

16. Die asymmetrische Néelwand

16.1 Die Entdeckung des neuen Wandtyps

Daß es außer der in Abschn. 15 behandelten Blochwand in dicken Schichten noch eine zweite mögliche Konfiguration der 180° -Wand gibt, wurde unabhängig voneinander experimentell und theoretisch entdeckt. R.W. DeBlois [12.4] beobachtete in dünnen Kristallplättchen - teilweise in der gleichen Probe - zwei verschiedene Typen von 180° -Wänden: die gewöhnlichen, im Bitterstreifenbild praktisch unsichtbaren Blochwände, und eine "metastabile" Wand, die einen starken Bitterstreifenkontrast erzeugt. Er nannte diesen Wandtyp "bright metastable intermediate walls"; "intermediate", da er zeigen konnte, daß diese Wände in irgend einer Weise Eigenschaften von Blochwänden und von Néelwänden vereinigen.

Auf einem völlig anderen Weg wurde der zweite Wandtyp theoretisch gefunden, nämlich bei der Untersuchung möglicher streufeldfreier Strukturen [15.3]. Es erweist sich nämlich als durchaus möglich, eine Wand mit Hilfe des Ansatzes (15.9) auch dann zu konstruieren, wenn man b_0 - die Größe, die die Unsymmetrie erzeugt - nicht konstant, sondern als ungerade Funktion von y ansetzt. $Q(y)$ wird dann ebenfalls eine ungerade Funktion von y . Das Ergebnis ist eine Wand, die nicht wie die Blochwand eine Spiegelsymmetrie bezüglich der Ebene $y=0$ aufweist, sondern eine Punktsymmetrie bezüglich $x=0, y=0$ (Fig. 15.1e).

Die weitere Verfolgung der Wände dieses Symmetrietyps [15.5] ergab schließlich Eigenschaften, die mit denen der DeBlois'schen "bright intermediate walls" in allen Punkten übereinstimmen. Wir wählten zur Bezeichnung dieser Wand den Begriff "asymmetrische Néelwand", da sie in stetiger Weise aus gewöhnlichen, symmetrischen Néelwänden hervorgehen kann. Heute weiß man, daß dieser Wandtyp eine weitreichende Bedeutung in dicken Schichten besitzt. Ebenso wie gewöhnliche Néelwände werden asymmetrische Néelwände bei geringen Wandwinkeln begünstigt, die in einachsigen Schichten etwa durch ein Feld in der schweren Richtung erzeugt werden

können. Der Übergang von der Blochwand zur asymmetrischen Néelwand führt in dicken Schichten zum sogenannten Wandkriechen, wenn gleichzeitig ein geringes Feld parallel zur leichten Richtung vorliegt. Bei der Untersuchung dieser Zusammenhänge [16.1] wurde übrigens der Wandtyp, der zwischen Blochwand und reiner Néelwand einzuordnen ist, ein drittes Mal auf unabhängigem Wege gefunden.

16.2 Mathematisches Modell für die asymmetrische Néelwand

Die in Fig. 15.1e angedeutete mikromagnetische Struktur der asymmetrischen Néelwand zeigt, daß in dieser Konfiguration - im Gegensatz zur Blochwand - die Magnetisierung im Wandkern an beiden Oberflächen gleichgerichtet ist. Die Wandenergie wird sich als Folge davon in einem äußeren Feld, das der Magnetisierung im Wandkern gleichgerichtet ist, absenken. Insofern verhält sich der Kern der asymmetrischen Néelwand ebenso wie der Kern einer gewöhnlichen Néelwand. Aus diesem Grund ist es nicht überraschend, daß auch asymmetrische Néelwänden in nicht zu dicken Schichten einen weitreichenden Ausläufer bilden (wie er sich im Experiment im starken Bitterstreifenkontrast dieser Wände zeigt). Die asymmetrische Néelwand ist also nicht gut mit einem völlig streufeldfreien Modell zu beschreiben. Der einfachste realistische Ansatz besteht darin, den streufeldfreien Kernbereich durch Überlagerung einer gewöhnlichen eindimensionalen Néelwandkomponente $\alpha_S(x)$ zu erweitern. Folgender Ansatz - analog zu (15.7) und (15.9) für die Blochwand - erwies sich als erfolgreich:

$$\alpha_1(x,y) = \frac{\partial \tilde{A}(\xi,y)}{\partial y} + q(y) \frac{\partial \tilde{A}(\xi,y)}{\partial \xi} + \alpha_S(x) + \alpha_\infty$$

$$\alpha_2(x,y) = -\frac{\partial \tilde{A}(\xi,y)}{\partial \xi}, \quad \xi = x+Q(y),$$

$$\tilde{A}(\xi,y) = C \cdot p(\xi,y) \cdot g(y), \quad p(\xi,y) = [\xi+b(y)]/\cosh(a_0 \xi)$$

$$b(y) = b_1 \sin(\pi y/D) + b_2 y/D, \quad g(y) = \sum_{i=1}^3 g_i \cos[(2i-1)\pi y/D] \quad (16.1)$$

Für $\alpha_S(x)$ läßt sich ein Ansatz analog zu Gl.(14.2), wie er in [14.8] verwendet wurde, benutzen:

$$\alpha_S(x) = \sum_{i=1}^h \frac{c_i A_i^2}{x^2 + A_i^2} \quad (16.2)$$

Es wäre nicht sinnvoll, α_S ebenfalls als Funktion der Variablen ξ anzusetzen, da dann im Ausläuferbereich viel zu hohe Austauschenergiebeiträge entstehen würden. Daraus resultieren einige zusätzliche Schwierigkeiten, vor allem, was die Befriedigung der Randbedingungen (Abschn. 15.2) angeht. Da der Zusammenhang zwischen ξ und x nunmehr in die Randbedingungen eingeht, muß mit der Berechnung der Ableitung $q(y)$ gleichzeitig auch $Q(y)$ berechnet werden. Das ist numerisch möglich, wenn man etwa $q(y)$ von $y=0$ nach $y=D/2$ fortschreitend berechnet. Zuvor sind jedoch, wie in Abschn. 15.3 erläutert, die Randbedingungen im kritischen Punkt $y=D/2$ zu befriedigen, und dazu ist bereits die Kenntnis von $Q(D/2)$ erforderlich. Das angewendete numerische Verfahren besteht darin, mit einem Wert $\bar{Q}(D/2)$ zu beginnen, dann $q(y)$ und $Q(y) = \int_0^y q(y) dy$ zu berechnen, und für den Fall, daß der Ausgangswert $\bar{Q}(D/2)$ nicht mit dem Integral $Q(D/2)$ übereinstimmt, den Ausgangswert solange abzuwandeln, bis diese Übereinstimmung erzielt wird. Im Grunde handelt es sich hierbei um die Lösung eines Randwertproblems einer Differentialgleichung.

Ähnlich wie für die Blochwand seien die Parameter einer asymmetrischen Néelwand explizit angegeben. Es gibt hier jedoch kein ausgezeichnetes Modell - wie das Blochwandmodell minimaler Austauschenergie - das für einen größeren Dickenbereich gültig wäre. Das Verhältnis von Kern- und Ausläuferbeitrag zur Gesamtdrehung hängt stark von der Schichtdicke (und auch von der Kristallenergie) ab, sodaß ein bestimmtes Modell nur für eine bestimmte Parameterkombination $(D, K_1/I_S^2, H_a)$ gültig ist. Als Beispiel wählen wir eine 180° -Wand in einer Permalloyschicht

($K_1/I_S^2=1/640$) der Dicke $D=12.25\sqrt{A/I_S^2}\approx 1570 \text{ \AA}$. Die Parameter, teils aus den Randbedingungen, teils durch eine iterative Minimalisierung der Gesamtenergie gewonnen, ergeben sich dann zu:

$$C=0.9689, \quad a_0=2.20814, \quad Q(D/2)=-0.2185 \cdot D, \quad q(0)=-0.1958, \quad \alpha_\infty=0,$$

$$b_1=0.0547, \quad b_2=0.00764$$

$$g_1=1-g_2-g_3, \quad g_2=0.039, \quad g_3=-0.000258$$

$$c_1=0.0843, \quad c_2=0.0467, \quad c_3=0.0409, \quad c_4=0.0292,$$

$$A_1=0.73, \quad A_2=7.2, \quad A_3=71, \quad A_4=700$$

Die Funktion $Q(y)$ erlaubt die Näherungsdarstellung:

$$Q(y) = q(0) \cdot y - 0.1622 \cdot D \cdot \sin^3(\pi y/D) + 0.0416 \cdot D \cdot \sin^5(\pi y/D)$$

16.3 Allgemeine Eigenschaften der asymmetrischen Néelwände

a) Der symmetrische Beitrag zur Wandstruktur

Fig.16.1 zeigt die Vektordiagramme (α_1, α_2) einiger Néelwände mit verschiedenen Werten des angelegten Feldes. Kennzeichnend ist, daß für zunehmende Feldstärken der unsymmetrische, streufeldfreie Beitrag zur Rotation immer mehr an Bedeutung verliert. Wir wählen als Maß für die Höhe des symmetrischen Beitrags zur Gesamtdrehung die Größe

$$r_S = \frac{1}{D(1-\alpha_\infty)} \int_{-D}^D [\alpha_1(0,y) - \alpha_\infty] dy = \alpha_S(0)/(1-\alpha_\infty) \quad (16.3)$$

Die erste Definition in (16.3) ist auf beliebige Wandmodelle vom Typ der asymmetrischen Néelwand sinnvoll anwendbar. Für unser spezielles Modell geht r_S in den einfacheren zweiten Ausdruck in (16.3) über, da der streufeldfreie Beitrag zur Struktur bei der Integration über den Querschnitt der Schicht verschwindet. Die Größe r_S variiert von $r_S=0$ für die völlig streufeldfreie Wand

bis $r_S=1$ für die gewöhnliche symmetrische Néelwand.

Quantitative Werte für r_S finden sich in Fig. 16.2. Parameter sind das angelegte Feld $h = H_a I_S / 2K_1$ und die Schichtdicke D . Für das Verhältnis von Kristallenergie und Streufeldenergie wurde der für Permalloyschichten typische Wert $K_1 / I_S^2 = 1/640$ zugrundegelegt. Die Kurven für verschiedene Feldstärken sind in Fig. 16.2 der Übersichtlichkeit halber proportional zu h parallel nach oben verschoben. Für große Schichtdicken konvergiert r_S für alle Feldstärke asymptotisch gegen $r_S=0$. Das wichtigste, Fig. 16.2 zu entnehmende Ergebnis ist, daß es für jede Feldstärke eine kritische Dichte gibt, bei der die symmetrische Néelwand in die unsymmetrische Néelwand übergeht. Möglicherweise handelt es sich hierbei um einen stetigen Phasenübergang (2. Art), jedoch deuten die Rechnungen eine geringe Unstetigkeit im Bereich zwischen $r_S=1$ und $r_S=0.9$ an, die in Fig. 16.2 vernachlässigt wurde, aber in Fig. 14.6 zu erkennen ist. Es zeigt sich, daß sich mit der Stärke des symmetrischen Beitrags immer auch die Wandweite des symmetrischen Beitrags verändert. Die erwähnte Unstetigkeit ist also möglicherweise auf die starke Kopplung zwischen den Variablen r_S und A_1 zurückzuführen. Dieser Befund basiert allerdings nur auf numerischen Näherungsrechnungen und ist daher nicht als gesichert anzusehen.

b) Die Wandenergie der asymmetrischen Néelwand

Ein Überblick über die Energien der verschiedenen Wandmodelle für Permalloy findet sich in Fig. 14.5, einige genauere Werte auch in Tab. 16.1. Zunächst stellen wir fest, daß die Energie der 180° -Néelwand für alle in Fig. 14.5 betrachteten Dicken höher als die Energie der Blochwand ist. Das ist auf die kompliziertere Struktur des Wandkerns zurückzuführen, die zwei Magnetisierungswirbel enthält (Fig. 15.1e). In angelegten Feldern parallel zur schweren Richtung fällt die Wandenergie der Néelwand jedoch sehr schnell ab. Schon bei $h=0.3$ ist die asymmetrische Néelwand bei allen Schichtdicken günstiger als die Blochwand. Es ist abzusehen, daß der Unterschied in der Energie pro Flächeneinheit zwischen

Bloch- und Néelwand für sehr große Schichtdicken $D \gg \sqrt{A/K_1}$ verschwindet, da sich ihre Struktur im Inneren immer mehr derjenigen der klassischen eindimensionalen Blochwand nähern wird. Der Unterschied zwischen beiden Modellen liegt dann nur noch in der gegenseitigen Orientierung der Oberflächenzonen, die auf Grund ihres Abstandes keine starke Wechselwirkung mehr miteinander haben werden. Bisher liegen keine Rechnungen zur asymmetrischen Néelwand in diesem Dickenbereich vor, die mit den entsprechenden Blochwandmodellen (s. Abschn. 15.4b) zu vergleichen wären.

Dagegen sind 90° -Wände in Schichten oberhalb $D = 10\sqrt{A/I_s^2}$ stets vom Typ der asymmetrischen Néelwand. Das trifft, wie zu erwarten, auch für einkristalline Schichten zu [14.13], in denen 90° -Wände den vorherrschenden Wandtyp darstellen.

16.4 Übergänge zwischen verschiedenen Wandtypen und ihre experimentelle Beobachtung

In Fig. 16.3 sind die verschiedenen Wandenergien für einige Schichtdicken als Funktion des äußeren Feldes aufgetragen. Die daraus folgenden Stabilitätsgrenzen sind in Fig. 16.4 in Form eines Phasendiagramms als Funktion der Schichtdicke und des angelegten Feldes zusammengefaßt. Für eine gegebene Dicke $D \geq 8.5\sqrt{A/I_s^2}$ sind demnach bei zunehmendem Feld zwei Übergänge zu anderen Wandtypen zu erwarten: In der Umgebung von $h=0.25$ sollte sich die Blochwand in die asymmetrische Néelwand umwandeln, und diese Umwandlung muß notwendigerweise unstetig erfolgen, da kein stetiger streufeldfreier Weg zwischen beiden Konfigurationen denkbar ist. In der Umgebung von $h=0.8$ erfolgt dann der mehr oder weniger stetige Übergang zur symmetrischen Néelwand. Der unstetige Übergang zwischen Bloch- und Néelwand ist vermutlich mit einer Hysterese verbunden, deren Größe von der Energieschwelle zwischen beiden Konfigurationen abhängt. In Fig. 15.1f ist eine plausible Schwellenstruktur für diesen Übergang dargestellt. Sie ähnelt an einer Oberfläche der von LaBonte [15.1] berechneten instabilen symmetrischen Blochwand (Fig. 15.1b). Man kann deshalb davon ausgehen,

daß die Energie dieser Struktur irgendwo zwischen den Energien der asymmetrischen und der symmetrischen Blochwand liegen wird. Zur Orientierung haben wir den Mittelwert zwischen beiden Energien in Fig. 16.3 eingetragen.

Die Übergänge zwischen den verschiedenen Wandtypen lassen sich auch experimentell beobachten. Zum einen gibt die unterschiedliche Sichtbarkeit im Bitterstreifenbild die Möglichkeit, zwischen Bloch- und Néelwänden zu unterscheiden. Zum anderen gibt es ein dynamisches, gyromagnetisches Phänomen, das sogenannte Wandflattern [16.1-16.3], das speziell auf die α_2 -Komponente im Wandkern anspricht und dadurch zwischen Blochwänden ($\alpha_{2\max}=1$), asymmetrischen Néelwänden ($0 < \alpha_{2\max} < 1$) und symmetrischen Néelwänden ($\alpha_{2\max}=0$) zu unterscheiden gestattet.

Bourne, Kusuda und Lin [16.1] benutzten beide Methoden und beobachteten bemerkenswerterweise genau das oben abgeleitete Verhalten, ohne von den zugrundeliegenden theoretischen Modellen Kenntnis zu haben. Einen Übergang von der Blochwand zu einer Néelwand, die aber noch eine α_2 -Komponente im Wandkern besitzt, fanden sie bei $h=0.4$. Der umgekehrte Übergang wurde bei $h=0.15$ beobachtet. Bei $h=0.8$ verschwand schließlich die gyromagnetische Reaktion der Wand, was dem Übergang zur gewöhnlichen Néelwand entspricht. Dieser Übergang zeigte im Rahmen der Meßgenauigkeit im Gegensatz zum ersten Übergang keine Hysterese.

Der in der Umgebung von $h=0.25$ erfolgende Bloch-Néel-Übergang ist den Untersuchungen von Bourne, Kusuda und Lin zufolge auch die Ursache für das "Wandkriechen" in dickeren Schichten. Die Veränderung der mikromagnetischen Struktur des Wandkerns ermöglicht es der Wand, sich aus der Verankerung an Schichtinhomogenitäten (oder aus Nachwirkungs-Energiemulden) loszureißen. Sie kann sich daher bei jedem Übergang einen kleinen Schritt in die durch ein äußeres Feld parallel zur leichten Richtung vorgegebene Richtung bewegen, auch wenn das treibende Feld wesentlich kleiner als das Koerzitivfeld ist. Das Wandkriechen tritt als

störendes Phänomen in Speicheranordnungen auf, in denen durch Schreib- und Lesfelder in benachbarten Speicherelementen häufig Felder parallel zur schweren Richtung auftreten, die die kritischen Werte für die Wandumwandlung überschreiten. Es wurden auch schon Vorschläge gemacht, das Wandkriechen dank seiner Reproduzierbarkeit selbst zu Speicherzwecken für analoge Größen zu benutzen [16.4].

16.5 Wechselwirkungen zwischen asymmetrischen Néelwänden

DeBlois [12.4] fand bei der Untersuchung seiner "bright intermediate walls" in dünnen Einkristallplättchen eine besondere Eigenschaft. Unter bestimmten Umständen bildeten diese Wände stabile Paare mit Abständen von der Größenordnung einiger Schichtdicken, und zwar fand er diese Erscheinung sowohl bei 180° -Wänden wie bei 90° -Wänden. Aus dem Zusammenhang der Bereichsstruktur konnte DeBlois ableiten, daß diese Wände, falls sie reine Néelwände wären, sich bis zur gegenseitigen Annihilation anziehen müßten (s. Fig. 14.7 für gegensinnige Wände). Offenbar gibt es bei diesem Wandtyp eine zusätzliche kurzreichende Wechselwirkung, die eine Abstoßung zwischen den Wandkernen bewirkt. Dieses Phänomen wurde in [14.14] theoretisch untersucht; es gelang, mikromagnetische Modelle für Paare von asymmetrischen Néelwänden zu konstruieren und es ergab sich in der Tat eine starke Abstoßung zwischen den wirbelförmigen Kernbereichen der beiden Teilwände. Zusammen mit der anziehenden Wechselwirkung zwischen den symmetrischen Beiträgen beider Wände, die wesentlich weiter reicht, ergibt sich ein Minimum im Wechselwirkungspotential. Fig. 16.5 zeigt die mikromagnetische Struktur zweier solcher im Gleichgewicht befindlicher Wandpaare. Beide Konfigurationen sind energetisch etwa gleichwertig. Die Teilwände besitzen übrigens nicht mehr die Punktsymmetrie, welche die isolierte Néelwand auszeichnet. Der berechnete Gleichgewichtsabstand von etwa $2.75 \cdot D$ für Paare von 180° -Wänden entspricht sehr gut den experimentellen Befunden. Demnach ist auch dieses interessante Phänomen aus der wirbelförmigen Struktur der asymmetrischen Néelwand zu verstehen.

Abschließend sei zur asymmetrischen Néelwand bemerkt, daß bisher keine exakte Berechnung ihrer Konfiguration vorliegt. Obwohl alle Konsequenzen aus den Modellrechnungen sehr gut mit den Experimenten übereinstimmen, wäre doch eine exakte Berechnung zumindest einer Wandstruktur dieses Typs wünschenswert, um die Genauigkeit der Näherungsrechnungen abschätzen zu können.

- [16.1] H.C.Bourne, T.Kusuda, C.H.Lin, IEEE Trans.Magn.
Mag5, 247 (1969)
- [16.2] K.U.Stein, E.Feldtkeller, J.Appl.Phys. 38, 4401 (1967)
- [16.3] T.Kusuda, S.Konishi, Y.Sakurai, IEEE Trans Magn.
Mag3, 286 (1967)
- [16.4] K.Takahashi, H.Yamada, H.Murakami , IEEE Trans. Magn.
Mag-8, 403 (1972)

Tabelle 16.1

Daten für einige asymmetrische Néelwände. $\delta_s = A/I_s^2$, übrige Bezeichnungen wie in Tab. 15.1. r_s ist der in Gl. 16.3 definierte symmetrische Beitrag zur Magnetisierungsdrehung.

Nr.	D/δ_s	h	E_A^0/A	E_K^0/K_1	E_S^0/I_s^2	r_s	W_α/D	Q_x
1	5.63	0	13.90	1.47	0.295	0.6	0.76	6.81
2	12.24	0	30.16	1.07	0.035	0.2	1.12	8.43
3	6.12	0.2	11.48	0.88	0.177	0.6	0.72	6.08
4	12.45	0.2	21.88	0.67	0.022	0.2	0.87	7.95
5	7.08	0.4	8.94	0.47	0.093	0.6	0.66	5.18
6	13.41	0.4	15.78	0.40	0.012	0.2	1.40	7.11
7	11.53	0.6	8.72	0.17	0.017	0.4	0.52	5.39
8	17.81	0.8	5.16	0.045	0.0034	0.4	0.37	3.94

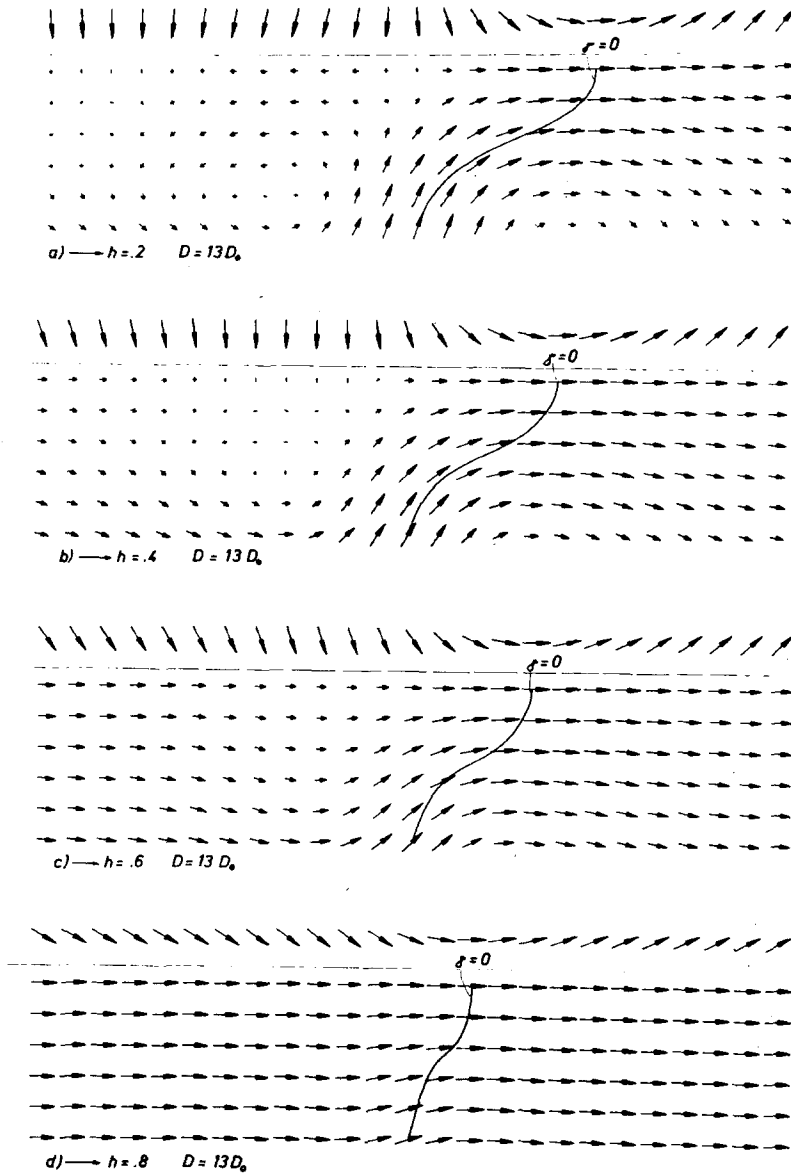


Fig. 16.1

Die Struktur einiger asymmetrischer Néelwände für verschiedene Werte des angelegten Feldes. Angesichts der in Fig. 15.1e skizzierten Symmetrie ist jeweils nur die obere Schichthälfte dargestellt. $D_0 = \delta_s$.

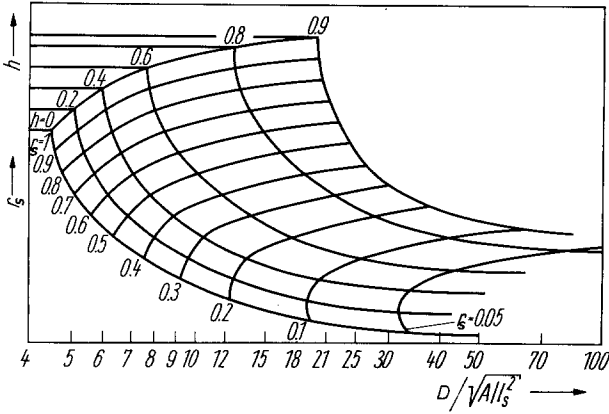
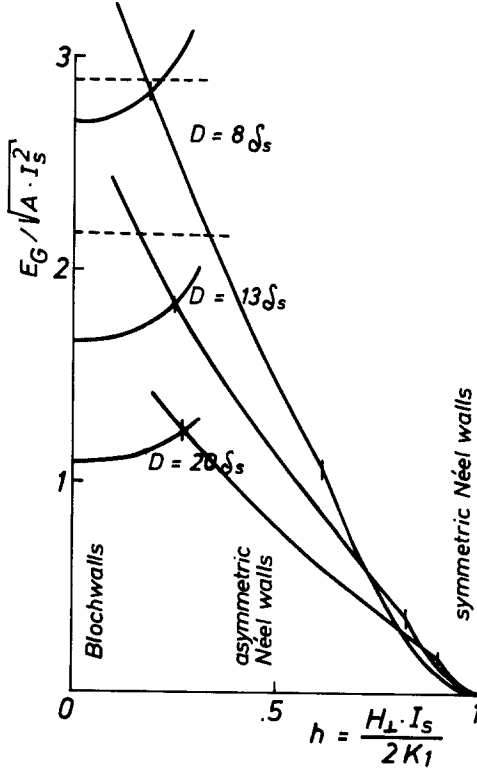


Fig. 16.2

Der symmetrische Beitrag r_s zur Gesamtdrehung der Magnetisierung in einer asymmetrischen Néelwand (s. Gl.(16.3)) als Funktion der Schichtdicke und des angelegten Feldes.

Fig. 16.3

Die Energie von Bloch- und Néelwänden als Funktion eines angelegten Feldes. Gestrichelt: Der Mittelwert zwischen der Energie der asymmetrischen Blochwand u. der symmetrischen Blochwand (Fig.15.1b)



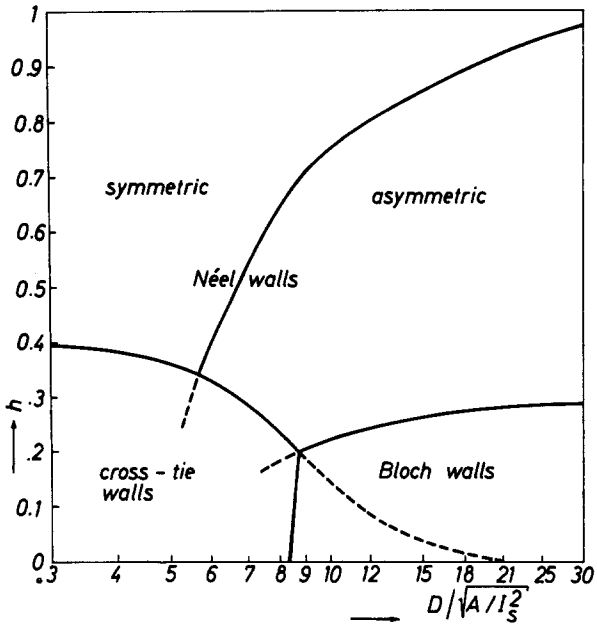


Fig. 16.4 Phasendiagramm für Wände in dünnen magnetischen Schichten ($K_1/I_s^2=1/640$). Die Phasengrenzen für die Stachelwand ergeben sich aus der nach Abschn. 13.6 geschätzten Wandenergie dieses Wandtyps

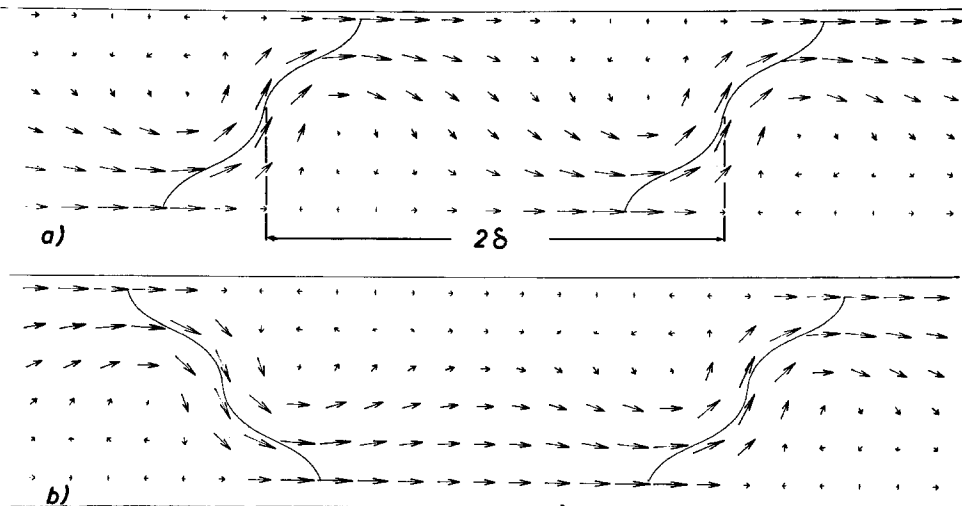


Fig. 16.5 Modelle für zwei verschiedene stabile Paare von asymmetrischen Néelwänden (Entnommen aus [14.14])