

## 18. Dynamik von Wänden in dünnen magnetischen Schichten

Zur Wanddynamik in dünnen Schichten liegt eine große Zahl experimenteller Arbeiten vor [18.1-3]. Theoretische Untersuchungen sind naturgemäß schwieriger als im Fall des massiven Materials (Abschn. 11), da die Wandstrukturen komplizierter sind. Wir wollen uns daher in diesem Abschnitt auf den Bereich kleiner Geschwindigkeiten beschränken und die Fragen eventueller oberer Grenzgeschwindigkeiten und Instabilitäten der Bewegung ausklammern.

## 18.1 Die Wandbeweglichkeit im Grenzfall kleiner Geschwindigkeiten

Zur Berechnung der Wandbeweglichkeit auf der Grundlage der Landau-Lifshitz-Dämpfung gehen wir von Gl. (11.48) aus. Für gleichförmige Geschwindigkeit verschwindet der letzte Term, und das Dissipationspotential pro Flächeneinheit der Wand nimmt für beliebige zweidimensionale Strukturen die Form

$$P_D = v^2 \cdot \frac{Q_x \lambda I_S}{2D\gamma}, Q_x = \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \left( \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \alpha_2}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \alpha_3}{\partial x} \right)^2 \right] dx dy \quad (18.1)$$

an ( $D$ =Schichtdicke). Für eindimensionale Strukturen wird  $Q_x$  identisch mit dem Integral der Austauschenergie, was zu Gl. (11.60) führte. Für zweidimensionale Strukturen ist jedoch  $Q_x$  kleiner als  $E_A/A$ , da in die Austauschenergie auch die  $y$ -Variation der Magnetisierung eingeht. Selbst für eindimensionale Strukturen in dünnen Schichten - etwa für symmetrische Néelwände - ist die Austauschenergie in der Regel ungleich der halben Wandenergie, so daß für solche Wände zwar Gl. (11.60), nicht aber Gl. (11.49) anwendbar wird.

Für beliebige zweidimensionale Strukturen ergibt sich die Wandbeweglichkeit aus Gl. (11.48) mit (18.1) zu:

$$\beta_w = \frac{2\gamma}{\lambda} \sin\theta_0 \cdot \frac{D}{Q_x(\underline{\alpha})} \quad (18.2)$$

Diese Gleichung wurde zuerst in [18.4], und zwar auf einem anderen, direkteren Wege aus den Bewegungsgleichungen abgeleitet.

Für kleine Geschwindigkeiten ist es erlaubt, in  $Q_x(\underline{\alpha})$  die Struktur der statischen Wände einzusetzen. Die zugehörigen Integrationen wurden von Höcker [18.4,5] für die verschiedenen, in den Abschnitten 14. bis 16. besprochenen Wandmodelle durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Fig. 18.1 als Funktion der Schichtdicke aufgetragen (s. auch Tab. 15.1 und Tab. 16.1).

Fig. 18.2 zeigt die daraus abgeleitete Wandbeweglichkeit als Funktion der Schichtdicke für Permalloyschichten. Demnach ist ein deutliches Minimum der Beweglichkeit in der Umgebung des Übergangs von der Blochwand zur Néelwand zu erwarten. Die Vorhersagen stimmen recht gut mit den vorliegenden Experimenten überein [18.4].

Die Theorie läßt sich allerdings nicht auf den Bereich der Stachelwände (s. 13.6) anwenden, einerseits, weil deren Struktur noch nicht gut genug bekannt ist, andererseits, weil Experimente darauf hinweisen, daß die Beweglichkeit der Stachelwände wesentlich durch die Wechselwirkung der Blochlinien mit Schichtinhomogenitäten bestimmt wird. Es ist zu vermuten, daß die Beweglichkeit von Stachelwänden kleiner als die Beweglichkeit entsprechender einfacher Néelwände ist.

Die Integrale  $Q_x(\underline{\alpha})$  für die in Abschn. 17 behandelten Wände in Schichten senkrechter Anisotropie finden sich in Tab. 17.1. Bezüglich des Einflusses anderer als der hier behandelten Spindämpfungsverluste auf die Beweglichkeit in dünnen Schichten verweisen wir auf die Literatur. Die Wirbelstromdämpfung wurde von Patton, McGill und Wilts [18.6] untersucht. Sie konnten zeigen, daß auch in metallischen dünnen Schichten die Wirbelstromverluste unterhalb einer Schichtdicke von einigen Tausend Ångstrom vernachlässigt werden können. Feldtkeller [18.7] untersuchte den

Einfluß von irreversiblen Sprüngen auf die Wandbeweglichkeit. Er fand in Übereinstimmung mit den Experimenten starke Nichtlinearitäten in der  $v(H_{II})$ -Kurve oberhalb der in 11.8c erläuterten Schwellfeldstärke  $H_R$ . Umfangreiche, vor allem experimentelle Untersuchungen zum Einfluß von Nachwirkungserscheinungen auf die Wandbeweglichkeit in dünnen Schichten verdanken wir Bostanjoglo und Lambeck (s.[11.16]).

## 18.2 Die effektive Wandmasse von Bloch-Wänden in dünnen Schichten

Die effektive Masse einer Blochwand ist definiert als zweite Ableitung der Wandenergie nach der Wandgeschwindigkeit (s. 11.2). Sie läßt sich daher nicht aus der Struktur der ruhenden Wand allein berechnen; benötigt wird vielmehr die Energie der bewegten Wand, wobei es allerdings in der Regel erlaubt ist, dissipative Terme in den Bewegungsgleichungen zu vernachlässigen. Die Berechnung der Struktur bewegter Wände sind mindestens so schwierig wie die in Abschn. 14 bis 16 erläuterten Berechnungen statischer Wände, weshalb sie auch zum größten Teil noch ausstehen. Erste Ergebnisse zur Struktur der bewegten asymmetrischen Blochwand, die inzwischen verfeinert wurden, finden sich in [18.5]. Wir wollen diese hier kurz erläutern.

Ausgehend von dem in 15.3 dargestellten Rechenverfahren wurden folgende Elemente hinzugefügt:

1) Die zu minimalisierende Energie wurde durch das kinetische Potential  $P_{kin}$  in der Form (11.5b) ergänzt. Als Achse des Polarkoordinatensystem in welchem die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  definiert sind, wurde dabei die leichte Richtung gewählt. Innerhalb der Wand verläuft  $\theta$  von 0 bis  $180^\circ$ , der Winkel  $\phi$  nimmt je nach dem Wert von  $y$  verschiedene Werte an. Es ist bei der Integration zu beachten, daß  $P_{kin}$  eine unstetige Funktion ist, die jeweils bei  $\phi=360^\circ$  einen Sprung erleidet.

2) Die bewegte Wand wird eine bezüglich der Ebene  $y=0$  unsymmetrische Struktur besitzen, wie sie auch unter der Wirkung eines Feldes senkrecht zur leichten Richtung (Abschn. 15.4c) auftritt. Die dort benutzten Verfahren zur Beschreibung solcher Wände wurden

daher übernommen.

3) Da wir von der Untersuchung der Wanddynamik in massiven Kristallen wissen, daß durch die Bewegung innere Streufelder induziert werden, haben wir auch hier eine Zusatzkomponente  $\alpha_1^{(z)}(x,y)$  zugelassen, welche der streufeldfreien Struktur überlagert wird. Die systematische Minimalisierung der Lagrange-funktion  $E^*=E_G+P_{kin}$  ergab Strukturen, wie sie in Fig. 18.3 dargestellt sind. In ihren Symmetrieeigenschaften ähneln sie den Blochwänden in einem Feld quer zur leichten Richtung (Fig.15.2b,c). Jedoch sind die neuen Strukturen nicht streufeldfrei; die maximale Komponente  $|\alpha_1^{(z)}|$  beträgt in Fig. 18.3 -0.126.

Tab. 18.1 gibt die wichtigsten Daten für eine Reihe derartiger Modelle wieder, welche für die Schichtdicke  $D=13\sqrt{A/I_s^2}$  berechnet wurden. Für diese Schichtdicke entspricht der Parameter  $\omega$  in Tab. 18.1 der reduzierten Wandgeschwindigkeit  $w=v/(\sqrt{A}|\gamma|)$ . Näherungsweise lassen sich diese Modelle auch auf andere Schichtdicken übertragen, indem man bei gegebener Schichtdicke und gegebener Wandgeschwindigkeit  $w$  durch numerische Interpolation denjenigen Wert des Parameters  $\omega$  sucht, der die Lagrange-funktion  $E^*=(E_K+E_S)D+E_A/D+w\cdot P_{kin}^0$  zu einem Minimum macht. Auf diese Weise läßt sich z.B. die effektive Masse der asymmetrischen Blochwand als Funktion der Schichtdicke berechnen. Allerdings erlauben es die durch die Kompliziertheit der numerischen Prozeduren bedingten Unregelmäßigkeiten nicht, in diesen Werten mehr als nur einen ersten Anhaltspunkt zu sehen. Das Ergebnis ist in Fig. 18.4 aufgetragen. Demnach fällt die effektive Masse der Blochwand mit zunehmender Schichtdicke ab. Sie besitzt ihren größten Wert im Bereich des Übergangs von der Stachelwand zur Blochwand. Dort beträgt sie für Permalloy etwa  $8\cdot 10^{-10}$  g/cm<sup>2</sup> und ist etwa um den Faktor 50 größer als die Masse der Blochwand im massiven Material (11.10).

### 18.3 Die effektive Masse und die Struktur bewegter asymmetrischer Néelwände

Die Struktur bewegter asymmetrischer Néelwände unterscheidet sich nicht grundsätzlich von der Struktur ruhender Wände. Schon die

ruhende Wand besitzt ein Streufeld und Komponenten der Magnetisierung sowohl senkrecht wie parallel zur Bewegungsrichtung und somit alle Elemente, die man aus Symmetriegründen bei einer bewegten Wand erwarten muß. Zu einer Berechnung genügt es daher, die statische Wandenergie durch das kinetische Potential zu ergänzen, wie es auch bei der Blochwand benutzt wurde, und die Lagrangefunktion numerisch zu minimalisieren. Ebenso wie bei den statischen Wänden spielt dabei die in Gl. (16.3) definierte Größe  $r_S$ , die ein Maß für die Stärke des symmetrischen Anteils an der Gesamt-Magnetisierungsdrehung der Wand ist, die wichtigste Rolle. Tab. 18.2 zeigt diesen Parameter neben anderen wichtigen Größen als Funktion der Geschwindigkeit für einige Schichtdicken. Die daraus abzuleitende effektive Masse der asymmetrischen Néelwände ist in Fig. 18.4 eingezeichnet. Sie ist generell kleiner und nimmt mit zunehmender Schichtdicke stärker ab als die effektive Masse der Blochwand.

Charakteristisch für die Struktur bewegter Néelwände ist, daß sie wesentlich vom Vorzeichen der Geschwindigkeit abhängt. Für die eine Bewegungsrichtung nimmt der symmetrische Beitrag  $r_S$  zu und der Wert der Lagrangefunktion  $E_G + P_{kin}$  ab, für die andere Bewegungsrichtung ist es umgekehrt. Bei einem Wechsel des Vorzeichens der  $\alpha_2$ -Komponente im Kern der Néelwand wechselt auch die günstige Geschwindigkeitsrichtung. Geht man davon aus, daß sich die Wandstruktur mit dem kleinsten Wert des Lagrangepotentials einstellt, dann muß eine asymmetrische Néelwand in einem magnetischen Wechselfeld bei jeder Richtungsumkehr das Vorzeichen ihrer  $\alpha_2$ -Komponente umkehren. Allerdings ist dieser Übergang mit einer Energieschwelle verbunden, und er kann daher nur dann bei kleinen Geschwindigkeiten stattfinden, wenn schon zu Beginn der Bewegung Abschnitte (Keime) der günstigen Orientierung existieren und die Übergangslinien zwischen verschiedenen orientierten Néelwandabschnitten leicht beweglich sind.

#### 18.4 Der Geschwindigkeits-induzierte Bloch-Néelwand-Übergang

Trägt man die Lagrangefunktionen  $E_G + P_{kin}$  sowohl der Blochwand als auch der asymmetrischen Néelwand als Funktion der Geschwindigkeit

auf (Fig. 18.5), dann zeigt sich, daß bei Geschwindigkeiten oberhalb  $v \approx 0.6\sqrt{A}|\gamma|$  die Néelwand gegenüber der Blochwand begünstigt wird. Ähnlich wie im Fall eines senkrecht zur leichten Richtung anliegenden Feldes (Fig. 16.3) wird also auch durch die Bewegung ein Übergang von der Blochwand zur asymmetrischen Néelwand induziert.

Die aus Fig. 18.5 folgenden kritischen Geschwindigkeiten  $v_{B-N}$  sind in Fig. 18.4 als Funktion der Schichtdicke aufgetragen. Der Übergang müßte experimentell z.B. dadurch nachzuweisen sein, daß die Néelwand eine größere Beweglichkeit als die Blochwand besitzt (s. hierzu die für  $v=v_{B-N}$  gültigen Kurven  $Q_x(D)$  in Fig. 18.4). Der Absolutwert der kritischen Geschwindigkeit  $v_{B-N}$  beträgt für Permalloyschichten etwa  $10^4$  cm/sec und ist also experimentell noch gut zugänglich. Kleinere kritische Geschwindigkeiten sind dann zu erwarten, wenn zusätzlich zu dem treibenden Feld noch ein schwaches Transversalfeld angelegt wird, welches die ruhende Néelwand gegenüber der ruhenden Blochwand weniger ungünstig macht.

Der kinetisch induzierte Übergang von der Blochwand zur asymmetrischen Néelwand ist mit dem in 11.4 berechneten Effekt der geschwindigkeitsinduzierten Orientierungsänderung einer Wand im massiven Material verwandt. Betrachten wir etwa die Fläche  $\alpha_3(x,y)=0$  als "Wandfläche", dann unterscheidet sich die asymmetrische Néelwand von der Blochwand durch ihre größere Wandfläche und deren schräge Orientierung relativ zur Schichtoberfläche (vgl. Fig. 15.1d und e). Der Unterschied zum massiven Material besteht lediglich darin, daß durch den Streufeldeinfluß der Oberflächen der Übergang zwischen der senkrecht orientierten Blochwand und der schräg orientierten Néelwand in der dünnen Schicht unstetig erfolgt.

### 18.5 Bewegte eindimensionale Néelwände

Die erste Untersuchung der Dynamik des im Ruhezustand symmetrischen Néelwandtyps, welcher bei kleinen Schichtdicken auftritt, und welcher im wesentlichen durch eine eindimensionale Struktur be-

schrieben wird (s. Abschn. 15) verdanken wir Schlömann [11.6]. Schlömann benutzte allerdings das Wandmodell von Dietze und Thomas und vernachlässigte somit die weitreichenden Ausläufer der Néelwand (s. Abschn. 14). Noch nicht abgeschlossene Untersuchungen von Riedel [18.8] zeigen jedoch, daß den weitreichenden Ausläufern auch bei der Bewegung der Néelwände eine entscheidende Bedeutung zukommt. Dadurch ergibt sich eine starke Erhöhung der von Schlömann gefundenen kritischen Geschwindigkeit.

- 
- [18.1] E. Feldtkeller, in "Magnetismus" (VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, (1967)) S. 215
  - [18.2] S. Middelhoek, IBM J. Res. Developm. 10, 351 (1966)
  - [18.3] C.E. Patton, F.B. Humphrey, J. Appl. Phys. 37, 4269 (1966)
  - [18.4] S. Höcker, A. Hubert, Intern. J. Magnetism 2, 139 (1972)
  - [18.5] S. Höcker, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1972
  - [18.6] C.E. Patton, T.C. McGill, C.H. Wilts, J. Appl. Phys. 37, 3594 (1966)
  - [18.7] E. Feldtkeller, phys.stat.sol. 27, 161 (1968)
  - [18.8] H. Riedel, private Mitteilung (1972)

Tabelle 18.1

Ergebnisse numerischer Berechnungen zur bewegten Blochwand in dünnen Schichten. Die Strukturen wurden durch numerische Minimierung der Lagrangefunktion  $E^*=(E_K+E_S)D+E_A/D+w \cdot P_{\text{kin}}^0$  für  $D=13\delta_s=13\sqrt{A/I_S^2}$ . Für diese Dicke entspricht der Parameter  $\omega$  der reduzierten Geschwindigkeit  $w=v/(\sqrt{A}|\gamma|)$ .

$\omega$	$E_A/A$	$E_K/K_1$	$E_S/I_S^2$	$P_{\text{kin}}^0$	$W_\alpha/D$	$\alpha_1^{(z)}(0)$	$Q_x$
0	21.430	0.580	0	0	0.467	0	11.90
0.25	21.459	0.581	0.00048	-0.065	0.467	-0.0255	11.91
0.5	21.514	0.583	0.00186	-0.127	0.469	-0.0428	11.87
1	21.665	0.591	0.00706	-0.226	0.476	-0.0774	11.73
1.5	21.941	0.604	0.01442	-0.320	0.489	-0.108	11.52
2	22.026	0.606	0.02048	-0.332	0.496	-0.126	11.52
3	23.441	0.607	0.04618	-0.501	0.506	-0.183	11.58



Tabelle 18.2

Ergebnisse numerischer Rechnungen zur bewegten asymmetrischen Néelwand. Bezeichnungen wie in Tab. 18.1 und Tab. 16.1  
 $K_1/I_S^2 = 1/640$ .

w	$D/\delta_S$	$E_A/A$	$E_K/I_S^2$	$E_S/I_S^2$	$P_{kin}^0$	$W_\alpha/D$	$r_S$	$Q_x$
0	6.36	16.98	0.0198	0.2157	-2.371	0.838	0.509	7.12
0.5	"	15.58	0.0227	0.2493	-2.435	0.807	0.548	6.94
1	"	13.82	0.0269	0.2978	-2.503	0.777	0.598	6.67
0	9.16	24.81	0.0085	0.0865	-2.088	0.973	0.316	8.03
0.5	"	23.32	0.0098	0.1041	-2.159	0.938	0.347	7.94
1	"	21.81	0.0115	0.0865	-2.209	0.905	0.380	7.83
0	12.24	30.09	0.0043	0.0356	-1.945	1.119	0.201	8.43
0.5	"	28.64	0.0050	0.0454	-1.985	1.077	0.226	8.37
1	"	27.20	0.0058	0.0571	-2.031	1.036	0.253	8.30
0	19.48	36.17	0.0025	0.0088	-1.792	1.321	0.099	8.73
0.5	"	34.17	0.0027	0.0122	-1.827	1.277	0.115	8.69
1	"	34.08	0.0029	0.0151	-1.847	1.244	0.128	8.67

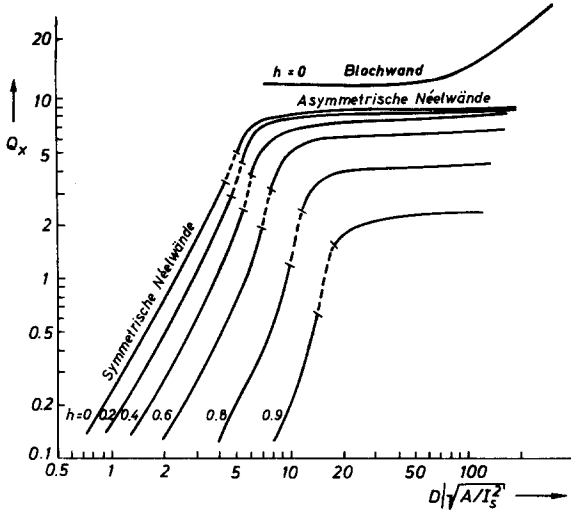


Fig. 18.1 Die in Gl. (18.1) definierten Integrale  $Q_x$  für die verschiedenen Wandmodelle in einachsigen Schichten. Parameter:  $h=HI_s/(2K_1)$  = Stärke eines quer zur leichten Richtung angelegten Feldes

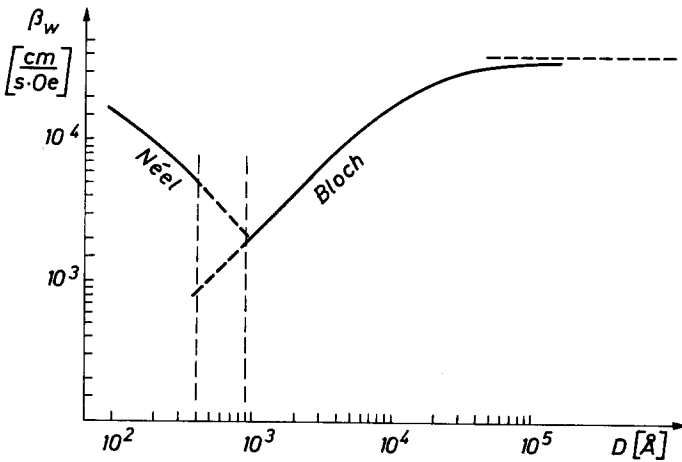


Fig. 18.2 Aus (18.2) und Fig. 18.1 abgeleitete Beweglichkeit von  $180^\circ$ -Wänden in Permalloy-Schichten. Gestrichelt: Der Dickenbereich vorherrschender Stachelwände, für den noch keine brauchbare Theorie vorliegt.

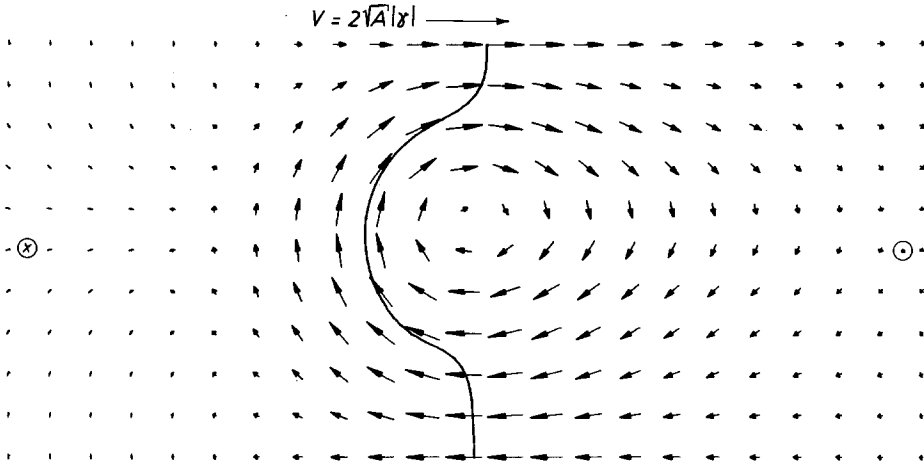


Fig. 18.3 Struktur einer bewegten  $180^\circ$ -Blochwand, gültig etwa für  $D=13\sqrt{A/I_s^2}$  ( $\approx 1650 \text{ \AA}$  in Permalloy) und  $v=2\sqrt{A}|\gamma|$  ( $\sim 3.5 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$  bei Permalloyschichten)

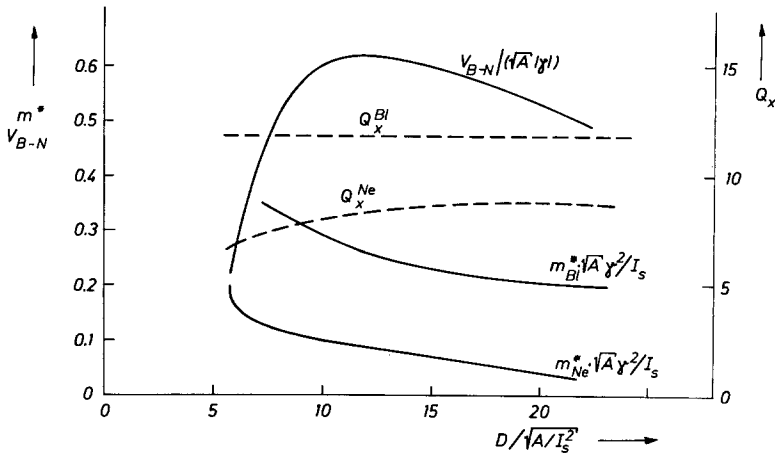


Fig. 18.4 Die effektiven Massen  $m^*$ , die kritische Geschwindigkeit  $v_{B-N}$  für den Übergang von der Blochwand zur asymmetrischen Néelwand und das Integral  $Q_x$  (Gl. (18.1)) bei  $v=v_{B-N}$  als Funktion der Schichtdicke

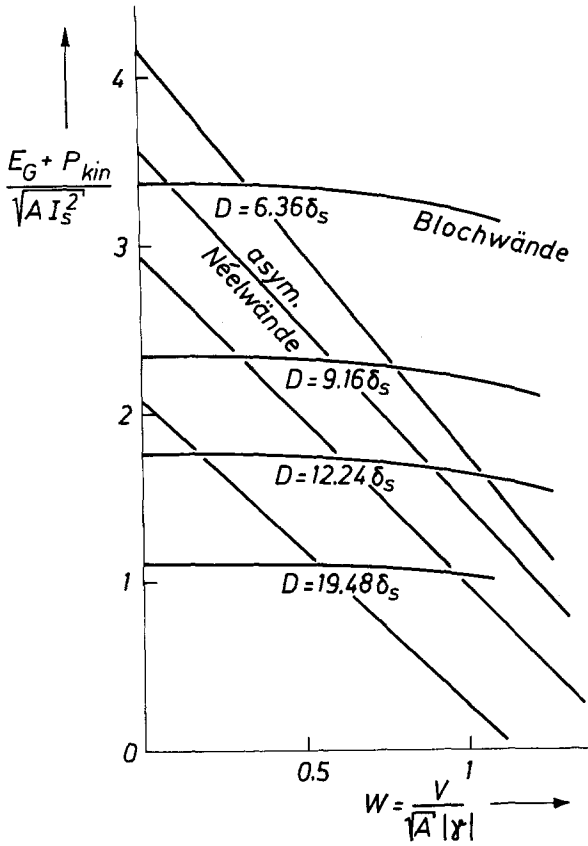


Fig. 18.5 Die Lagrangefunktionen  $E^* = E_G + P_{kin}$  als Funktion der Geschwindigkeit für  $180^\circ$ -Blochwände und asymmetrische Néelwände für verschiedene Schichtdicken. Die Schnittpunkte ergeben jeweils die kritische Geschwindigkeit  $v_{B-N}$  für den Übergang von der Bloch- zur Néelwand.  $\delta_s = \sqrt{A/I_s^2}$