung (Zeitkonstante der Suchspule \gg Zeitkonstante des Sprungablaufs) nicht erfüllt, so werden Sprünge mit größerer Zeitkonstante, also Sprünge nahe der Probenachse, zu klein registriert³.

2. Werden Spulen verwendet, die kürzer als die Proben sind, so ist die Impulshöhe abhängig vom axialen Abstand zwischen den BARKHAUSEN-Sprüngen und der Spulenmitte.

3. Zu hohe Feldänderungsgeschwindigkeit führt zu Zählverlusten, die sich besonders bei den sehr kleinen Sprüngen auswirkt. Auf diese Weise kann ein Wendepunkt in der integralen Verteilungskurve und damit ein Maximum in der differentiellen Verteilungskurve vorgetäuscht werden¹².

4. Die Eichimpulse, welche zur Eichung des Magnetflusses durch ein an die Stelle der Probe gebrachtes Solenoid geschickt werden, müssen nach Form und Zeit-

dauer möglichst genau mit den Impulsen übereinstimmen, die von BARKHAUSEN-Sprüngen in der Probe herühren.

Man kann mit Sicherheit sagen, daß die Punkte II.2 und II.4 in der Arbeit von IVLEV und RUDJAK nicht beachtet wurden. (Zur Beurteilung der Punkte II.1 und II.3 fehlen die näheren Angaben.) Beispielsweise eichen die genannten Autoren den Magnetfluß in der Suchspule mit sinusförmigen Eichimpulsen von $\tau_E = 2 \cdot 10^{-4}$ sec Dauer. Die Zeitkonstante der BARKHAUSEN-Sprünge lag dagegen bei etwa 10^{-6} sec (s. Anm.³). Über die Zeitkonstante τ_S der Suchspule werden keine Angaben gemacht. Sie dürfte etwa 10^{-5} sec betragen haben. Zumindest bei der Eichung war also die ballistische Bedingung (II.1) nicht erfüllt ($\tau_E > \tau_S$!). Falls jedoch die Zeitkonstante des Suchspulenkreises wesentlich größer als τ_E gewesen sein sollte, so würde die kleinste meßbare Flußänderung höchstens 10^{-6} cgs betragen haben.

Wir haben den Versuch nach den Angaben von IVLEV und RUDJAK wiederholt. Der Suchspulenkreis hatte bei aperiodischer Dämpfung eine Zeitkonstante von $8 \cdot 10^{-6}$ sec, die Nickelprobe mit einer Koerzitivkraft von 25 Oe hatte eine Länge von 4 cm und einen Durchmesser von 0,03 cm. Für die Zeitkonstante eines Ummagnetisierungsprozesses ergibt sich³ ein Wert von weniger als 10^{-6} sec, so daß bei unserem Versuch die ballistische Bedingung erfüllt ist. Die Suchspule (Länge 0,5 cm, Windungszahl 2000) wurde direkt auf die Probe gewickelt. Die Verteilungskurven wurden nach zwei Methoden ermittelt^{8, 9}. Sowohl mit elektronischen Zählgeräten als auch mit einem Vielkanal-Impulshöhenanalysator konnte keine wahrscheinlichste Sprunggröße

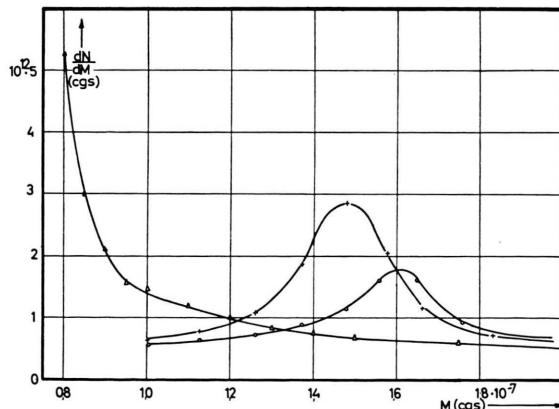


Abb. 2. Differentielle Größenverteilung der BARKHAUSEN-Sprünge längs eines Hystereseastes von Nickel. +, o: Messungen von IVLEV und RUDJAK¹ (+: hartes, o: weiches Nickel); \triangle : Unsere Messungen an hartem Nickel-S. Die angegebenen Sprungzahlen beziehen sich auf das von der Suchspule „erfaßte“ Volumen ($\approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$).

¹⁰ V. A. IGNATSCHEK u. A. M. RODITSCHEV, Magnitnaja Struktura Ferromagnetikov, Novosibirsk 1960, S. 123.

¹¹ G. HAACKE u. J. JAUMANN, Z. Angew. Phys. **12**, 289 [1960].

¹² A. M. RODITSCHEV, Magnitnaja Struktura Ferromagnetikov, Novosibirsk 1960, S. 135.

im untersuchten Meßbereich festgestellt werden. Die Ergebnisse sind zusammen mit denen von IVLEV und RUDJAK in Abb. 2 dargestellt.

Die Frage nach der wahrscheinlichsten Größe der BARKHAUSEN-Sprünge muß unserer Meinung nach also von der experimentellen Seite her noch als ungelöst

betrachtet werden. Die konventionelle Impulsmeßtechnik bietet leider keine Möglichkeit, kleinere Änderungen des magnetischen Moments als einige 10^{-8} cgs nachzuweisen. Mehr Erfolgsaussichten hätte hier vielleicht die optische Methode der Beobachtung von BARKHAUSEN-Sprüngen (KERR-Effekt, Elektronenmikroskop).

Die Wärmeleitfähigkeit von GaAs oberhalb Zimmertemperatur

H. WAGINI

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,
Erlangen

(Z. Naturforsch. 20 a, 494 [1965]; eingegangen am 16. Februar 1965)

Die Wärmeleitfähigkeit von GaAs wurde im Zimmert- und Tief temperaturgebiet schon gemessen¹⁻³. Werte oberhalb Zimmertemperatur sind bisher nicht bekannt. In dieser Notiz wird über eigene Messungen an einer GaAs-Probe nach der konventionellen Absolutmethode (s. Anm.⁴, Abb. 1, Magnetfeldapparatur) zwischen 300 °K und 470 °K berichtet. Die undotierte Probe $10 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$ war einkristallin, jedoch unorientiert. Der HALL-Koeffizient hatte einen Gang von -81 bis $-60 \text{ cm}^3/\text{Asec}$ auf den mittleren 10 cm bei Zimmertemperatur, die elektrische Leitfähigkeit betrug $50 (\Omega \text{ cm})^{-1}$. Dies ergibt eine mittlere HALL-Beweglichkeit von $|R_i \sigma_0| \approx 3500 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$. Die absolute differentielle Thermospannung wurde bei 300 °K mit $-390 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ermittelt.

In Abb. 1 ist die gemessene Wärmeleitfähigkeit der GaAs-Probe aufgetragen. Die maximale Verlustkorrektur betrug 7% bei 470 °K. Die Zimmertemperaturwerte von WEISS¹ (stationäre Absolutmethode an Stäbchen) und STEGMEIER u. a.² (wahrscheinlich nicht-stationäre Methode) liegen nur knapp außerhalb der geschätzten Fehlergrenze von ca. 3%. Die Tief temperaturwerte von HOLLAND³ (quasistationäre Absolutmethode) weisen im Zimmertemperaturbereich eine kleinere Steigung auf. Insgesamt wird eine Temperaturabhängigkeit T^{-n} mit $n > 1$ gefunden. Bei 470 °K mündet die Meßkurve in eine T^{-1} -Gerade ein. Nachdem die DEBYE-Temperatur ziemlich hoch bei 345 °K liegt, ist die durch Drei-

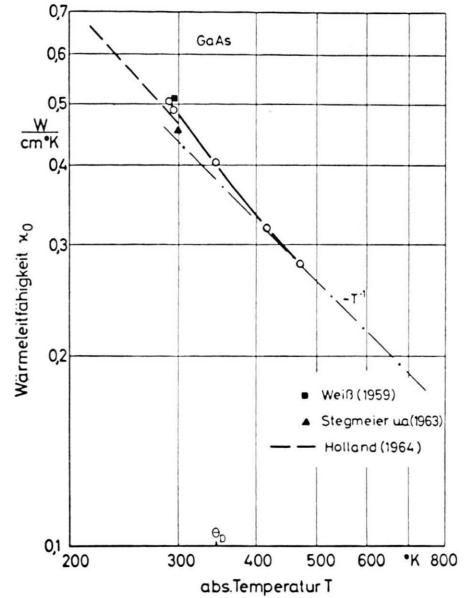


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von GaAs.

phononenprozesse verursachte T^{-1} -Abhängigkeit erst im Hochtemperaturgebiet zu erwarten. Der elektronische Anteil, berechnet nach dem WIEDEMANN-FRANZ-Gesetz

$\chi_{el} = A (k_0/e)^2 \sigma_0 T < 10^{-3} \text{ W/cm } ^\circ\text{C}$ mit $A \approx 3$, ist vernachlässigbar klein, so daß die Meßkurve der Gitterwärmeleitfähigkeit entspricht.

Herrn B. REISS danke ich für die Überlassung des Probenmaterials.

¹ H. WEISS, Ann. Phys. 4, 121 [1959].

² E. F. STEGMEIER u. I. KUDMANN, Phys. Rev. 132, 508 [1963].

³ M. G. HOLLAND, Phys. Rev. 134, A 471 [1964].

⁴ H. WAGINI, Z. Naturforsch. 19 a, 1541 [1964].