

## 4.2 畴壁结构和畴壁能

- 一. 畴壁及畴壁分类
- 二. Bloch壁的结构和畴壁能
- 三. Neel壁的结构和畴壁能
- 四. 十字壁
- 五. 畴壁的动态性质

在讨论磁畴结构之前，我们先分析畴壁的性质，因为畴壁的性质往往影响着磁畴的结构。

参考姜书4.7， 4.8节

## 一. 畴壁及畴壁分类

理论和实验都证明，在两个相邻磁畴之间原子层的自旋取向由于交换作用的缘故，不可能发生突变，而是逐渐的变化，从而形成一个有一定厚度的过渡层，称为畴壁。

按畴壁两边磁化矢量的夹角来分类，可以把畴壁分成 $180^\circ$ 壁和 $90^\circ$ 壁两种类型。在具有单轴各向异性的理想晶体中，只有 $180^\circ$ 壁。在 $K_1 > 0$ 的理想立方晶体中有 $180^\circ$ 壁和 $90^\circ$ 壁两种类型。在 $K_1 < 0$ 的理想立方晶体中除去 $180^\circ$ 壁外，还可能有 $109^\circ$ 和 $71^\circ$ 壁，实际晶体中，由于不均匀性，情况要复杂得多，但理论上仍常以 $180^\circ$ 和 $90^\circ$ 壁为例进行讨论。

立方晶系，易磁向  $\langle 100 \rangle$

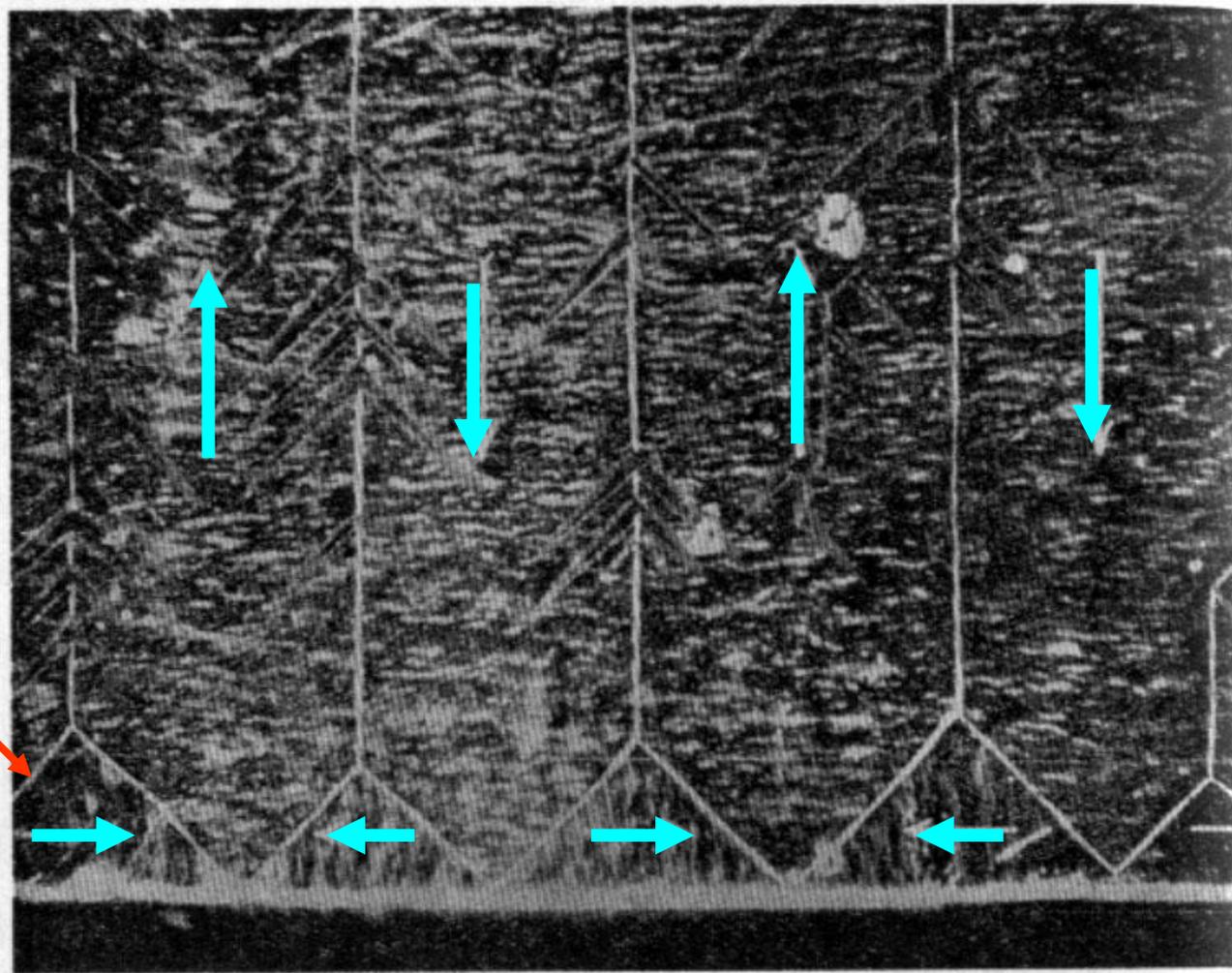
畴

180°畴壁

照片 II

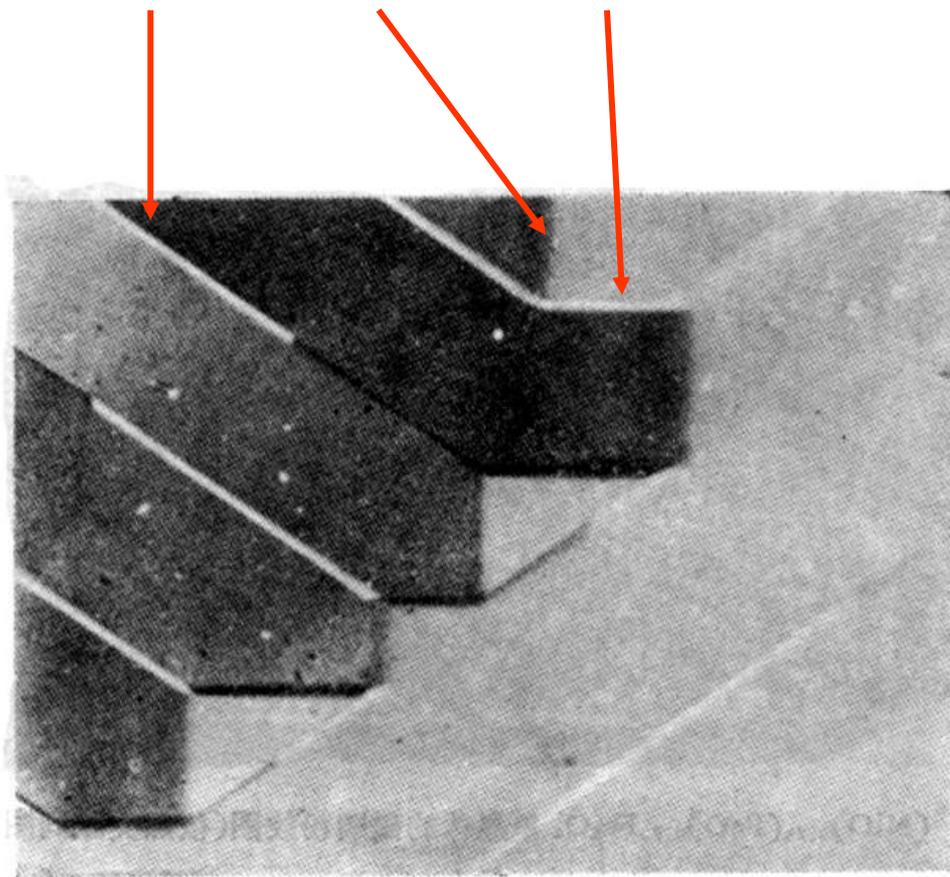
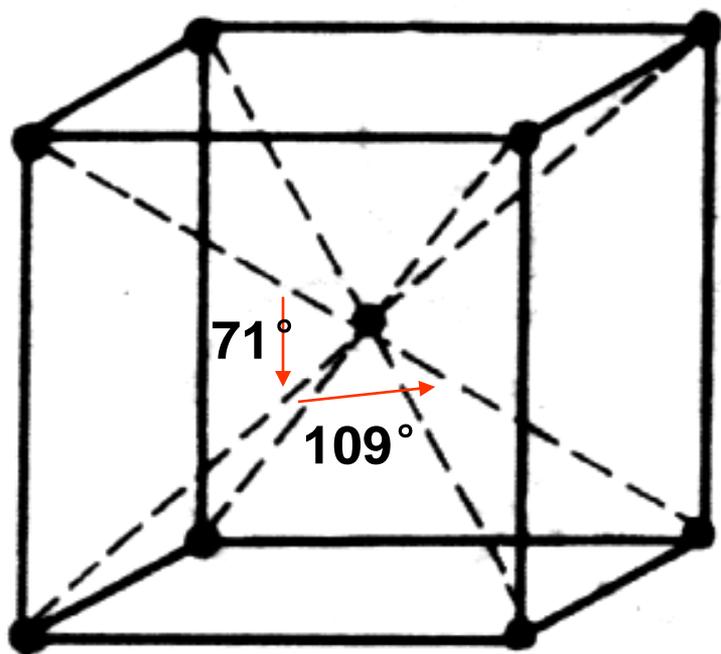
180°壁  
和90°壁

90°壁

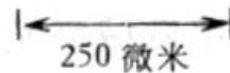


硅鉄晶体 (100) 表面的粉紋图型。  
晶轴 +

立方晶系,易磁向  $\langle 111 \rangle$  , 有 $180^\circ$ 壁,  $71^\circ$ 壁和 $109^\circ$ 壁



检偏器轴



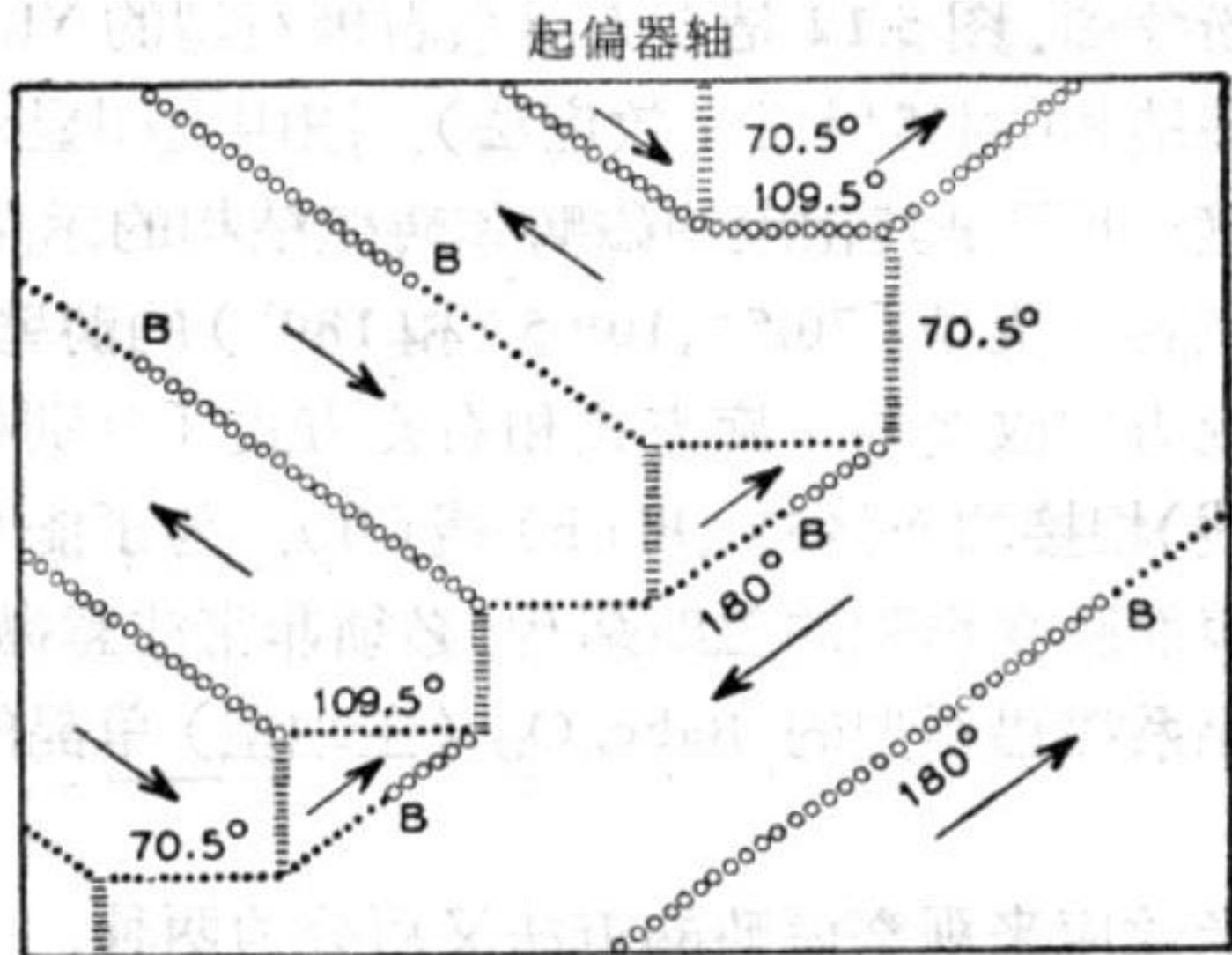
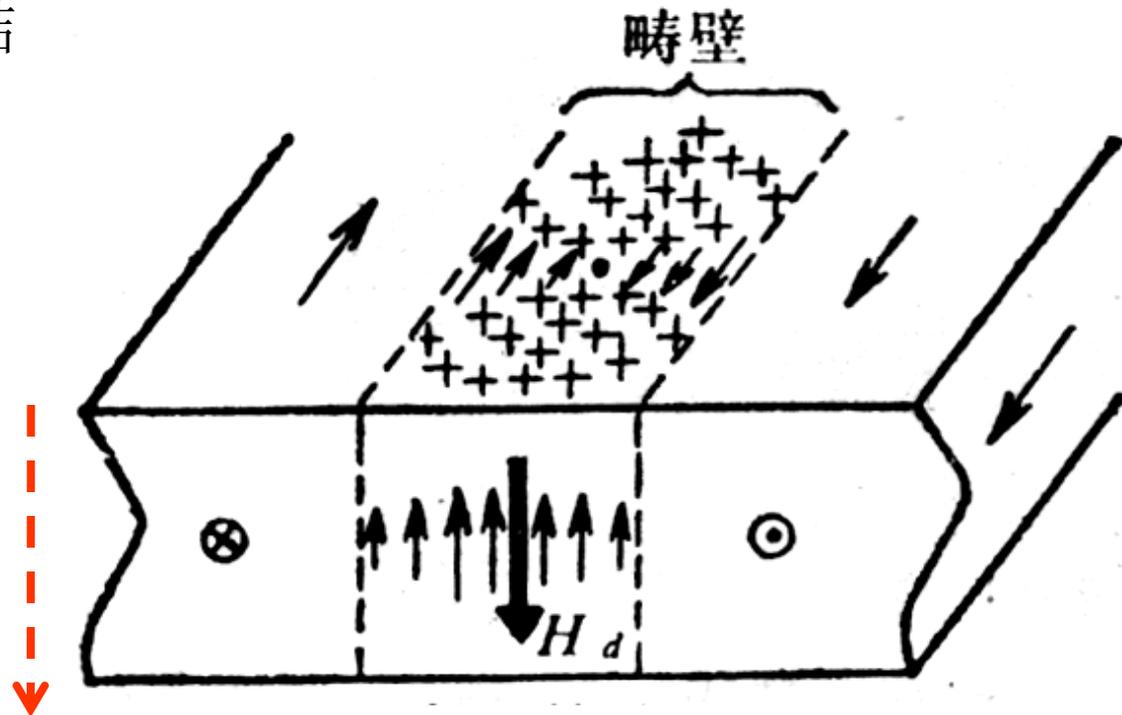


图 5.12  $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) 单晶薄片的磁畴结构(上图)及其相应的示意图(下图).  $B$  为布洛赫线(依照文献[21]).

## 二. Bloch壁的结构特性和畴壁能

畴壁的概念最早是Bloch提出的，Neel分析了它的结构：  
在大块晶体中，当磁化矢量从一个磁畴内的方向过渡到相邻磁畴内的方向时，转动的仅仅是平行于畴壁的分量，垂直于畴壁的分量保持不变，这样就避免了在畴壁的两侧产生磁荷，防止了退磁能的产生。这种结构的畴壁称作Bloch壁。

Bloch $180^\circ$ 壁的结构：为保证自发磁化强度在畴壁法线方向的分量连续，畴壁应取如图方式。



**Bloch $180^\circ$ 畴壁**中原子层电子自旋方向的转变形式:

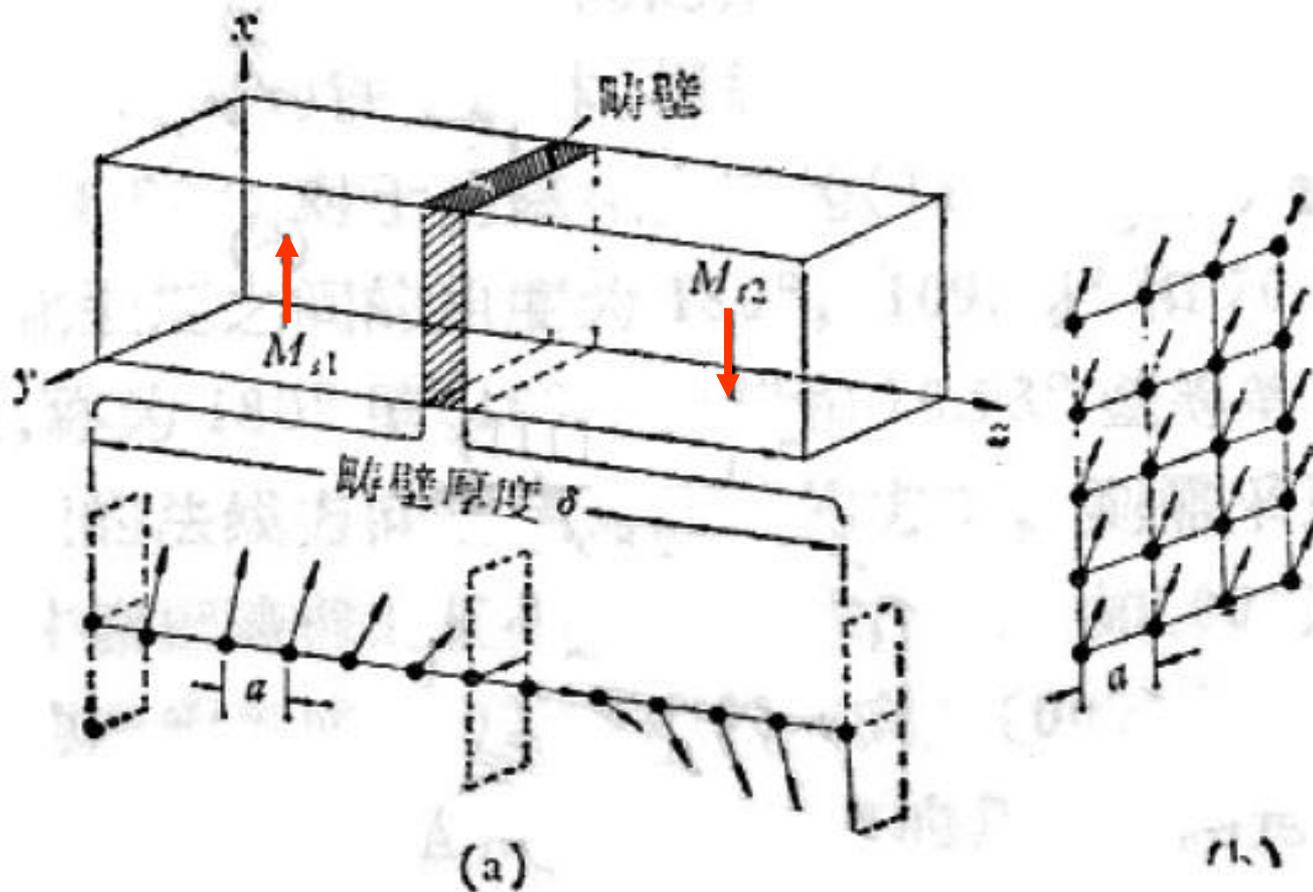


图 8.4  $180^\circ$ 的畴壁内原子磁矩方向改变的示意图。  
(a); 某一原子面的磁矩排列(b).

为满足没有内部磁极因而没有退磁场这一要求， $90^\circ$ 畴壁取向应为**相邻两畴自发磁化强度夹角的平分面**。

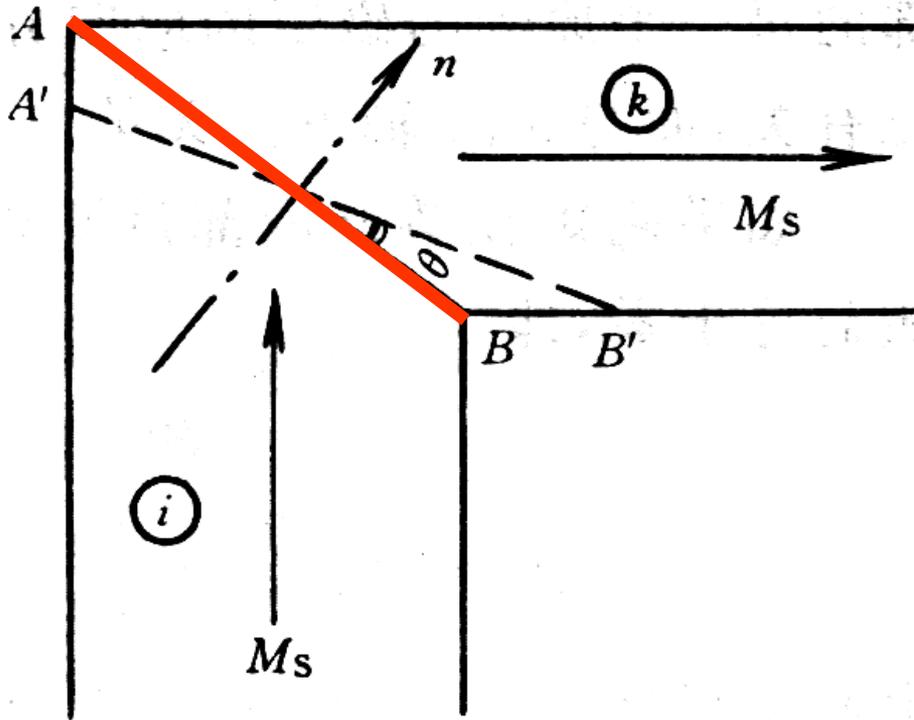
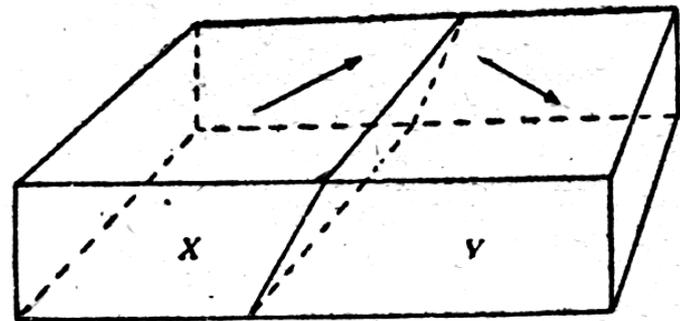
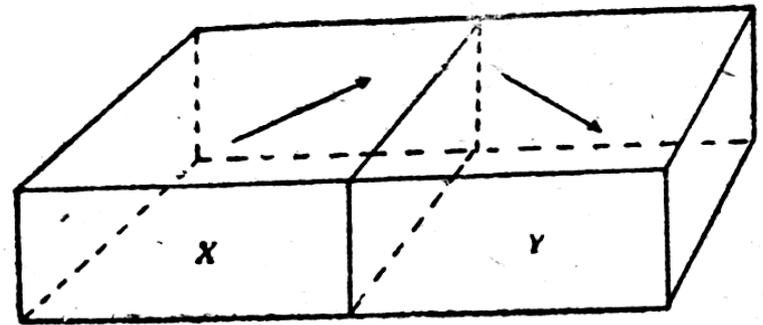


图 5-9  $90^\circ$ 畴壁的取向位置



满足畴壁上没有自由磁极这一条件所可采取的畴壁取向。

Bloch型 $90^\circ$ 壁中的自旋取向沿锥面旋转，**以保持垂直于畴壁平面的分量不变**，避免了在畴壁两侧产生退磁能。  
即：**畴壁中的原子磁矩取向始终保持与畴壁法线夹角不变。**

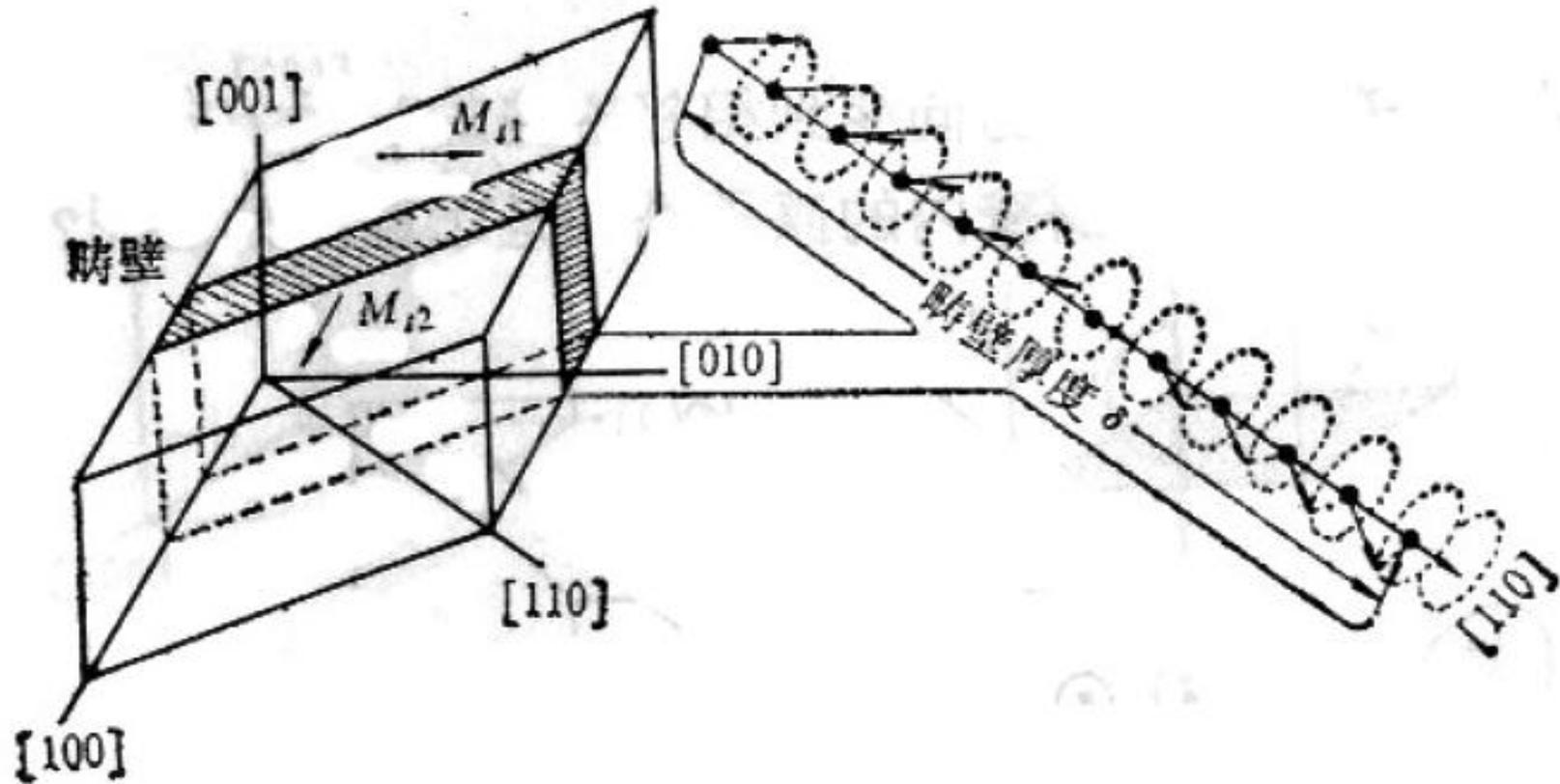


图 8.5  $90^\circ$  的畴壁内原子磁矩的方向变化。

## 畴壁厚度和畴壁能的估算

**畴壁厚度**主要取决于**交换能与各向异性**的平衡。交换作用能要求相邻原子层间转角越小越好，以致畴壁厚度无限大，然而畴壁中磁化强度对易磁化方向的偏离又带来各向异性能的增加，后者要求畴壁越窄越好，两者的综合考虑决定了畴壁的厚度。

畴壁能的讨论一般使用**单位面积畴壁能**的概念，即单位畴壁面积的能量，它和单位体积能量不同，**与畴壁厚度密切相关**。

## 180°畴壁厚度和畴壁能估算

设畴壁厚度为 $N$ 个，原子间距 $a$ 。假定单层单位畴壁面积上有 $1/a^2$ 个原子，原子自旋均匀转向，则单位畴壁面积的交换能的面密度为： $(A$ 为交换积分)

$$\gamma_{ex} \approx AS^2 \left( \frac{\pi}{N} \right)^2 (N) \frac{1}{a^2} = AS^2 \frac{\pi^2}{Na^2}$$

磁晶各向异性性能平均密度可以近似表示为： $\gamma_k \approx K_1 Na$

$\delta = Na$  为**畴壁厚度**，畴壁能密度为

$$\gamma = \gamma_{ex} + \gamma_k \approx AS^2 \frac{\pi^2}{Na^2} + K_1 Na$$

求**能量极小值**的条件

$$\frac{\partial \gamma}{\partial N} = -\frac{AS^2 \pi^2}{a^2 N^2} + K_1 a = 0 \quad \text{得到:} \quad N = \left( \frac{S^2 A \pi^2}{K_1 a^3} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{S \pi}{a} \sqrt{\frac{A}{K_1 a}}$$

代回表达式中，有：

$$\delta = Na = S\pi \sqrt{\frac{A}{K_1 a}}$$

$$\gamma = \pi S \sqrt{\frac{K_1 A}{a}} + \pi S \sqrt{\frac{K_1 A}{a}} = 2\pi S \sqrt{\frac{K_1 A}{a}}$$

代入铁之数据，估算数值：

$$A = 2.16 \times 10^{-21} \text{ J}, S = 1, a = 2.86 \times 10^{-10} \text{ m}, K_1 = 4.81 \times 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$\therefore N \approx 135,$$

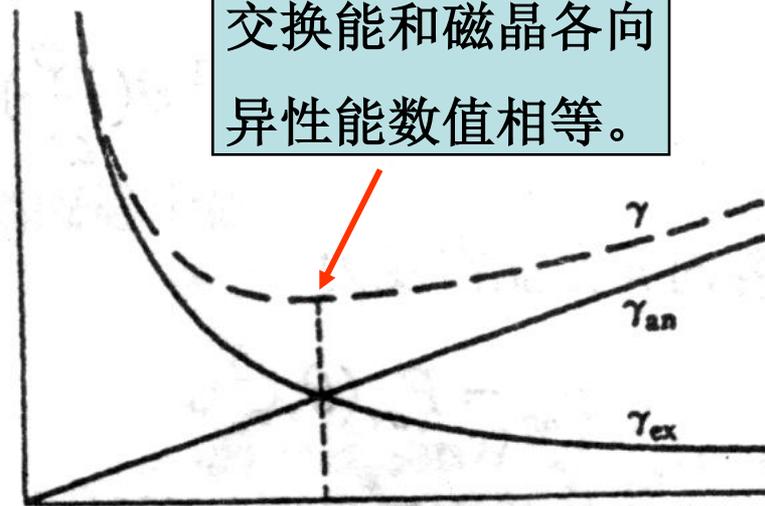
$$\delta = Na \approx 3.87 \times 10^{-8} \text{ m},$$

$$\gamma_w \approx 3.785 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

参照：如果在垂直于畴壁的方向上有磁荷，则产生的退磁能密度要大得多，

$$\frac{1}{2} \mu_0 N M_s^2 \delta \approx 30 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

畴壁厚度稳定值处  
交换能和磁晶各向  
异性性能数值相等。



上面的估算只考虑了磁晶各向异性，如果存在其它各向异性，则必须也在考虑之内。

$$\gamma_w = \gamma_{ex} + \gamma_k + \gamma_\sigma + \gamma \cdots$$

以上半定量分析中可以看出：**畴壁能处于极小值的条件是交换能密度等于磁晶各向异性能密度。**在畴壁各处都应满足此要求，因而磁晶各向异性能小的区域，相邻层电子自旋的转角小，磁晶各向异性能大的区域，相邻层电子自旋的转角大，显然均匀转角的假定是不对的。

以上估算可能简单了，但更加严格的计算也只是给出了相同的量级，所以从简单估算结果中给出的定性分析是正确的。

比较严格的采用变分法给出180°Bloch壁计算结果是：

$$z = \sqrt{A_1} \int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{f(\theta)}}$$

这里：  $F_k = f(\theta)$

$$\gamma = 2\sqrt{A_1} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{f(\theta)} d\theta$$

$$A_1 = \frac{\xi AS^2}{a}$$

见姜书P244

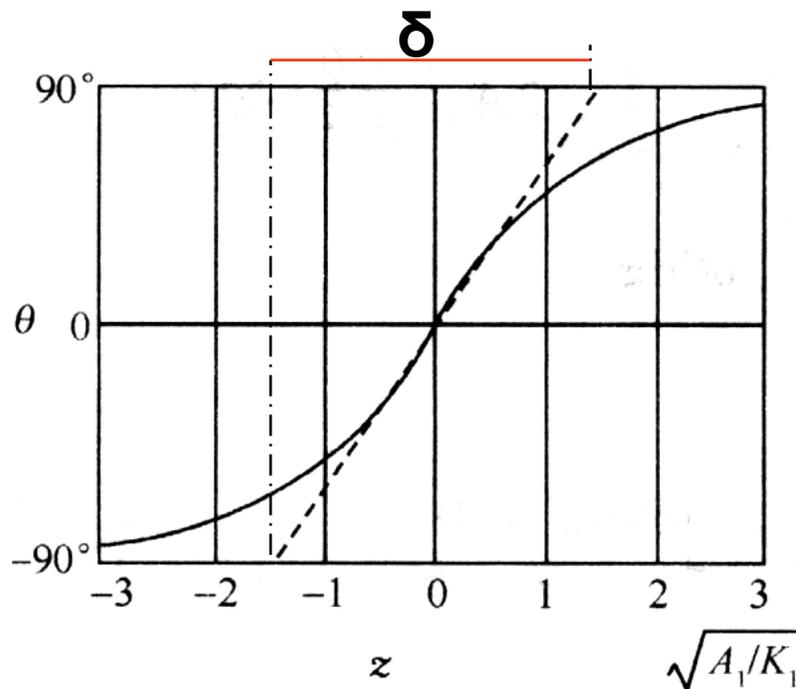
转角曲线，中间快

六角晶系单轴各向异性：

$$F_k \doteq K_1 \sin^2 \theta$$

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A_1}{K_1}}$$

$$\gamma = 4\sqrt{A_1 K_1}$$



立方晶系： $K_1 > 0$  时，

$$\gamma_{(180)} = 2\sqrt{A_1 K_1}$$

按照变分理论计算，畴壁厚度不是一个收敛解，当  $\theta \rightarrow 90^\circ$  时，厚度趋于无穷， $180^\circ$  壁不能存在，而要分为相隔无限远的两个  $90^\circ$  壁，但理论上的这个困难并不是真实的，考虑到磁致伸缩能的影响后，两个分离的  $90^\circ$  壁必然连成一片，成为一个  $180^\circ$  壁。

(以上详见姜书p242-250)

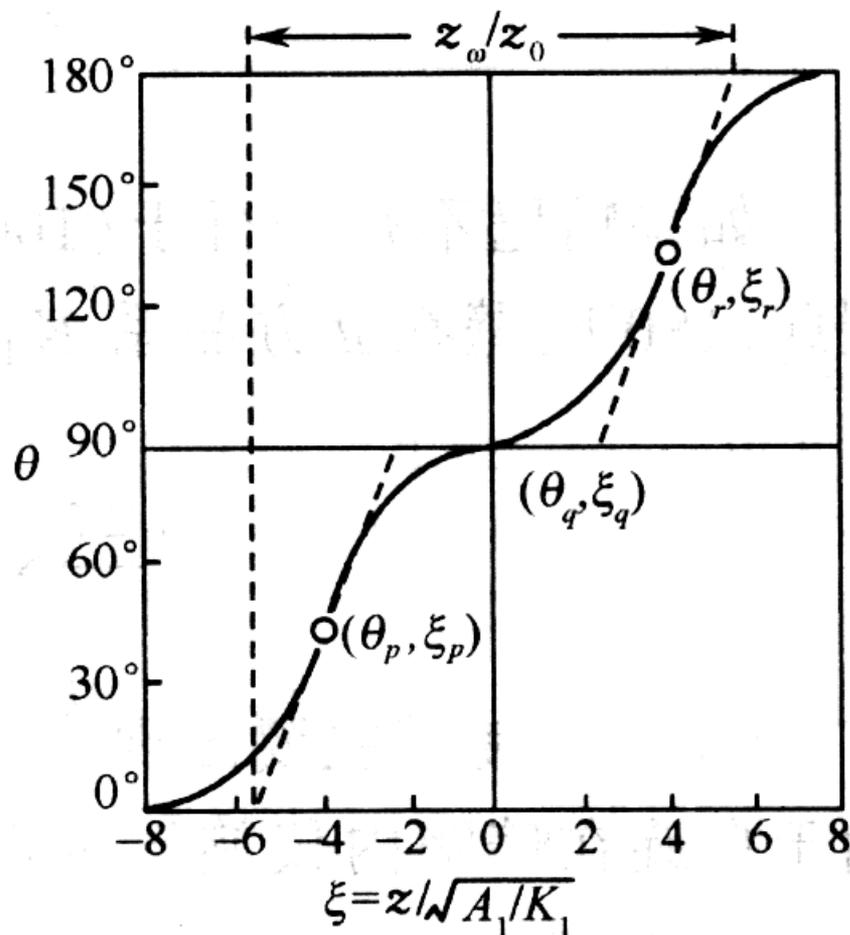


图 180°畴壁中磁化方向的变化

## 90° Bloch壁的计算结果如下

$$\gamma_{90(100)} = \sqrt{A_1 K_1}$$

$$\gamma_{90(110)} = 1.73\sqrt{A_1 K_1}$$

$$A_1 = \frac{\xi A S^2}{a}$$

从物理学的观点看，畴壁宽度是难以准确表示的，因此常把下式称作**畴壁宽度参量**（或说单位）

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A_1}{K_1}}$$

而把  $\gamma_0 = \sqrt{A_1 K_1}$  称作**畴壁能密度单位**

在只考虑磁晶各向异性和交换作用的情况下，畴壁厚度和单位面积畴壁能量可以一般表示为：

$$\delta = c_1 \sqrt{\frac{A_1}{K_1}} \quad \gamma = c_2 \sqrt{A_1 K_1}$$

其中  $c_1, c_2$  是与晶体结构和磁畴结构有关的常数。

该表与姜书p249表4-7相同，但已经换算为SI单位制

$J \cdot m^{-3}$

表 5-1

晶系	易磁化方向	畴壁类型	畴壁法线	$A_1$ ( $J \cdot m^{-1}$ )	$K_1$ ( $J \cdot m^{-2}$ )	$\gamma_w/\gamma_0$		$\delta/\delta_0$		$\gamma_0$ ( $J \cdot m^{-2}$ )	$\delta_0$ (m)
						$\gamma_{ex} + \gamma_k$	$\gamma_{ex} + \gamma_k + \gamma_{ms}$	$F_{ms}=0$	$F_{ms} \neq 0$		
立方晶体	Fe [100]	90° 180°	[001] [001]	$8.3 \times 10^{-12}$	$5.3 \times 10^4$	1.0000	—	3.1416	—	$0.66 \times 10^{-3}$	$1.25 \times 10^{-8}$
						2.0000	2.02	$\infty$	10.87		
立方晶体	Ni [111]	70.53° 109.47° 180°		$3.4 \times 10^{-12}$	$5.0 \times 10^3$	0.5443	—	3.8476	—	$0.13 \times 10^{-3}$	$2.60 \times 10^{-8}$
						1.0887	—	$\infty$	—		
						—	—	—	—		
六角晶体	Co [0001]	180°		$10.3 \times 10^{-12}$	$4.3 \times 10^5$	4.000	3.1416	$2.05 \times 10^{-3}$	$0.50 \times 10^{-8}$	$2.1 \times 10^{-3}$	$0.49 \times 10^{-8}$

摘自B.A.LiLley, Phil. Mag.,41,792,1950 见宛书p243

## 附录：Fe 的相关数据之估算

$$\because T_C = 1043\text{K}, \quad k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}, \quad \text{bcc}, \quad S=1$$

$$\therefore A = 0.15k_B T_C \doteq 2.16 \times 10^{-21} \text{J}$$

$$\because K_1 = 4.81 \times 10^4 \text{J} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$A_1 = \frac{\xi A S^2}{a} \doteq 1.5 \times 10^{-11} \text{J} \cdot \text{m}^{-1} \quad (\xi = 2, S = 1)$$

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A_1}{K_1}} \doteq 1.77 \times 10^{-8} \text{m}$$

$$\gamma_0 = \sqrt{A_1 K_1} = 0.85 \times 10^{-3} \text{J} \cdot \text{m}^{-2}$$

各文献所取数值不尽相同。

$$K_1 = 4.2 \times 10^4 \text{J} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$\delta_0 \approx 1.9 \times 10^{-8} \text{m}$$

$$\gamma_0 \approx 0.8 \times 10^{-3} \text{J} \cdot \text{m}^{-2}$$

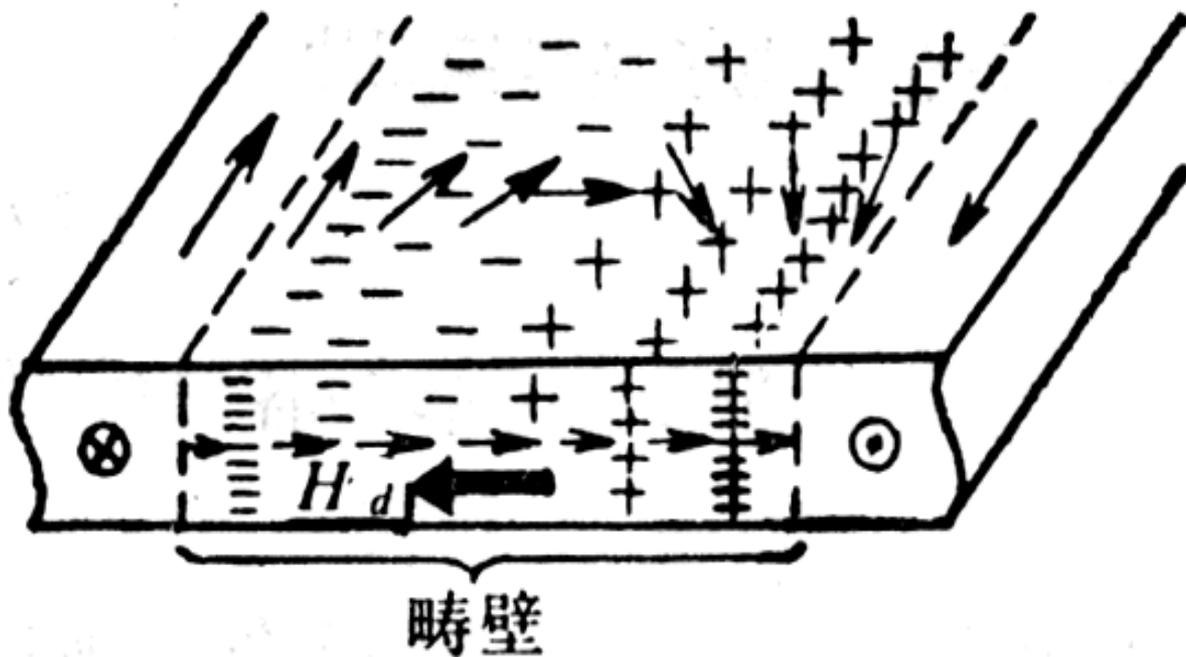
差别并不大。

该值和前面表中数值有别，但量级是相同的。

$\gamma_{180} = 2\gamma_0 \approx 1.7 \times 10^{-3} \text{J} \cdot \text{m}^{-2}$  这是一个下面常用的数值。

### 三. Neel壁的结构和畴壁能

畴壁内原子自旋取向变化的方式除去**Bloch**方式以外，还在**薄膜**样品中发现了另一种 **Neel 壁**的变化形式，前者壁内的自旋取向始终平行于畴壁面转向，多发生在大块材料中，**后者壁内的自旋取向始终平行于薄膜表面转向**，在畴壁面内产生了磁荷和退磁场，但在样品表面没有了退磁场。



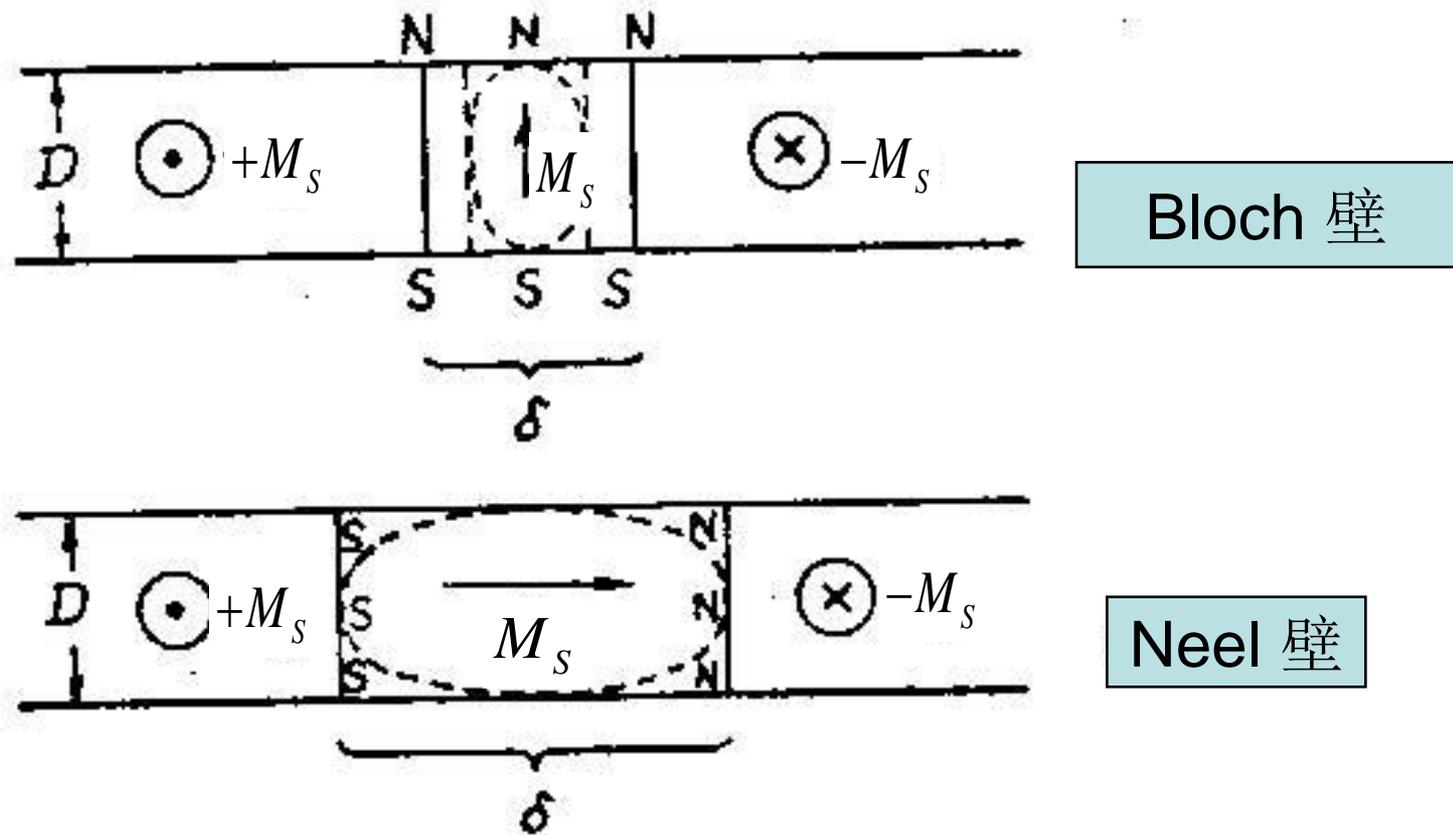


图 4-26 布洛赫壁与涅耳壁的比较

从图可以看出：随着材料厚度的变薄，**Bloch**壁在样品表面产生的退磁场能会变得很大，相反，**Neel**壁的退磁场能会变得比较小，所以薄膜中会出现**Neel**壁。具体计算如下：

## 布洛赫壁

在薄膜厚度为 $D$ 的两面有露出的磁极，产生退磁能。畴壁可以看成是椭圆截面的柱体，长轴为 $D$ ，短轴为畴壁宽度 $\delta$ ，产生的单位畴壁面积退磁能近似等于

$$\gamma_d = \frac{1}{2} N \mu_0 \overline{M}^2 \cdot \delta \approx \frac{2\mu_0}{\pi^2} \frac{\delta^2 M_s^2}{D + \delta}$$

该表达式和姜书 p251 有区别，但结论是一致的。

其中 $N$ 为长轴方向的退磁因子  $N \approx \frac{\delta}{D + \delta}$

$M$ 要取平均值  $\overline{M} = M_s \overline{\sin \theta} = \frac{2M_s}{\pi}$

**Bloch**畴壁单位面积的总能量为：

$$\gamma = \gamma_{ex} + \gamma_k + \gamma_d = A_1 \frac{\pi^2}{\delta} + \frac{K_1}{2} \delta + \frac{2\mu_0 \delta^2 M_s^2}{\pi^2 (D + \delta)}$$

$\frac{\partial \gamma}{\partial \delta} = 0$  给出平衡值 $\delta$ 。显然有：

$D \downarrow, \gamma \uparrow$

## Neel壁

仍然把畴壁当作一个椭圆截面的柱体，但长轴为 $\delta$ ，

短轴为 $D$ ，长轴方向的退磁因子为  $N \approx \frac{D}{D+\delta}$

**Neel**壁单位面积畴壁内的退磁场能为：

$$\gamma_d = \frac{1}{2} \mu_0 N M^2 \delta = \frac{2\mu_0 D \delta M_s^2}{\pi^2 (D + \delta)}$$

这里同样要考虑平均值  $M = M_s \overline{\sin \theta} = \frac{2M_s}{\pi}$

**Neel**壁单位面积畴壁的总能量可以写作：

$$\gamma = \gamma_{ex} + \gamma_k + \gamma_d = A_1 \frac{\pi^2}{\delta} + \frac{K_1}{2} \delta + \frac{2\mu_0 D \delta M_s^2}{\pi^2 (D + \delta)}$$

$\frac{\partial \gamma}{\partial \delta} = 0$  给出平衡值 $\delta$ 。

$D \downarrow, \gamma \downarrow$

从上述结果可以看出，厚度对两种畴壁能的影响是不同的。当大块材料的尺度减小时，**Bloch**形式的壁在材料表面的退磁能将变得十分突出，相反，如采用**Neel**壁形式退磁能反而会比较低。

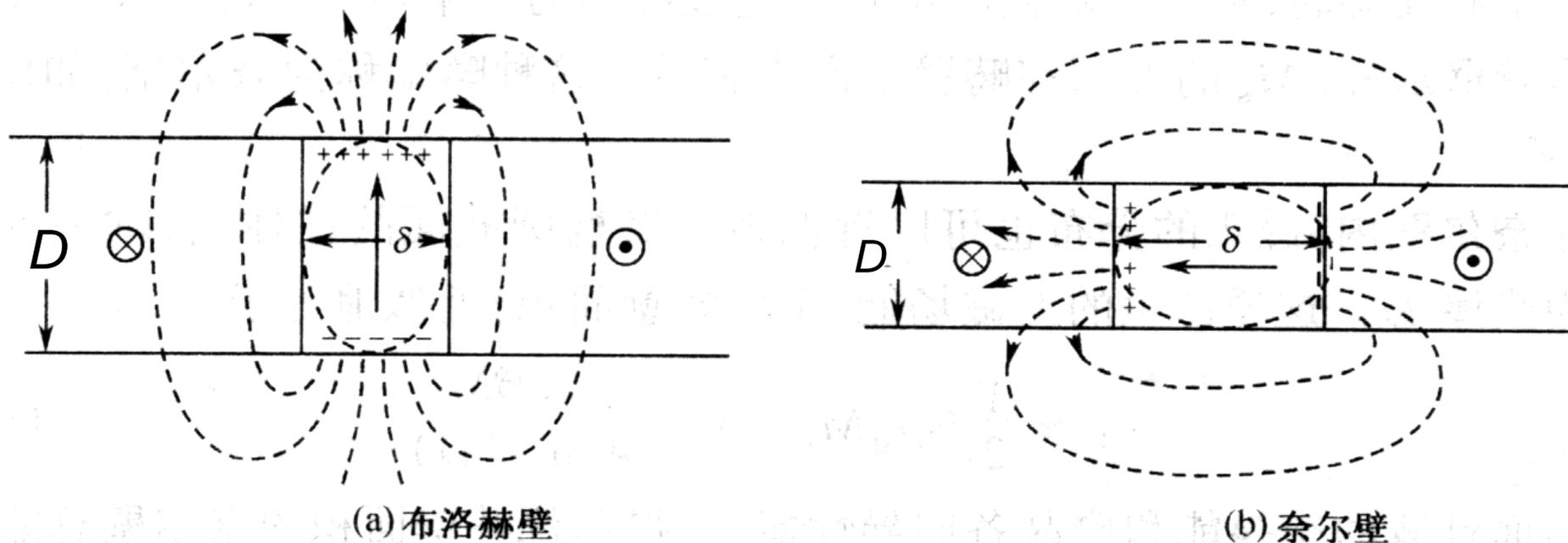
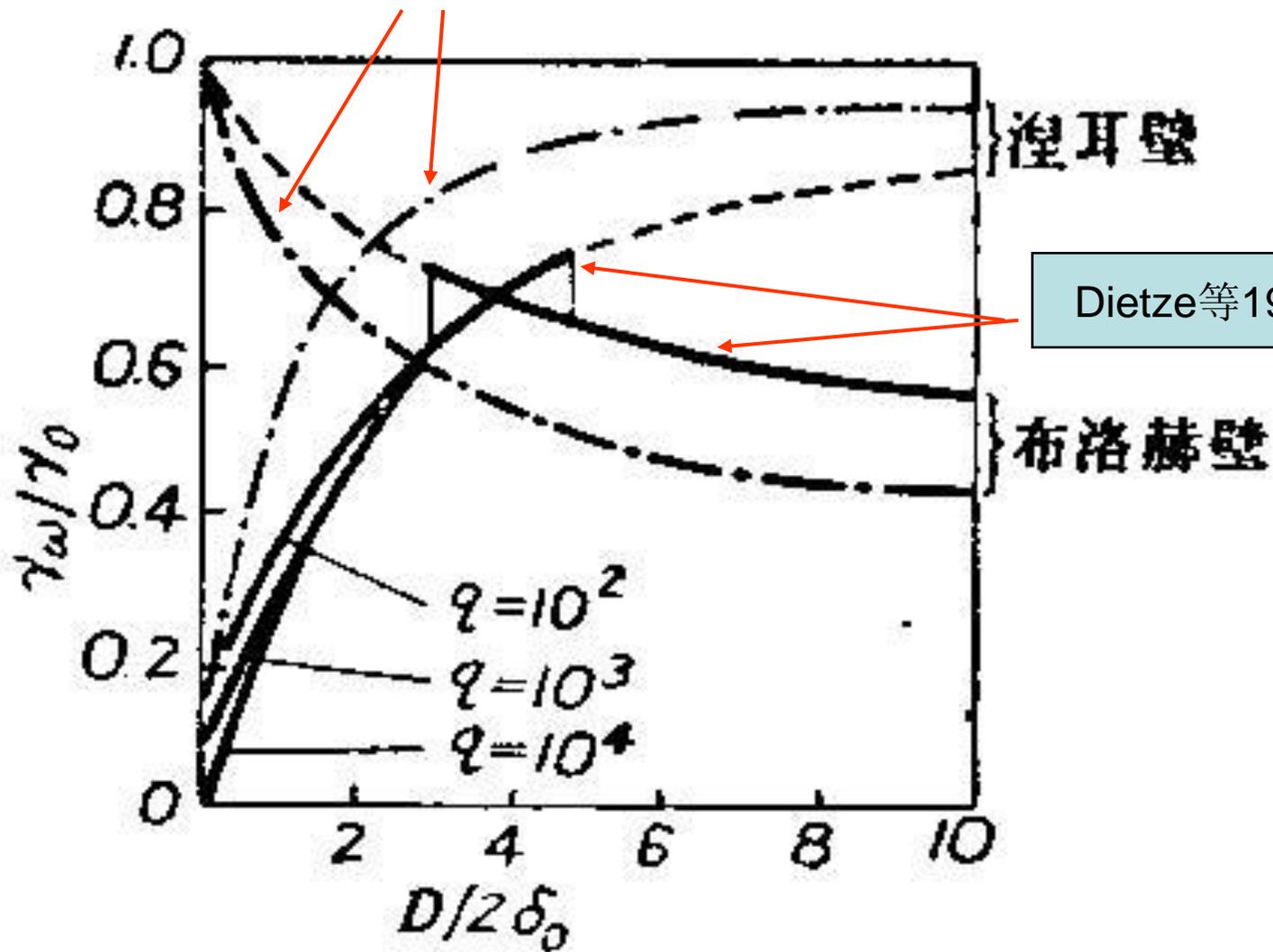


图 4-31 薄膜材料中的畴壁结构

Neel 1955 年计算结果



Dietze等1961计算结果

见姜书p252

图 4-27

上图给出二种畴壁能与厚度的关系，交叉点即为畴壁由布洛赫型向涅耳型转化的**临界厚度**。Neel 给出的临界厚度和狄切和托马斯给出的有所不同。后者给出的临界厚度是：

$$D_c = 3.9 \frac{\sqrt{A_1}}{M_s}$$

代入**Fe**的相关数据估算出的临界厚度为：**32 nm**。

实际在该临界厚度附近有一过渡区，会出现一种十字壁 (**cross-tie wall**) 的形式。例如实验表明**Fe-Ni** 合金薄膜的情形如下



## 四. 十字壁

在薄膜厚度 $30\sim 90\text{ nm}$ 的 $80\%\text{FeNi}$ 合金中发现了一种十字壁。这是因为出现Neel壁后引发了体磁荷，它的退磁场又影响了原子磁矩的取向，因此出现了十字壁以减小Neel壁两侧面上磁荷的影响，使Neel壁又分成许多磁荷正负相间的小段，而小段和小段之间由Bloch壁分开。

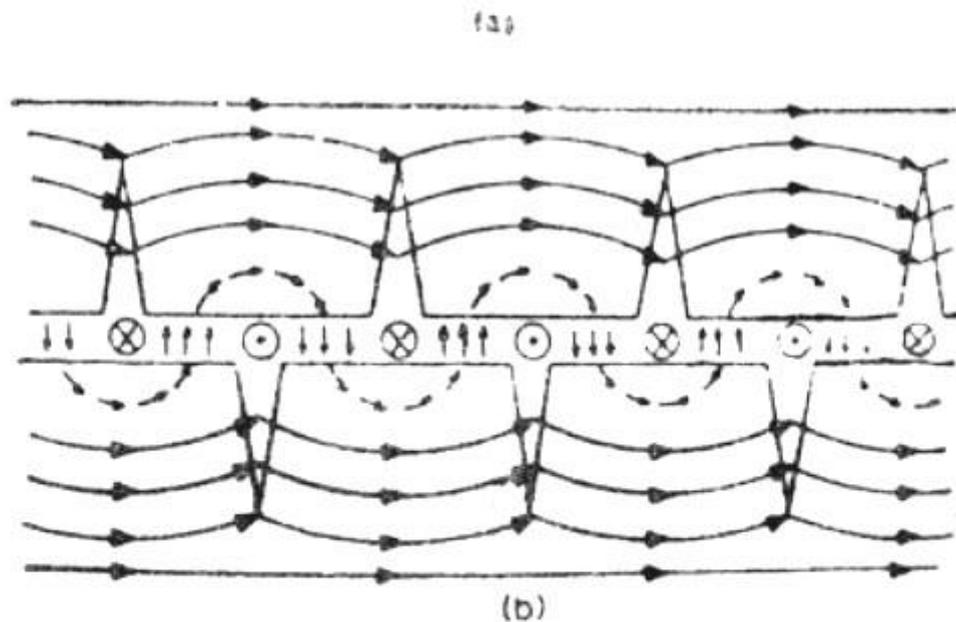
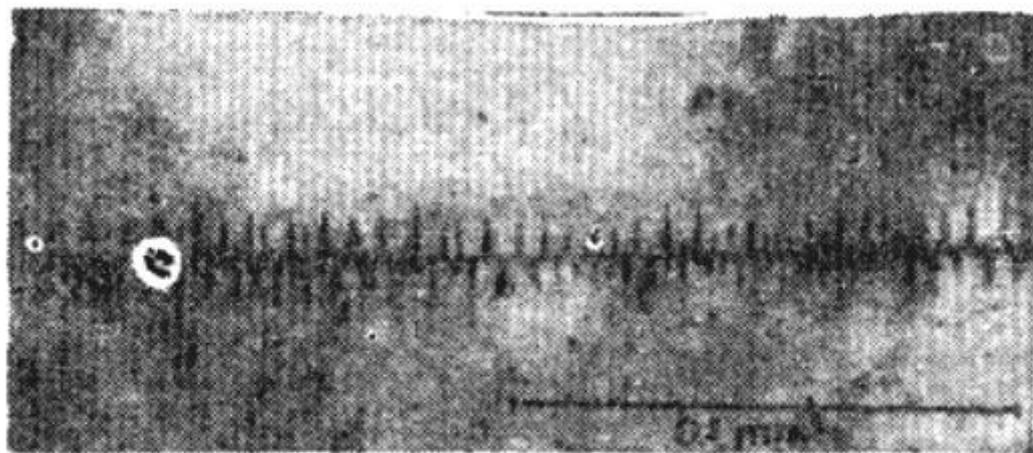
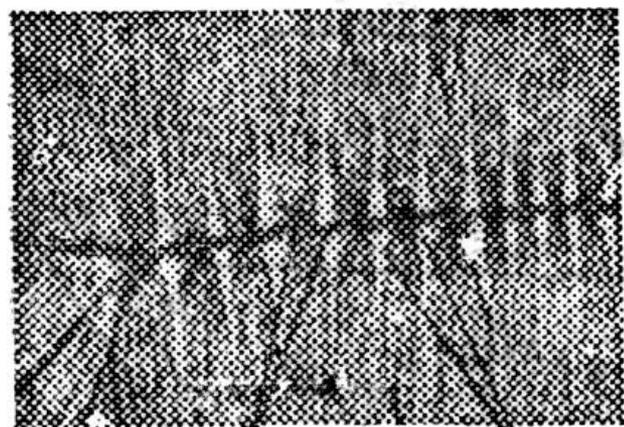
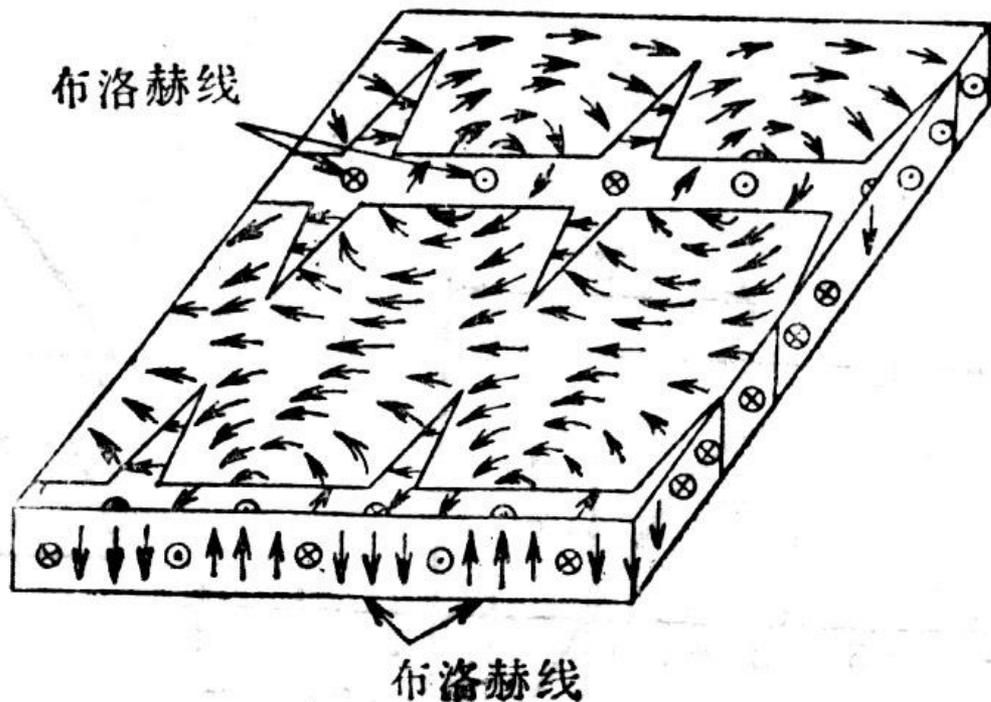


图 8.14 磁膜中的十字壁及附近的磁力线。(a) 十字壁的照片；(b) 相应的磁力线。

十字壁也称横结壁 (**cross-tie wall**), 主畴壁是极性相间的**Neel**壁, 两个**Neel**壁之间是很窄的**Bloch**壁 (线)。



20  $\mu\text{m}$ . 布洛赫线 枕木  
(a) 洛伦兹电子显微镜照片



布洛赫线  
布洛赫线  
(b) 畴壁内及畴壁附近的磁化强度分布

图3•9 在单轴各异性材料表面上出现的枕形畴壁

$D < 20 \text{ nm}$  为Neel壁,  $D > 100 \text{ nm}$  为Bloch壁, 中间区域出现十字壁

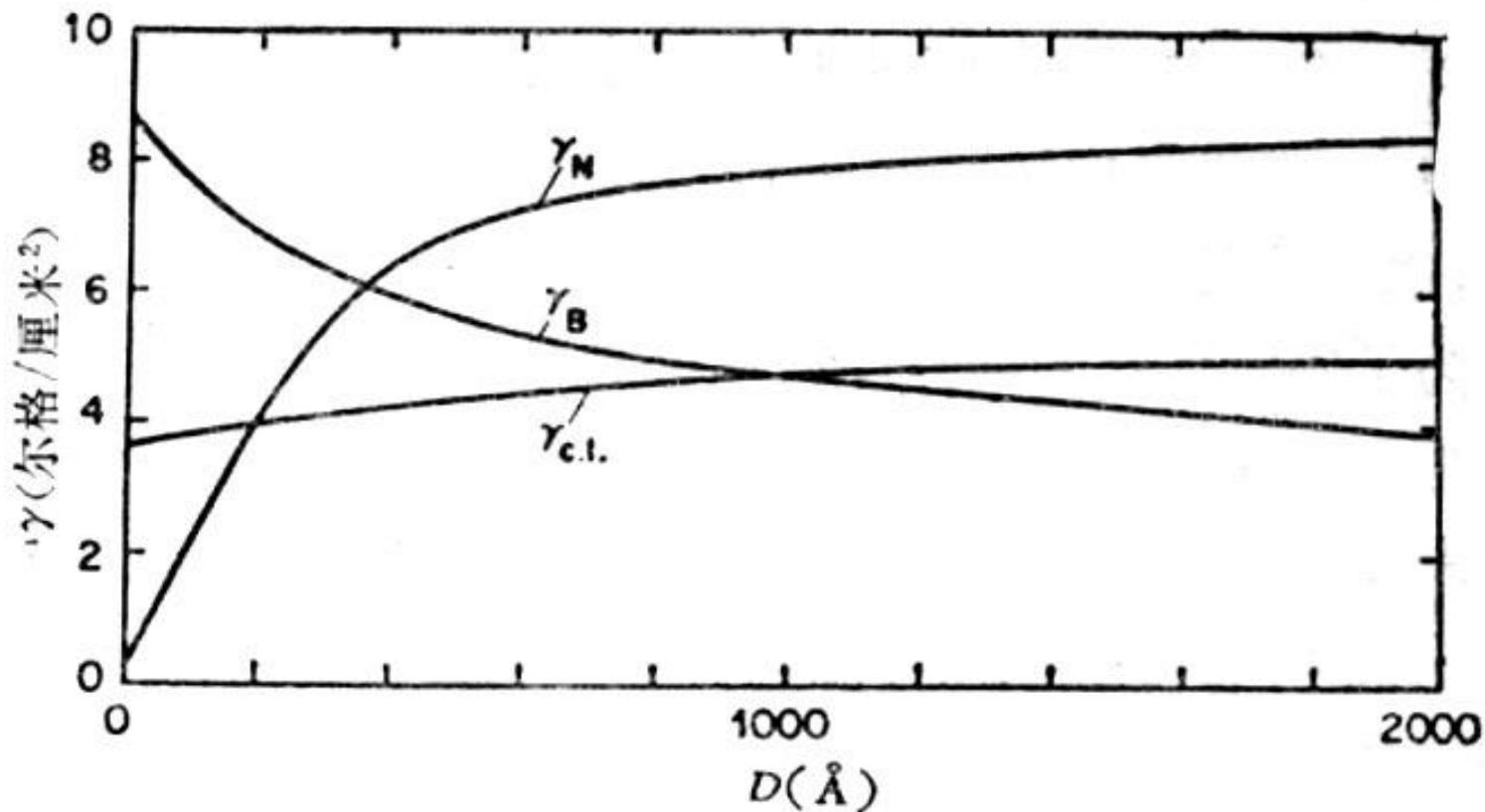


图 32 布洛赫壁、奈耳壁和十字壁的表面能与膜厚度的关系。  
 $A = 10^{-6}$  尔格/厘米,  $M_s = 800$  高斯,  $K = 1000$  尔格/厘米<sup>3</sup>。据 Middelhoeck<sup>[14]</sup> ( $A$  是通常所设的交换能常数,  $K$  即前文中的  $K_u$ , 大块材料中的布洛赫壁的表面能与  $\sqrt{AK}$  成正比。——

译者注)

## 五. 畴壁的动态性质

畴壁在运动过程中的能量要比静止时候大，增加的这部分能量与畴壁运动速度的平方成正比，从比例常数中可以引出**畴壁有效质量**的概念。畴壁运动中还会受到各种阻尼作用，产生损耗，也具有一定的劲度，在一定情况下，可以和弹性膜相似，因此在磁场作用下的运动可以用下面公式描述。

$$m_w \frac{d^2 z}{dt^2} + \beta \frac{dz}{dt} + \alpha z = 2M_s H$$

## 习题四

4.1 试证明磁晶单轴各向异性等效场：
$$H_k = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_s}$$

并估算出金属Co的磁晶各向异性等效场的数值。

4.2 试推出金属铁Fe(bcc)180°壁的畴壁厚度和单位面积畴壁能的近似表达式并估算其数值大小。

