

17. Wände in Schichten senkrechter Anisotropie

17.1 Einführung

Unter Schichten senkrechter Anisotropie verstehen wir magnetisch einachsige Schichten, deren leichte Richtung senkrecht zur Schichtoberfläche steht, und deren Kristallenergie K_1 die Streufeldenergie $2\pi I_s^2$ überwiegt. Derartige Schichten haben in jüngster Zeit als Träger für sogenannte Blasen- ("bubble"-) Domänen in der Magnetspeichertechnik Interesse gefunden.

Auf Grund des Überwiegens der Kristallenergie ist die Magnetisierung in den Bereichen - weitab von den Wänden - stets senkrecht zur Schicht orientiert. In der Mitte einer Wand verläuft dagegen die Magnetisierung parallel zur Schicht, sodaß die Streufeldenergie in der Nähe der Wand im Vergleich zu den Domänen reduziert ist. Je weiter eine Wand ist, um so geringer ist die Gesamtmenge der magnetischen Ladung und somit die Streufeldenergie. Die Streufeldenergie hat also in dünnen Schichten senkrechter Anisotropie die Tendenz, die Wände aufzuweiten, und dies gilt insbesondere für die Umgebung der Oberflächen und für sehr dünne Schichten. Dieses Verhalten steht gerade im Gegensatz zum Fall der dünnen Schichten paralleler Anisotropie.

Im folgenden wollen wir diese Verhältnisse an Hand eines einfachen Modells quantitativ verfolgen.

17.2 Ein einfaches zweidimensionales Wandmodell

Wir betrachten ausschließlich 180° -Wände und benutzen im übrigen die gleichen Bezeichnungen wie im Fall paralleler Anisotropie. Für eine unendlich dicke Schicht gilt dann die klassische Lösung (2.6):

$$\alpha_1^0 = 0, \quad \alpha_2^0 = \tanh(x/d_0) \quad (17.1)$$

mit $d_0 = \delta_0 = \sqrt{A/K_1}$. Um den Veränderungen bei kleineren Schichtdicken näherungsweise Rechnung zu tragen, betrachten wir zunächst d_0 als

freien Parameter, der so gewählt wird, daß die Gesamtenergie (unter Einschluß der Streufeldenergie) minimal wird. Außerdem entnehmen wir der Anschauung (Fig. 17.1), daß in der Mitte der Wand an beiden Oberflächen zueinander entgegengesetzte α_1 -Komponenten auftreten sollten. Wir können diese in einfacher Weise durch einen im Innern divergenzfreien Magnetisierungswirbel darstellen und gelangen damit zu folgendem Ansatz:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= -g(x) \cdot f'(y) \\ \alpha_2 &= g'(x) \cdot f(y) + \tanh(x/d_0)\end{aligned}\quad (17.2)$$

wobei sich für die beiden geraden Funktionen f und g folgende Ansätze anbieten:

$$g(x) = 1/\cosh(x/d_0), \quad f(y) = f \frac{1 - \cos(\pi y/D)}{1 + f_1 \cos(\pi y/D)} \quad (17.3)$$

Der Vorteil dieses Ansatzes ist, daß in ihm ebenso wie bei (17.1) nur Oberflächenpole auftreten und daher die Streufeldenergie durch ein zweifaches Integral dargestellt werden kann.

Die Größe $M(x,y) = \alpha_1^2 + \alpha_2^2$ besitzt für die hier betrachteten Wände im Bereich der Wandmitte ein Minimum und kein Maximum wie bei den in Abschn. 15 behandelten Wänden. Die Nebenbedingung $M \leq 1$ ist daher für den Ansatz (17.2) ohne Schwierigkeit zu erfüllen. Die Komplikationen, die in 15.2 im Zusammenhang mit der Scheitellinie $M=1$ auftraten, entfallen hier. Aus diesem Grunde ist für Blochwände in dünnen Schichten senkrechter Anisotropie allenfalls eine symmetrische Wirbelstruktur und keine unsymmetrische Wirbelstruktur wie im Fall der Blochwand in dünnen Schichten paralleler Anisotropie zu erwarten.

Als Streufeldenergie der Wand definieren wir die Differenz zwischen der Streufeldenergie der Probe mit einer wirklichen Wand und der Streufeldenergie der gleichen Probe mit einem diskontinuierlichen Magnetisierungsübergang. Nach dieser Definition ist die Streufeldenergie der Wand negativ. Sie berechnet sich nach der Formel von Dietze und Thomas [14.1] unter Aus-

nutzung der Symmetrie in folgender Form:

$$E_s = 2I_s^2 \frac{1}{D} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [\alpha_2(x, 0.5) \cdot \alpha_2(\bar{x}, 0.5)] G(x, \bar{x}) \cdot dx \cdot d\bar{x}$$

$$G(x, \bar{x}) = \ln[1+1/(x-\bar{x})^2] + \ln[1+1/(x+\bar{x})^2] \quad (17.4)$$

Die Kristallenergie stellt sich in der Form

$$e_K = K_1(1-\alpha_2^2) \quad (17.5)$$

dar.

Die zwei Grenzfälle sehr großer und sehr kleiner Schichtdicken lassen sich explizit behandeln. Für $D \gg \sqrt{A/K_1}$ ist die Streufeldenergie in der Gesamtbilanz der Energie pro Flächeneinheit der Wand zu vernachlässigen, und wir erhalten das klassische Ergebnis $E_G = 4\sqrt{AK_1}$ und $W_\alpha = 2\sqrt{A/K_1}$. (Die Oberflächenzone der Wand wird natürlich auch im Fall sehr dicker Schichten durch die Streufeldenergie beeinflusst).

Im Fall sehr kleiner Schichtdicken $D \ll \sqrt{A/K_1}$ reduziert sich die Streufeldenergie (17.4) zu einem Integral über einen lokalen Term $e_s = 2\pi I_s^2 (\alpha_2^2(x) - 1)$, der die gleiche Form wie die Kristallenergie hat. In diesem Fall wird die effektive Kristallenergie einfach durch die Energie des entmagnetisierenden Feldes reduziert. Die Wandenergie ergibt sich zu $E = 4\sqrt{A(K_1 - 2\pi I_s^2)}$ und die Wandweite zu $W_\alpha = 2\sqrt{A/(K_1 - 2\pi I_s^2)}$. Im Grenzfall $K_1 = 2\pi I_s^2$ wird die Wandweite in sehr dünnen Schichten also unendlich. Das ist ein Ausdruck dafür, daß in solchen Schichten keine effektive leichte Richtung existiert.

Der Übergang vom Grenzfall sehr dünner Schichten zum massiven Material wurde durch eine numerische Minimalisierung der Gesamtenergie auf der Grundlage des Ansatzes (17.2) berechnet. Fig. 17.2 zeigt die Wandenergie E_G und die Wandweite W_α als Funktion der Schichtdicke D . Parameter ist die effektive Permeabilität

$\mu^* = 1 + 2\pi I_S^2 / K_1$, welche für Schichten senkrechter Anisotropie im Bereich $1 < \mu^* < 2$ variieren kann. Einige Werte für die Parameter sind in Tabelle 17.1 zusammengefaßt. Erwartungsgemäß nimmt die Wandenergie mit abnehmender Schichtdicke ab - im Gegensatz zum Fall paralleler Anisotropie. Die Wandweite W_α nimmt dementsprechend mit abnehmender Schichtdicke zu.

Neuere, eingehendere Untersuchungen zur Wandstruktur in Schichten senkrechter Anisotropie [17.1-3] haben ergeben, daß das Modell (17.2) für größere Schichtdicken ($D > 2\sqrt{A/K_1}$) keine gute Beschreibung darstellt. Es zeigt sich, daß bei größeren Schichtdicken in der Nähe der Oberfläche ein Übergang von der Blochwand zur Néelwand (s. Abschn. 7) erfolgt, der durch (17.2) nicht beschrieben werden kann, da in diesem Ansatz magnetische Ladungen im Innern ausgeschlossen wurden. In Bezug auf die Einzelheiten sei auf die Originalliteratur verwiesen.

-
- [17.1] B.E.Argyle, J.C.Slonczewski, A.F.Mayadas,
AIP Conf. Proc. No. 5, 175 (1972)
- [17.2] E.Schlömann, Appl. Phys. Lett. 19, 227 (1972)
- [17.3] E.Schlömann, AIP Conf. Proc. No. 10, 478 (1973)

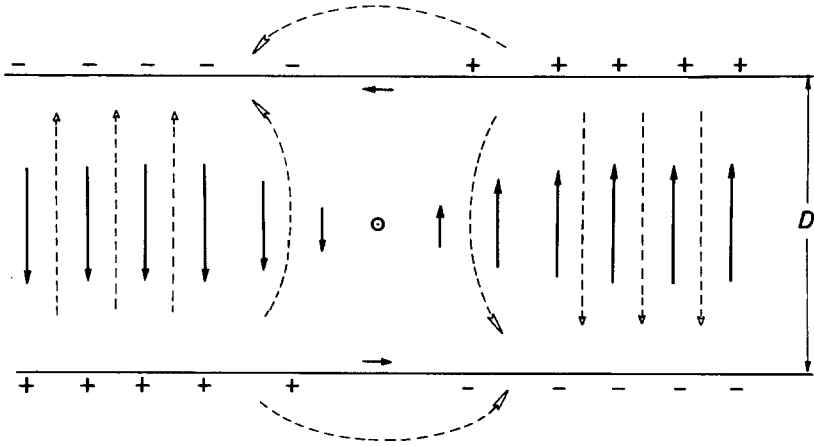


Fig. 17.1 Schematische Darstellung einer Blochwand in Schichten senkrechter Anisotropie und der in der Umgebung der Wand herrschenden Streufelder (gestrichelt)

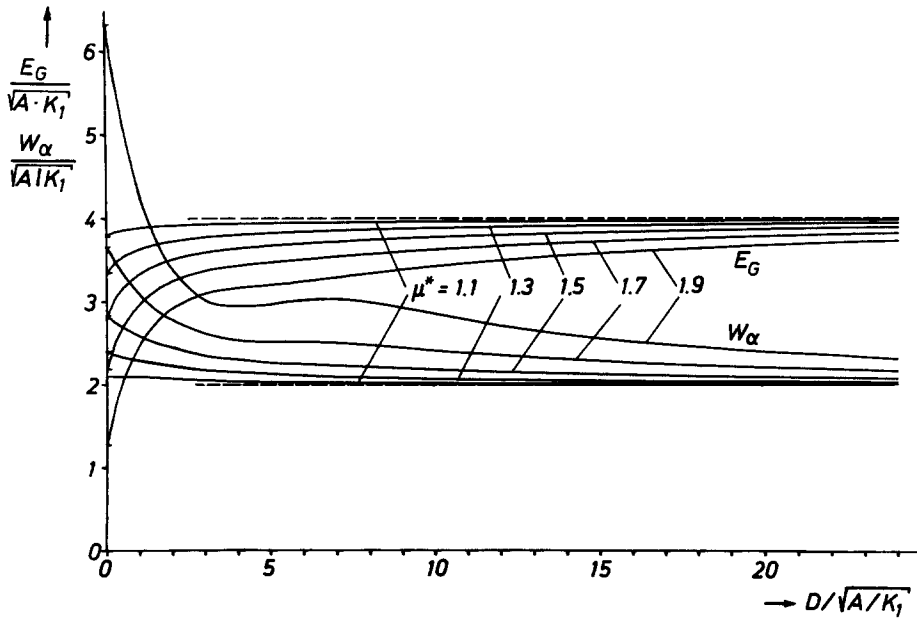


Fig. 17.2 Wandenergie E_G und mittlere Wandweite W_α als Funktion der Schichtdicke D für verschiedene Werte der effektiven Permeabilität $\mu^* = 1 + 2\pi I_S^2 / K_1$.

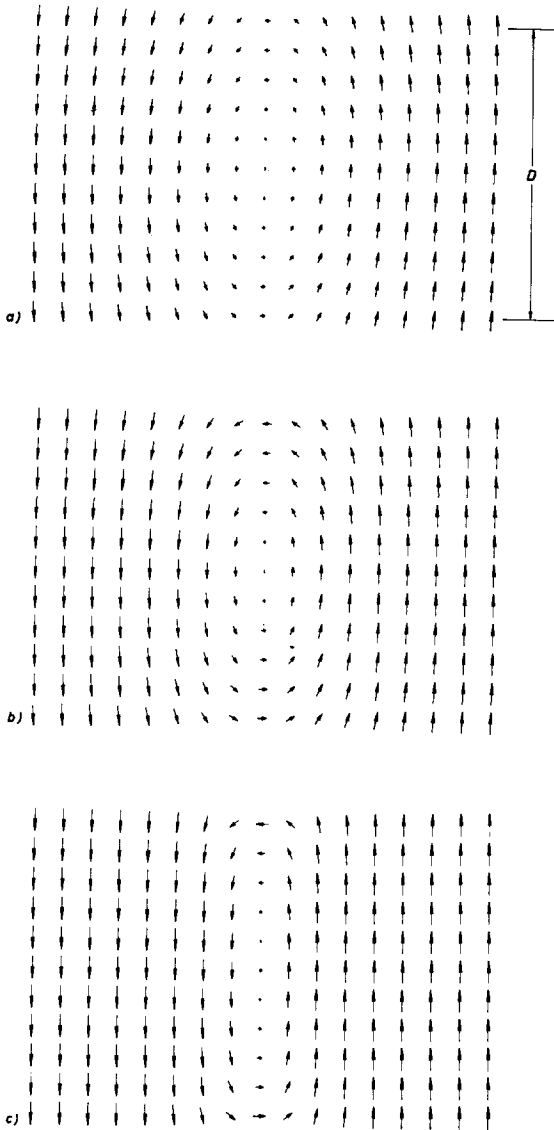


Fig. 17.3 Projektion der Magnetisierungsstruktur der Blochwand in dünnen Schichten senkrechter Anisotropie auf einer Ebene senkrecht zur Schicht und senkrecht zur Wand. $\mu^*=1.9$ a) $D=3\sqrt{A/K_1}$, b) $D=5\sqrt{A/K_1}$, c) $D=12\sqrt{A/K_1}$. Die Struktur in Teilbild c) entspricht Fig. 15.4 insofern, als in beiden Fällen die zweidimensionale, wirbelförmige Struktur im wesentlichen auf die Umgebung der Schichtoberflächen beschränkt ist.

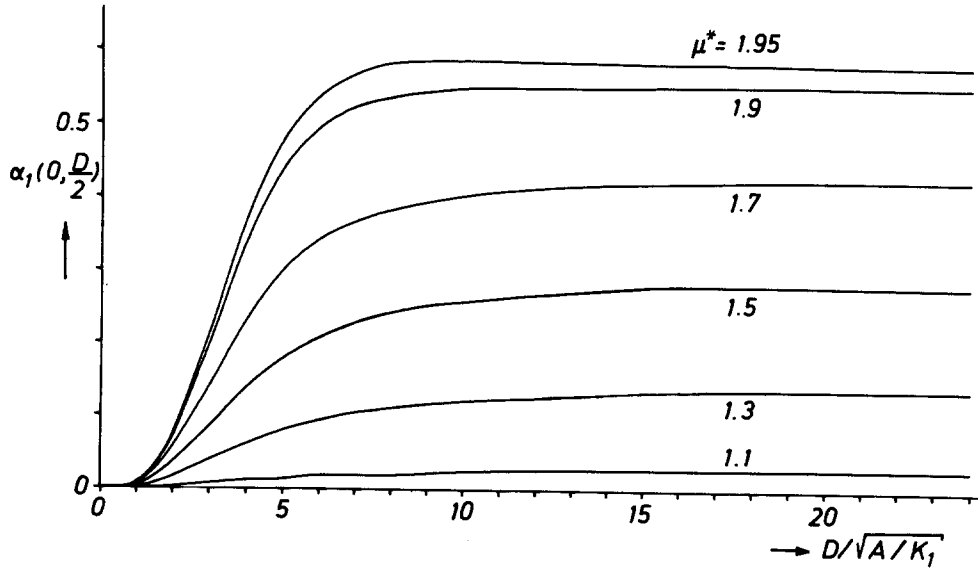


Fig. 17.4 Der maximale Wert der Komponente α_1 als Funktion der Schichtdicke für verschiedene μ^* .