

13. Wände in dünnen magnetischen Schichten - Überblick

13.1 Definition der dünnen magnetischen Schicht

Bisher haben wir uns fast ausschließlich mit unendlich ausgedehnten ebenen Wänden beschäftigt. Die Wände in einem realen Kristall werden so lange in guter Näherung durch dieses Konzept beschrieben werden, als der Kristall in allen Dimensionen wesentlich ausgedehnter als die Blochwanddicke ist. Verringert sich eine Dimension bis in den Bereich dieser charakteristischen Länge, so kommen wir zu einem Kristall, den man als magnetische dünne Schicht definiert. Der Begriff der magnetischen dünnen Schicht ist also materialabhängig: Während ein 1 μm dicker Kobalt- oder Eisenkristall mikromagnetisch noch wie das massive Material behandelt werden kann, muß man eine ebenso dicke Schicht aus Permalloy ($80\text{Ni}20\text{Fe}$, $\delta = \sqrt{A/K} = 1.5 \mu\text{m}$) schon als dünne Schicht ansprechen.

13.2 Anisotropien in dünnen Schichten

Eine magnetische Anisotropie kann in dünnen Schichten verschiedene Ursachen haben: Zum einen tritt in einkristallinen Schichten die gewöhnliche Kristallenergie auf, zum anderen können elastische Spannungen, die die Unterlage auf die Schicht überträgt, zu zusätzlichen Spannungsanisotropien führen. Schließlich treten insbesondere bei polykristallinen Schichten magnetfeldinduzierte Anisotropien auf, die mit der Form und Textur der Kristallite und bei Legierungen mit Ordnungsvorgängen zusammenhängen können [13.1]. Wichtig für die mikromagnetische Untersuchung sind letztlich nur die aus der Überlagerung aller Anisotropien resultierenden leichten Richtungen. Je nach der Orientierung der leichten Richtungen relativ zur Kristalloberfläche kann man vier Fälle unterscheiden (Fig.13.1)

1) Die einzige leichte Richtung liegt parallel zur Schichtoberfläche. Die Domänen sind dann natürlicherweise parallel zu diesen leichten Richtungen orientiert und innerhalb der Domänen treten keine Streufelder auf. Dieser Fall ist besonders häufig bei in einem Magnetfeld aufgedampften polykristallinen Schichten realisiert (Fig.13.1a).

Wenn nicht anders erwähnt, wird im folgenden immer dieser Fall angenommen.

2) Bei dünnen Einkristallschichten können auch mehrere leichte Richtungen in der Schichtebene liegen. Die dann auftretenden mikromagnetischen Strukturen sind denen bei einachsigen Schichten in vieler Hinsicht verwandt. Der wesentliche Unterschied ist, daß auch ohne äußeres Magnetfeld z.B. 90° -Wände auftreten können. (Fig.13.1b)

3) Zwischen der der Oberfläche nächsten leichten Richtung und der Oberfläche besteht ein endlicher Winkel θ , jedoch ist die Anisotropieenergie des parallel zur Oberfläche magnetisierten Zustandes ($K_1 \cos^2 \theta$) kleiner als die Streufeldenergie des parallel zur leichten Richtung magnetisierten Zustandes ($2\pi I_s^2 \sin^2 \theta$).

In diesem Fall sind die Domänen in sehr dünnen Schichten annähernd oder genau parallel zur Oberfläche magnetisiert. Oberhalb einer kritischen Dicke ist es möglich, die mit diesem Zustand verbundene Anisotropieenergie durch die Ausbildung streifenförmiger oszillierender Strukturen zu vermindern. Im großen bilden sich Streifenbereiche mit verschiedenen mittleren Momenten aus, zwischen denen wiederum Domänenwände existieren. (Fig.13.1c, $\theta=90^\circ$)

4) Wenn keine leichte Richtung parallel zur Oberfläche liegt und zudem die Kristallenergie die Streufeldenergie überwiegt, dann dreht die Magnetisierung auch in dünnsten Schichten nicht in die Schichtebene ein. Die Bereiche sind mit Streufeldern verbunden, und in der Umgebung von Domänenwänden ist die Streufeldenergie vermindert. (Fig.13.1d)

Die Fälle 3) und 4) sind nur bei senkrechter Anisotropie ($\theta=90^\circ$) scharf voneinander getrennt. Bei schräger Anisotropie ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) existiert ein stetiger Übergang zwischen beiden Grenzfällen. Im folgenden werden wir uns hauptsächlich mit dem ersten Fall beschäftigen, also einachsige dünne Schichten betrachten, deren leichte Richtungen in der Schichtebene liegen. Der Fall 4) (senkrechte Anisotropie) hat in letzter Zeit im Zusammenhang mit den sogenannten Bubble-Domänen [13.2] an Interesse gewonnen. Die in diesem Fall auftretenden Wände untersuchen wir in Abschn.17. Zu den im Zusammenhang mit Streifendomänen auftretenden Wänden läßt sich gegenwärtig wenig sagen. Experimentelle Untersuchungen

deuten an, daß die auftretenden Wandstrukturen denjenigen in den Fällen 1) und 2) verwandt sind. [13.3, 13.4]

13.3 Wände in einachsigen Schichten mit der leichten Richtung in der Schichtebene - Allgemeines

Die in Fig. 13.1a angedeutete Blochwand hat die gleiche Struktur, wie man sie auch im massiven Material erwarten würde. Im Innern der Schicht treten keine magnetischen Ladungen ($\text{div } \underline{I}$) auf; die Magnetisierung zeigt jedoch in der Mitte der Wand senkrecht auf die Oberfläche der Schicht und erzeugt dadurch zusätzliche Streufelder. Néel [13.5] wies als erster darauf hin, daß für dünne Schichten eine andere, günstigere Struktur existiert, die in Fig. 13.2b angedeutet ist. Diese Struktur, die Néelwand, vermeidet Streufelder durch Oberflächenladungen, und nimmt dafür Volumenladungen in Kauf. Die Néelwand ist dadurch begünstigt, daß bei Schichtdicken, die kleiner als die Wanddicke sind, die Menge der Ladungen geringer ist als im Fall der Blochwand. Zudem können diese Ladungen gleichmäßiger verteilt werden.

Die quantitative Berechnung der Streufeldenergien der beiden in Fig. 13.2 dargestellten Konfigurationen ist insofern schwierig, als die Rückwirkung des Streufeldes auf die Magnetisierung berücksichtigt werden muß. Diese Energie ist nicht mehr, wie in Kap. 6, durch Integration über eine lokal aus der Magnetisierung abzuleitende Größe zu berechnen. Selbst wenn man die Magnetisierung als gegeben ansieht und sich die Konfiguration längs einer Dimension nicht ändert (ebene Probleme), so erfordert die Berechnung der Streufeldenergie eine vierfache Integration über die Koordinaten x und y . Will man darüberhinaus die Rückwirkung des Streufeldes auf die Magnetisierungsverteilung erfassen, und damit das mikromagnetische Problem vollständig lösen, so kommt man zu einem komplizierten Integro-Differentialgleichungssystem, das - als Differenzgleichungssystem formuliert - auf den größten gegenwärtig verfügbaren Rechenmaschinen gerade noch gelöst werden kann [13.6]. Die zusätzliche Streufeldenergie hat dabei eine Verkleinerung der Wandweite zur Folge. Aber auch die detaillierte Wandstruktur wird vom Streufeld beeinflusst; z.B. ist es bei Wänden in dünnen Schichten nicht mehr erlaubt, nur von der x -Richtung ab-

hängige Strukturen zuzulassen. Da das Streufeld keineswegs eindimensional ist, wird unter der Wirkung dieses Feldes auch die Magnetisierung eine zweidimensionale, von x und y abhängige Struktur annehmen. Auf Grund all dieser Schwierigkeiten sind bei der Berechnung von Wänden in dünnen Schichten Näherungsansätze der verschiedensten Art unabdingbar notwendig. Das Geschick im Auffinden guter Näherungsansätze markiert den Fortschritt in der Erforschung dieser Wandstrukturen in den letzten fünfzehn Jahren.

13.4 Der Ansatz von Néel zur Berechnung von 180° -Bloch- und Néelwänden

Néel benutzte eine einfache, aber sehr instruktive Näherung zur Berechnung des Streufelds. Er dachte sich die magnetischen Ladungen von einem Ellipsoid erzeugt, dessen entmagnetisierendes Feld leicht zu berechnen ist (Fig.13.2). Dabei hat er das Achsenverhältnis des gedachten Ellipsoids dem Verhältnis von Wanddicke zu Schichtdicke gleichgesetzt. Die Energie des entmagnetisierenden oder Streufelds einer solchen Anordnung - pro Flächeneinheit der Wand berechnet- ergibt sich zu:

$$E_S^{Bl} = 2\pi I_S^2 \frac{W^2}{W+D} \quad (13.1)$$

wobei W die Wandweite und D die Schichtdicke bedeutet.

Wir machen mit Néel die stark vereinfachende Annahme, daß das Wandprofil unter der Wirkung der Streufeldenergie unverändert bleibt und sich die Konfiguration nur mehr oder weniger in der x -Richtung zusammenzieht. In der allgemeinen Theorie der eindimensionalen Wände wurde bewiesen, daß im Gleichgewicht Austausch- und Kristallenergie gleich groß sind: $E_A^0 = E_K^0 = E_G^0/2$. Verändern wir nun die x -Skala gemäß:

$$x = x^0 \cdot W/W^0 \quad (13.2)$$

wobei W^0 die Wandweite im Gleichgewicht (ohne Streufeld) sei, so transformieren sich E_A und E_K gemäß

$$E_A = E_A^0 \cdot W^0/W, \quad E_K = E_K^0 \cdot W/W^0 \quad (13.3)$$

Insgesamt erhalten wir also für die kontrahierte Wand:

$$E_A + E_K = E_G^0 (W/W^0 + W^0/W) / 2 \quad (13.4)$$

Die günstigste Wandweite \bar{W} ergibt sich nun aus der Minimalisierung der Gesamtenergie $E_G = E_A + E_K + E_S$. Man sieht, daß für große Dicken D die Streufeldenergie E_S gegen E_A und E_K zu vernachlässigen ist. Für $D \rightarrow \infty$ geht also W in W^0 und E_G^0 in E_G^0 über. Für kleinere Dicken nimmt die Wandweite ab und die Wandenergie stark zu. Der Einfluß der Schichtdicke auf die Wandenergie setzt dabei schon bei etwa $D = \mu^* \cdot W^0$ ein, (die effektive Permeabilität $\mu^* = 1 + 2\pi I_S^2 / K_1$ möge wieder zur Charakterisierung des Materials dienen). In Fig.13.3 sind für $\mu^* = 100$ die optimalen Wandweiten und Wandenergien als Funktion der Schichtdicke aufgetragen.

Betrachten wir nun zum Vergleich die Néelwand (Fig.13.2b), so ergibt sich in diesem Fall für die Streufeldenergie anstelle von (13.1):

$$E_S^{Ne} = 2\pi I_S^2 \frac{W \cdot D}{W + D} \quad (13.5)$$

Die Austausch- und die Kristallenergie bleiben gegenüber der Blochwand unverändert (solange wir uns auf 180° -Wände beschränken). Durch Vergleich von (13.5) mit (13.4) erkennen wir zunächst, daß für $D \rightarrow 0$ die Streufeldenergie der Néelwand gegenüber der Kristallenergie vernachlässigbar wird. In diesem Grenzfall erhalten wir also wieder die gleiche Wandweite und die gleiche Wandenergie wie bei $D \rightarrow \infty$. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt die Energie zu und die Wandweite ab. Ergebnisse für $\mu^* = 100$ sind wieder in Fig.13.3 eingetragen. Die Energiekurven für die Bloch- und die Néelwand überschneiden sich bei $D = 0.14 \sqrt{A/K_1}$. Bei dieser Dicke wird die Energie maximal und die Wandweite minimal.

Das in Fig.13.3 dargestellte Bild hat sich in qualitativer Hinsicht bis heute bestätigt. Eine wesentliche Beobachtung ist allerdings in Fig.13.3 noch nicht enthalten: Huber, Smith und Goodenough [13.7] beobachteten 1958 bei einer Schichtdicke, bei der man eigentlich 180° -Blochwände erwartete, eine eigentümliche Struktur, die

eine Übergangsstruktur zwischen der reinen Néelwand und der Blochwand darstellt (Bild 13.4). Diese Struktur wird Stachelwand (engl. cross tie wall) genannt. Innerhalb der Stachelwand treten offenbar Wandabschnitte auf, die einen geringeren Wandwinkel als 180° aufweisen. Diese Beobachtung stellt in der Tat den Schlüssel zum Verständnis dieser Struktur dar, wie zuerst Middelhoek nachweisen konnte. Wir wollen deshalb im folgenden die Néelsche Methode auch auf Wände mit anderen Wandwinkeln als 180° anwenden.

13.5 Wände mit beliebigen Wandwinkeln

Wie in Abschn. 7.2 verändern wir den Drehwinkel der Wand mit Hilfe eines äußeren Feldes senkrecht zur leichten Richtung und senkrecht zur Wand. Der Orientierungswinkel dieses Feldes ist also $\Psi=90^\circ$; der Gesamtdrehwinkel $180^\circ-2\vartheta_0$ ist mit dem angelegten Feld durch $\cos\vartheta_0=h=HI_s/(2K_1)$ verknüpft.

Bei der Berechnung der Streufeldenergie beachten wir, daß diese Energie dem Quadrat der sie erzeugenden Ladungen proportional ist, solange die Verteilung der Ladungen unverändert bleibt. Die Ladungen sind im Fall der Blochwand proportional zu $\sin\vartheta_0$ und im Fall der Néelwand proportional zu $1-\cos\vartheta_0$. Wir erhalten also für die Streufeldenergie im angelegten Feld:

$$E_s^{Bl} = 2\pi I_s^2 \frac{W^2}{W+D} (1-h^2) \quad (13.6)$$

$$E_s^{Ne} = 2\pi I_s^2 \frac{W \cdot D}{W+D} (1-h)^2 \quad (13.7)$$

Die Summe aus Kristall-, Austausch- und Feldenergie für die beiden Wandmoden ist Gl.(7.9) zu entnehmen, indem dort $\Psi=90^\circ$ und $I_s=0$ gesetzt wird. Damit ergibt sich für die Gesamtenergie der Blochwand ($\chi=0$):

$$E_G^{Bl}(h) = [4\sqrt{AK_1}(W/W_0+W_0/W)/2+2\pi I_s^2 W^2/(W+D)](1-h^2) \quad (13.8)$$

und für die Néelwand ($\chi=90^\circ$)

$$E_G^{\text{Ne}}(h) = 4\sqrt{AK_1} [\sqrt{1-h^2} - h \arccos(h)] (W/W_0 + W_0/W) / 2 \\ + 2\pi I_s^2 \cdot W \cdot D / (W+D) \cdot (1-h)^2 \quad (13.9)$$

Fig.13.5 zeigt die mit diesen Ausdrücken berechnete Wandenergie als Funktion der Feldstärke für verschiedene Schichtdicken. Charakteristisch ist, daß die Néelwand in angelegten Feldern ähnlich wie im massiven Material gegenüber der Blochwand begünstigt ist. Die 90°-Néelwand ($h=1/\sqrt{2}$) hat weniger als ein Siebtel der Energie der 180°-Néelwand. Fig. 13.6 zeigt die Wandenergie für verschiedene Werte des angelegten Feldes als Funktion der Schichtdicke. Die kritische Dicke für den Übergang von der Bloch- zur Néelwand verschiebt sich mit zunehmendem Feld zu größeren Schichtdicken.

13.6 Die Stachelwand

Aus Fig.13.5 ist ersichtlich, daß die 180°-Néelwand eine besonders hohe Wandenergie, verglichen mit Néelwänden geringeren Drehwinkels besitzt. Middelhoek [13.8] wies als erster darauf hin, daß die Stachelwand als eine Anordnung angesehen werden kann, die einfache 180°-Wände durch ein komplizierteres System von 90°-Wänden ersetzt. In Middelhoeks Modell (Fig.13.7) tritt an die Stelle der 180°-Wand ein System von 90°-Wänden etwa der 3.5-fachen Länge. Nach Abschn.13.5 jedoch wäre die Wandenergie dieser Anordnung immer noch kleiner als die Energie einer reinen 180°-Wand-Struktur. Weitere Energieterme, wie zusätzliche Kristall- und Austauschenergien in den Gebieten zwischen den Stacheln, oder Energien der Übergangslinien zwischen den 90°-Wänden verschiedener Orientierung sowie Wechselwirkungsenergien zwischen den einzelnen Wandelementen, verschieben zwar die Energiebilanz zuungunsten der Stachelwände. Notwendige Voraussetzung für die Ausbildung von Stachelwänden ist aber die starke Abhängigkeit der Wandenergie vom Wanddrehwinkel, wie sie in Fig.13.5 für die Néelwände eingezeichnet ist. Blochwände können demnach - in Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden - keine Stachelstrukturen ausbilden. Blochwände können allerdings innerhalb einer Stachelstruktur einzelne Wandabschnitte der Néelwände ersetzen, vorzugsweise in der Umgebung der Über-

gangslinien der Stachelstruktur. Die dann entstehende Struktur ist in Fig.13.7b skizziert. Sie wird im Bereich des Übergangs von der Stachelwand zur Blochwand beobachtet. Es besteht eine gewisse Analogie zwischen der Ausbildung von Stachelwänden und der Zickzackfaltung von Wänden, wie sie in Abschn.5.4 behandelt wurde: In beiden Fällen zerfällt eine energetisch ungünstige homogene "Phase" in günstigere Phasen geringerer Symmetrie. Wie im Fall der Zickzackfaltung können wir auch hier die Periode der Stacheln erst nach einer Untersuchung der kleinen "zusätzlichen" Energien berechnen, die mit der inhomogenen Struktur verknüpft sind. Es sei noch bemerkt, daß Stachelwände vor allem in magnetisch einachsigen Schichten vorkommen. Demgegenüber besteht bei mehrachsigen Schichten keine Notwendigkeit zur Ausbildung von Stachelstrukturen, da in solchen Schichten Bereichsstrukturen möglich sind, die weitgehend ohne die energiereichen 180° -Wände auskommen (Fig.13.8).

-
- [13.1] M.Prutton, Thin Ferromagnetic Films, (Butterworths, London, 1964)
- [13.2] A.H.Boeck, Bell System Tech.J., 46, 1901 (1967)
- [13.3] R.W.DeBlois, J.Vac.Sci.Techn. 3, 146 (1966)
- [13.4] R.W.DeBlois, General Electric Reports AFCRL 67-0107 (1967), 68-0414 (1968)
- [13.5] L.Néel, C.R.Acad.Sci.Paris 241, 533 (1953)
- [13.6] A.E.LaBonte, J.Appl.Phys. 40, 2450 (1969)
- [13.7] E.E.Huber, D.O.Smith, J.B.Goodenough, J.Appl.Phys. 29, 294 (58)
- [13.8] E.Feldtkeller, Symp. of the Electric and Magnetic Properties of Thin Metallic Films, Leuven, 1961, Proceedings, (S.98)
- [13.9] S.Middelhoek, J.Appl.Phys. 34, 1054 (1963)

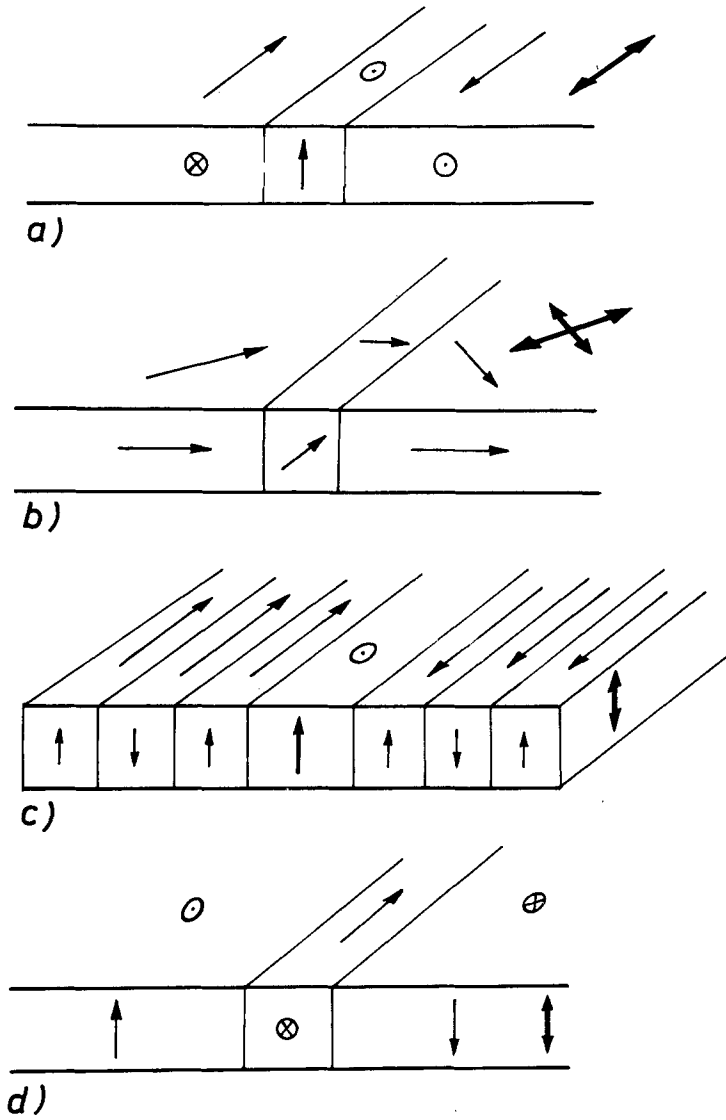


Fig.13.1

Schematische Darstellung der möglichen Orientierungen der leichten Richtung relativ zur Oberfläche einer dünnen magnetischen Schicht und der daraus resultierenden Domänen- und Wandanordnungen

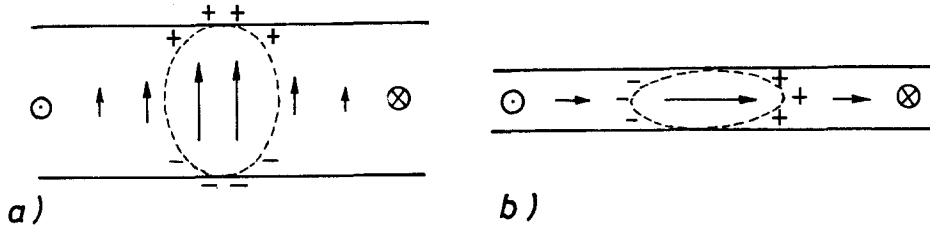


Fig.13.2
 Das Néelsche Modell einer Blochwand und einer Néelwand in einer dünnen magnetischen Schicht

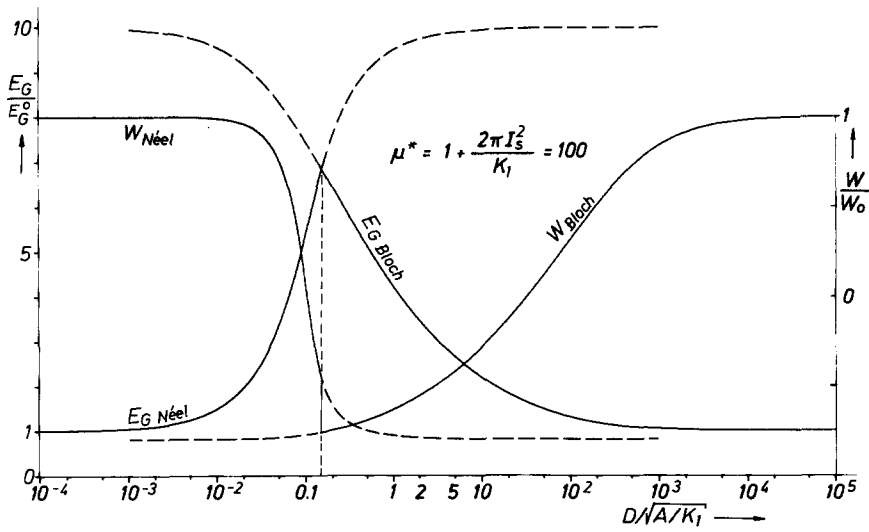
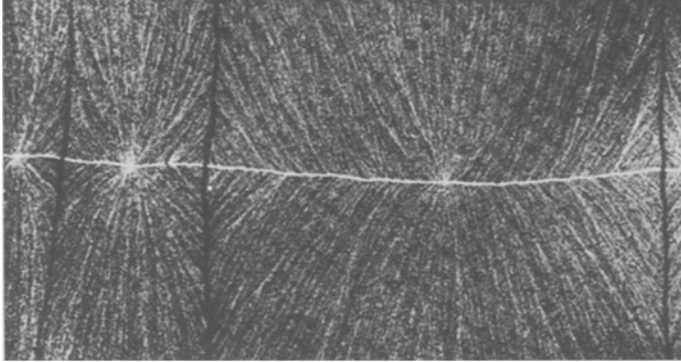


Fig.13.3
 Wandenergie E_G und Wandweite W gemäß dem Néelschen Modell als Funktion der Schichtdicke



10 μm

Bild 13.4

Elektronenmikroskopische Beobachtung der Stachelwand in einer Permalloyschicht. Die in den Domänen sichtbare "ripple"-Struktur steht an jeder Stelle senkrecht zur Magnetisierungsrichtung. Entnommen aus [13.8]

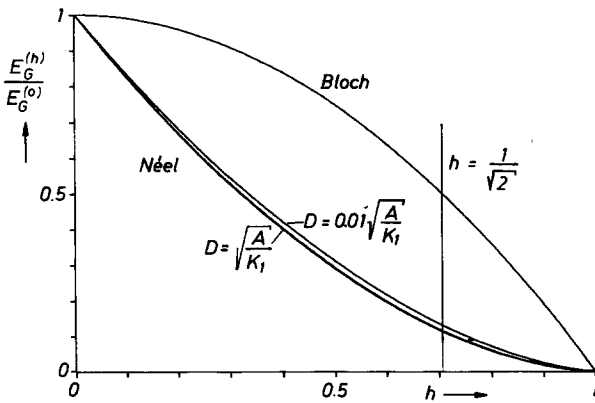


Fig.13.5

Die Abhängigkeit der Wandenergie der Blochwand und der Néelwand im Néelschen Modell von der Stärke eines parallel zur schweren Richtung angelegten Feldes.

$h = HI_S / (2K_1) = 1/\sqrt{2}$ entspricht einer 90° -Wand.

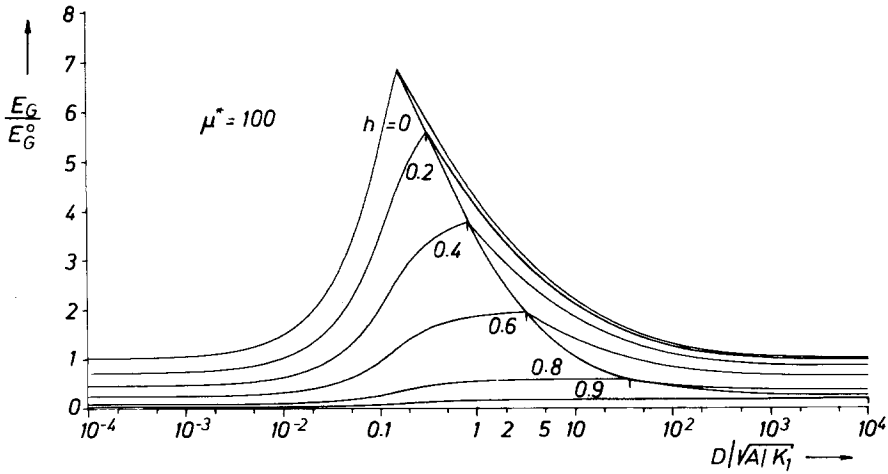


Fig. 13.6 Wandenergie von Bloch- und Néelwand im Néelschen Modell als Funktion der Schichtdicke für verschiedene Werte des angelegten Feldes.

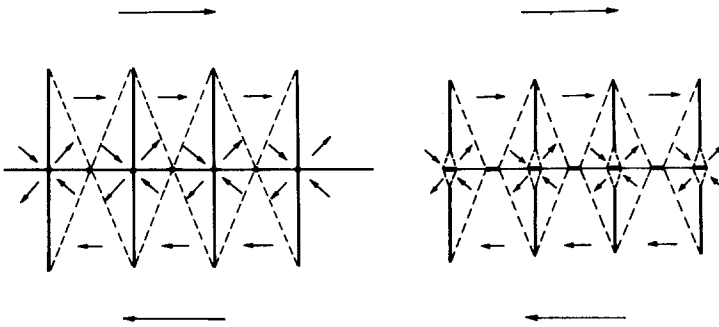


Fig. 13.7 Eine vereinfachte Version des Middelhoekschen Modells für die Stachelwand [13.9]. Die Fläche der 90° -Wände ist etwa 3.6-mal so groß wie die Fläche einer äquivalenten glatten 180° -Wand. b) Stachelwand mit Blochwandabschnitten.

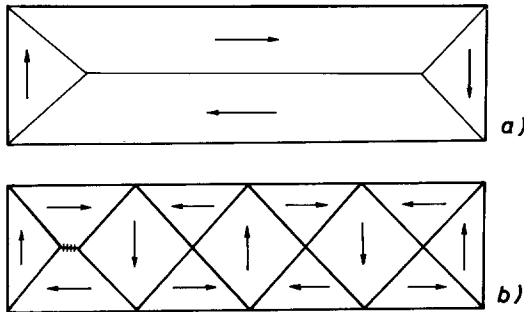


Fig. 13.8 Einfachere Möglichkeit zur Vermeidung von 180° -Wänden in einkristallinen Schichten. Die Fläche der 90° -Wände ist hier nur $2\sqrt{2}$ -mal größer als die Fläche der äquivalenten 180° -Wand.