

## 10. Variation des Betrages der Magnetisierung innerhalb von Blochwänden

In der klassischen mikromagnetischen Theorie wird die Sättigungsmagnetisierung bei der jeweiligen Temperatur als konstante Größe betrachtet. Abweichungen von dieser Näherung sollen in diesem Abschnitt untersucht werden. (Vgl. hierzu [10.1])

Bekanntermaßen kann die Magnetisierung durch ein hohes angelegtes Feld über  $I_s$  hinaus erhöht werden. Umgekehrt läßt sich denken, daß innerhalb einer Blochwand auch kleinere Beträge der Magnetisierung als  $I_s$  auftreten können. Eine Variation des Betrages der Magnetisierung wird bei tiefen Temperaturen in gewöhnlichen Ferromagneten allerdings gering sein, kann jedoch in der Nähe des Curiepunktes größere Werte annehmen. Es ist deshalb denkbar, daß der Charakter der Domänenwände in unmittelbarer Nähe des Curiepunktes verschieden ist von dem Charakter, den man bei tieferen Temperaturen erwartet.

### 10.1 Mikromagnetismus bei variablem magnetischen Moment

#### a) Allgemeines

Ein variables magnetisches Moment läßt sich am einfachsten darstellen, wenn man in Gl.(1.1) die Größe  $I_s$  konstant ( $=I_s(T)$ ) hält, dafür aber die Nebenbedingung  $\sum \alpha_i^2 = 1$  fallen läßt. Dann benötigt man zur Beschreibung des Magnetisierungsvektors drei unabhängige Variable, z.B. die drei Komponenten  $\alpha_i$  oder aber zwei Polarwinkel  $\varphi$  und  $\delta$  sowie den Betrag des Vektors  $\underline{\alpha}$

$$m = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2} = |\underline{\alpha}|/I_s \quad (10.1)$$

Für den homogen magnetisierten Kristall ohne äußere Felder gilt stets  $m=1$ .

Die Potentiale (1.1)-(1.4), (8.11) bzw. (8.13) können in dieser Schreibweise unverändert übernommen werden, sie bleiben auch für  $m \neq 1$  sinnvoll. Die Konstanten  $A$ ,  $K_1$ ,  $\lambda_{100}$  etc. können eventuell von  $m$  abhängen. Wir wollen uns hier jedoch der Einfachheit halber darauf beschränken, die bei  $m=1$  gemessenen Werte zu benutzen. Die klassischen Potentiale des Mikromagnetismus sind nicht geeignet, eine magnetische Struktur mit variablem Moment zu berechnen. Notwendig

ist die Hinzunahme eines isotropen Potentials  $e_M$ , das nur vom Betrag der Magnetisierung  $m$  abhängt und das bei  $m=1$  ein mehr oder weniger scharf ausgeprägtes Minimum besitzt. Damit soll beschrieben werden, daß in einem Ferromagnetikum ohne äußere Einflüsse der Zustand mit  $m=1$  einen Gleichgewichtszustand darstellt und daher jede Abweichung von  $m=1$  mit einem Energieaufwand verbunden sein muß.

b) Ableitung des Zusatzpotentials  $e_M$  für kleine Abweichungen von  $I=I_s$ .

Für kleine Abweichungen von  $m=1$  können wir die Energie  $e_M$  aus der Suszeptibilität der gesättigten Probe, der sogenannten Parasuszeptibilität, ableiten. Setzen wir nämlich eine gesättigte Probe einem Feld parallel zu seiner Sättigungsrichtung aus, dann schreiben sich die von  $m$  abhängigen Energien bei diesem Versuch wie folgt:

$$e_G = e_M(m) - H \cdot I_s \cdot m \quad (10.2)$$

Wenn wir  $H$  vergrößern, dann nimmt auch  $m$  zu, das heißt wir messen eine Suszeptibilität, die sich für kleine Abweichungen von  $m=1$  durch  $\chi_p = I_s^2 / e_M' |_{m=1}$  darstellen läßt. In dieser Näherung ergibt sich also für  $e_M$ :

$$e_M = \frac{I_s^2}{2\chi_p} \cdot (m-1)^2 \quad (10.3)$$

Aus grundsätzlichen Erwägungen (Zeitumkehrinvarianz) muß in einem Ferromagnetikum die Magnetisierungsrichtung  $m=1$  mit der Gegenrichtung  $m=-1$  gleichwertig sein. Wir verwenden deshalb anstelle von (10.3) die folgende, für kleine Abweichungen  $(m-1)$  äquivalente Form:

$$e_M = P \cdot (m^2 - 1)^2, \quad P = I_s^2 / (8\chi_p) \quad (10.4)$$

In (10.4) haben wir den neuen Materialparameter  $P$  eingeführt, der sich aus den experimentell meßbaren Größen  $I_s$  und  $\chi_p$  ableitet. Für einfache Ferromagnetika lassen sich  $I_s$  und  $\chi_p$  auch theoretisch bestimmen. Dies gilt vor allem im Bereich  $T \ll T_c$ , in dem die Sättigungsmagnetisierung  $I_s$  durch das Spektrum der thermisch angeregten Spinwellen bestimmt wird.

Die Theorie der Spinwellen ergibt in einfachster Näherung (für kleine Felder, niedrige Temperaturen und Austauschwechselwirkungen bis zu nächsten Nachbarn) folgende Formel [10.2, 10.3]

$$\frac{I_0 - I_S}{I_0} = [1 - \sqrt{1.848 \mu_B (H_{\text{ex}} + H_A + \frac{4\pi}{3} I_0) / kT}] \cdot 2.612 \frac{g \mu_B}{I_0} \left( \frac{3kT}{4\pi S n_N J_0} \right)^{3/2}$$

(10.5)

Hierbei bedeutet:  $I_0$  = Magnetisierung bei  $T=0$ ,  
 $\mu_B = 9.273 \cdot 10^{-21}$  Oe  $\text{cm}^3$  = Bohrsches Magneton,  $g$  = gyromagnetischer Faktor  
 (=2 für Elektronen),  $H_{\text{ex}}$  = äußeres Feld,  $H_A = 2K_1 / I_S$  = Anisotropiefeld,  
 $S$  = Spinquantenzahl der Atome,  $n_N$  = Zahl der nächsten Nachbarn eines Atoms,  
 $n_z$  = Anzahl der Atome in der Elementarzelle und  $J_0$  = Austauschintegral.

Die Parasuszeptibilität ergibt sich aus (10.5) durch Differenzieren nach  $H_{\text{ex}}$ :

$$\chi_p = \frac{dI_S}{dH_{\text{ex}}} \Big|_{H_{\text{ex}}=0} \sqrt{\frac{g \mu_B / kT}{H_A + \frac{4\pi}{3} I_0}} \cdot 1.77 g \mu_B \left( \frac{3kT}{4\pi S n_N J_0} \right)^{3/2} \quad (10.6)$$

Das Austauschintegral  $J_0$  ist mit der Austauschkonstanten  $A$  und der Curietemperatur  $T_c$  verknüpft. Näherungsweise gelten folgende Relationen [10.4]:

$$J_0 = \frac{Aa}{n_z S^2} = \frac{3kT_c}{2n_N S(S+1)} \quad (10.7)$$

( $a$  = Gitterkonstante)

c) Ableitung des Potentials  $e_M$  aus der Landauschen Theorie der Phasenübergänge 2. Art

Ein anderer Zugang zu der Funktion  $e_M$  ergibt sich - speziell für höhere Temperaturen - aus der Untersuchung des Phasenübergangs vom ferromagnetischen zum paramagnetischen Zustand. Die einfachste Beschreibungswiese für diese Vorgänge ist in der Landauschen Theorie der Phasenübergänge zweiter Art [10.5] enthalten. Diese Theorie geht von einem Ansatz für die freie Energie in der Umgebung des kritischen Punktes aus. Da die Sättigungsmagnetisierung bei  $T_c$  klein wird, kann man eine Entwicklung nach kleinen  $I$  versuchen, und

da nur gerade Potenzen von  $I$  auftreten dürfen, ergibt sich so:

$$e_M = e_0 + a(T)I^2 + \frac{b(T)}{2}I^4 + \dots \quad (10.8)$$

$a$  und  $b$  seien Funktionen der Temperatur  $T$ , wobei  $b > 0$  vorausgesetzt ist. Für  $a > 0$  ist  $I=0$  der stabile Zustand, für  $a < 0$  liegt der günstigste Wert für  $I$  bei

$$I_s = \sqrt{-a(T)/b(T)} \quad (10.9)$$

Durch Einsetzen in (10.7) und Weglassen konstanter Beträge erhalten wir mit  $I = mI_s$ :

$$e_M = \frac{a(T)}{2}I_s^2(1-m^2)^2 \quad (10.10)$$

Die Suszeptibilität  $\chi_p$  ergibt sich im Landauschen Modell zu:

$$\chi_p = -1/(4a(T)) \quad (10.11)$$

Durch Einsetzen von (10.11) in (10.10) gelangen wir schließlich wieder zu Gl.(10.4). Wir erhalten also die gleiche Formel wie im Bereich tiefer Temperaturen. Nur können wir jetzt zusätzliche Aussagen über die Temperaturabhängigkeit des Vorfaktors  $I_s^2/\chi_p$  machen. Nach Gl. (10.11) und (10.9) ist dieser Faktor proportional zu  $a^2(T)$  und verschwindet damit bei  $T_c$  wie  $I_s^4$ .

d) Ableitung des Potentials  $e_M$  aus der Theorie der kritischen Phänomene

Man weiß heute, daß die Landausche Theorie die Verhältnisse in der Nähe des kritischen Punktes nicht richtig wiedergibt. Setzt man etwa in der Landauschen Theorie  $b(T) = b_0$  näherungsweise konstant und  $a(T) = a_0(T - T_c)/T_c = a_0 \cdot$ , so ergibt sich nach (10.8)  $I_s \sim 1/2$ , während sowohl Experimente wie verbesserte Theorien in Gesetz  $I_s \sim \beta$  mit  $\beta \approx 1/3$  ergeben [10.6]. Ähnliche Abweichungen vom erwarteten Verhalten findet man bei der Suszeptibilität  $\chi_p$ . Nach Gl.(10.11) gilt in der Landauschen Theorie  $\chi_p \sim -1$ , während in Wirklichkeit häufig ein Gesetz  $\chi_p \sim -\gamma$  mit  $\gamma \approx 1.25$  gefunden wird. Die Exponenten  $\beta$  und  $\gamma$  (und einige weitere) werden kritische Exponenten genannt.

Zunächst könnte man vermuten, daß infolge dieser Anomalien eine Gleichung vom Typus (10.4) nicht mehr aufgestellt werden kann. Neuere Untersuchungen [10.7-10.9] ergaben jedoch, daß auch im Bereich der kritischen Phänomene wenigstens näherungsweise ein Zusammenhang zwischen den verschiedenen meßbaren Größen besteht, der sich in einer sog. Zustandsgleichung zusammenfassen läßt. Wir wollen zeigen, daß man diese Zustandsgleichung aus einem Potential der Form (10.4) ableiten kann. Eine für magnetische Stoffe vorgeschlagene und experimentell gut bestätigte Zustandsgleichung hat folgendes Aussehen [10.7]:

$$\frac{H/\mathfrak{A}^{\beta+\gamma}}{I/\mathfrak{A}^{\beta}} = K_+ (I/\mathfrak{A}^{\beta}) \quad (10.12)$$

Für die spezielle Form der Funktion  $K_+$  ergaben Experimente an Nickel, Kobalt und anderen Stoffen im Grenzfall kleiner Felder H:

$$K_+ \approx A_0 + A_1 (I/\mathfrak{A}^{\beta})^2 \quad (10.13)$$

Die Bedeutung der Konstanten  $A_0$  und  $A_1$  ergibt sich aus dem Verhalten für  $H=0$ . Dort muß  $I=I_s$  und  $dI/dH=\chi_p$  gelten. Daraus folgt:

$$A_0 = -I_s^2 \mathfrak{A}^{-2\beta} A_1, \quad A_1 = 1/(2\chi_p I_s^2 \mathfrak{A}^{\gamma-2\beta}) \quad (10.14)$$

Wir suchen nun eine Funktion  $\tilde{e}_M(I)$ , aus der sich Gl.(10.12) durch Minimalisierung der Gesamtenergie  $F=-HI+\tilde{e}_M(I)$  ableiten läßt. Differentiation nach  $I$  ergibt die Bedingung  $H=d\tilde{e}_M/dI$ , sodaß sich  $\tilde{e}_M$  durch Integration von Gl.(10.12) berechnet. Setzt man Gl.(10.14) ein und zieht  $\tilde{e}_M(I_s)$  ab, so gelangt man im Endergebnis wieder genau zu Gl.(10.4)! Der einzige Unterschied zur Landauschen Theorie besteht darin, daß der Vorfaktor  $I_s^2/\chi_p$  nunmehr proportional  $\mathfrak{A}^{\gamma+2\beta}$  (bzw.  $\sim \mathfrak{A}^{\beta(1+\delta)}$ , s.Fußnote\*) und nicht mehr proportional  $\mathfrak{A}^2$  ist. Somit ist Gl.(10.4) eine gute Darstellung für das gesuchte Potential  $e_M$  für kleine Abweichungen  $I-I_s$  bei allen Temperaturen mit Einschluß

---

\*Nach anderen Autoren [10.9] ist in (10.12)  $\beta+\gamma$  durch  $\beta\cdot\delta$  zu ersetzen, wobei  $\delta$  der aus dem Gesetz  $I_s \sim H^{1/\delta} |_{T=T_c}$  folgende kritische Exponent sei. Beide Formulierungen gehen ineinander über, wenn die sog. "scaling laws" [10.6] gelten, die  $\beta(\delta-1)=\gamma$  vorhersagen. Diese Gesetze scheinen jedoch in verschiedenen Ferromagnetika nicht gültig zu sein [10.10]

der Umgebung des Curiepunktes. Da in Blochwänden normalerweise auch nur kleine Abweichungen  $I-I_s$  erwartet werden, kann Gl. (10.4) in der Regel als ausreichende Näherung betrachtet werden.

e) Geltungsbereich der mikromagnetischen Theorie

Zwei Bemerkungen zum Geltungsbereich dieser mikromagnetischen Theorie seien angefügt. Bei tiefen Temperaturen wird die mittlere Wellenlänge der Spinwellen in den Bereich der Blochwanddicke kommen, womit die Beschreibung mit Hilfe der lokal gegebenen Größe des Magnetisierungsvektors nicht mehr sinnvoll wird. Unter diesen Umständen ist die Rückwirkung der Blochwand auf das Spinwellenspektrum in Betracht zu ziehen [10.11]. Man berechnet für die Temperatur, bei der die Wellenlänge einer Spinwelle der Energie  $kT$  gleich der Blochwanddicke  $\pi\sqrt{A/K_1}$  wird, den Wert [10.4]  $T_0 = \frac{4}{3K} \cdot K_1 \cdot a^3$ ,  $a$ =Gitterkonstante. Für  $a=3 \cdot 10^{-8}$  cm,  $S=1$  und  $K_1=10^6$  erg/cm<sup>3</sup> ergibt sich z.B. der sehr kleine Wert  $T_0=0.5^\circ\text{K}$ , für den eine Variation des magnetischen Moments ohnehin nicht mehr erwartet wird.

Eine ähnliche Unzulänglichkeit des mikromagnetischen Modells tritt möglicherweise in unmittelbarer Nähe des Curiepunktes auf ( $\leq 10^{-3}$ , [10.6]) wo die Korrelationslänge der kritischen Fluktuationen in die Größenordnung der Blochwanddicke kommen kann.

Im folgenden wollen wir die hier angeführten Extremfälle außer Betracht lassen.

Zunächst soll die Größe der Abweichungen  $I-I_s$  berechnet werden, die in jeder Blochwand bei normalen Temperaturen zu erwarten sind, und sodann ein neuer Wandmodus untersucht werden, der eventuell in der Nähe des Curiepunktes von Bedeutung ist.

## 10.2 Berechnung von Blochwänden mit Hilfe der linearisierten Theorie

Schreibt man den Magnetisierungsvektor in den Polarkoordinaten:

$$\alpha_1 = m \cdot \cos\vartheta, \quad \alpha_2 = m \cdot \sin\vartheta \cos\varphi, \quad \alpha_3 = m \cdot \sin\vartheta \sin\varphi$$

(10.13)

so nimmt die Austauschenergie nach Gl.(1.2) folgende Form an:

$$e_A = A(m_x^2 + m^2 \vartheta_x^2 + m^2 \sin^2 \vartheta \varphi_x^2) \quad (10.14)$$

Für eine  $180^\circ$ -Wand in einem einachsigen Material (Abschn.2.2) gilt  $\vartheta = 90^\circ$  und

$$e_K = K_1 m^2 \cos^2 \varphi \quad (10.15)$$

$$e_A = A(m_x^2 + m^2 \varphi_x^2) \quad (10.16)$$

Außerdem ist  $e_M$  nach Gl.(10.4) zu berücksichtigen. Für kleine  $\chi_p$ , also für nicht sehr hohe Temperaturen, sind damit alle Voraussetzungen zur Anwendung der linearisierten Theorie mit  $m-1$  als kleiner Variablen erfüllt. Wir erhalten aus Gl.(3.14) mit  $G = e_K + e_M$  und unter der Voraussetzung, daß die Konstanten  $A$  und  $K_1$  nicht von  $m$  abhängen:

$$\Delta m = -\frac{\cos^2 \varphi}{\cos^2 \varphi + 2P/K_1} \quad (10.17)$$

Die mit (10.17) verbundene Energieabsenkung berechnet sich nach Gl.(3.15) zu:

$$\Delta E = -4\sqrt{AK_1} [1 + (1/p_1 - p_1) \operatorname{artanh}(1/p_1)], \quad p_1 = \sqrt{1 + 2P/K_1} \quad (10.18)$$

Für die meisten Materialien gilt  $P \gg K_1$ , sodaß  $\Delta m$  und  $\Delta E$  sehr kleine Größen werden. Entwickeln wir Gl.(10.18) unter dieser Bedingung, so ergibt sich  $\Delta E = -4\sqrt{AK_1} K_1 / (3P)$ .

Die in diesem Abschnitt angewandte linearisierte Theorie läßt sich zwanglos auf beliebige andere Wände anwenden, solange der Materialparameter  $P$  (Gl.(10.4)) wesentlich größer als die betreffende Anisotropieenergiekonstante ist. Für den hier behandelten Fall einer  $180^\circ$ -Wand in einachsigen Stoffen ist es jedoch auch möglich, die Wandstruktur für beliebige Werte des Verhältnisses  $P/K_1$  exakt zu berechnen [10.12], worauf wir in Abschn.10.4 zurückkommen werden.

### 10.3 Der lineare Modus der Blochwand

Mit der Einführung eines variablen magnetischen Momentes haben wir eine dritte unabhängige Variable im Mikromagnetismus eingeführt. Nach Abschn.3.3c) muß es dann auch eine dritte Eigenlösung in der Umgebung der Randpunkte und damit einen dritten Wandtyp neben der von Landau eingeführten Blochwand und der Néelwand geben. Dieser dritte Wandtyp ist dadurch gekennzeichnet, daß sich in ihm nicht die Richtung der Magnetisierung ändert, sondern der Betrag der Magnetisierung, der abnimmt, durch Null geht und dann wieder anwächst. Um zu untersuchen, unter welchen Umständen ein solcher "linearer" Wandmodus [10.12] stabil sein kann, wollen wir die Energie dieser Wand für den einfachsten Fall einer  $180^\circ$ -Wand in einem einachsigen Material berechnen. Wir benutzen als Variable die Komponente  $\alpha_3$  parallel zur leichten Richtung des Kristalls und setzen also  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$  in der ganzen Wand voraus. Die Anisotropieenergie fällt ganz heraus und als Beitrag zu  $G(\alpha_3)$  bleibt nur  $e_M$  gemäß Gl.(10.4). Dann ergibt sich mit Gl.(3.6) die Wandenergie zu:

$$E_G = \frac{\sqrt{8}}{3} \sqrt{\frac{AI_s^2}{X_p}} = 4\sqrt{AK_1} \frac{2}{13} \sqrt{\frac{P}{K_1}} \quad (10.19)$$

Für  $P/K_1 < 9/4$  wird die Energie der linearen Wand kleiner als die Energie der klassischen Blochwand. Dabei ist aber noch nicht berücksichtigt, daß sich die Blochwand bei abnehmendem  $P/K_1$  verändert, wobei sie ihre Energie vermindert (s.Gl.(10.18)). Im folgenden Abschnitt soll dieser Prozess verfolgt werden, um den genauen Wert des Verhältnisses  $P/K_1$  beim Übergang zur linearen Wand zu berechnen.

### 10.4 Der Übergang von der Blochwand zur linearen Wand

Es liegt nahe, zur Untersuchung dieses Übergangs ähnliche Methoden wie bei der Untersuchung des Bloch- Néelwand-Überganges anzuwenden, und in der Tat ist das ohne Schwierigkeiten möglich. Allerdings läßt sich in dem hier behandelten Spezialfall einachsiger Kristalle die exakte Lösung explizit angeben [10.12]. Wir machen dazu folgenden Ansatz:



$$\alpha_3 = \sin\theta(x), \quad \alpha_2 = \rho(x)\cos\theta(x) \quad (10.20)$$

Die beteiligten Energien schreiben sich in diesen Variablen wie folgt:

$$\begin{aligned} e_A &= A[\cos^2\theta + \rho^2 \sin^2\theta]\theta'^2 - 2\rho'\theta'\sin\theta\cos\theta + \rho'^2 \cos^2\theta \\ e_K &= K_1 \rho^2 \cos^2\theta \\ e_M &= P(1-\rho^2)^2 \cos^4\theta \end{aligned} \quad (10.21)$$

Leitet man nun die Differentialgleichungen für  $\rho$  und  $\theta$  durch Variation von (10.21) ab, so zeigt sich leicht, daß folgende Lösung die Differentialgleichungen identisch erfüllt:

$$\sin\theta = \tanh(x/\sqrt{AK_1}), \quad \rho^2 = 1 - K_1/P \quad (10.22)$$

Wegen  $\rho' = 0$  stellt diese Lösung eine Lösung mit einer Variablen dar, und zwar eine Lösung mit einem elliptischen Magnetisierungspfad in der  $(\alpha_2, \alpha_3)$ -Ebene. Die Wandenergie berechnet sich nach Gl.(3.6) zu

$$E_G = 4\sqrt{AK_1}(1 - K_1/(3P)) \quad (10.23)$$

Die gleiche Formel ergab sich bereits aus der linearisierten Theorie für  $P \gg K_1$ . Berechnet man die Wandenergie für andere konstante Werte der Variable  $\rho$  in der Umgebung des durch Gl.(10.22) vorgeschriebenen Wertes, so ergeben sich gegenüber (10.23) erhöhte Energien, sodaß die Lösung (10.22) als stabil angesehen werden kann.

Der kritische Wert für den Übergang zur linearen Wand ergibt sich nunmehr aus dem Vergleich der Wandenergien (10.19) und (10.23). Die Bedingung lautet

$$1 - \frac{1}{3} \frac{K_1}{P} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{K_1}{P}} \quad \text{oder} \quad K_1 = P \quad (10.24)$$

Fig.10.1 zeigt die Energien der verschiedenen Wandmodelle. Eine bemerkenswerte Eigenschaft der Lösung (10.21) ist es, daß die Wandweite  $W_\alpha$ , die ja definitionsgemäß allein aus  $\alpha_3$  berechnet wird, nicht von  $P$  abhängt. Im gesamten Bereich der elliptischen Wandmodelle bleibt  $W_\alpha$  konstant gleich  $2\sqrt{A/K_1}$ , um dann bei  $P=K_1$  stetig in die Wandweite der linearen Wand  $W_\alpha = 2\sqrt{A/P}$  überzugehen.

### 10.5 Quantitative Abschätzungen der Variation des magnetischen Momentes innerhalb von Wänden

Zunächst wollen wir untersuchen, unter welchen Bedingungen die Größe  $P/K_1$  in der Nähe des Curiepunktes gegen Eins geht, d.h. ob ein Temperaturbereich unterhalb  $T_c$  existiert, für den der lineare Wandmodus begünstigt ist. In Abschn.10.1 wurde erläutert, daß die Größe  $P=I_s^2/(8\chi_p)$  wie  $\mathcal{D}^{\gamma+2\beta} \approx \mathcal{D}^2$  für  $\mathcal{D}=1-T/T_c \rightarrow 0$  verschwindet. Entscheidend ist daher das Temperaturverhalten von  $K_1$ , über das keine generelle Aussage gemacht werden kann. Eine einfache Theorie [10.13] sagt für einachsige Stoffe  $K_1 \approx I_s^3$  voraus. In diesem Fall würde  $\frac{P}{K_1} \approx \mathcal{D}^{\gamma-\beta} \approx \mathcal{D}$  werden und damit bei  $T_c$  verschwinden. Für manche einachsigen Materialien wird sogar eine Anisotropiekonstante gemessen, die nicht bei  $T_c$  verschwindet, sondern in der Umgebung des Curiepunktes im wesentlichen konstant bleibt. Für solche Materialien müßte  $\frac{P}{K_1}$  noch stärker bei  $T_c$  verschwinden und der Temperaturbereich des linearen Wandmodells müßte größer sein. Zu dieser letzten Stoffklasse zählt das Gadolinium ( $T_c=20^\circ\text{C}$ ,  $I_s(T=0)=1950$  G) [10.13]. Die Kristallenergie bei  $T_c$  beträgt etwa  $K_1=2 \cdot 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>. Das kritische Verhalten des Gadoliniums wurde von Deschizeaux und Devey [10.9] untersucht; die Ergebnisse lassen sich in Form einer Zustandsgleichung zusammenfassen, wie sie in Abschn. 10.1d) gefordert wurde. Es ergibt sich daraus  $I_s^2/\chi_p = (b_o^2/b_1) \beta(1+\delta) = 1.02 \cdot 10^{11} 1.75$  und damit  $\frac{P}{K_1} = 6.4 \cdot 10^4 1.75$ . Der Übergang zum linearen Modus ist danach bei  $\approx 0.002$  oder  $0.6^\circ\text{C}$  unterhalb des Curiepunktes zu erwarten. Die maximale Abweichung  $\Delta m$  nach Gl.(10.17) wird eine vielleicht meßbare Größe von 1% bei  $\approx 0.063$  oder etwa  $18^\circ\text{C}$  unterhalb des Curiepunktes erreichen.

Ein anderes Material, das durch eine extrem hohe Anisotropiekonstante ausgezeichnet ist, ist das Dauermagnetwerkstoff  $\text{Co}_5\text{Sm}$  (s.[3.2]) ( $K_1=7.7 \cdot 10^7$  erg/cm<sup>3</sup>,  $I_s=750$  G,  $T_c=1020^\circ\text{K}$ ). Die Parasuszeptibilität dieses Materials schätzt sich nach Gl.(10.5) zu etwa  $\chi_p=10^{-4}$  (bei Raumtemperatur) ab. Danach wäre  $P=I_s^2/(8\chi_p)=7 \cdot 10^8$  erg/cm<sup>3</sup> und die maximale Abweichung  $\Delta m$  sollte etwa 10% betragen. Nimmt man weiter an, daß  $I_s$  und  $K_1$  nicht wesentlich temperaturabhängig sind, dann wäre der Übergang zur linearen Wand in diesem Material bei  $300-400^\circ\text{C}$  zu erwarten.

In kubischen Materialien verschwindet die Anisotropieenergie in der Regel wesentlich stärker bei Annäherung an den Curiepunkt als bei

einachsigen Materialien. Die Zenersche Theorie [10.13] sagt z.B.  $K_1 \sim I_S^{10}$  voraus. In einem solchen Fall geht das Verhältnis  $P/K_1$  bei  $T_c$  nicht gegen Null, wie beim einachsigen Kristall, sondern gegen Unendlich. Der lineare Wandmodus ist also für kubische Materialien ohne Bedeutung.

Das Verhältnis  $P/K_1 = I_S^2 / (8\chi_p K_1)$  besitzt eine anschauliche Bedeutung. Wir erinnern uns, daß die Suszeptibilität eines Ferromagnetikums gegenüber magnetischen Feldern, die senkrecht zur Magnetisierungsrichtung angelegt werden, durch  $\chi^* = \mu^* - 1 = 2\pi I_S^2 / K_1$  beschrieben wird. Somit gilt  $P/K_1 = 1 / (16\pi) \chi^* / \chi_p$ , wobei  $\chi^* / \chi_p$  ein Maß für die Anisotropie des ferromagnetischen Zustands darstellt. Meist gilt  $\chi^* \gg \chi_p$  für ferromagnetische Stoffe, wie z.B. für Eisen bei Raumtemperatur  $\chi^* = 355$  und  $\chi_p = 4 \cdot 10^{-4}$  [10.15]. Anders werden die Verhältnisse für ferromagnetische und antiferromagnetische Stoffe, für die die beiden Suszeptibilitäten durchaus vergleichbar sein können. Das gilt insbesondere für die Umgebung von Kompensationspunkten ferrimagnetischer Stoffe und für schwach ferromagnetische Materialien, auf die wir in einem späteren Kapitel zurückkommen werden.

- 
- [10.1] L.D.Landau, E.M.Lifshitz, Lehrbuch der Theoretischen Physik (Akademie-Verlag, Berlin, 1967), Bd.8, Elektrodynamik der Kontinua.
- [10.2] T.Holstein, H.Primakoff, Phys. Rev. 58, 1098 (1940)
- [10.3] B.E.Argyle, S.H.Charap, E.W.Pugh, Phys. Rev. 132, 2051(1963)
- [10.4] C.Kittel, Introduction to Solid State Physics,(J.Wiley, New York, 1966)
- [10.5] siehe [10.1], Bd.5, Statistische Physik
- [10.6] L.P.Kadanoff, W.Götze, D.Hamblen, R.Hecht, E.Lewis, V.Palciauskas, M.Rayl, J.Swift, D.Aspnes, J.Kane: Rev. Mod. Phys. 39, 395 (1967)
- [10.7] J.S.Kauvel, J.B.Comly, Phys. Rev. Letters 20, 1237 (1968)
- [10.8] W. Rucker, R.Kohlhaas, Z. angew. Physik 25, 343 (1968)
- [10.9] M.N.Deschizeaux, G.Develey, J.de Physique 32,C1-648 (1971)
- [10.10] W.Rucker, R.Kohlhaas, H.W.Schöpgens, J.de Physique 32, C1-652 (1971)

- [10.11] J.M.Winter, Phys. Rev. 124, 452 (1961)  
 [10.12] L.N.Bulaevskii, V.L.Ginzburg, Sov. Phys. JETP 18,  
 530 (1964)  
 [10.13] C.Zener, Phys. Rev. 96, 1335 (1954)  
 [10.14] W.D.Corner, W.C.Rue, K.N.R.Taylor, Proc. Phys. Soc. 80,  
 927 (1962)  
 [10.15] E.Czerlinsky, Ann. d. Physik (5), 13, 89 (1932)

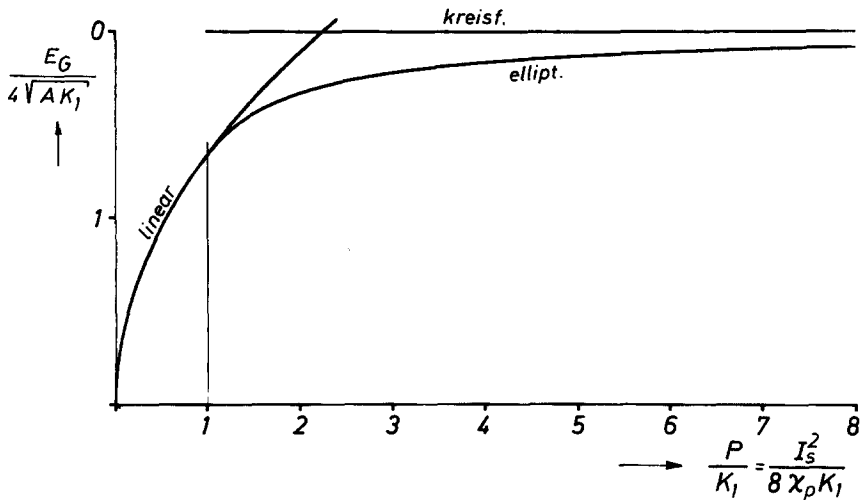


Fig.10.1 Die Wandenergie von  $180^\circ$ -Wänden unter Berücksichtigung der Variation des magnetischen Momentes. Die Gerade für den kreisförmigen Magnetisierungspfad entspricht dem Grenzfall eines konstanten magnetischen Momentes.