

## 7. Néelwände

### 7.1 Definition der Néelwände

Bei der Untersuchung der  $90^\circ$ -Wände in Eisen (Abschn. 6.3) hatte sich ergeben, daß der von Landau eingeführte streufeldfreie Wandmodus, der allgemein als Blochwand bezeichnet wird, eine im wesentlichen stabile Konfiguration darstellt. Die mit Hilfe der linearisierten Theorie berechneten Abweichungen von der Bedingung  $\mathfrak{S} = \text{const}$  erwiesen sich außer im Fall hoher Felder bei  $\psi = 90^\circ$  als sehr klein. Wir wollen nun untersuchen, in welchem Modus die Wand in noch höheren Feldern übergeht. Bei der allgemeinen Untersuchung der Randpunkte eines Wandproblems (Abschn. 3.3c) hatten wir gefunden, daß bei zwei unabhängigen Variablen ( $\varphi$  und  $\mathfrak{S}$ ) auch zwei verschiedene Eigenlösungen existieren sollten. Die Blochwand folgt - zumindest in der Nähe der Randpunkte - dem Landauschen Kleinkreis. Dann ist nach 3.3c) und aus Symmetriegründen zu erwarten, daß der zweite Modus in dem in Fig. 6.1 dargestellten Fall dem Großkreis durch die Normalenrichtung folgt. Man nennt den zu diesem zweiten Modus gehörenden Wandtyp nach seinem Entdecker [7.1] Néelwand. Er hat im Gegensatz zum Landauschen Modus eine hohe Streufeldenergie, da in ihm die Normalkomponente  $\cos \mathfrak{S}$  stark variiert. Andererseits ist der Weg zwischen den beiden Randpunkten in Fig. 6.1 längs des Großkreises kürzer, sodaß sich die Frage stellt, ob der Néelsche Modus unter gewissen Umständen stabil sein kann. Dies konnte in der Tat von Gemperle und Zelený [4.3] gezeigt werden. Danach gehen Wände, die senkrecht zu einem angelegten Feld stehen, in hohen angelegten Feldern stets in den Néelwandmodus über.

Diese Zusammenhänge lassen sich besonders deutlich an einachsigen Kristallen studieren. Im Anschluß an die Abschnitte 2.1 und 4. untersuchen wir daher im folgenden Wände in einachsigen Kristallen bei beliebiger Orientierung eines angelegten Feldes.

## 7.2 Blochwände, Néelwände und Übergangsstrukturen in einachsigen Kristallen

Eine Gegenüberstellung von Blochwänden und Néelwänden in einachsigen Kristallen findet sich bereits in einer Reihe früherer Arbeiten [4.3, 7.2-7.4]. In [7.3] wurde die Wandstruktur für beliebige äußere Felder mit Hilfe eines Näherungsansatzes berechnet, der gute Werte für die Wandenergie lieferte, den genauen Verlauf des Magnetisierungspfades aber nur unvollkommen wiedergeben konnte. Im folgenden soll über solche Näherungsrechnungen hinaus auch eine numerisch exakte Lösung für die Wandstruktur wiedergegeben werden, die ein Maß für die Güte der Näherungsansätze liefert.

### a) Berechnung der verallgemeinerten Kristallenergie

Wir spannen ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit der Wandnormalen als x-Achse und der leichten Richtung des Kristalls als z-Achse auf. Ein magnetisches Feld zeige in die Richtung  $(\sin\psi, \cos\psi, 0)$ . (Feldkomponenten in z-Richtung sind nicht erlaubt, da sich die Wand unter ihrer Wirkung bewegen würde). Die Magnetisierungsrichtung beschreiben wir durch die Polarkoordinaten  $\varphi$  und  $\vartheta$  gemäß

$$\underline{I} = I_s (\cos\vartheta, \cos\varphi \sin\vartheta, \sin\varphi \sin\vartheta) \quad (7.1)$$

Die beteiligten Energien ergeben sich dann zu:

$$\begin{aligned} e_K &= K_1 (1 - \sin^2\vartheta \sin^2\varphi) \\ e_S &= 2\pi I_s^2 (\cos\vartheta - \cos\vartheta_0)^2 \\ e_H &= -HI_s (\cos\varphi \sin\vartheta \cos\psi + \cos\vartheta \sin\psi) \\ e_A &= A (\sin^2\vartheta \varphi'^2 + \vartheta'^2) \end{aligned} \quad (7.2)$$

Wir führen die Abkürzungen  $h = HI_s / (2K_1)$  und  $\mu^* = 1 + 2\pi I_s^2 / K_1$  ein und berechnen durch Minimalisierung von  $G = e_H + e_K$  zunächst die

Randwerte:

$$\cos \vartheta_0 = h \cdot \sin \Psi; \quad \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 = h \cdot \cos \Psi \quad (7.3)$$

Damit ergibt sich unter Einschluss der Streufeldenergie:

$$G(\varphi, \vartheta) - G(\varphi_0, \vartheta_0) = K_1 [(\cos \varphi \sin \vartheta - \cos \varphi_0 \sin \vartheta_0)^2 + \mu * (\cos \vartheta - \cos \vartheta_0)^2] \quad (7.4)$$

Für  $\vartheta = \vartheta_0$ , den Fall der streufeldfreien Wand, ergibt sich die Lösung aus Abschn. 4.2.

Um abschätzen zu können, inwieweit Abweichungen von der Bedingung der Streufeldfreiheit eine Rolle spielen, berechnen wir als ersten Versuch alle Wände, die auch noch einen kreisförmigen Magnetisierungspfad auf der Orientierungskugel aufweisen. So können wir den Bereich zwischen der reinen Bloch- oder Landau-Wand und der Néelwand stetig überbrücken. Wände mit einem beliebigen kreisförmigen Magnetisierungspfad sind ebenso leicht zu berechnen wie reine Blochwände, da sich auch in ihnen der Magnetisierungsverlauf durch einen einzigen Drehwinkel beschreiben läßt. Man muß dazu lediglich die Kristallenergie auf die neuen Koordinaten transformieren und die Streufeldenergie mitberücksichtigen.

b) Berechnung beliebiger Wände mit einem kreisförmigen Magnetisierungspfad

Wir führen zur Beschreibung des Magnetisierungsverlaufs neue Polarkoordinaten  $\tilde{\varphi}$  und  $\tilde{\vartheta}$  ein, deren Achse um einen Winkel  $\chi$  relativ zur bisherigen Achse, der Wandnormalen, verkippt sein möge (Fig.7.1). Die Beziehung zwischen den neuen und den alten Koordinaten wird dann durch folgende Transformation wiedergegeben:

$$\cos \tilde{\vartheta} = -\cos \varphi \sin \vartheta \sin \chi + \cos \vartheta \cos \chi; \quad \cos \chi = \cos \tilde{\varphi} \sin \tilde{\vartheta} \sin \chi + \cos \tilde{\vartheta} \cos \chi$$

$$\sin \tilde{\varphi} \sin \tilde{\vartheta} = \sin \varphi \sin \vartheta$$

$$\cos \tilde{\varphi} \sin \tilde{\vartheta} = \cos \varphi \sin \vartheta \cos \chi + \cos \vartheta \sin \chi; \quad \cos \varphi \sin \vartheta = \cos \tilde{\varphi} \sin \tilde{\vartheta} \cos \chi - \cos \tilde{\vartheta} \sin \chi \quad (7.5)$$

Aus (7.3) und (7.5) ergeben sich die transformierten Randwinkel

$$\cos \tilde{\delta}_0 = h \cdot \sin(\Psi - \chi), \quad \sin \tilde{\delta}_0 \cos \tilde{\varphi}_0 = h \cdot \cos(\Psi - \chi) \quad (7.6)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (7.2) und (7.4) erhält man

$$\begin{aligned} G - G_\infty = & K_1 [(\cos^2 \chi + \mu^* \sin^2 \chi)(\cos \tilde{\varphi} \sin \tilde{\delta} - \cos \tilde{\varphi}_0 \sin \tilde{\delta}_0)^2 \\ & + (\sin^2 \chi + \mu^* \cos^2 \chi)(\cos \tilde{\delta} - \cos \tilde{\delta}_0)^2 \\ & + 2(\mu^* - 1) \cos \chi \sin \chi (\cos \tilde{\varphi} \sin \tilde{\delta} - \cos \tilde{\varphi}_0 \sin \tilde{\delta}_0)(\cos \tilde{\delta} - \cos \tilde{\delta}_0)] \quad (7.7) \end{aligned}$$

und:

$$e_A = A(\sin^2 \tilde{\delta} \tilde{\varphi}^2 + \tilde{\delta}^2) \quad (7.8)$$

Nehmen wir nun wieder an, daß auch im gedrehten Koordinatensystem der Winkel  $\tilde{\delta}$  innerhalb der Wand konstant bleibt, so erhalten wir nach Gl. (3.6) unmittelbar die Wandenergie für beliebige Werte der Parameter  $\Psi$  und  $\chi$ :

$$\begin{aligned} E_G = & 4\sqrt{AK_1} \sin^2 \tilde{\delta}_0 \sqrt{\cos^2 \chi + \mu^* \sin^2 \chi} \cdot (\sin \tilde{\varphi}_0 - \tilde{\varphi}_0 \cos \tilde{\varphi}_0) \\ = & 4\sqrt{AK_1} \sqrt{1 - h^2 \sin^2(\Psi - \chi)} \cdot \sqrt{1 + (\mu^* - 1) \sin^2 \chi} \cdot \\ & \cdot [\sqrt{1 - h^2} - h \cdot \cos(\Psi - \chi) \arctan\left(\frac{\sqrt{1 - h^2}}{h \cdot \cos(\Psi - \chi)}\right)] \quad (7.9) \end{aligned}$$

Der zweite Faktor in Gl. (7.9) gibt den Einfluß der Streufeldenergie wieder und ist minimal im Landauschen Modus  $\chi=0$ . Der letzte Faktor ist andererseits dann am kleinsten, wenn der Drehwinkel  $\tilde{\varphi}_0$  am kleinsten ist, das heißt wenn der Magnetisierungspfad mit dem jeweiligen Großkreis ( $\chi=\Psi$ ) übereinstimmt. Für die Orientierung  $\Psi=0^\circ$  ist der Großkreis mit dem Landauschen Kreis identisch, sodaß kein Anlaß zu einem Übergang zur Néelwand besteht. Dagegen fällt für  $\Psi=90^\circ$  der Großkreis mit dem Kreis der Néelwand zusammen, sodaß der letzte Faktor in (7.9) eventuell den Übergang zur Néelwand bewirken kann.

Für die Wandweite  $W_\alpha$  (s. Abschn. 2.2) ergibt sich auf ähnlichem

$$W_{\alpha} = \frac{2\sqrt{A/K_1} \sqrt{1-h^2}}{[\sqrt{1-h^2 \sin^2(\Psi-\chi)} - h \cdot \cos(\Psi-\chi)] \sqrt{1+(\mu^*-1) \sin^2 \chi}} \quad (7.10)$$

Der jeweils günstigste Winkel  $\chi$  läßt sich durch Minimalisierung der Gesamtenergie (Gl.(7.9)) numerisch leicht gewinnen (s.Fig.7.2 für  $\mu^*=2$ ). Für die Orientierung  $\Psi=90^\circ$  zeigt sich in diesem Bild ein Phasenübergang zu einem anderen Wandmodus bei  $h=0.36$ . Bei anderen Orientierungen findet jedoch offenbar kein diskontinuierlicher Übergang statt, sondern ein stetiger Übergang vom streufeldfreien Modus bei  $h=0$  zu einem streufeldbehafteten Modus bei  $h=1$ . Fig. 7.3 zeigt die entsprechenden Kurven für  $\mu^*=5$ , zusammen mit den zugehörigen Wandenergien.

Um die Wände genauer charakterisieren zu können, ist neben der mittleren Orientierung auch die Kenntnis des genauen Verlaufs des Magnetisierungspfad (z.B. in den Randpunkten) erforderlich. Wir wollen deshalb an diesem Beispiel die in Abschn. 3.3 entwickelten Methoden erproben.

### c) Untersuchung der Randpunkte

Mit Gl. (7.4) gehen wir in die Theorie des Abschn. 3.3c ein, wobei wir die Variablen  $\theta_i$  mit den Variablen  $\varphi$  und  $\vartheta$  identifizieren.

Aus (7.2) und (7.4) ergibt sich dann für die Tensoren  $\underline{a}$  und  $\underline{g}$ :

$$\begin{aligned} a_{11} &= A \sin^2 \vartheta_0, & a_{22} &= A, & a_{12} &= a_{21} = 0, \\ g_{11} &= K_1 \sin^2 \varphi_0 \sin^2 \vartheta_0, & g_{22} &= K_1 \cos^2 \varphi_0 + \mu^* \sin^2 \vartheta_0 \\ g_{12} &= g_{21} = K_1 \sin \vartheta_0 \cos \vartheta_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0. \end{aligned} \quad (7.11)$$

Gemäß Gl. (3.18) werden dann die Normalkoordinaten  $\hat{\vartheta}_1 = (\varphi - \varphi_0) / \sin \vartheta_0$  und  $\hat{\vartheta}_2 = \vartheta - \vartheta_0$  eingeführt. Damit ergibt sich der Tensor  $\hat{\underline{g}}$  zu:

$$\begin{aligned}\hat{\xi}_{11} &= \sin^2\varphi_0 = (1-h^2)/(1-h^2\sin^2\psi) \\ \hat{\xi}_{22} &= \cos^2\varphi_0 \cos^2\vartheta_0 + \mu^* \sin^2\vartheta_0 = \frac{h^4 \cos^2\psi \sin^2\psi}{1-h^2\sin^2\psi} + \mu^*(1-h^2\sin^2\psi) \\ \hat{\xi}_{12} &= \cos\vartheta_0 \sin\varphi_0 \cos\varphi_0 = h^2 \sin\psi \cos\psi \frac{\sqrt{1-h^2}}{1-h^2\sin^2\psi}\end{aligned}\quad (7.12)$$

Mit Hilfe von Gl. (3.26) und (3.27) können wir hieraus das Verhalten der Wände in den Randpunkten bestimmen. Um die Ergebnisse besser mit den Berechnungen von  $\bar{\chi}$  vergleichen zu können, haben wir die Randlösungen durch den Orientierungswinkel  $\chi_R$  desjenigen kreisförmigen Magnetisierungspfades charakterisiert, der in der Nähe der Randpunkte mit den Randlösungen zusammenfällt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Fig. 7.2 eingetragen. Für  $\psi=90^\circ$  sind nur die Randwinkel  $\chi_R=0^\circ$  (Bloch-Modus) und  $\chi_R=90^\circ$  (Néel-Modus) möglich. Alle Wände mit  $\bar{\chi}<90^\circ$  werden dem Bloch-Modus  $\chi_R=0^\circ$  folgen; ihre Pfade werden also denjenigen in Fig. 6.1 ähneln. Bei einer kritischen Feldstärke findet der Übergang zur Néelwand ( $\chi_R=90^\circ$ ) statt (wobei die kritische Feldstärke nahe derjenigen Feldstärke liegt, bei der  $\bar{\chi}=90^\circ$  wird). Für verschiedene Werte von  $\mu^*$  wurden diese kritischen Felder ebenfalls in Fig. 7.2 angedeutet.

Für Orientierungen  $\psi \neq 90^\circ$  gibt es in diesem Sinne keine kritischen Feldstärken. Auch die Randwerte  $\chi_R$  variieren stetig mit  $h$ . Es findet also kein unstetiger Übergang von einem Blochschen zu einem Néelschen Modus statt, sondern eine stetige Veränderung des Wandcharakters. Strenggenommen müßte man nach der Definition in Abschn. 3.4 alle Wände bei  $\psi \neq 90^\circ$  als Blochwände klassifizieren. Die bei  $\psi=90^\circ$  getrennten Moden wechselwirken offenbar bei  $\psi \neq 90^\circ$  miteinander und bilden einen stetig von  $h$  abhängigen gemischten Modus aus.

#### d) Exakte numerische Berechnung einiger Magnetisierungspfade

Besonders auffällig an den Ergebnissen des Abschnittes b) ist der stetige Phasenübergang von der Bloch- zur Néelwand bei  $\psi=90^\circ$  (Fig. 7.2). Das Rechenverfahren, das zu dieser Vorhersage führte, beruhte allerdings auf einer Näherungsannahme, deren

Güte zunächst nicht abzuschätzen ist. Man könnte daran denken, die kreisförmigen Magnetisierungspfade durch die Anwendung der linearisierten Theorie (Abschn.3.3b)) zu verbessern, und dies führt auch für kleine Felder oder Orientierungen  $\Psi=90^\circ$  zu ausgezeichneten Ergebnissen, jedoch gerade im Bereich des Phasenübergangs versagt die Methode (wie sich auch schon in Fig.6.1 andeutet). Aus diesem Grunde wurde für einige typische Wände der exakte Wandverlauf mit Hilfe eines numerischen Differenzenverfahrens (s.Abschn.3.5b)) gesucht. Die daraus resultierenden Magnetisierungspfade sind in Fig. 7.4 dargestellt, die zugehörigen Wandenergien und Wandweiten in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Man entnimmt der Tabelle, daß die Unterschiede in der Wandenergie zwischen der Näherungsmethode und der exakten Berechnung selbst im ungünstigsten Fall nicht ein Prozent erreichen. Die Magnetisierungspfade folgen i. a. ausgezeichnet den mittleren kreisförmigen Pfaden. Die größten Abweichungen sind noch in der Nähe der Randpunkte zu beobachten. Diese Bereiche tragen jedoch weder zur Wandenergie noch zur Wandweite wesentlich bei.

Im kritischen Bereich des Phasenübergangs zur Néelwand bei  $\Psi=90^\circ$  zeigt sich ein Unterschied zur Näherungslösung insofern, als die exakte Lösung in der Tat einen unstetigen Übergang liefert, wie er aus dem unstetigen Verlauf von  $\chi_R$  bei  $\Psi=90^\circ$  vorherzusagen war.

Insgesamt ist festzuhalten, daß die einfachen Formeln (7.9) und (7.10) für die Wandeigenschaften einachsiger Kristalle in den allermeisten Fällen als ausreichende Näherung angesehen werden können. Im nächsten Abschnitt wollen wir sie benutzen, um eine beobachtbare Eigenschaft solcher Wände, ihre Zickzackfaltung in einem angelegten Feld, zu berechnen.

### 7.3 Zickzackfaltung als Alternative zum Bloch- Néelwandübergang

In Fig.7.5 ist die mit Gl. (7.9) berechnete Wandenergie für  $\mu^*=5$  als Funktion der Orientierung  $\Psi$  aufgetragen. Parameter ist das angelegte Feld  $h$ . Man erkennt, daß eine Wand mit  $\Psi=90^\circ$  bei diesem

Wert des Parameters  $\mu^*$  für alle Werte  $h > 0$  instabil gegen Zickzackfaltung ist (s. Abschn. 5.4). Der Zickzackwinkel  $\psi_0$  sinkt mit zunehmender Feldstärke bis auf etwa  $52^\circ$ . Für kleinere  $\mu^*$  ist zu erwarten, daß dieser Effekt weniger stark ausgeprägt ist, da dann der Unterschied in den Wandenergien zwischen  $\psi = 0^\circ$  und  $\psi = 90^\circ$  geringer wird. In Fig. 1.4 ist der Gleichgewichtswinkel  $\psi_0$  als Funktion von  $\mu^*$  für verschiedene Feldstärken  $h$  eingetragen. Man erkennt einen wesentlichen Unterschied zwischen Materialien mit  $\mu^* \geq 2$  und Materialien mit  $\mu^* \leq 2$ . Legt man bei einem Material mit  $\mu^* \geq 2$  (wie z.B. bei Kobalt,  $\mu^* = 4.6$ ) ein Feld senkrecht zu einer Wand an, dann faltet sich die Wand nach Fig. 7.6 mit einem Winkel  $\psi_0$ , der auch bei Sättigung ( $h \rightarrow 1$ ) noch endlich bleibt. Genau dies entspricht dem experimentellen Befund an Kobalteinkristallen (s. Bild 7.7). Ein Übergang zur Néelwand ist in diesen Materialien also nicht zu erwarten, sofern eine Zickzackfaltung geometrisch möglich ist.

Wände in Materialien mit  $\mu^* < 2$  sollten dagegen in ansteigendem Feld auch zunächst eine Zickzackfaltung zeigen, sich aber bei weiter steigendem Feld wieder glätten und dabei gleichzeitig in den Néelmodus übergehen. Dieses komplizierte Verhalten wurde zuerst von Gemperle und Zeleny [7.2] an Magnetoplumbit ( $\mu^* = 1.33$ ) beobachtet und im wesentlichen auch richtig gedeutet.

Wir können also zusammenfassen: Materialien mit  $2\pi I_S^2 < K_1$  (d.h.  $\mu^* < 2$ ) zeigen in senkrecht zur Wand angelegten Feldern einen Übergang von der Blochwand zur Néelwand. Der Übergang erfolgt dabei über eine intermediäre Zickzackfaltung (und nicht gemäß Fig. 7.4a). Wände in Materialien mit  $2\pi I_S^2 > K_1$  zeigen diesen Übergang nicht. Sie behalten bis zur Sättigung  $h \rightarrow 1$  eine Zickzackform bei, wobei die Struktur der einzelnen Wandelemente stetig aus der Blochwand hervorgeht. Aus dem Vorhergehenden folgt, daß der direkte Übergang von der Blochwand zur Néelwand, wie er in Fig. 7.4a dargestellt ist, normalerweise nicht zu beobachten ist.

---

[7.1] L. Néel, C.R. Acad. Sci. Paris, 241, 533 (1955)

[7.2] R. Gemperle, M. Zeleny, phys. sol. 6, 839 (1964)

[7.3] A. Hubert, phys. stat. sol. 22, 709 (1967)

[7.4] A. I. Mitsek, Fiz. Metallov Metalloved. 20, 653 (1965)



Tabelle 7.1

Energie  $E_g$  und Wandweiten  $W_d$  einiger Domänenwände in einachsigen Kristallen.  
 $\psi$ =Winkel zwischen Wand und Feldrichtung,  $\chi$ =mittlere Orientierung des Magnetisierungspfades  
 $\chi_R$ =Orientierung des Magnetisierungspfades in den Randpunkten.

$\mu^*$	5					2					2					20		
	90°					90°					80°						60°	
$\psi$	0.2	0.4	0.6	0.65	0.2	0.3	0.35	0.2	0.4	0.6	0.6	0.4	0.2	0.4	0.6	0.4	0.8	0.6
$E_G^{ex}/\epsilon_0$	3.7884	3.1529	2.0939	1.7630	3.6380	3.1854	2.8920	3.4638	2.4489	1.3481	2.1719	0.4279	2.4601					
$E_G^{kr}/\epsilon_0$	3.7906	3.1617	2.1072	1.7719	3.6418	3.1908	2.8939	3.4667	2.4523	1.3487	2.1739	0.4280	2.4663					
$W_\alpha^{ex}/\delta_0$	2.004	2.017	2.050	2.064	2.024	2.059	2.126	2.098	2.319	2.909	2.6102	4.810	2.005					
$W_\alpha^{kr}/\delta_0$	2.007	2.031	2.073	2.058	2.027	2.060	2.073	2.102	2.323	2.910	2.6145	4.813	2.020					
$\chi$	4.69°	10.95°	26.51°	43.21°	20.51°	39.26°	62.26°	18.33°	43.78°	53.78°	25.12°	38.92°	3.78°					
$\chi_R$	0	0	0	0	0	0	0	0.42°	2.25°	10.41°	4.88°	28.78°	0					

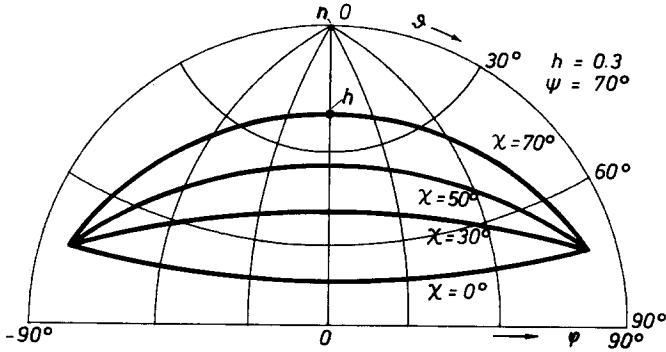


Fig. 7.1

Skizze zur Einführung des Kippwinkels  $\chi$ , der einen stetigen Übergang von der Blochwand ( $\chi=0$ ) zur Néelwand ( $\chi=90^\circ$ ) vermittelt.

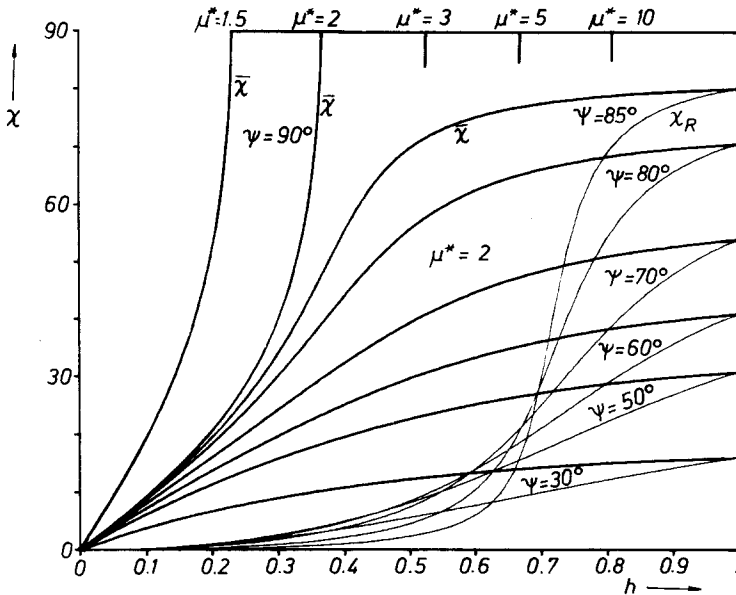


Fig. 7.2

Mittlerer Wandcharakter  $\bar{\chi}$  von Wänden in einachsigen Materialien ( $K_2=0$ ) als Funktion eines angelegten Feldes. Parameter: Die Orientierung  $\psi$  der Wand relativ zur Richtung des Feldes.  $\chi_R$ : Wandcharakter in der Nähe der Randpunkte. Außer den Kurven für  $\mu^*=2$  sind Teile der  $\bar{\chi}(h)$  Kurven für  $\psi=90^\circ$  und andere Werte von  $\mu^*$  eingezeichnet.

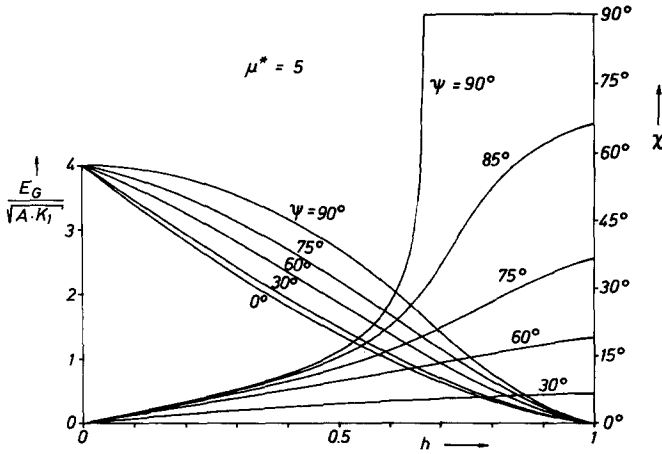


Fig. 7.3 Wandenergie  $E_G$  und mittlerer Wandcharakter  $\chi$  als Funktion von  $h = HI_S / (2K_1)$ . Parameter: Wandorientierung  $\psi$ .

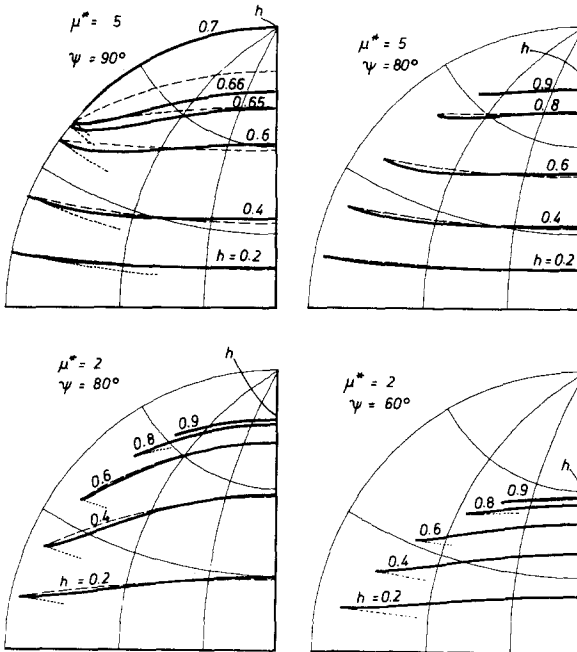


Fig. 7.4 Streng berechnete Magnetisierungspfade für vier verschiedene Parameterkombinationen. Nur bei  $\psi = 90^\circ$  erfolgt ein Übergang zu einem anderen Wandtyp. Gestrichelt: Nach Abschn. 3.3b) berechnetes Verhalten der Magnetisierungspfade in den Randpunkten.

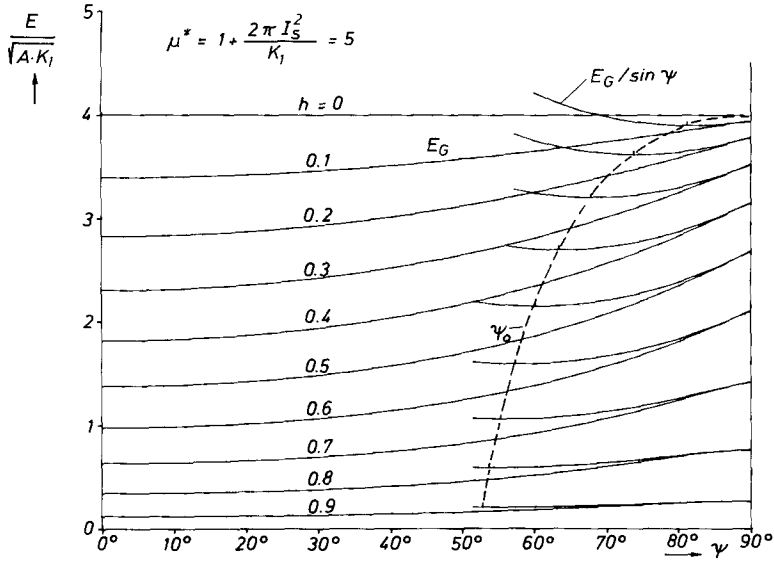


Fig.7.5 Wandenergie als Funktion der Orientierung für  $\mu^*=5$ . Parameter: das reduzierte angelegte Feld  $h$ . Die Minima der Funktion  $E_G/\sin\psi$  zeigen eine Instabilität gegen Zickzackfaltung der  $\psi=90^\circ$ -Wand für  $h \neq 0$  an.

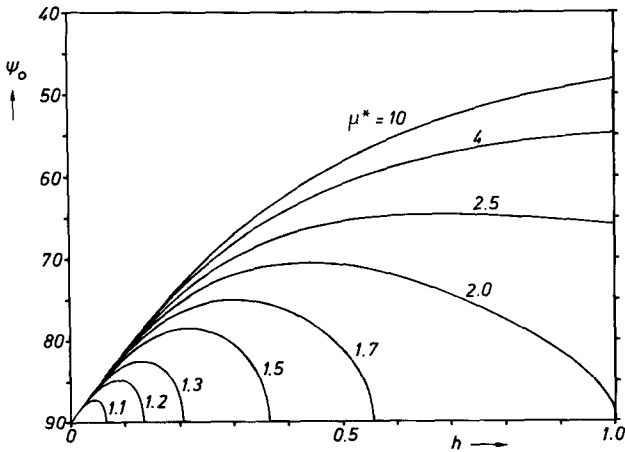
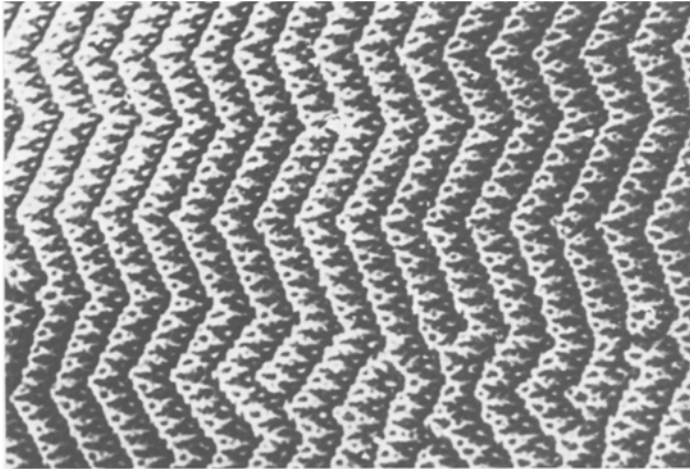


Fig.7.6 Der Zickzackwinkel  $\psi_0$  als Funktion von  $h$  für verschiedene  $\mu^*$



20  $\mu\text{m}$

$h = 0.14$



Bild 7.7 Experimentelle Beobachtung von Zickzackwänden in einem Kobalt-Einkristall.

(Scheibe der Dicke 0.1 mm, geschnitten parallel zur Basis-ebene. Struktur nach Sättigung senkrecht zur leichten Richtung ( $h=-1$ ) in einem schwachen Gegenfeld ( $h=0.14$ ))