

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° 壁和 90° 壁两种类型。在具有单轴各向异性的理想晶体中，只有 180° 壁。在 $K_1 > 0$ 的理想立方晶体中有 180° 壁和 90° 壁两种类型。在 $K_1 < 0$ 的理想立方晶体中除去 180° 壁外，还可能有 109° 和 71° 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° 和 90° 壁为例进行讨论。

立方晶系，易磁向 $\langle 100 \rangle$

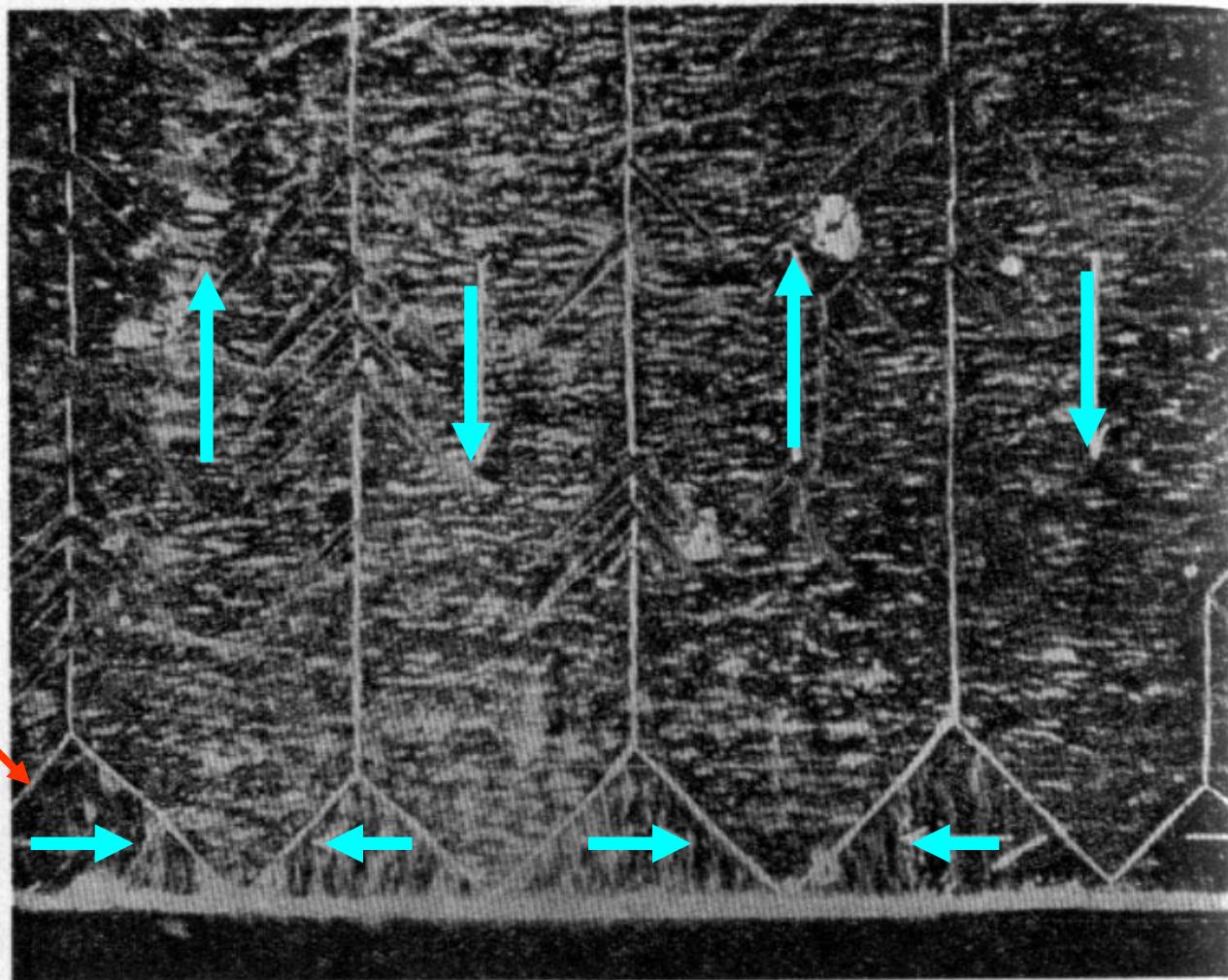
畴

180°畴壁

照片 II

180°壁
和90°壁

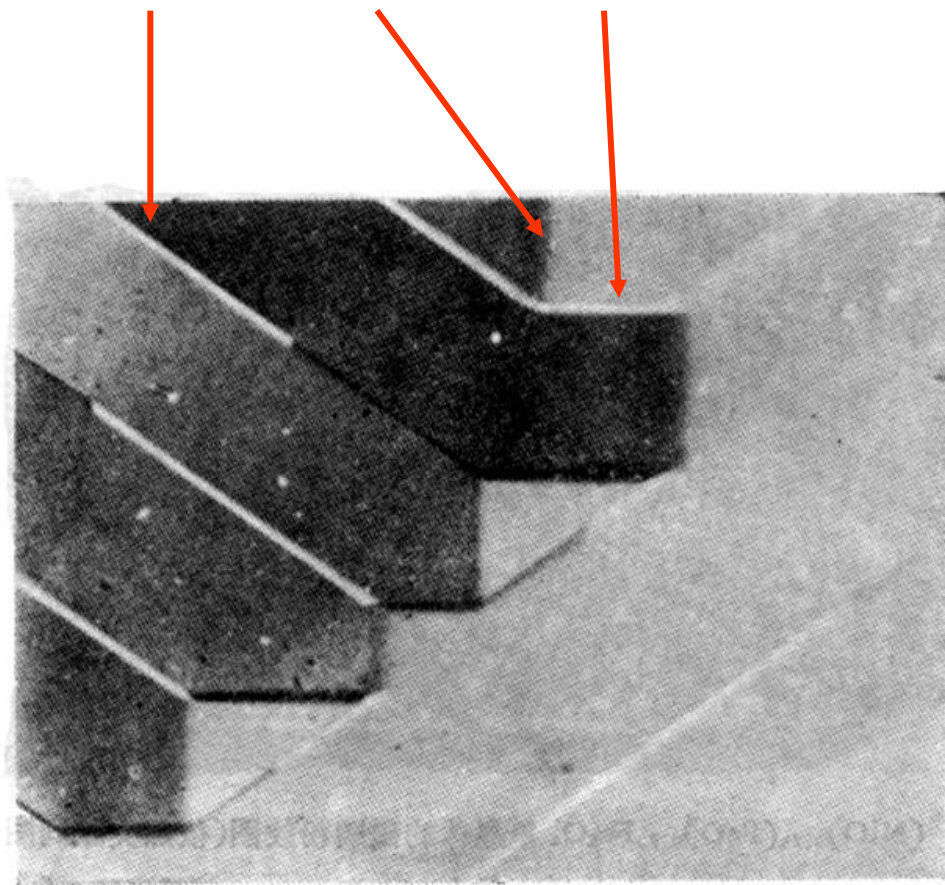
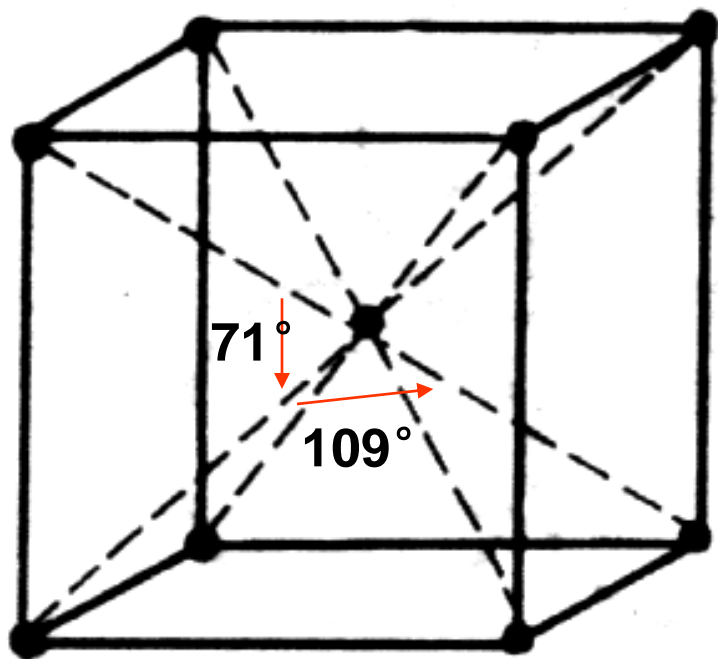
90°壁



硅鉄晶体 (100) 表面的粉紋图型。

晶軸 +

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



检偏器轴

250 微米

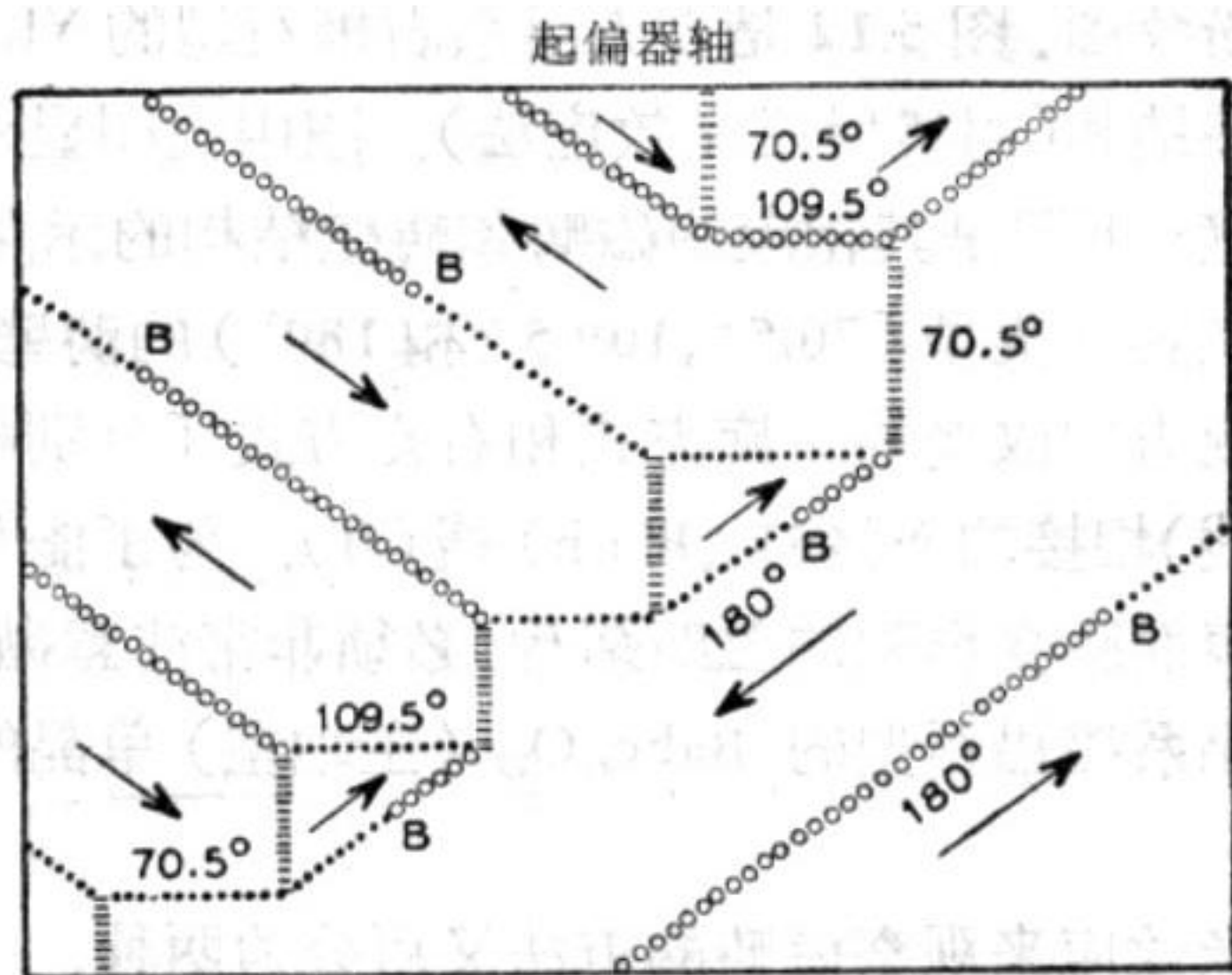
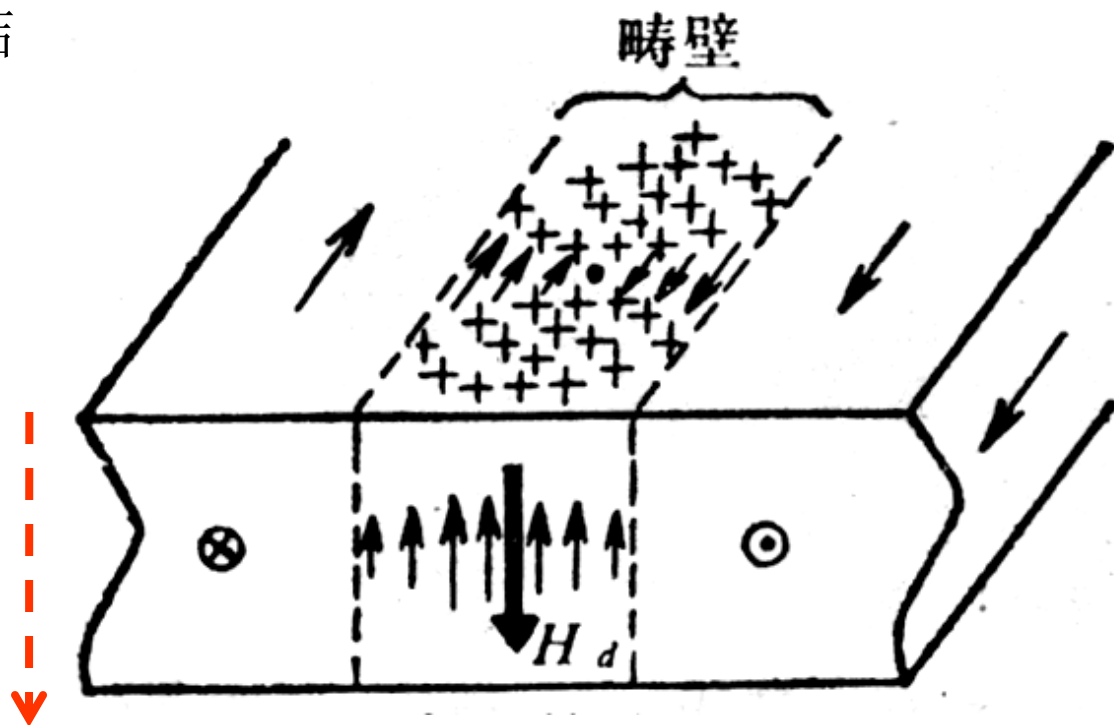


图 5.12 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) 单晶薄片的磁畴结构(上图)及其相应的示意图(下图). B 为布洛赫线(依照文献[21]).

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° 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° 畴壁中原子层电子自旋方向的转变形式:

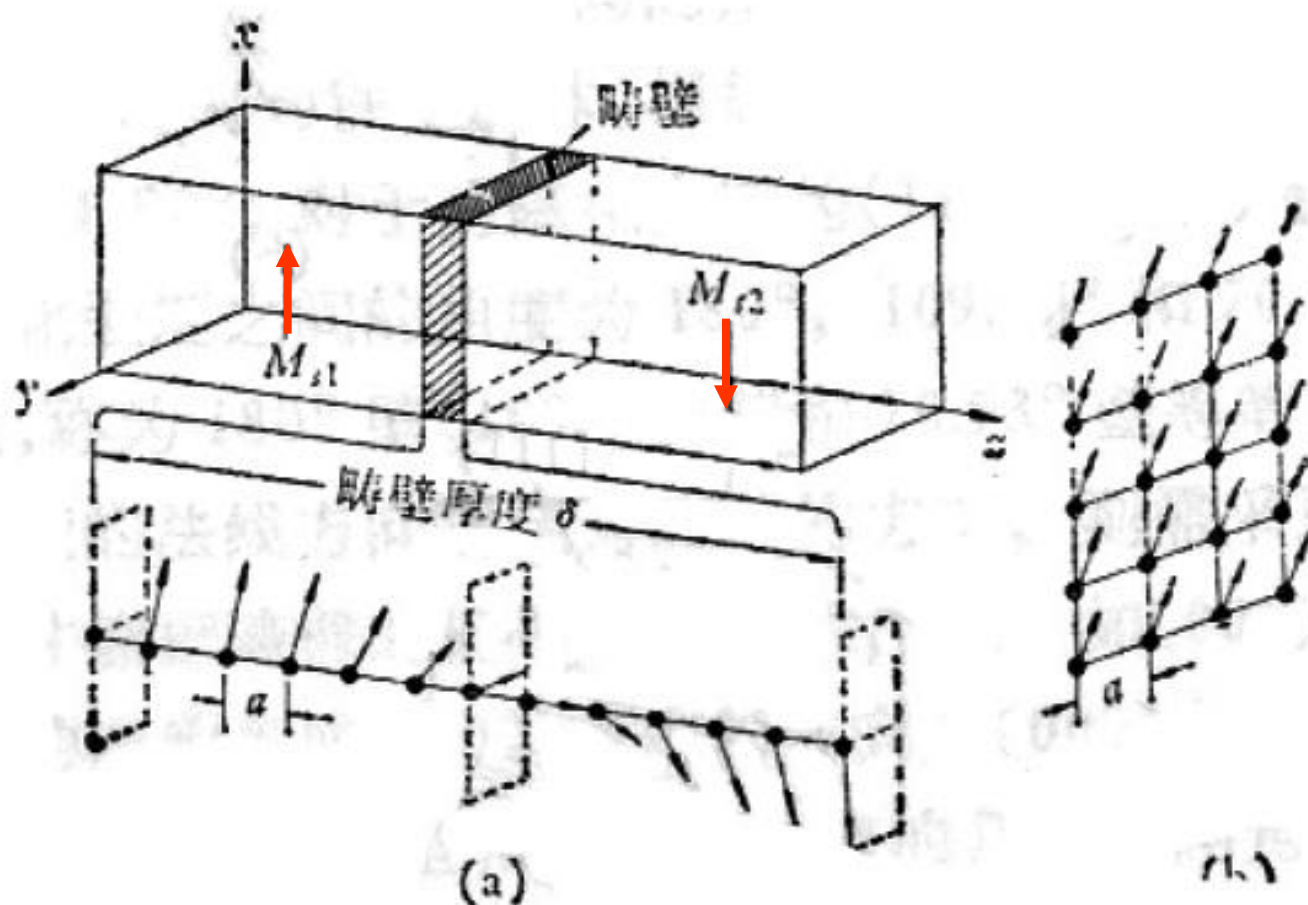


图 8.4 180° 的畴壁内原子磁矩方向改变的示意图。
(a); 某一原子面的磁矩排列(b).

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

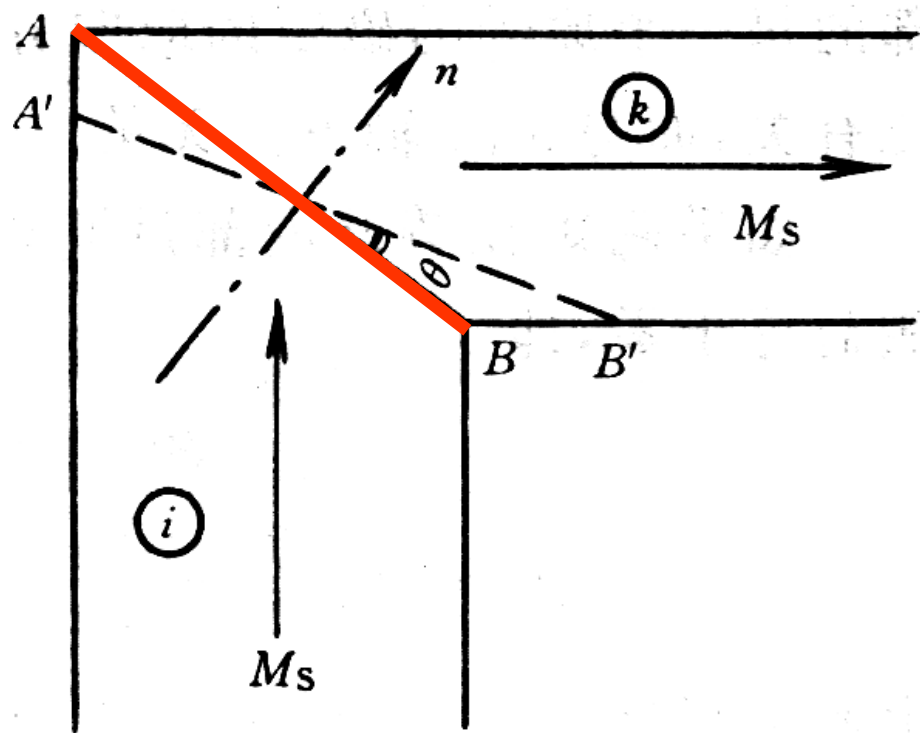
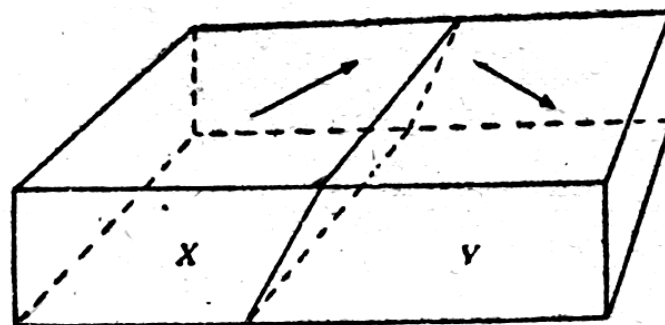
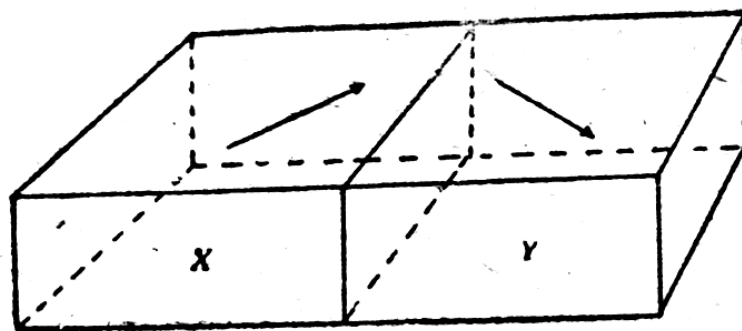


图 5-9 90° 畴壁的取向位置



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° 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。**

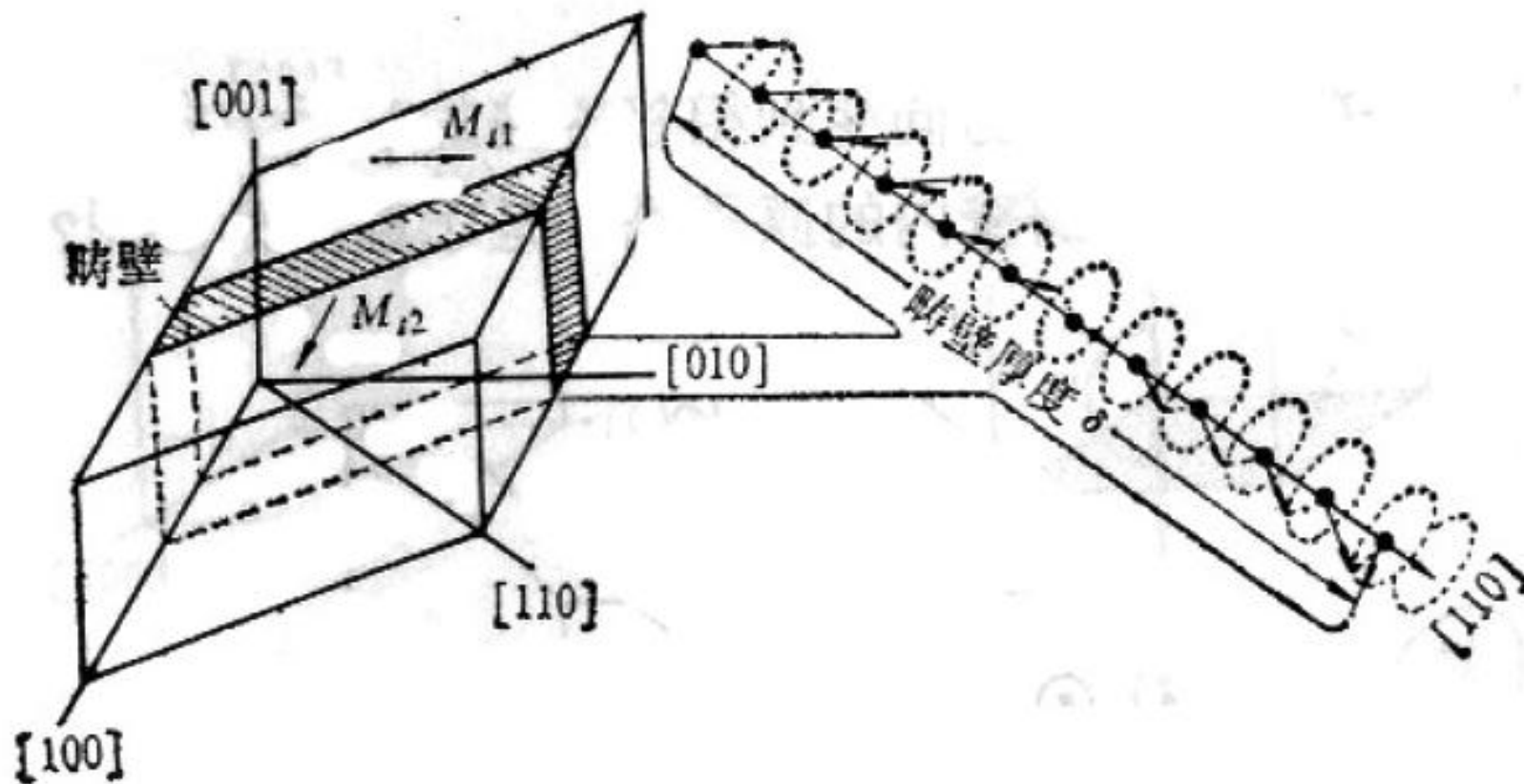


图 8.5 90° 的畴壁内原子磁矩的方向变化.

畴壁厚度和畴壁能的估算

畴壁**厚度**主要取决于**交换能与各向异性性能**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：

$$\delta = Na = S\pi\sqrt{\frac{A}{K_1a}}$$

$$\gamma = \pi S\sqrt{\frac{K_1A}{a}} + \pi S\sqrt{\frac{K_1A}{a}} = 2\pi S\sqrt{\frac{K_1A}{a}}$$

代入铁之数据，估算数值：

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

$$\therefore N \approx 135,$$

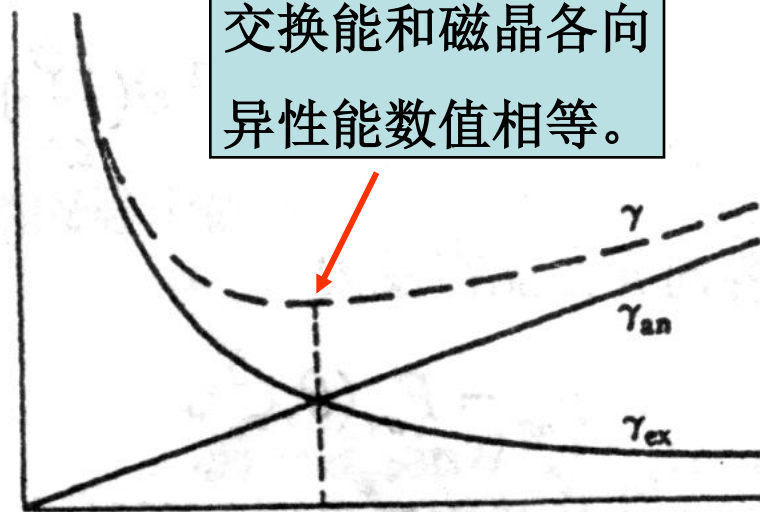
$$\delta = Na \approx 3.87 \times 10^{-8} \text{ m},$$

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

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，

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

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： $F_k = f(\theta)$

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

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

见姜书P244

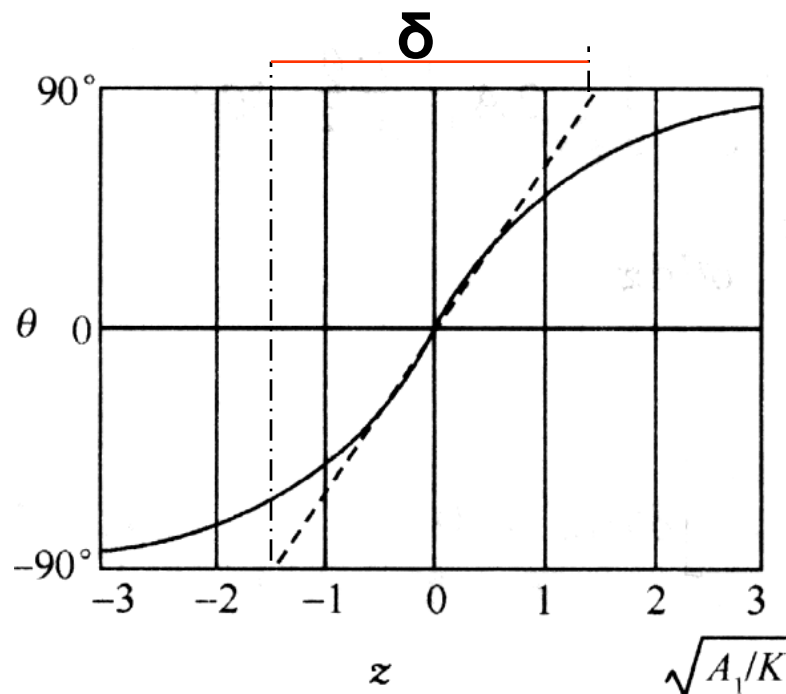
转角曲线，中间快

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° 壁不能存在，而要分为相隔无限远的两个 90° 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° 壁必然连成一片，成为一个 180° 壁。

（以上详见姜书p242-250）

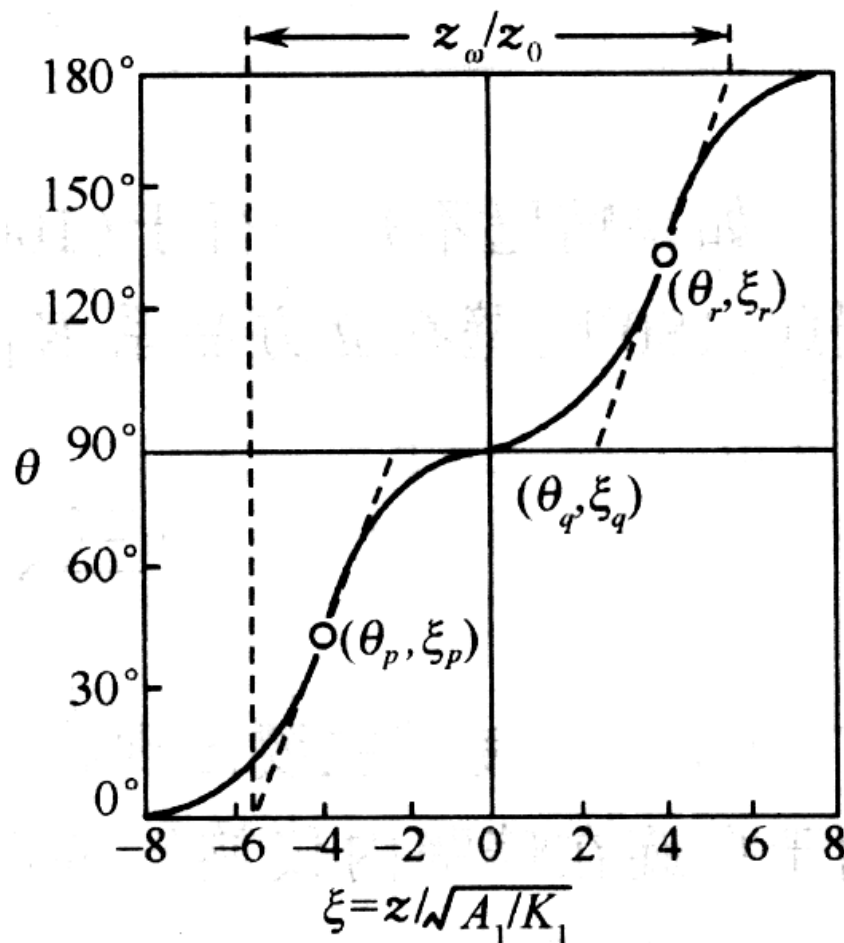


图 180°畴壁中磁化方向的变化

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）

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

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

$\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$

表 5-1

晶系		易磁化方向	畴壁类型	畴壁法线	A_1 ($\text{J} \cdot \text{m}^{-1}$)	K_1 ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$)	γ_w/γ_0		δ/δ_0		γ_0 ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$)	δ_0 (m)
							$\gamma_{\text{ex}}+\gamma_k$	$\gamma_{\text{ex}}+\gamma_k+\gamma_{\text{ms}}$	$F_{\text{ms}}=0$	$F_{\text{ms}}\neq 0$		
立方晶体	Fe	[100]	90°	[001]	8.3×10^{-12}	5.3×10^4	1.0000	—	3.1416	—	0.66×10^{-3}	1.25×10^{-8}
			180°	[001]			2.0000	—	—	—		
	Ni	[111]	70.53°		3.4×10^{-12}	5.0×10^3	0.5443	—	3.8476	—	0.13×10^{-3}	2.60×10^{-8}
109.47°				1.0887			—	—	—			
180°				—			—	—	—			
六角晶体	Co	[0001]	180°		10.3×10^{-12}	4.3×10^5	4.000	3.1416	2.05×10^{-3}	0.50×10^{-8}	2.1×10^{-3}	0.49×10^{-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。

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

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

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

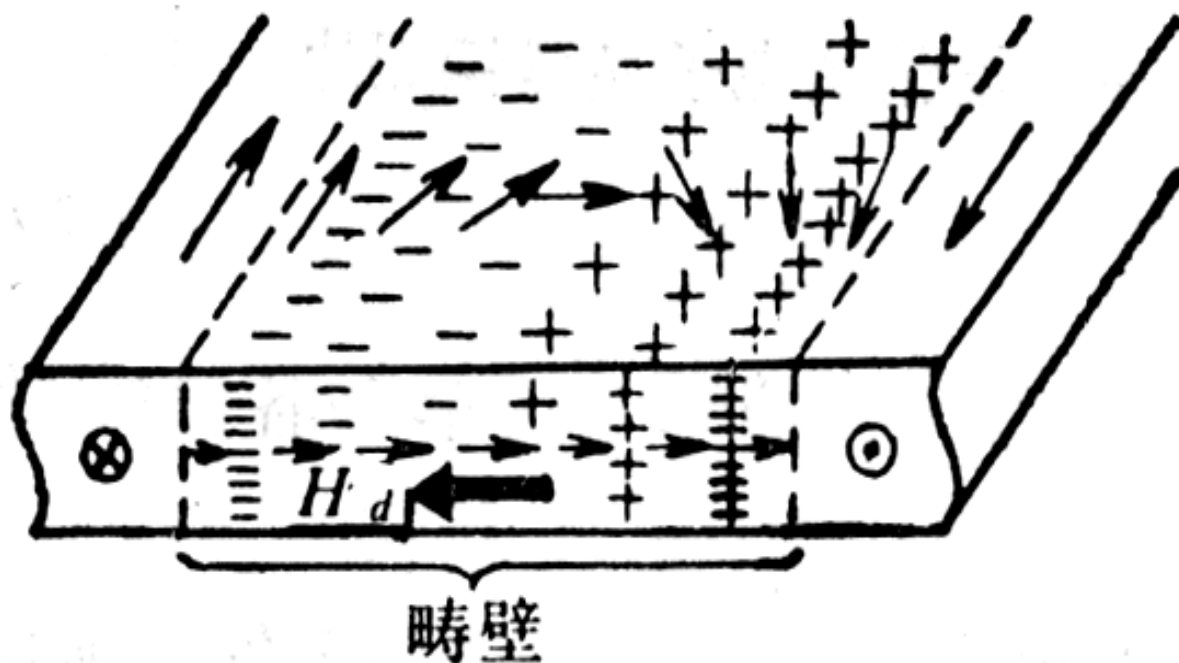
差别并不大。

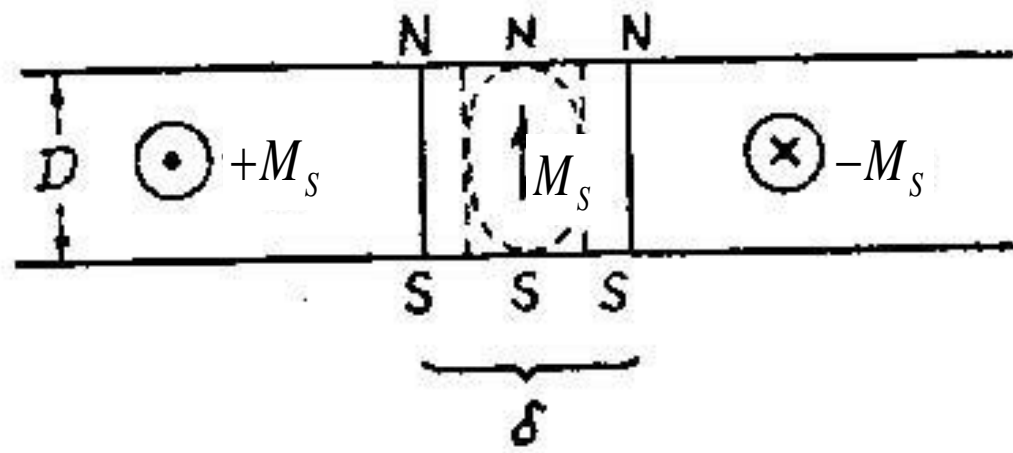
该值和前面表中数值有别，但量级是相同的。

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

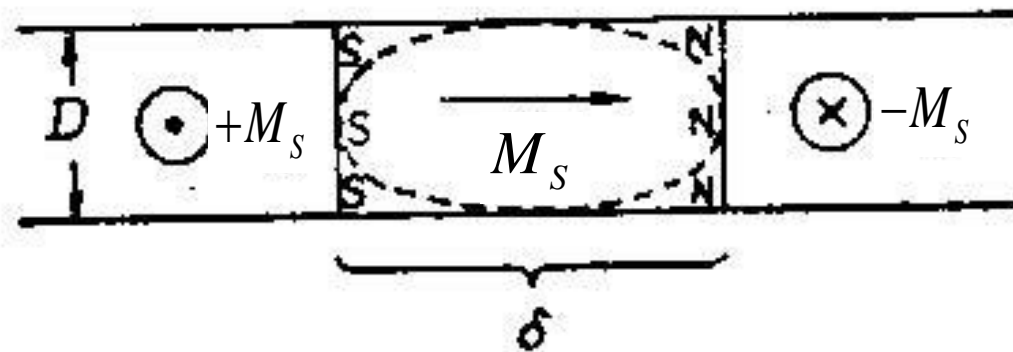
三. Neel壁的结构和畴壁能

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。





Bloch 壁



Neel 壁

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 δ ，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 δ 。显然有：

$$D \uparrow, \gamma \downarrow$$

Neel壁

仍然把畴壁当作一个椭圆截面的柱体，但长轴为 δ ，

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 $M = M_s \overline{\sin \theta} = \frac{2M_s}{\pi}$

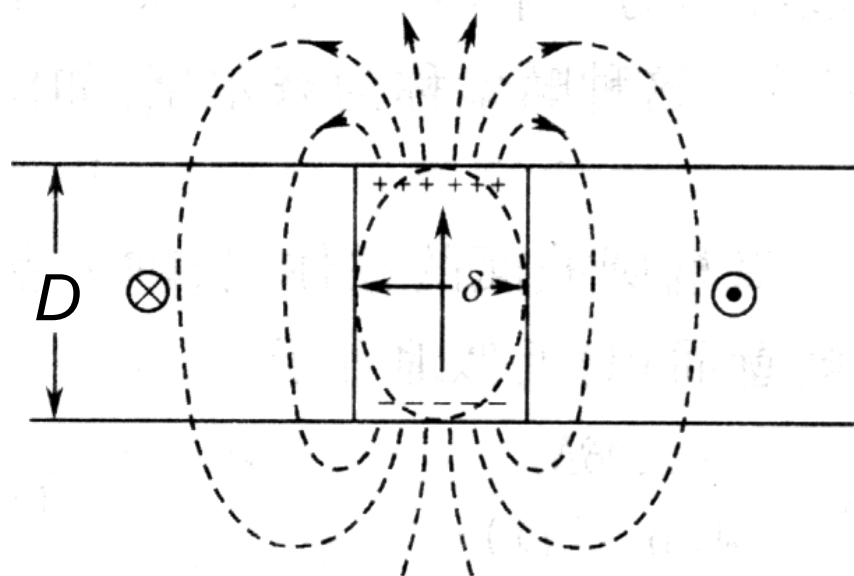
Neel壁单位面积畴壁的总能量可以写作：

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

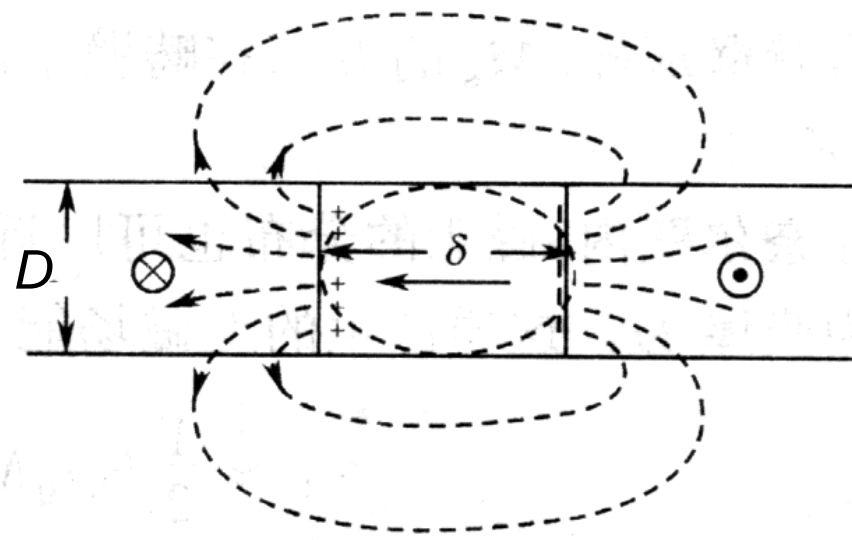
$$\frac{\partial \gamma}{\partial \delta} = 0 \quad \text{给出平衡值} \delta。$$

$$D \downarrow, \gamma \downarrow$$

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。



(a) 布洛赫壁



(b) 奈尔壁

图 4-31 薄膜材料中的畴壁结构

Neel 1955 年计算结果

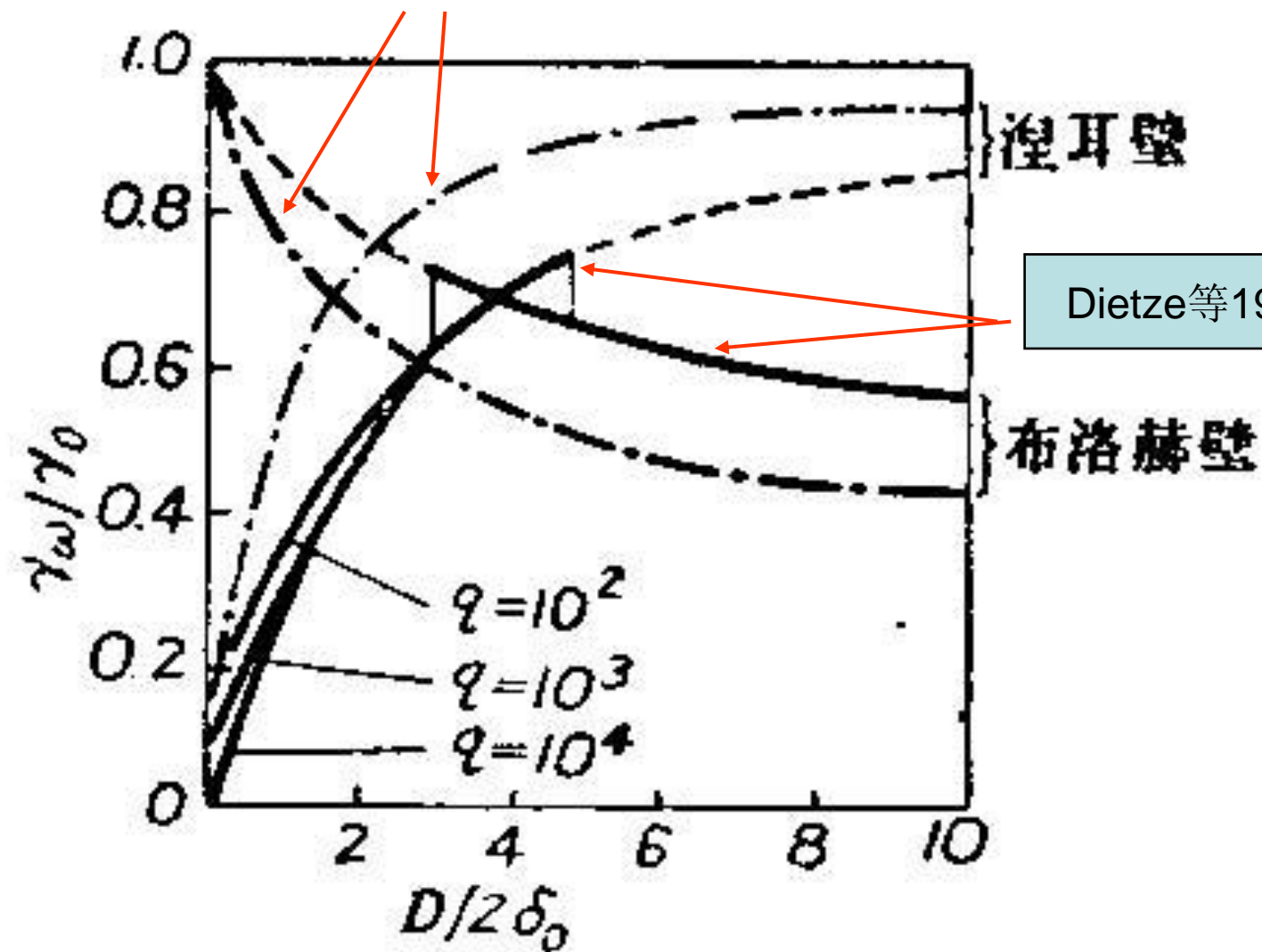


图 4-27

见姜书p252

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。

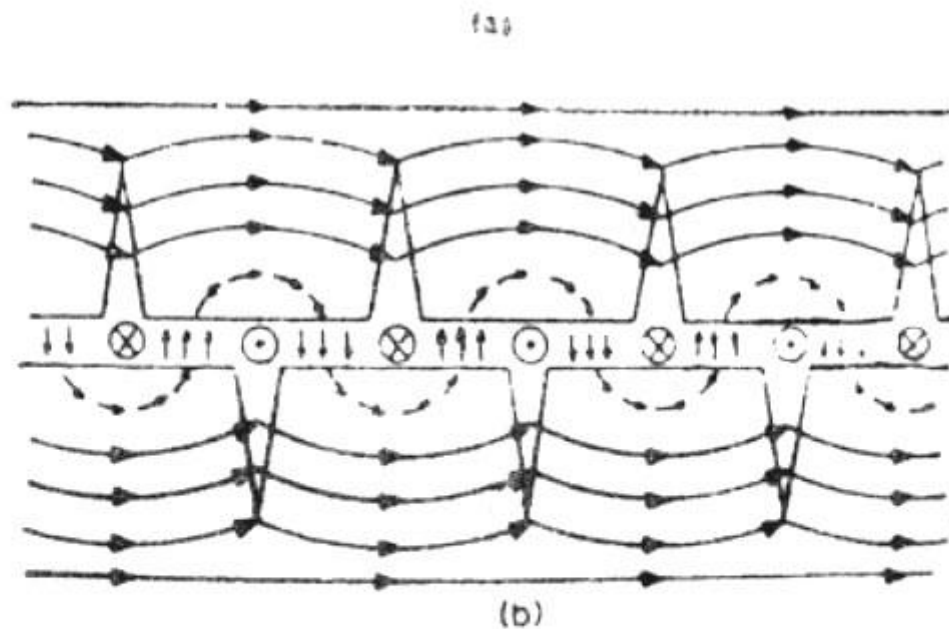
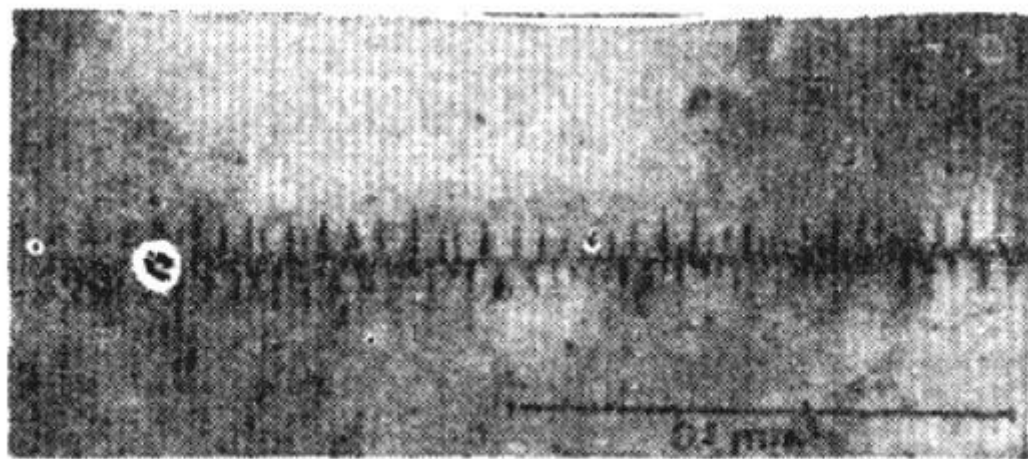
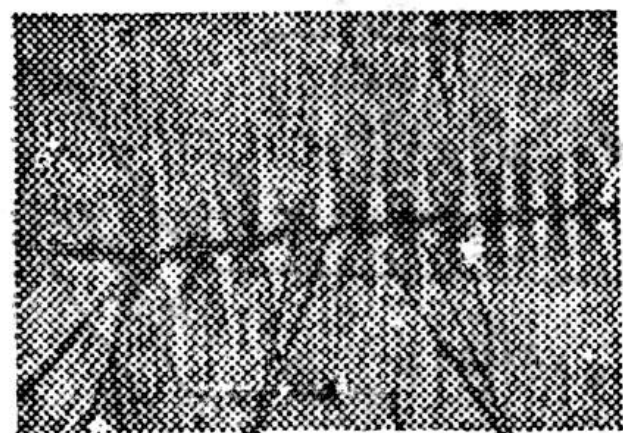
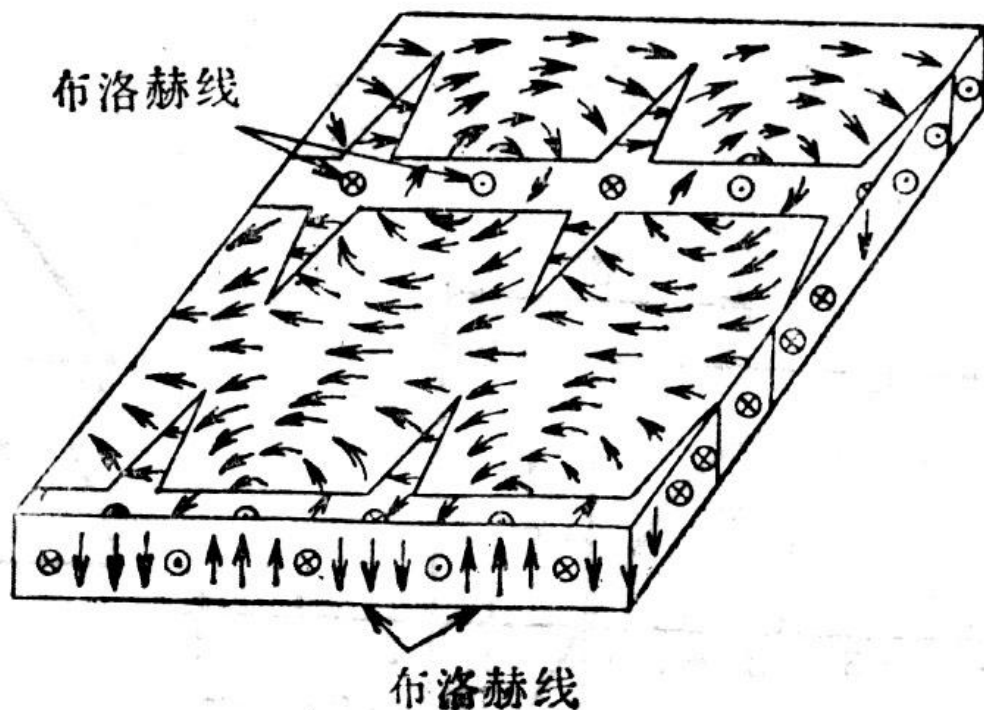


图 8.14 磁膜中的十字壁及附近的磁力线。(a) 十字壁的照片；(b) 相应的磁力线。

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 μm. 布洛赫线 枕木
(a) 洛伦兹电子显微镜照片



(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

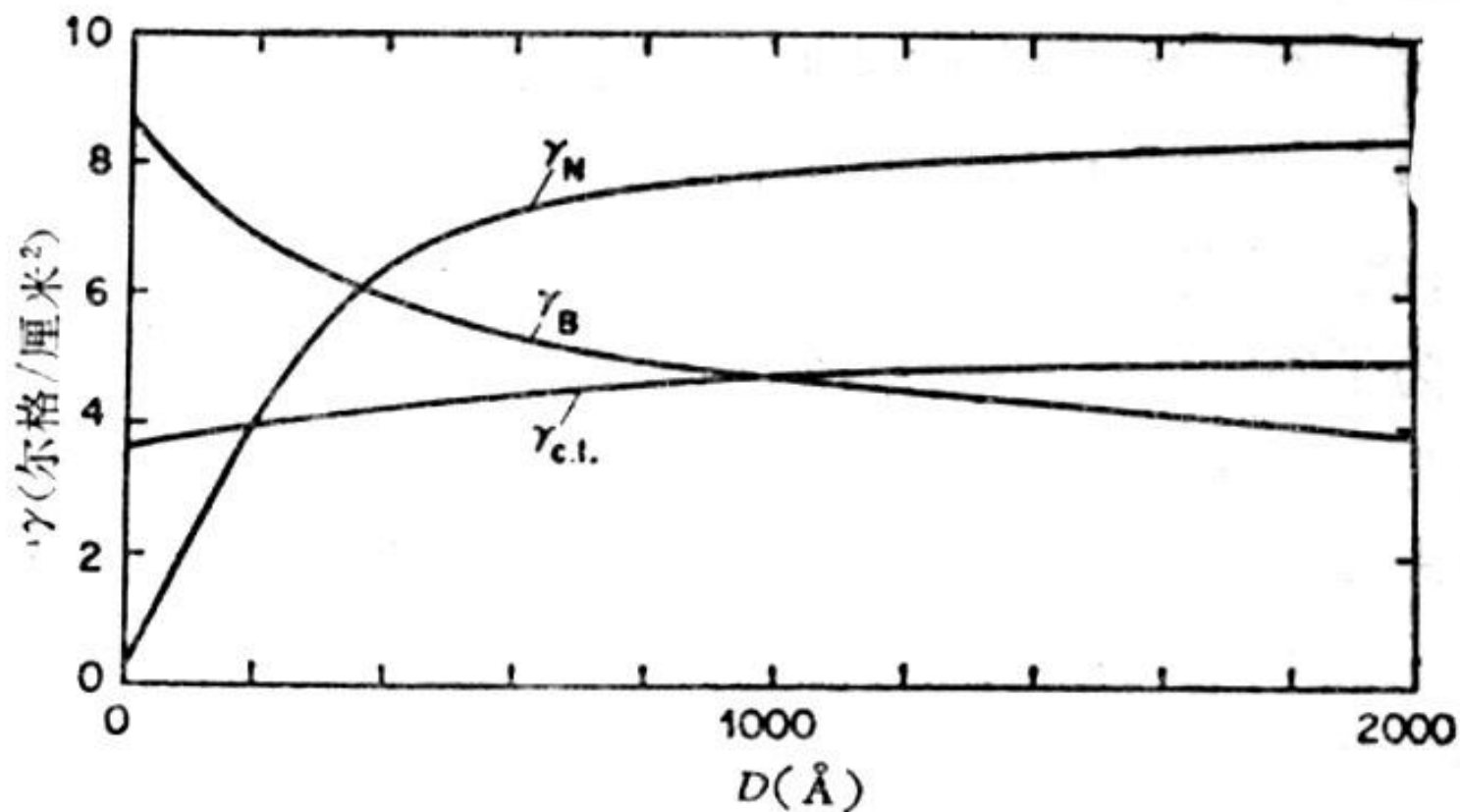


图 32 布洛赫壁、奈耳壁和十字壁的表面能与膜厚度的关系。
 $A = 10^{-6}$ 尔格/厘米, $M_s = 800$ 高斯, $K = 1000$ 尔格/厘米³。据 Middelhoeck^[14] (A 是通常所设的交换能常数, K 即前文中的 K_u , 大块材料中的布洛赫壁的表面能与 \sqrt{AK} 成正比。——

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。

