

## II WÄNDE IN FERROMAGNETISCHEN MATERIALIEN

### 1. Grundlagen des Ferromagnetismus

#### 1.1. Die mikroskopischen Gesetze des Ferromagnetismus

Ein kurzer Abriß der mikroskopischen Theorie, auf der alle folgenden Betrachtungen basieren, erscheint zweckmäßig. Dabei beschränken wir uns i.a. auf die Beschreibungsweise des sog. Mikromagnetismus [1.1 - 1.3], der in den uns interessierenden Dimensionen eine sehr gute Näherung zu den elementaren Gesetzen auf atomarer Ebene darstellt. Wir benutzen dabei durchgehend die im Mikromagnetismus üblichen cgs-Einheiten, um den Zugang zur wichtigsten Literatur zu erleichtern.

Der Mikromagnetismus geht von der Existenz einer spontanen Magnetisierung in einem Ferromagnetikum aus und beschreibt diese durch ein klassisches Vektorfeld:

$$\underline{I} = I_s(\underline{r}) \cdot \underline{\alpha}(\underline{r}), \quad \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 = 1. \quad (1.1)$$

Im allgemeinen, insbesondere weitab vom Curiepunkt und bei Abwesenheit sehr großer äußerer Felder, kann man darüberhinaus voraussetzen, daß der Betrag  $I_s$  dieses Vektors nicht vom Ort abhängt und eine bei der jeweiligen Temperatur gegebene Konstante ist. Zur Beschreibung der Magnetisierungsverteilung bleibt dann nur noch der Einheitsvektor  $\underline{\alpha}$ ; die Gleichgewichtsverteilung  $\underline{\alpha}(\underline{r})$  wird durch den Mikromagnetismus ermittelt. Das läßt sich am Übersichtlichsten in Form eines Variationsprinzips formulieren: Eine aus verschiedenen Beiträgen zusammengesetzte freie Energie muß durch die wirkliche Magnetisierungsverteilung zu einem Minimum gemacht werden.

Die wichtigsten Beiträge zu dieser freien Energie seien im folgenden zusammengestellt. Zur Begründung und zum Beweis der

Speziellen Form der jeweiligen Terme sei auf die Literatur [1.1 - 1.3] verwiesen. Vier Terme sind bei einer mikromagnetischen Berechnung in jedem Fall zu beachten:

1) Die "Austauschenergie" - so genannt wegen ihrer Ableitung aus der den Ferromagnetismus hervorrufenden elementaren Austauschwechselwirkung - läßt sich in der Näherung des Mikromagnetismus als positiv definite quadratische Form in den partiellen Ableitungen der Magnetisierungs-komponenten nach den Ortsvariablen schreiben. Sie bewirkt eine "Steifigkeit" des Magnetisierungsvektors gegenüber raschen örtlichen Variationen. In kubischen Kristallen ist die quadratische Form der Austauschenergie isotrop und es ergibt sich die folgende Gestalt für die Energiedichte der Austauschenergie:

$$e_A = A \cdot \sum_{i,k=1}^3 \left( \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_k} \right)^2 \quad (1.2)$$

Die Austauschkonstante A ist meist von der Größenordnung  $10^{-6}$  -  $10^{-7}$  erg/cm. Da Austauschenergien nur schwer und nicht sehr genau zu messen sind, begnügt man sich in der Regel auch bei nicht kubischen Kristallen mit (1.2) als Näherungsausdruck für die Austauschenergie.

2) Die Kristallenergie beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem anisotropen Kristallgitter und der Magnetisierung. Bedingt durch elementare Spin-Bahn-Wechselwirkungen sind Ausrichtungen der Magnetisierung in verschiedene Kristallrichtungen energetisch nicht gleichwertig. Die Kristallanisotropieenergie wird gewöhnlich nach Kugelflächenfunktionen entwickelt, und die Terme werden unter Berücksichtigung der jeweiligen Kristallsymmetrie in geeigneter Weise zusammengefaßt. Die gebräuchlichsten Schreibweisen für die Energiedichte der Kristallenergie sind:

Für kubische Kristalle:

$$e_K = K_1 \cdot (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \cdot \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (1.3)$$

Für hexagonale Kristalle:

$$e_K = K_1 \cdot (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_2 \cdot (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 + \dots \quad (1.4)$$

Die Konstanten  $K_1$  und  $K_2$  werden je nach Material im Bereich  $10^3 - 10^7 \text{ erg/cm}^3$  gemessen.

Die jeweils günstigen Kristallrichtungen, die sich aus (1.3) bzw. (1.4) berechnen, werden im Ferromagnetismus leichte Richtungen genannt. Ein Kristall kann in diesen Richtungen leicht, das heißt durch niedrige angelegte Felder gesättigt werden.

3) Die Streufeldenergie berücksichtigt in energetischer Hinsicht die Tatsache, daß ein "Magnet" magnetische Felder erzeugen kann. Magnetisierung und magnetisches Feld bilden zusammen die magnetische Induktion  $\underline{B} = \underline{H} + 4\pi\underline{I}$ , für welche die Maxwell'sche Gleichung  $\text{div } \underline{B} = 0$  gilt. Daraus folgt:

$$\text{div } \underline{H} = -4\pi \text{div } \underline{I} \quad (1.5)$$

Ist also die Magnetisierung  $\underline{I}$  nicht divergenzfrei, so entstehen Quellen für ein magnetisches Feld, das sogenannte Streufeld, dessen Gesamtenergie sich in folgenden beiden Formen durch Integration über den gesamten Raum  $R$  bzw. über das Probenvolumen  $P$  gewinnen läßt:

$$E_s = \frac{1}{8\pi} \int_R H_s^2 dV = -\frac{1}{2} \int_P \underline{H}_s \cdot \underline{I} dV \quad (1.6)$$

Dabei ist das Streufeld  $H_s$  seinerseits mit Hilfe der Potentialtheorie aus seinen Quellen  $-4\pi \text{div } \underline{I}$  zu ermitteln, wozu im allgemeinen eine Integration über die gesamte Probe notwendig ist. Die Streufeldenergie einer Probe berechnet sich somit aus der Magnetisierungsverteilung durch eine zweifache Integration über das Volumen der Probe, während bei der Kristallenergie und der Austauschenergie nur eine einfache Integration notwendig ist. Die Streufeldenergie vermittelt also eine weitreichende Wechselwirkung zwischen den Magnetisierungsrichtungen an

verschiedenen Orten der Probe, die die Lösung mikromagnetischer Probleme häufig sehr schwierig macht.

4) In einem äusseren magnetischen Feld besitzt die Magnetisierung eine magnetostatische Energie, deren Energiedichte in der einfachen Form:

$$e_H = -\underline{H}_a \cdot \underline{I} \quad (1.7)$$

geschrieben werden kann. Die Separation der gesamten magnetischen Feldenergie in die Anteile (1.6) und (1.7) erweist sich stets als sehr zweckmässig.

In manchen Fällen müssen auch noch Kopplungsenergien der Magnetisierung mit mechanischen Verzerrungen des Gitters berücksichtigt werden. Diese lassen sich ähnlich wie die Feldenergien in zwei Anteile aufspalten:

5) Die Eigenenergie magnetostriktiver Eigenspannungen  $E_{ms}$

6) Die Wechselwirkungsenergie der Magnetisierung mit Spannungen nicht magnetischen Ursprungs  $e_\sigma$ .  
Beide Terme werden in Abschn. 8. eingehend erläutert.

Das Variationsprinzip des (statischen) Mikromagnetismus lautet nun:

$$\delta_\alpha \{ (e_A + e_K + e_H + e_\sigma) dv + E_S + E_{ms} \} = 0 \quad (1.8)$$

wobei unter dem Symbol  $\delta_\alpha$  die Variation nach den Magnetisierungskomponenten  $\alpha_i$  unter der Nebenbedingung  $\alpha_i^2 = 1$  zu verstehen ist. Zur detaillierten Formulierung und zur dynamischen Verallgemeinerung dieses Gesetzes sei auf die Literatur [1.1 - 1.3] und auf spätere Abschnitte verwiesen.

Vom Standpunkt des Mikromagnetismus aus besteht kein Unterschied zwischen Ferromagnetismus und Ferrimagnetismus. Entscheidend ist die Existenz einer spontanen Magnetisierung, d.h.

eines Vektors, der den Zustand des Materials im Großen vollständig beschreibt. Ob diese Magnetisierung auf atomarer Ebene aus lauter gleichgerichteten oder aus teilweise entgegengerichteten Spins aufgebaut wird, ist vom Standpunkt des Mikromagnetismus aus belanglos. Deshalb sind alle folgenden Betrachtungen ebensogut auf ferromagnetische Metalle wie auf Ferrite oder andere "magnetische" Stoffe anwendbar.

## 1.2. Begründung der Existenz von Bereichen und Wänden

Eine ferromagnetische Probe, die keinem Magnetfeld ausgesetzt ist, ist in der Regel nicht oder nur schwach "magnetisch". Das kann nur damit erklärt werden, daß die Magnetisierung in dem Material nicht homogen verläuft, sondern sich im wesentlichen quellenfrei innerhalb der Probe schließt. Diese zuerst von P. Weiss [1.4] als Hypothese eingeführte Annahme ist inzwischen vielfältig experimentell bestätigt und theoretisch wohl begründet [1.5 - 1.9]. Man könnte nun zunächst an das Bild einer quellenfreien hydrodynamischen Strömung denken, bemerkt jedoch bald, daß eine solche kontinuierliche Magnetisierungsverteilung in einem Ferromagnetikum nur als Ausnahme auftreten kann, nämlich dann, wenn die Kristallenergie praktisch verschwindet. Im Normalfall teilt die Kristallenergie den Kristall in wohlabgegrenzte magnetische Bereiche auf, die jeweils mehr oder weniger homogen längs einer der leichten Richtungen magnetisiert sind. Zwischen diesen Bereichen oder Bezirken (in Anlehnung an den englischen und französischen Sprachgebrauch auch magnetische Domänen genannt) existieren Wände, die zuerst von Bloch [1.10] untersucht wurden. Bloch zeigte bereits, daß die Dicke der Wände die Gitterkonstante des Kristallgitters wesentlich übertrifft. Nach oben wird die Dicke der Wände durch die Kristallenergie begrenzt, die innerhalb der Wandzone höher ist als in den Domänen. Nach unten existiert eine Begrenzung durch die Austauschenergie, die einem abrupten Übergang entgegensteht.

Das Zusammenspiel dieser beiden Energien in einer Blochwand

wurde zuerst von Landau und Lifshitz [1.11] richtig erkannt und ausgewertet. Im nächsten Kapitel wollen wir uns der Berechnung solcher Wände zuwenden.

- 
- [1.1] W.Döring, Mikromagnetismus, in Hdb.d.Physik, (Springer, Berlin-Heidelberg-New-York,1966) Bd.18/2
  - [1.2] W.F.Brown, Jr., Micromagnetics,(Interscience, New York, 1963)
  - [1.3] H.Kronmüller in Mod.Probl.der Metallphysik Bd.II, hrsg.v.A.Seeger,(Springer,Berlin-Heidelberg-New-York, 1966)
  - [1.4] P.Weiss, J.Phys.Chim.Hist.Nat.6, 661 (1907)
  - [1.5] C.Kittel, J.K.Galt, Solid State Physics 3, 439 (1956)
  - [1.6] C.Kittel, Rev.Mod.Physics 21, 541 (1949)
  - [1.7] D.J.Craik, R.S.Tebble, Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains (North Holland, Amsterdam, 1965)
  - [1.8] K.N.Stewart, Ferromagnetic Domains, (Cambridge Univ. Press, 1954)
  - [1.9] W.Andrä, J.Phys.D,1,1 (1968)
  - [1.10] F.Bloch, Z.Physik 74,295 (1932)
  - [1.11] L.Landau, E.Lifshitz, Phys.Z.Sowjet, 8,155 (1935)