

## 15. Genauere Untersuchung der Blochwand in dünnen Schichten

### 15.1 Historischer Überblick

Die Erforschung der Blochwand über das Näherungsmodell Néels hinaus begann wiederum mit der Arbeit von Dietze und Thomas [14.1], die erstmals die Energie für ein bestimmtes Modell (Gl.(14.1)) exakt berechneten. Auch die Feldtkellersche Verallgemeinerung dieser Rechnungen wurde auf Blochwände angewandt [14.3, 14.4]. Die weitere Entwicklung sei im folgenden skizziert:

W.F. Brown und A.E. LaBonte (1965) [14.6]: Numerische Berechnung der eindimensionalen Blochwand mit Hilfe eines Differenzenverfahrens. Die Blochwand erweist sich im Gegensatz zur Néelwand als gut lokalisiert und ist deshalb leicht numerisch zu berechnen. Charakteristisch für die Lösung ist die Tatsache, daß sich die  $\alpha_2$ -Komponente in den Außenbereichen der Wand umkehrt (Rücktransport des magnetischen Flusses zur anderen Oberfläche). Die Energie der Wand liegt um gut 10% niedriger als bei Dietze und Thomas. (Fig. 15.1a)

A.E. LaBonte (1966) [15.1]: Zweidimensionale Erweiterung des symmetrischen eindimensionalen Wandmodells. Die mikromagnetischen Wechselwirkungen werden voll in einem zweidimensionalen Differenzverfahren berücksichtigt. Es ergibt sich eine drastische Reduktion der Energie gegenüber dem eindimensionalen Modell um mehr als 30%. Im Fall der Blochwand sind eindimensionale Modell demnach unzulänglich (Fig. 15.1b)

A. Aharoni (1967) [15.2]: Erster Versuch einer Abkehr von bezüglich der Wandmitte symmetrischen Strukturen mit Hilfe eines aus mehreren Abschnitten zusammengesetzten Modells, das in den Außenbereichen keine Streufelder erzeugt. Die Wandenergie ergibt sich zwar geringer als die Energie der eindimensionalen Wand, jedoch höher als im Fall des zweidimensionalen symmetrischen Modells von LaBonte. Endgültige Schlüsse bezüglich der Symmetrie sind daher aus dieser Arbeit noch nicht zu ziehen. (Fig. 15.1c)

A. Hubert (1969) [15.3], A.E. LaBonte (1969) [15.4].

Unabhängige, gleichzeitige Entdeckung einer wirbelförmigen, un-symmetrischen Struktur, deren Energie niedriger als die Energie des symmetrischen Modells von LaBonte ist. LaBonte führte seine früheren Rechnungen fort und verzichtete dabei auf die bis dahin angenommene Symmetriebedingung. Die Spinanordnung nahm daraufhin eine neue Gleichgewichtsform an, deren Energie um 10% - 30% unter den früheren Werten lag. Praktisch die gleiche Struktur wurde vom Verfasser mit Hilfe eines Ritzschen Verfahrens abgeleitet, bei welchem nur völlig streufeldfreie mikromagnetische Konfigurationen zugelassen waren. Die Möglichkeit solcher Strukturen nicht nur im massiven Material, sondern auch in dünnen Schichten, ergab den Schlüssel zum Verständnis der wirklichen Blochwandstruktur (Fig.15.1d)

Die größte Schwierigkeit bei der anschaulichen Beschreibung und der Diskussion der Eigenschaften der wirbelförmigen Blochwand besteht darin, daß es nur schwer möglich ist, ihren Spinverlauf analytisch in einer vernünftigen Näherung darzustellen. Am ehesten ist hierzu bisher die Beschreibung der Blochwand durch eine (näherungsweise) streufeldfreie Konfiguration geeignet [15.3], auf die wir uns im folgenden stützen wollen.

## 15.2 Die Randbedingungen für zweidimensionale Blochwände

Wir wollen zunächst eine  $180^\circ$ -Wand in einem einachsigen Material untersuchen, dessen leichte Richtung parallel zur Schicht liegen möge. Die Wand werde durch die beiden Magnetisierungs-komponenten  $\alpha_1(x,y)$  und  $\alpha_2(x,y)$  beschrieben, aus denen sich die dritte Komponente gemäß  $\alpha_3(x,y) = \sqrt{1-\alpha_1^2-\alpha_2^2}$  berechnet. Aus  $\alpha_3(\pm\infty) = \pm 1$  ergeben sich für die anderen Komponenten die Randbedingungen  $\alpha_1(\pm\infty) = \alpha_2(\pm\infty) = 0$ . Ein Vektorfeld  $(\alpha_1, \alpha_2)$ , das diese Randbedingung erfüllt, beschreibt aber noch nicht immer eine Wand. Dazu ist notwendig, daß für alle Werte von  $y$  mindestens ein Wert  $x=x_0(y)$  existiert, bei dem die Komponente  $\alpha_3$  ihr Vorzeichen wechselt. Wir führen die Hilfsfunktion  $M(x,y) = \alpha_1^2 + \alpha_2^2$  ein, für die auf jeden Fall  $M \leq 1$  gelten muß. Der Punkt  $x_0(y)$  wird dann durch folgende Bedingung gekennzeichnet:

$$M(x_0, y) = 1, \quad M_x(x_0, y) = 0 \quad (15.1)$$

Die Punkte  $x_0(y)$  verbinden sich zu einer ausgezeichneten Kurve der Funktion  $M(x, y)$ , die man etwa als Scheitellinie bezeichnen könnte. Sie muß die beiden Oberflächen der Schicht in stetiger Weise verbinden.

Aus (15.1) lassen sich weitere Eigenschaften der Scheitellinie ableiten, die gelegentlich von Nutzen sind. Da (15.1) für alle  $y$  gültig ist, muß  $M$  auf  $x_0(y)$  auch bezüglich der  $y$ -Richtung stationär sein, und darüberhinaus muß die Gaußsche Krümmung für alle Punkte der Scheitellinie verschwinden:

$$M_y(x_0, y) = 0, \quad M_{xx}M_{yy} - M_{xy}^2|_{x_0, y} = 0 \quad (15.2)$$

Für Wände mit einem geringeren Wandwinkel als  $180^\circ$  ist lediglich die Randbedingung im Unendlichen abzuwandeln:

$$\alpha_1(\pm\infty) = \alpha_\infty, \quad \alpha_2(\pm\infty) = 0 \quad (15.3)$$

Die Bedingungen (15.1) für die Wandmitte bleiben auch für solche Wände gültig.

Für alle symmetrischen Wandmodelle (und auch für den Vorschlag von Aharoni [15.2]) ist die Kurve  $x_0(y)$  gleich der Geraden  $x=0$ . Die unsymmetrischen Modelle von LaBonte und Hubert zeichnen sich dagegen durch gekrümmte, bezüglich der  $y$ -Achse unsymmetrische Kurven  $x_0(y)$  aus. Diese Unsymmetrie führt zum energetisch günstigsten Zustand, obwohl alle beteiligten Energien bezüglich  $x=0$  und  $y=0$  symmetrisch sind. Verantwortlich hierfür ist die Streufeldenergie, die nun dann weitgehend vermieden werden kann, wenn unsymmetrische Strukturen zugelassen sind. In den folgenden Abschnitten sollen diese streufeldfreien und streufeldarmen Strukturen genauer untersucht werden.

### 15.3 Die Konstruktion streufeldfreier Modelle für Wände in dünnen Schichten

Eine beliebige, durch die Komponenten  $(\alpha_1(x,y), \alpha_2(x,y))$  charakterisierte zweidimensionale Wand besitzt genau dann kein magnetisches Streufeld, wenn seine Quellen sowohl im Innern der Schicht wie auf den Schichtoberflächen verschwinden. Das ergibt die Bedingungen:

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial y} = 0, \quad \alpha_2(x, \pm D/2) = 0 \quad (15.4)$$

Wir suchen nun ein Vektorfeld, das gleichzeitig die Bedingungen (15.1) bis (15.4) erfüllt. Es wird sich zeigen, daß derartige Strukturen möglich sind, wenn man die im letzten Abschnitt erläuterten Unsymmetrien zuläßt. Da die Blochwand in dünnen Schichten nach Néel gerade durch ihre hohe Streufeldenergie ungünstig wird, ist abzusehen, daß eine streufeldfreie Konfiguration wesentlich günstigere Energiewerte ergeben wird.

Jede streufeldfreie Struktur ist mit Hilfe eines Vektorpotentials in folgender Weise darzustellen

$$\alpha_1(x,y) = \frac{\partial \tilde{A}(x,y)}{\partial y}, \quad \alpha_2(x,y) = -\frac{\partial \tilde{A}(x,y)}{\partial x}, \quad \tilde{A}(x, \pm D/2) = \text{const} \quad (15.5)$$

Gehen wir von irgendeiner Funktion  $\tilde{A}(x,y)$  aus, die gemäß (15.5) auf den beiden Oberflächen konstant ist, so erfüllt auch die Funktion  $\tilde{A}(\xi,y)$  mit:

$$\xi = x + Q(y) \quad (15.6)$$

diese Bedingung und führt somit zu einer streufeldfreien Struktur. Mit der Abkürzung  $q(y) = dQ(y)/dy$  schreiben sich dann die Komponenten  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  wie folgt:

$$\alpha_1 = \frac{\partial \tilde{A}(\xi,y)}{\partial y} + q(y) \frac{\partial \tilde{A}(\xi,y)}{\partial \xi}, \quad \alpha_2 = -\frac{\partial \tilde{A}(\xi,y)}{\partial \xi} \quad (15.7)$$

Die Funktion  $q(y)$  soll dazu dienen, bei vorgegeben  $A(x,y)$  die Bedingung (15.1) zu befriedigen. Wegen (15.6) ist die Bedingung  $\partial M/\partial x=0$  auf der Scheitellinie äquivalent mit  $\partial M/\partial \xi=0$ . Man kann also (15.1) als einfaches Gleichungssystem für die beiden Variablen  $\xi_0$  und  $q$  betrachten, das für alle  $y$  zu lösen ist. Ist dies geschehen, so kann  $Q(y)$  integriert werden und damit  $x$  anstelle von  $\xi$  bestimmt werden. Um das Gleichungssystem (15.1) etwa nach der Newtonschen Methode auflösen zu können, ist es notwendig, daß die Determinante der Ableitungen nach den Variablen  $\xi$  und  $q$  ungleich Null ist:

$$M_{\xi} M_{\xi q} - M_{\xi \xi} M_q \neq 0. \quad (15.8)$$

$M_{\xi}$  verschwindet ohnedies auf der Scheitellinie, und da  $M_{\xi \xi} \neq 0$  angenommen werden kann, reduziert sich die Bedingung (15.8) auf

$$M_q = -2\alpha_1 \alpha_2 \neq 0 \quad (15.8a)$$

Aus der Darstellung in Fig. 15.1d ist ersichtlich, daß (15.8a) für die meisten Punkte der Scheitellinie gilt, sodaß man nach  $q$  auflösen kann. In einzelnen (kritischen) Punkten verschwindet  $M_q$  allerdings auf der Scheitellinie, z.B. bei  $y=\pm D/2$  wegen  $\alpha_2=0$ . Man muß deshalb zunächst die Ausgangsfunktion  $A(x,y)$  so anpassen, daß in den kritischen Punkten die Bedingungen (15.1) und (15.2) auf jeden Fall erfüllt sind; dann erst kann man  $q(y)$  für die übrigen Werte von  $y$  bestimmen. Wenn schließlich  $q(y)$  als stetige Kurve von  $y=-D/2$  bis  $y=D/2$  bekannt ist, und wenn auch für Punkte außerhalb der Scheitellinie überall  $M < 1$  gilt, dann besitzen wir ein streufeldfreies Modell für eine Blochwand, daß alle Randbedingungen erfüllt. Für dieses Modell läßt sich die Wandenergie durch Integration bestimmen und durch Variation der Startfunktion  $A(x,y)$  im Sinne eines Ritzschen Verfahrens optimieren. Das gesamte Programm ist nur numerisch zu bewältigen. Wir wollen uns deshalb hier darauf beschränken, einen Ansatz für  $A(x,y)$  wiederzugeben, für den das Verfahren arbeitet, und der zu einer niedrigen Gesamtenergie führt. Im übrigen sei auf die Originalarbeiten [15.3, 15.5] verwiesen.

## 15.4 Streufeldfreie Blochwände in dünnen Schichten

## a) Die streufeldfreie Wand minimaler Austauschenergie

Wie wir noch genauer begründen werden, gibt es unter den streufeldfreien Blochwänden eine ausgezeichnete Struktur, nämlich die Struktur mit der geringsten Austauschenergie pro Längeneinheit der Wand. Folgender Ansatz führt zu der bisher besten Annäherung an diese Lösung:

$$\begin{aligned}\tilde{A}(x,y) &= C \cdot p(x) \cdot g(y) , \\ p(x) &= \frac{1+b_0 \tanh(a_1 x)}{\cosh(a_2 x)} \\ g(y) &= \sum_{i=1}^4 g_i \cdot \cos\left((2i-1)\pi \frac{y}{D}\right)\end{aligned}\quad (15.9)$$

Für die Konstanten ergeben sich - teils aus den Randbedingungen (14.1) in den kritischen Punkten, teils aus der Minimalisierung der Gesamtenergie - folgende Werte:

$$C = 0.27247, \quad a_1 = 4.0071, \quad a_2 = 2.3754, \quad b_0 = 0.8934$$

$$g_1 = 1 - g_2 - g_3 - g_4, \quad g_2 = 0.0489, \quad g_3 = 0.00260, \quad g_4 = -0.000137.$$

Die Funktion  $Q(y)$  (Gl.(15.6)) folgt näherungsweise folgender Darstellung:

$$Q(y) = -0.0170 \cdot \sin^2(\pi y/D) - 0.02546 \sin^4(\pi y/D) \quad (15.10)$$

Das dieser Lösung nach Gl.(15.7) entsprechende Vektorfeld  $(\alpha_1, \alpha_2)$  ist in Fig. 15.2a dargestellt. Die Integration der Austauschenergie ergibt den Wert  $E_A^0 = 21.430 \cdot A$  ( $A = \text{Austauschkonstante}$ ). Die Austauschenergie pro Längeneinheit ist unabhängig vom Maßstabsfaktor in Fig. 15.2a, also unabhängig von der Schichtdicke.

Ein Charakteristikum der in Fig. 15.2a dargestellten Lösung ist, daß die Magnetisierung an den beiden Oberflächen in der Wandmitte

in entgegengesetzte Richtungen zeigt. Bei diesem Wandtyp trägt also auch die Umlenkung der Magnetisierung längs der y-Dimension wesentlich zur Austauschenergie bei. In einem Gedankenversuch verändern wir nun den x-Maßstab in Fig. 15.2a, ohne den y-Maßstab oder die Länge der Vektoren zu verändern. Bei einer Ausdehnung des Wandkerns in x-Richtung würde zwar der "x-Beitrag" zur Austauschenergie sinken, der erläuterte "y-Beitrag" aber ansteigen. Umgekehrt wäre es bei einer Kontraktion des Wandkerns längs der x-Richtung. Aus solchen Überlegungen läßt sich verstehen, daß es genau eine Struktur des in Fig. 15.2a dargestellten Wandtyps mit minimaler Austauschenergie gibt.

b) Die Wandenergie als Funktion der Schichtdicke

Hat man ein Wandmodell für eine bestimmte Schichtdicke berechnet, dann läßt es sich leicht auf andere Schichtdicken übertragen, indem man sowohl den x-Maßstab wie den y-Maßstab mit dem gleichen Faktor multipliziert. Bei dieser Operation verändert sich die Streufeldenergie ebenso wie die Kristallenergie proportional zum Maßstab, während sich die Austauschenergie pro Flächeneinheit der Wand umgekehrt proportional zum Maßstab verhält. Die Gesamtenergie pro Flächeneinheit der Wand ergibt sich also zu:

$$E_G(D) = E_A^0/D + (E_K^0 + E_S^0)D \quad (15.11)$$

wobei  $E_A^0$ ,  $E_K^0$  und  $E_S^0$  die Austausch-, Kristall- und Streufeldenergie der betreffenden Struktur für die Dicke 1 seien. Werte für  $E_A^0$ ,  $E_K^0$  und  $E_S^0$  finden sich in Tab. 15.1, und zwar sowohl für die streufeldfreien Modelle, die im letzten Abschnitt behandelt wurden, wie auch für eine von LaBonte berechnete Wand. Fig. 15.3 zeigt die Wandenergie als Funktion der Schichtdicke nach Gl.(15.11) für das Modell kleinster Austauschenergie pro Längeneinheit.

Die Hyperbel besitzt ein Minimum bei  $D_0 = \sqrt{E_A^0/E_K^0} \approx 6.1\sqrt{A/K_1}$ .

Für  $D \ll D_0$  wird die Wandenergie im wesentlichen durch die Austauschenergie bestimmt. Die Kristallenergie besitzt nur einen geringen Einfluß. Daraus folgt, daß in dem ganzen Dickenbereich  $D \ll D_0$  die im letzten Abschnitt erläuterte streufeldfreie Struktur

minimaler Austauschenergie eine gute Näherung darstellt. Wandstrukturen bei verschiedenen Dicken gehen in diesen Bereich durch eine Ähnlichkeitstransformation auseinander hervor, die Wandweite wird proportional zur Schichtdicke, die Wandenergie umgekehrt proportional zur Schichtdicke.

Je nach der Größe des Verhältnisses  $K_1/(2\pi I_s^2)$  wird sich mit abnehmender Schichtdicke eine zunehmende Abweichung von der vereinfachenden Annahme der Streufeldfreiheit zeigen, wie auch durch die Rechnungen LaBontes bestätigt wird. Bei noch geringeren Schichtdicken geht die Blochwand schließlich in die Néelwand über.

Fig. 14.5 enthält sowohl die Energie der Blochwand wie eine Abschätzung für die Energie der Stachelwand für Permalloyschichten ( $K_1/(2\pi I_s^2)=1/640$ ). Danach ist der Übergang von der Stachelwand zur Blochwand bei  $D=8\sqrt{A/I_s^2}\approx 1000 \text{ \AA}$  zu erwarten - in guter Übereinstimmung mit den Experimenten.

Im nächsten Abschnitt wollen wir den entgegengesetzten Grenzfall sehr großer Schichtdicken ( $D>D_0$ ) untersuchen.

### c) Der Übergang zur Blochwand im massiven Material

Es ist zu erwarten, daß die Energie der Blochwand mit zunehmender Schichtdicke monoton abnimmt. Das Wandmodell minimaler Austauschenergie kann also für Schichtdicken  $D>D_0$  nicht mehr gültig sein. In [15.6] wurden abgewandelte Modelle berechnet, die dem zunehmenden Einfluß der Kristallenergie insofern Rechnung tragen, daß die Wirbelstruktur in der  $y$ -Richtung gestreckt wird und die Umlenkung der Magnetisierung parallel zur Oberfläche auf die Umgebung der Oberflächen beschränkt ist. Im Innern der Schicht ähneln solche Modelle mit zunehmender Schichtdicke mehr und mehr der klassischen streufeldfreien eindimensionalen Wand.

Bezüglich der Einzelheiten sei wiederum auf die Originalarbeit verwiesen [15.6]. Fig. 15.4 zeigt die detaillierte Struktur einer Wand für  $D=20\sqrt{A/K_1}$  und Fig. 15.3 enthält die gemäß Gl.(15.11) berechneten Energiehyperbeln für verschiedene Modelle. Wir ent-



nehmen dieser Darstellung, daß das streufeldfreie Modell minimaler Austauschenergie in der Tat bis in den Bereich

$\frac{3}{4}D_0 = 4.5\sqrt{A/K_1}$  als gute Näherung zu betrachten ist. Erst für größere Schichtdicken sind abgewandelte Modelle zu benutzen. Dieser Übergang wird besonders gut sichtbar in einer Darstellung der Wandweiten  $W_\alpha$  als Funktion der Schichtdicke (Fig. 15.5). Im Bereich des Modells minimaler Austauschenergie gilt  $W_\alpha \approx 0.469D$ . Im Bereich von  $D > 4.5\sqrt{A/K_1}$  weicht die Wandweite von diesem Gesetz ab, um sich dem bei sehr großen Schichtdicken gültigen Grenzwert  $W_\alpha = 2\sqrt{A/K_1}$  anzunähern.

Wir können zusammenfassen: In einem Dickenbereich

$$8\sqrt{A/I_S^2} < D < 4.5\sqrt{A/K_1} \quad (15.12)$$

stellt das durch Gl.(15.9) wiedergegebene streufeldfreie Modell minimaler Austauschenergie eine gute Näherung für die Blochwand in dünnen Schichten dar. Für kleinere Schichtdicken werden Stachel- und Néelwände günstiger, für größere Schichtdicken findet der Übergang zur eindimensionalen Blochwand statt.

Da in dem durch (15.12) gegebenen Intervall die Austauschenergie den größten Anteil an der Wandenergie darstellt, hat die Kristallenergie nur einen geringen Einfluß auf die Wandstruktur. Das gilt auch, wenn die Kristallenergie eine völlig andere Form hat, also etwa in Einkristallschichten. Genauere Untersuchungen [14.14, 15.6] ergaben, daß in kubischen (100)-orientierten Schichten die Struktur der Wand sich nur wenig gegenüber der Wand in einachsigen Schichten ändert. Lediglich die obere Grenze in (15.12) verschiebt sich auf etwa  $7\sqrt{A/K_1}$  (Fig. 15.5).

#### d) Blochwände in äußeren Feldern

Wir wollen nun untersuchen, in welcher Weise sich die Blochwand minimaler Austauschenergie deformiert, wenn ein Feld parallel zur Schicht und senkrecht zur leichten Richtung angelegt wird. Das äußere Feld wird besonders mit den beiden Oberflächenzonen des Wandkerns wechselwirken. Eine dieser Oberflächenzonen ist dem

Feld gleichgerichtet und wird sich deshalb ausdehnen, die andere wird sich, da dem Feld entgegengerichtet, zusammenziehen. Daraus folgt, daß die  $y$ -Symmetrie der normalen streufeldfreien Blochwand in einem angelegten Feld verloren geht.

Derartige Modelle wurden in [15.5] berechnet. Der wesentliche Unterschied im Ansatz besteht darin, daß die Funktion  $g(y)$  über (15.9) hinaus auch unsymmetrische Beiträge der Form  $\tilde{g}_1 \sin(2\pi \cdot i \cdot y/D)$  aufnehmen muß. Die Behandlung der kritischen Punkte erfordert etwas mehr Aufwand und die Funktion  $q(y)$  wird unsymmetrisch bezüglich  $y=0$ . Das Endergebnis systematischer Minimalisierungen der Gesamtenergie ist in Fig. 15.2b,c dargestellt. Tabelle 15.1 gibt Energien und Wandweiten als Funktion der Feldstärke wieder. Das auffälligste Ergebnis dieser Rechnungen ist die Zunahme der Wandenergie im angelegten Feld - im Gegensatz etwa zur eindimensionalen Wand (Fig. 13.4). Anschaulich ist dieser Effekt auf die durch den Magnetisierungsfluß in  $x$ -Richtung erzwungene Kompression des Magnetisierungswirbels in der Nähe einer Oberfläche zurückzuführen, die zu einer Erhöhung der Austauschenergie führt. Diese Energieerhöhung läßt sich wahrscheinlich etwas vermindern, wenn ein Teil des Flusses in Form von Streufeld über den Wandkern hinwegtransportiert wird. Derartige Modelle, die also vom rein streufeldfreien Modell abweichen, wurden bisher nicht untersucht, sie dürften jedoch nichts an der Tatsache ändern, daß die Blochwand auf ein angelegtes Feld mit einer Energieerhöhung reagiert.

Es ist nicht gelungen, für reduzierte Feldstärke  $h > 0.3$  noch streufeldfreie Modelle zu konstruieren. Dies ist ein Hinweis darauf, daß in größeren äußeren Feldern eine andere Wandstruktur stabil wird, die wir in Abschnitt 16. behandeln werden.

### 15.5 Experimentelle Beobachtungen der Blochwand

Schon sehr früh [15.7, 13.1] war man darauf aufmerksam geworden, daß Blochwände im Gegensatz zu Néelwänden bei Bitterstreifenuntersuchungen praktisch keinen Kontrast zeigen. Bei solchen Versuchen

wird die Konzentration kolloidaler magnetischer Teilchen in Streufeldern über der Oberfläche einer Probe sichtbar gemacht. Nun ist es nicht einfach, die zu erwartende Konzentration quantitativ abzuschätzen und also aus der Unsichtbarkeit der Wände auf die maximal existierenden Felder zu schließen. Jedenfalls entspricht der erwähnte Befund den Erwartungen, die wir mit den streufeldfreien theoretischen Modellen verbinden.

Eine direkte Bestätigung der zweidimensionalen unsymmetrischen Struktur der Blochwand ist sicherlich nur mit elektronenmikroskopischen Methoden möglich. Sie wurde schon verschiedentlich versucht, und mehrere Arbeiten [15.8-15.11] kommen auf mehr oder weniger indirektem Wege zu einer Bestätigung der in den letzten Abschnitten entwickelten Modelle. Besonders anschaulich ist eine Arbeit von Tsukahara und Kawakatsu [15.12], die die unsymmetrische Struktur des elektronenmikroskopischen Bildes einer  $180^\circ$ -Wand in einem Einkristall unmittelbar sichtbar machen konnten. Sie konnten auch zeigen, daß der beobachtete Kontrast quantitativ mit dem etwa aus Fig. 15.6 zu berechnenden Kontrast übereinstimmt.

Eine streufeldfreie Blochwand kann grundsätzlich in vier verschiedenen Orientierungen existieren, die alle energetisch gleichwertig sind: Die  $\alpha_2$ -Komponente kann - bei jeder Blochwand - positiv oder negativ sein, und bei einer asymmetrischen Blochwand kann zusätzlich der Wirbel in Fig.15.1d nach rechts oder nach links orientiert sein. Tsukahara und Kawakatsu beobachteten Bilder von Blochwänden, in denen sich die Unsymmetrie umkehrte, was genau einem Wechsel der Orientierung des Wirbels entsprechen würde. Auch dieser Befund bestätigt die Richtigkeit des theoretischen Modells.

- 
- [15.1] A.E.LaBonte, Thesis, University of Minnesota (1966)  
 [15.2] A.Aharoni, J.Appl.Phys. 38, 3196 (1967)  
 [15.3] A.Hubert, phys.stat.sol. 32, 519 (1969)  
 [15.4] A.E.LaBonte, J.Appl.Phys. 40, 2450 (1969)

- [15.5] A.Hubert, phys.stat.sol. 38, 699 (1970)  
 [15.6] A.Hubert, Z.angew.Phys. 32, 58 (1971)  
 [15.7] S.Methfessel, S.Middelhoek, H.Thomas, IBM  
 J.Res.Dev. 4, 96 (1960)  
 [15.8] H.Kappert, P.Schmiesing, phys.stat.sol.  
 (a) 4, 737 (1971)  
 [15.9] D.C.Hothersall, phys.stat.sol. (b) 51, 529 (1972)  
 [15.10] C.G.Harrison, K.D.Leaver, phys.stat.sol. (a) 12,  
 413 (1972)  
 [15.11] T.Suzuki, Z.angew.Physik 32, 75 (1971)  
 [15.12] S.Tsukahara, H.Kawakatsu, J.Phys.Soc. Japan 32,  
 1493 (1972)

Tabelle 15.1

Daten für verschiedene asymmetrische Blochwandmodelle

- 1) Streufeldfreie Blochwand minimaler Austauschenergie,  
 2)-5) Varianten für größere Schichtdicken,  
 6)-8) Wände im angelegten Feld,  
 9) Wand von LaBonte für eine Permalloyschicht der Dicke 1000 Å.

Nr.	$D/\delta_0$	h	$E_A^0/A$	$E_K^0/K_1$	$E_S^0/I_S^2$	$W_\alpha/D$	$Q_x$
1	<3	0	21.43	0.581	0	0.469	11.90
2	5	0	22.52	0.489	0	0.375	11.4
3	10	0	34.40	0.272	0	0.302	25.1
4	20	0	61.00	0.125	0	0.128	46.3
5	33.3	0	96.63	0.071	0	0.079	76.8
6	<3	0.1	21.77	0.579	0	0.471	9.2
7	<3	0.2	22.86	0.560	0	0.471	9.3
8	<3	0.3	25.46	0.528	0	0.469	9.6
9	0.32	0	19.55	0.61	0.0016	0.423	-

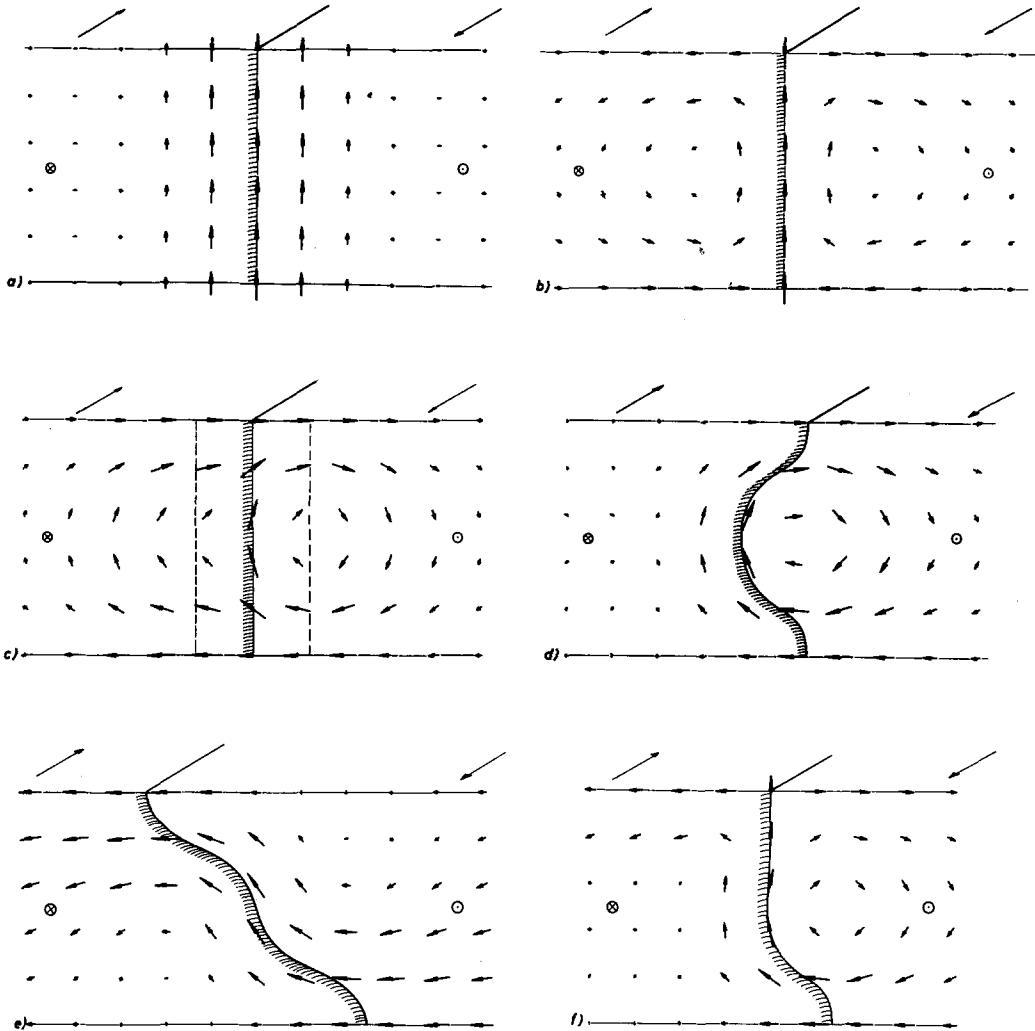


Fig. 15.1

Schematische Darstellung verschiedener Wandstrukturen (Schnitt durch die magnetische Schicht mit Projektion der Magnetisierung auf die Schnittebene) a) Blochwand nach Dietze und Thomas [14.1], b) Symmetrische Blochwand nach LaBonte [15.1], c) Asymmetrisches Modell von Aharoni [15.2], d) Asymmetrische Blochwand nach LaBonte [15.4] und Hubert [15.3], e) Asymmetrische Néelwand nach Hubert [15.3], f) Hypothetische, instabile Übergangsstruktur zwischen asymmetrischer Blochwand und Néelwand

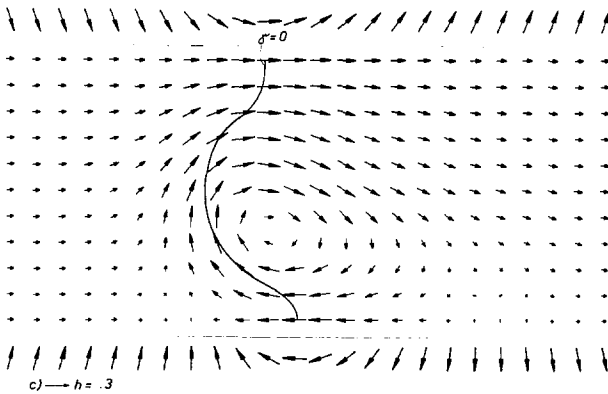
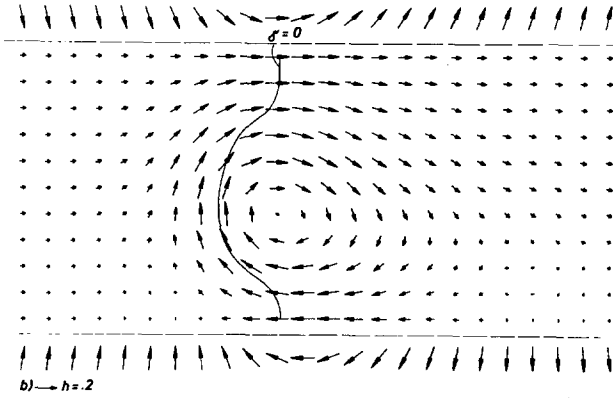
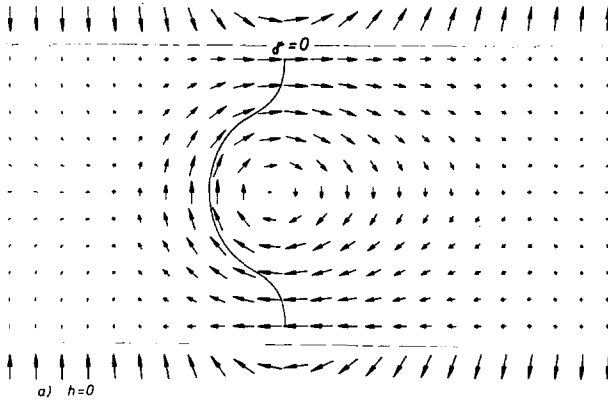


Fig. 15.2

Genauere Darstellung der Struktur asymmetrischer Blochwände als Funktion eines angelegten Feldes parallel zur schweren Richtung. Entnommen aus [15.5].

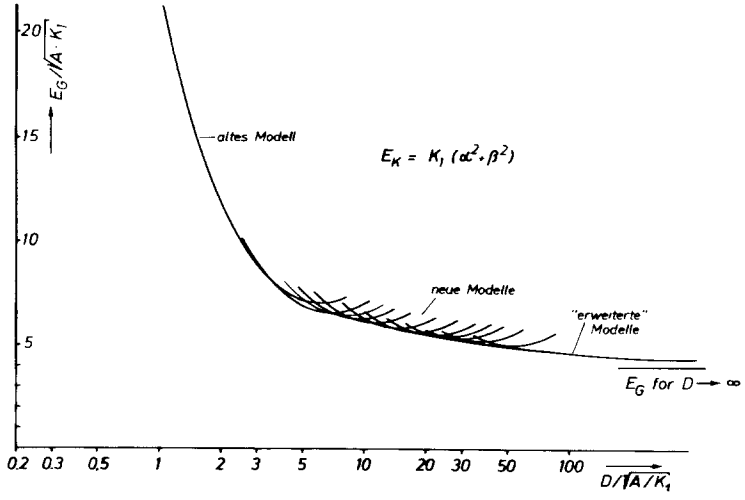


Fig. 15.3

Die Wandenergie von Blochwänden im Bereich größerer Schichtdicken. Übergang von der streufeldfreien Blochwand minimaler Austauschenergie bei  $D < 4.5\sqrt{A/K_1}$  zur eindimensionalen Blochwand bei  $D \rightarrow \infty$ . Entnommen aus [15.6].

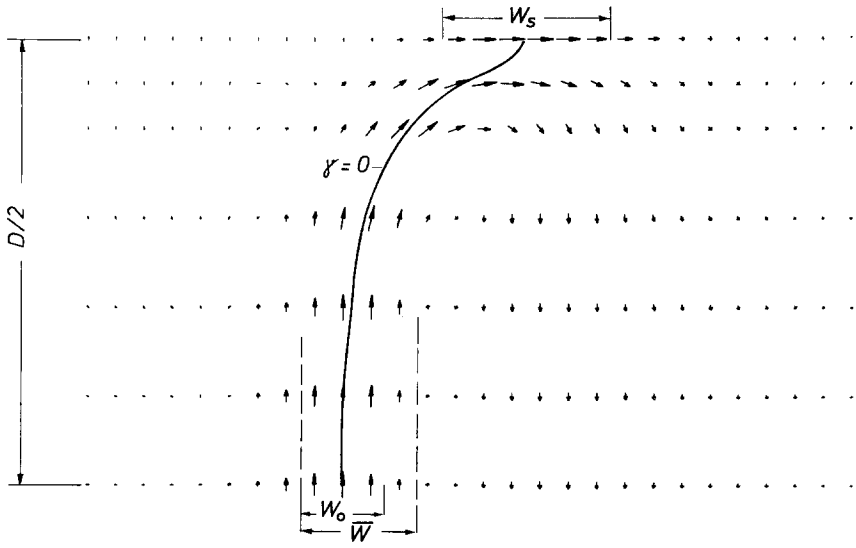


Fig. 15.4 Modell einer asymmetrischen Blochwand in einer dicken Schicht ( $D=20\sqrt{A/K_1}$ ). Entnommen aus [15.6]

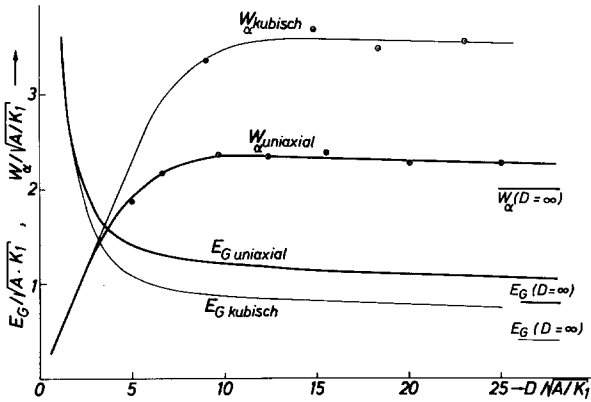


Fig. 15.5 Wandweite und Wandenergie als Funktion der Schichtdicke im Bereich des Übergangs vom wirbelförmigen Modus zum eindimensionalen Modus bei großen Schichtdicken. "kubisch" bezeichnet eine kubische Schicht mit (100)-Oberfläche und  $K_1 > 0$ .

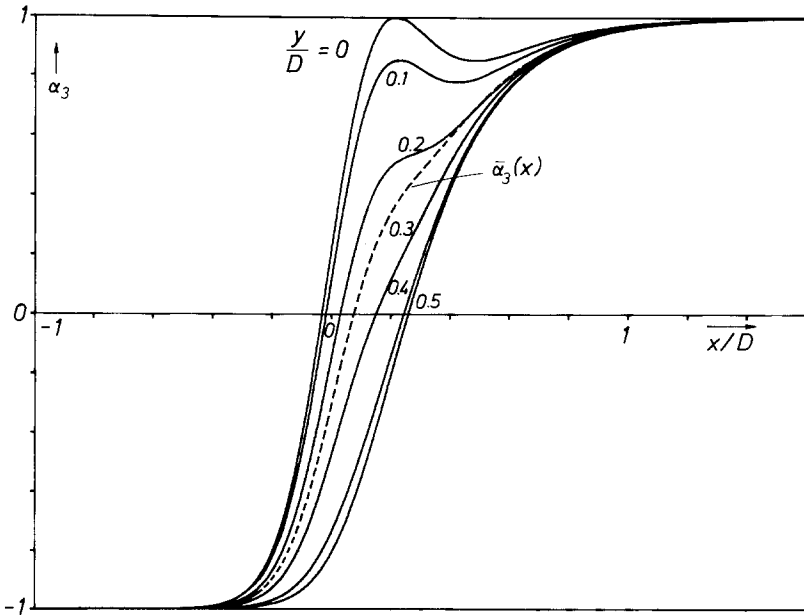


Fig. 15.6 Die z-Komponente der Magnetisierung  $\alpha_3$  der asymmetrischen Blochwand als Funktion der Koordinate  $x$  für verschiedene Werte von  $y$ . Gestrichelt: Der über  $y$  gemittelte Wert von  $\alpha_3$ , der für den Kontrast im Elektronenmikroskop bei senkrechter Durchstrahlung maßgeblich ist.