

4. Blochwände in einachsigen Kristallen

Als erste Anwendung der in Abschn. 3. entwickelten allgemeinen Theorie werden in diesem Abschnitt streufeldfreie Blochwände in einachsigen Kristallen (in Fortsetzung von Abschn. 2.1) untersucht. Diese Wände lassen sich stets durch eine einzige Konfigurationsvariable (einen Drehwinkel) beschreiben, sodaß wir uns auf die Ergebnisse des Abschn. 3.2 stützen können.

4.1 Berücksichtigung höherer Glieder in der Kristallenergie

In Erweiterung der Rechnungen in Abschn. 2.1 wollen wir nun das K_2 -Glieder in der Kristallenergie (Gl.(1.4)) mitberücksichtigen [4.1, 4.2]. Die in Abschn. 3.2 einzusetzende Funktion $G(\theta)$ lautet dann:

$$G(\theta) = K_1(\cos^2\theta + \kappa \cos^4\theta), \quad \text{mit } \kappa = \frac{K_2}{K_1}, \quad \kappa > -1 \quad (4.1)$$

Aus Gl. (3.5) und (3.6) ergibt sich nun anstelle von Gl. (2.5) und (2.6):*

$$x = \sqrt{\frac{A}{K_1}} \operatorname{arsinh} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\kappa}} \tan\theta \right) \quad (4.2)$$

$$E_G = 4\sqrt{A \cdot K_1} \cdot \frac{1}{2} [1 + (1+\kappa) \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \arctan\sqrt{\kappa}] \quad (4.3)$$

Für $\kappa > -\frac{1}{2}$ beträgt die Wandweite

$$W_L = \pi \sqrt{A/K_1} / \sqrt{1+\kappa} \quad (4.4)$$

Im Intervall $-1 < \kappa < -0.5$ besitzt die Funktion $\theta(x)$ zwei zusätzliche Wendepunkte, in denen die Ableitung $\theta'(x)$ größer ist als im Punkte $x=0$ (Fig.2.2). Damit ergibt sich die Wandweite nach Lilley gemäß Gleichung (3.8) zu:

*Beim Vergleich verschiedener Formeln beachte man die Identitäten $\operatorname{artanh}(\sin x) = \operatorname{arsinh}(\tan x) = \operatorname{arcosh}(1/\cos x)$.

$$W_L = 2\sqrt{A/K_1} \left[\operatorname{artanh} \sqrt{\frac{1+2\kappa}{\kappa}} + (\pi - 2\arctan \sqrt{-(1+2\kappa)}) \sqrt{-\kappa} \right] \quad (4.5)$$

Für eine große Zahl von Wänden in mehrachsigen Materialien läßt sich die verallgemeinerte Kristallenergie ebenfalls auf die Grundform (4.1) zurückführen, worauf wir in Abschn. 5 zurückkommen werden.

4.2 Wirkung eines äußeren Feldes

Als nächstes betrachten wir Blochwände in einem einachsigen Material unter der Wirkung eines äußeren angelegten Feldes. Die dabei auftretende zusätzliche Energie wurde in Gl. (1.7) angegeben. Das Feld sei parallel zur Wand und senkrecht zur leichten Richtung eines einachsigen Kristalls orientiert (Fig. 2.1). Dann lautet, mit Hilfe des Drehwinkels θ ausgedrückt, die Feldenergie:

$$e_H = -H \cdot I_S \cdot \cos\theta \quad (4.6)$$

Zunächst ist es notwendig, die Magnetisierungsrichtung in den angrenzenden Domänen aus der verallgemeinerten Kristallenergie

$$G(\theta) = K_1 (\cos^2\theta + \kappa \cos^4\theta) - H \cdot I_S \cdot \cos\theta \quad (4.7)$$

zu berechnen. Durch Minimalisierung bezüglich θ folgt für die reduzierte Feldstärke

$$h = \frac{H I_S}{2K_1} = \cos\theta_\infty (1 + 2\kappa \cos^2\theta_\infty) \quad (4.8)$$

wobei θ_∞ der Wert von θ in den Domänen sei ($\theta_\infty = \theta(x=\infty)$)

Durch Einsetzen in (4.7) ergibt sich:

$$G(\theta) - G(\theta_\infty) = K_1 (\cos\theta - \cos\theta_\infty)^2 [1 + \kappa (\cos^2\theta + 2\cos\theta\cos\theta_\infty + 3\cos^2\theta_\infty)] \quad (4.9)$$

Der Ansatz ist nur sinnvoll für Felder, die noch nicht zur Sättigung des Kristalls führen. Sättigung würde eintreten, wenn entweder die Lösung von Gl.(4.8) $\theta_\infty = 0^\circ$ ergibt oder wenn die

Energie für $\theta = 0^0$ kleiner als die Energie für $\theta = \theta_\infty$ wäre. Hieraus ergeben sich folgende Ausdrücke für die Sättigungsfeldstärken:

$$h_s = 1+2\kappa \quad \text{für} \quad \kappa > -\frac{1}{6} \quad (4.10a)$$

$$h_s^* = \frac{1}{27}[9+10\kappa+(3+2\kappa)\sqrt{-2-3/\kappa}] \quad \text{für} \quad -1 < \kappa < -\frac{1}{6} \quad (4.10b)$$

Im letzteren Fall erfolgt der Übergang bei $h=h_s^*$ sprunghaft vom Wert $\cos\theta_\infty = \frac{1}{3}(\sqrt{-2-3/\kappa}-1)$ zum Sättigungswert $\cos\theta_\infty=1$. Für $\kappa=0$ sind (3.5) und (3.6) mit (4.9) explizit lösbar [4.3]. Es ergibt sich

$$x = \frac{\sqrt{A/K_1}}{\sin\theta_\infty} \operatorname{arcosh}\left(\frac{1-\cos\theta\cos\theta_\infty}{\cos\theta-\cos\theta_\infty}\right) \quad (4.11)$$

$$\text{oder } \cos\theta = \cos\theta_\infty + \sin^2\theta_\infty / [\cos\theta_\infty + \cosh(x \cdot \sin\theta_\infty / \sqrt{A/K_1})] \quad (4.11a)$$

$$E_G = 4\sqrt{AK_1}(\sin\theta_\infty - \theta_\infty \cos\theta_\infty) \quad (4.12)$$

Im Fall $\kappa \neq 0$ führt dagegen eine explizite Auswertung von (3.5) und (3.6) zu elliptischen Integralen. Numerische Ergebnisse sind in Fig. 4.1 für verschiedene Werte von κ dargestellt. $\kappa=1/3$ entspricht etwa dem Fall des Kobalts bei Raumtemperatur. Für $\kappa < -1/6$ weist die Wandenergie als Funktion der Feldstärke bei der jeweiligen Sättigungsfeldstärke (Gl.(4.10b)) einen Sprung auf.

Die Wandweite nach Lilley läßt sich für den Bereich, in dem die $\theta(x)$ -Kurven nur einen Wendepunkt besitzen, unmittelbar nach Gl.(3.7) angeben:

$$W_L = \frac{2\sqrt{A/K_1} \theta_\infty}{(1-\cos\theta_\infty)[1+\kappa(1+2\cos\theta_\infty+3\cos^2\theta_\infty)]^{1/2}} \quad (4.13)$$

Der Bereich, in dem mehrere Wendepunkte existieren, ergibt sich aus der Bedingung:

$$\kappa < -0.5/(1+\cos\theta_{\infty}+\cos^2\theta_{\infty}) \text{ oder } h > 1+2\kappa \quad (4.14)$$

Die Wendepunkte sind dann gegeben durch:

$$\cos\theta = \frac{1}{2}(\sqrt{-\frac{2}{\kappa}-3\cos^2\theta_{\infty}}-\cos\theta_{\infty}) \quad (4.15)$$

Für $-\kappa < -\frac{1}{2}$ hat man also stets mehrere Wendepunkte, während im Intervall $-\frac{1}{2} < \kappa < -\frac{1}{6}$ nur oberhalb einer kritischen Feldstärke $h=1+2\kappa$ mehrere Wendepunkte auftreten.

Die Wandweite selbst ist für den Fall mehrerer Wendepunkte nicht mehr analytisch zu berechnen (außer im Spezialfall $h=0$, s.Gl.(4.5)). Numerische Ergebnisse finden sich in Fig. 4.2.

Die Orientierung des Feldes parallel zur Wand ist ein Spezialfall. Der allgemeinere Fall einer beliebigen Orientierung läßt sich jedoch nicht gut mit dem Ansatz der Streufeldfreiheit behandeln. Man muß innere Streufelder zulassen und benötigt mehr als eine Variable. Wir werden hierauf in Kapitel 7. zurückkommen.

[4.1] E. Lifshitz, J.Phys. USSR 8, 337 (1944)

[4.2] L. Néel, Cahiers de physique 25, 1 (1944)

[4.3] J. Kaczér, R. Gemperle, Czech. J.Phys.B. 11, 157 (1961)

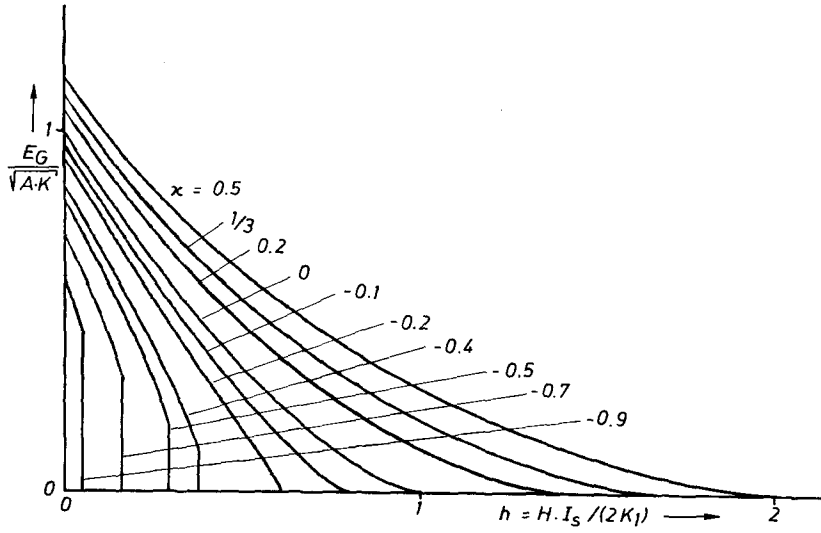


Fig. 4.1

Wandenergie in einem einachsigen Material als Funktion der Stärke eines Feldes senkrecht zur Wandfläche. Parameter: $\kappa = K_2/K_1$.

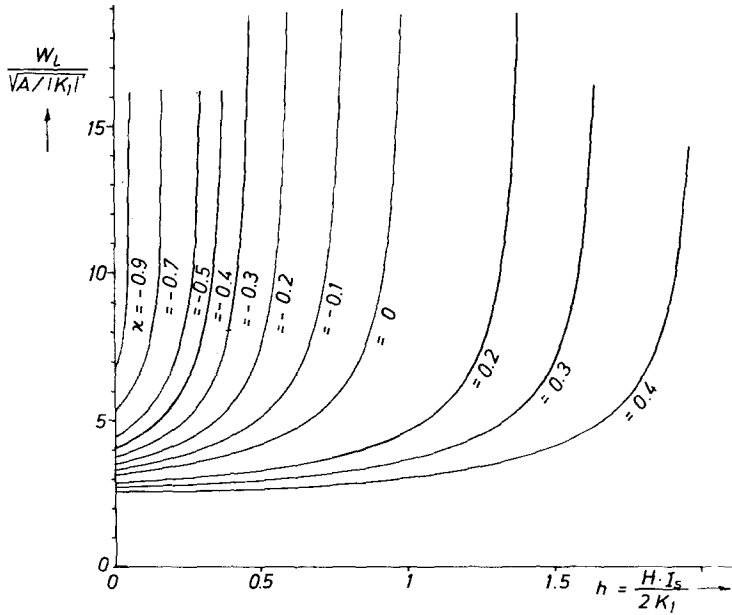


Fig. 4.2

Die Wandweite nach Lilley für die in Fig. 4.1 behandelten Wände.