

矫顽力新理论与低温下的特大内禀磁硬度

钟文定

(北京大学物理系)

二卷长度一样的声像带, 录放节目相差几倍; 二台功率相同的发电机, 体积和重量相差几十倍; 二块大小相当的磁铁, 吸引的物体相差几百倍。原因是什么? 它们的矫顽力不同是重要原因之一。矫顽力不但是标志磁性材料品质、进行分类的主要依据 [譬如矫顽力大于 10 kA/m (126 Oe) 的为永磁材料, 小于 1 kA/m (12.6 Oe) 的为软磁材料, 介于两者之间的称为半永磁材料], 而且是材料创新和改善指引方向的物理量 (如分析矫顽力受什么因素控制, 从而在制备材料时, 有意识地控制这些因素, 以达到人们的要求)。

矫顽力定义为静态饱和磁滞回线上磁通密度 (磁感应强度) B 为零时的磁场强度; 或磁极化强度 $\mu_0 M$ 、磁化强度 M 为零时的磁场强度 (μ_0 为磁常数, 过去称为真空磁导率。) 前者称为矫顽力 H_c (H_{cB} , H_{cB}), 后者称为内禀矫顽力 H_{cM} (H_{cM} 或 H_{ci})。同一样品的内禀矫顽力, 总是大于矫顽力。若第二、第三象限上 $B(H)$ 的饱和回线已知, 则作 $-B = -\mu_0 H$ 的直线与其相交, 此交点对应的磁场便是内禀矫顽力 H_{cM} [图 1(a)]; 同理, 若第二象限上 $M(H)$ 的饱和回线已知, 则作 $-H = M$ 的直线与其相交, 便得矫顽力 H_c [图 1(b)]。

不同磁性材料的矫顽力, 在室温时的数值几乎相差一千万倍 (如超坡莫合金和非晶软磁的 $H_c \sim 0.2 \text{ A/m}$, 稀土钴永磁的 $H_c > 10^6 \text{ A/m}$)。现有的理论未能对此作出很好的说明。传统的理论利用各种简化模型虽然尚能说明一些材料的数值对材料的研制起了很好的作用, 但是由于忽略了交换常数、各向异性常数、饱和磁化强度等基本磁性参数的局部变化, 所以对不

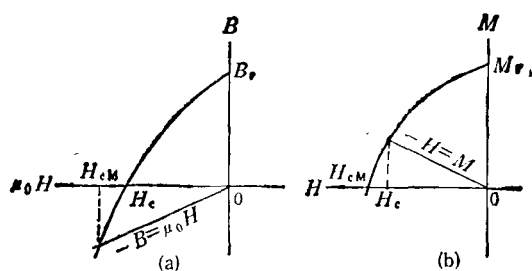


图1 矫顽力 H_c 与内禀矫顽力 H_{cM} 的图解
(a) 由 $B(H)$ 回线上推出 H_{cM} ; (b) 由 $M(H)$ 回线推出 H_c

少新材料和新现象不能解释, 特别是不能说明, 为什么有些材料的矫顽力与结晶状态、尺寸形态和热处理等因素无关。

近年来, 从晶体的微结构与磁性关系的研究中, 深入认识到“缺陷”对矫顽力的影响。这里所指的缺陷是广义的, 它既可以是晶格点阵的不完整, 也可以是基本磁性参数的涨落。缺陷既可作为畴壁的钉扎点而使矫顽力增加, 又可作为反磁化核 (磁化方向与周围相反的微区) 的形核中心而使矫顽力降低。这就是缺陷的二重性。全面研究不同形状 (体、面、线、点) 的缺陷所控制的矫顽力, 并逐步形成了矫顽力的新理论, 是磁化理论近年来的重要进展。在计算方法上, 新理论也较合理, 它采用了微磁学、随机过程的统计理论和孤子理论方法等。由于新理论的这些特点, 使得它在畴壁钉扎的反磁化机制上得出的有关矫顽力的表达式, 可以同时用于软磁和永磁的多种材料, 打破了畴壁钉扎不能说明高矫顽力的传统观念。但是可惜, 目前对缺陷的基本磁性数据 (如交换常数、各向异性常数等) 仍了解不够, 在一定程度上妨碍了对新理论的检验。下文简述新理论的要点, 以及

低温下具有特大矫顽力的材料性质¹⁾。

一、矫顽力新理论

用金相显微镜可观察到磁性材料内存在着磁矩方向一致的小区域——磁畴。各磁畴的磁矩方向彼此不同。磁畴之间有一磁矩方向变化的过渡层——畴壁。磁畴与畴壁的空间排列称为磁畴结构。磁性材料的磁化就是通过畴壁的移动(壁移)和磁畴内磁矩方向的改变(转向)来实现的。从磁畴结构的变化来讨论矫顽力,就是求出为实现最大不可逆的壁移和转向或反磁化核的成长所需要的外磁场。换句话说,使畴壁或磁矩摆脱阻力,实现最大不可逆移动或转向的磁场,就是矫顽力。下面对点缺陷和平面缺陷如何阻碍壁移,以及体缺陷上如何形成反磁化核,作些分析。

1. 点缺陷对畴壁的钉扎^[1,2]

晶态中的杂质、空穴、异类原子占位或近邻的同类原子数目发生的变化;非晶态中的短程序、应力中心和表面不规则等,都可看成是点缺陷。点缺陷的应力场(作用范围随距离的平方或立方成反比),通过磁-弹性能(磁性弹性形变相互影响的能量)对畴壁发生钉扎;或者点缺陷本身的基本磁性参数与周围环境不同,直接对畴壁发生钉扎。

为简单起见,现在讨论一块 180° 壁(指壁两侧的磁畴磁矩相差 180°) 在点缺陷和外磁场

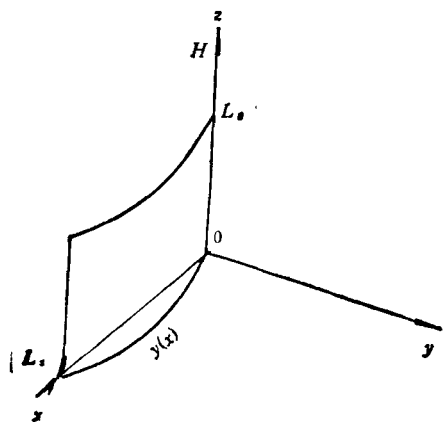


图2 180° 壁受点缺陷的钉扎

作用下的运动情况。如图2所示,外磁场与易磁化轴 x 一致,畴壁沿其法线方向 y 移动时, x 方向的尺寸保持不变,只在 x 方向出现一维弯曲 $y(x)$ 。这时,与壁移有关的总能量(忽略退磁场能量)为

$$\Phi = \sum_j E(y_j - y) + \frac{1}{2} \gamma L_x \int_0^{L_x} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 dx - 2\mu_0 M_s H L_x \int_0^{L_x} y(x) dx, \quad (1)$$

式中 L_x , L_y 和 γ 依次表示畴壁在 x 和 z 方向的线度和单位面积的能量, M_s 为饱和磁化强度, H 为外磁场。(1)式右边的第一项代表点缺陷与畴壁的相互作用,其具体形式随点缺陷的类型而变化,点缺陷的坐标为 (x_j, y_j) , 求和包括全部有关的点缺陷,这项能量是阻碍壁移的;第二项代表壁移时由于畴壁面积的增加而出现的能量,也是阻碍壁移的;第三项代表壁移过程中所扫过体积的外磁场能量,是推动壁移的。

若点缺陷与畴壁的相互作用较弱,即畴壁在移动过程中不发生弯曲, $y(x)$ 便是常数,这时(1)式简化为

$$\Phi = \sum_j E(y_j - y) - 2\mu_0 M_s H L_x L_y. \quad (2)$$

对(2)式求极值 ($\partial\Phi/\partial y = 0$), 可得畴壁在某一磁场作用下移动到新位置时的平衡方程:

$$\sum_j \frac{\partial}{\partial y} E(y_j - y) = 2\mu_0 M_s H L_x L_y. \quad (3)$$

上式中克服阻力,实现最大不可逆壁移的外磁场便是矫顽力。一般说来,与畴壁发生作用的点缺陷的数目相当大,且点缺陷的分布又是随机的。用统计场论计算(3)式左边的项,得出内禀矫顽力为

$$H_{cm} = \frac{1}{2\mu_0 M_s} \left[\frac{2\rho}{L_x L_y} \ln \left(\frac{L_y}{\xi_0} \right) \int P^2(y) dy \right]^{1/2}, \quad (4)$$

式中 ρ 为点缺陷密度, L_y 为畴壁移动的距离,

1) 本文采用国际单位制(SI)制。由于目前在磁学和磁性材料领域,常用CGS制,为便于对比,文中有些数据仍保留CGS制,用这些数据代入本文的公式时,需作单位换算。

ξ_0 为相关长度 (畴壁与点缺陷相互作用力的平均波长), $P(y)$ 为点缺陷与畴壁的相互作用力,

$$\sum_y P(y, -y) = \sum_y -\frac{\partial}{\partial y} E(y, -y). \quad (5)$$

若点缺陷与畴壁的相互作用较强, 畴壁在移动时便发生弯曲, 这时(1)式的第二项不能忽略, 第三项的 $y(x)$ 也不是常数, 全式的计算比较复杂. 如果把畴壁分成 N 段, 只要 N 足够大, 则每一段在移动中都可看成是不弯曲的. 用类似上述的方法, 可得内禀矫顽力为

$$H_{cm} = \frac{0.38}{\mu_0 M_s} \left(\frac{\rho^2}{L_x^2 \gamma \delta_0} \right)^{1/3} \int P^2(y) dy, \quad (6)$$

式中 δ_0 为畴壁厚度的单位.

由(4)式和(6)式可见, 只要知道了点缺陷与畴壁相互作用力的形式及有关常数, 便可将理论结果与实验值进行对比. 下面以 SmCo_5 单晶和 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 非晶薄带为例, 说明上述理论的应用.

实验上观察到 SmCo_5 单晶薄片的畴壁, 在外磁场 21.1 kA/m (265 Oe) 下发生不可逆移动, 移动过程中并不出现弯曲. 用点缺陷对畴壁较弱的钉扎, 可说明这种情况. 设点缺陷与畴壁的相互作用形式为

$$E(y) = E_0 \text{ch}^{-2}(y/\delta_0), \quad (7)$$

式中 E_0 为作用能常数. 将(7)式代入(5)式, 并由(4)式得

$$H_{cm} = \frac{E_0}{\mu_0 M_s} \left[\frac{8}{15} \frac{\rho}{L_x L_s \delta_0} \ln \left(\frac{L_y}{\xi_0} \right) \right]^{1/2}. \quad (8)$$

点缺陷的形成是由于单晶在生长过程中出现了 0.5% 的原子无序. 由此估计得 $\rho = 3.5 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$. 再设 $L_x = L_s = 600 \times 10^{-10} \text{ m}$, $L_y = 42 \times 10^{-6} \text{ m}$ (与测出的磁畴宽度相等), $\xi_0 = \pi^2 \delta_0$, $\delta_0 = 8.4 \times 10^{-10} \text{ m}$, $E_0 = 1.0 \times 10^{-21} \text{ J}$, $M_s = 855 \text{ kA/m}$. 将上述数值代入(8)式, 得 $H_{cm} = 21.4 \text{ kA/m}$ (即 269 Oe). 此值与畴壁作不可逆移动的磁场为 21.1 kA/m (即 265 Oe) 非常符合.

非晶薄带在制造过程中, 往往会出现表面不规则, 造成厚度涨落. 当畴壁在带内移动时, 面积会发生变化, 从而可看成是点缺陷. 由于畴壁面积的变化而导致的总畴壁能量的变化,

便是点缺陷与畴壁的相互作用能 $E(y)$,

$$E(y) = \gamma L_x D(y),$$

$$D(y) = D_0 + \Delta D \sin \frac{2\pi y}{\lambda}. \quad (9)$$

式中 D_0 为平均厚度, λ 为厚度变化的波长, ΔD 为振幅. 把(9)式和(5)式代入(4)式, 得

$$H_{cm} = \frac{\pi \gamma}{\mu_0 M_s} \Delta D \left[\frac{\rho L_x}{\lambda L_s} \ln \left(\frac{L_y}{\xi_0} \right) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

设 $\rho = 1/D_0 \lambda^2$, $L_s = D_0$, 则(10)式变为

$$H_{cm} = \frac{\pi \gamma}{\mu_0 M_s} \frac{\Delta D}{D_0} \left[\frac{L_x}{\lambda^3} \ln \left(\frac{L_y}{\xi_0} \right) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

(11)式预示 H_{cm} 与平均厚度 D_0 成反比, 与振幅 ΔD 成正比. 在 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 非晶薄带上的实验结果, 完全符合这一预示.

2. 面缺陷对畴壁的钉扎^[3-5]

晶粒间界、自由表面、堆垛层错、两相间界和反相边界等都可看成平面缺陷. 它们对畴壁的钉扎, 是由于其基本磁性参数与周围环境不同造成的. 下面分析厚度为 D 的面缺陷对 180° 畴壁钉扎的情况.

设材料的易磁化轴为 z , 交换常数为 A , 各向异性常数为 K , 磁化强度为 M ; 面缺陷的同类参数依次为 A' , K' , M' . 如图 3 所示, 面缺

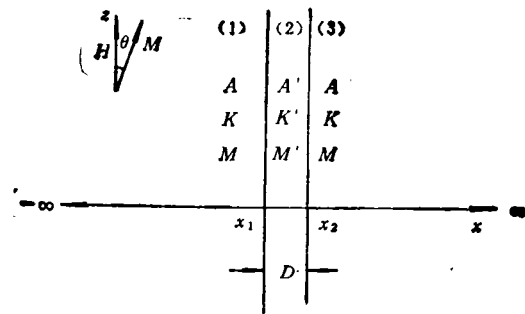


图 3 面缺陷对 180° 畴壁的钉扎

陷将材料分成三个区, 当畴壁在 x 方向的磁场作用下, 通过这三个区时, 不同原子的磁矩因受交换作用、各向异性 and 外磁场的影响而作不同的取向. 为简单起见, 假定磁矩与外磁场的夹角为 θ , 它只随 x 变化, 即有函数关系 $\theta(x)$. 在略去退磁场能量的情况下, 总能量为

$$\Phi = \int \left[A_i \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K_i \sin^2 \theta - \mu_0 H M_i \cos \theta \right] dv, \quad (12)$$

式中 $i = 1, 2, 3$, 表示相应的三个区, 积分包括三个区的体积. (12)式右边第一项是交换能量, 第二项是各向异性能量, 第三项是外磁场能量.

显然, 壁移的情况除与外磁场的数值有关外, 还与缺陷和材料的性质有关. 但在平衡时 (即畴壁静止时), 都必须符合总能量极小的条件, 即(12)式中的变分 $\delta\Phi = 0$. 对于厚度一定的缺陷, 相应有一个磁场的阈值 h_{\max} , 只要外磁场小于 h_{\max} , 都能满足平衡条件. 换句话说, 缺陷都能钉住畴壁. 如果外磁场超过了 h_{\max} , 则平衡条件被破坏, 畴壁便发生最大的不可逆移动. 因此, 对(12)式求极小, 并找出相应缺陷下的 h_{\max} , 便可得到矫顽力.

由边界条件和 1-2 交界面和 2-3 交界面上 θ 的连续条件, 从 $\delta\Phi = 0$ 的方程中可得出两个方程:

$$\left[\cos \theta_1 + \frac{h(1-F)}{2(1-E)} \right]^2 - \left[\cos \theta_2 + \frac{h(1-F)}{2(1-E)} \right]^2 = \frac{2h}{1-E}, \quad (13)$$

和

$$W = \int_{\cos \theta_2}^{\cos \theta_1} \sin^{-1} \theta [\sin^2 \theta - h F E^{-1} \cos \theta + h E^{-1} + (E^{-1} - 1) \sin^2 \theta + h(F-1)E^{-1} \cos \theta]^{-1/2} d(\cos \theta). \quad (14)$$

在(13)式和(14)式中, 都引进了无量纲参量 $h = \mu_0 H M / K$, $F = A' M' / A M$, $E = A' K' / A K$ 和 $W = D(K'/A')^{1/2}$.

当 E , F 和 W 的值给定后, 由(13)和(14)两式用电子计算机求出一系列的 h , 其中的最大值 h_{\max} 相应的外磁场便是内禀矫顽力 H_{cM} , 即 $h_{\max} = h_c = \mu_0 H_{cM} M / K$. 图 4 为 $W=2$ 时, h_c 随 E 和 F 的变化. 由图可见, 当缺陷的基本磁性参数偏离材料较大时, 矫顽力的数值不但较大, 而且增加的趋势也较快. 原因是缺陷性质与材料差别愈大, 缺陷对畴壁的钉扎能力愈强. 同

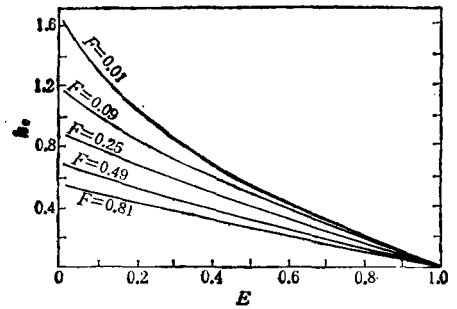


图 4 约化矫顽力 h_c 随 E 和 F 的变化

理, 由(13)和(14)两式也可得出 E 和 F 为定值时, h_c 随 W 变化的图形 (图 5). 由图可见, 随着 W 的增大, h_c 开始直线增高, 随后便趋于不变. 就是说, 不能靠增加面缺陷的厚度来不断提高 h_c .

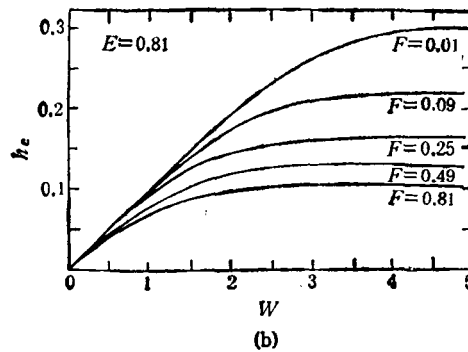
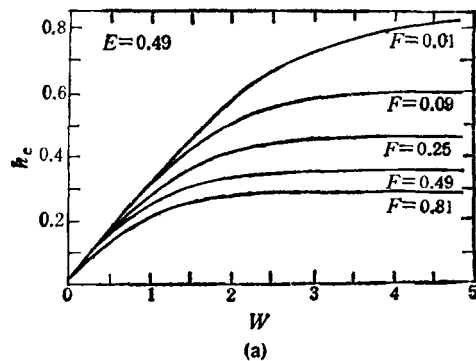


图 5 h_c 随 W 的变化

当 $h \ll 1$ 时, (13)式可展开, (14)式中与 h 有关的项可略去, 于是积分得

$$h_c = \frac{D}{2_0} \left(\frac{A}{A'} - \frac{K'}{K} \right) (\sin^2 \theta_1 \cos \theta_1)_{\max}, \quad (15)$$

或

$$H_{cM} = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \frac{D}{\delta_0} 3^{-3/2} \left(\frac{A}{A'} - \frac{K'}{K} \right), \quad (16)$$

式中 $\delta_0 = (A/K)^{1/2}$ 。(16) 式虽然是在 $h \ll 1$ 下得到的,但是由于这一条件一般容易满足,故适用范围较大。我们在假定 $D=12 \times 10^{-10} \text{m}$, $A/A' = 1.10$, $K'/K = 0.96$ 的情况下,计算了十多种材料,包括软磁和永磁材料的矫顽力,发现除坡莫合金外,计算值与实验值很一致^[6]。

以上是未考虑退磁能量的情况,实际上意味着材料为无限大。如果只是材料的面积为无限大,厚度却为一定值的话,则考虑退磁能量的影响后,发现 h_c 还与材料的厚度有关。厚度的影响与各向异性常数的影响相似。

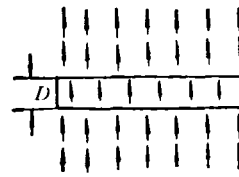
3. 反磁化核的成长^[7]

脱溶物或晶体自由表面等尺寸较大的缺陷上,由于磁晶各向异性较小或退磁场较大,容易形成反磁化核。在外磁场的作用下,依靠反磁化核的成长,材料反磁化到矫顽力时的磁状态。因此矫顽力既决定于反磁化核形成时的形核场 H_n , 又决定于长大时的壁移钉扎场。若前者大于后者,则 H_n 就是 H_c ; 反之,钉扎场才是 H_c 。有关钉扎场的计算已见本节的前两部分,所以这里只讨论 H_n 的计算。

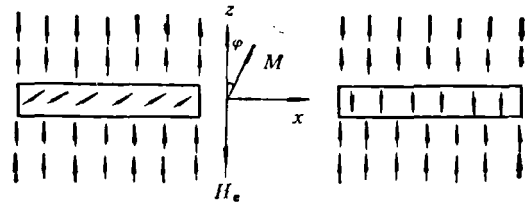
图 6 为厚度 D 的脱溶薄片上,反磁化核形成的示意图。假定磁矩与易轴 x 的夹角 φ 和基本磁性参数 A , K 和 M 都只随 x 变化。当加在负 x 方向的外磁场 H_e 逐渐增大时,脱溶薄片内的磁矩也会逐渐改变方向,直至形成一个反磁化核为止。形成过程中的总能量为

$$\begin{aligned} \Phi = & \int \left[A(x) \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 + K(x) \sin^2 \varphi \right. \\ & + \mu_0 H_e M(x) \cos \varphi \\ & \left. - \frac{\mu_0}{2} H_d(x) M(x) \cos \varphi \right] dx, \quad (17) \end{aligned}$$

式中 H_d 为退磁场。上式与(12)式相比,右边只多了最后一项退磁场能量。在形核过程中,需保证总能量为极小,即 $\delta\Phi = 0$ 。利用边界条件和算得的退磁场,求解 $\delta\Phi = 0$ 的方程,便得形核场为



(a)



(b)

(c)

图 6 反磁化核形成的示意
(a) 剩磁态 (b) 形核过程中; (c) 形核结束

$$\begin{aligned} H_n = & \frac{2K}{\mu_0 M} + \frac{1}{2} (M_0 - 2M) \\ & + \frac{2\pi^2}{\mu_0} \frac{A}{M D^2}, \quad (18) \end{aligned}$$

式中 A , K , M 为脱溶薄片的基本磁性参数, M_0 为脱溶薄片以外的基体的饱和磁化强度。由此式估计的 H_n 比实测的 H_{cM} 大一、二倍。

二、窄畴壁与低温下的特大磁硬度^[8,9]

七十年代中期以来,发现稀土与过渡金属和(或)类金属的互化物,在低温下的磁硬度特别大。有的内禀矫顽力高达 26.3MA/m ($33 \times 10^4 \text{Oe}$),有的磁能积达到 796kJ/m ($100 \text{MG} \cdot \text{Oe}$),大大超过目前实用材料的性能。这种现象的出现,不仅带来了许多新的理论课题,而且对优异材料的开发也提供了新的途径。有人企图把这种磁性异常现象(磁性特别硬)与电性异常现象(超导)进行类比。

1. 特大磁硬度材料的性质

实验发现,凡是具有低温特大磁硬度的材料,往往同时具有如下的特性:

(1) 矫顽力与样品的结晶、尺寸和热处理无关。同一成分的单晶或多晶、块状或粉末样

表1 一些低温磁硬度材料的内禀矫顽力及居里温度

材 料	$H_{cM}(0) H_{cM}(T)$ (79.6 kA/m)		$T_c(K)$	材 料	$H_{cM}(T)H_A(T)^*$ (79.6 kA/m)		$T_c(K)$
SmCoNi ₄	270	64.7(45.4K)	120	Tb ₃ Co	10(8K)		
SmCoCu ₄	335	57.5(56K)	111	SmFe ₂ (非晶)	21(4.2K)		
SmCo ₂ Cu ₃	309	56.4(127K)	405	DyFe ₂ (非晶)	32(4.2K)		
SmFe _{0.2} Ni _{4.8}	230	60.3(30K)	103	Dy(Fe,Ga) ₂	10(4.2K)		400
Er _{0.5} Sm _{0.5} Co ₂ Ni ₃	176	25.9(149K)		SmCo ₂ Fe ₂ B		602(4.2K)	768
Dy ₃ Al ₇		10(4.2K)		SmCo ₄ B		906(4.2K)	510

* H_A 为各向异性场,是矫顽力的可能最大值.

品的矫顽力都相同,而且不随热处理变化^[10,11].

(2) 内禀矫顽力随温度的升高下降很快.有的依照平方根规律减少, $H_{cM} = H_{cM}(0)(1 - \eta T^{1/2})$; 有的随指数律下降, $H_{cM} = H_{cM}(0)\exp(-\alpha T/T_c)$. $H_{cM}(0)$ 是 0K 时的内禀矫顽力, α 和 η 是与温度 T 无关的常数, T_c 是居里温度. 表 1 是一些材料的上述性质.

(3) 具有明显的磁后效, 内禀矫顽力与外磁场的变化速率有关. 这里的磁后效, 指的是外磁场为某一值时, 磁化强度需经过一段时间, 才能达到相应于该磁场下的数值. 这段时间, 一般材料只有几秒; 但低温磁硬度材料却有几分钟或几小时. 因此在测定内禀矫顽力时, 磁场的变化速率愈快, 测出的内禀矫顽力愈高.

(4) 内禀矫顽力随成分的变化, 有一峰值. 如在赧二元的稀土-过渡金属互化物中, 无论用第三组元去置换过渡金属或稀土金属, 都会出现内禀矫顽力的峰值. 峰值的成分, 与第三组元的原子价有关.

(5) 当矫顽力主要由稀土组元的各向异性贡献时, 只有二级晶场参数为正的那些元素(如 Sm 或 Er) 才能使某类互化物出现较高的磁硬度.

低温磁硬度材料的上述特性, 突破了人们以往对内禀矫顽力的认识. 过去一向认为内禀矫顽力是材料结构的灵敏量, 是随着结晶状态、几何尺寸和热处理状况等工艺因素改变的. 但是, 在低温磁硬度的材料中, 内禀矫顽力却不随这些工艺因素变化, 只与成分和晶格结构等有关, 表现出材料的内禀性质.

现在还没有一个理论, 能全面说明低温磁

硬度的上述各项特性. 当前, 比较一致的看法, 是认为这些特性与窄畴壁的存在分不开. 下面谈谈窄畴壁的特点, 以及如何用它来说明低温磁硬度的各种特性.

2. 窄畴壁

畴壁的厚度可表示为 $\delta_B \propto (A/K)^{1/2}$. 在通常的过渡金属或合金的磁性材料内, 由于 A/K 较大, 故畴壁厚度较厚 ($10^2 - 10^3 \times 10^{-10}m$), 但是在稀土金属或稀土与过渡金属、类金属形成的互化物中, A/K 较小, 故畴壁厚度很薄 ($5 - 50 \times 10^{-10}m$), 甚至薄到和晶面间距(原子面间距)相等. 厚度很薄的畴壁称为窄畴壁.

窄畴壁内, 相邻原子磁矩之间的夹角很大(最大为 180°). 畴壁能量的计算与传统的算法不同, 也不像传统那样与晶格常数无关. 因为畴壁中心的位置, 是否处于原子层上, 或究竟处于哪一层原子上, 能量都很不相同. 这样, 就使内禀矫顽力直接与原子面间距或晶格常数有关.

由于畴壁很窄, 其移动方式常常不是整体运动, 而是先从局部开始, 移动一点距离, 然后才逐渐扩大到整块畴壁. 这种类似形核长大的方式, 就是导致磁后效很强的原因.

3. 窄畴壁与缺陷的相互作用

前面已经指出, 缺陷的基本磁性参数与环境的基本磁性参数不同. 由此引起的能量变化对窄畴壁的影响特别明显, 点缺陷或面缺陷对窄畴壁的钉扎也就比较厉害, 使得内禀矫顽力随畴壁厚度的减少而线性增大, 直至畴壁厚度接近晶面间距时(这种畴壁称为单原子层畴壁), 内禀矫顽力达到峰值.

在赧二元互化物中[如 $R(\text{Co}_{1-x}\text{M}_x)_2$, $M = \text{Ni, Cu, Al}$], 第三组元 M 对 Co 的置换, 便可看成是缺陷。因为 M 的加入除了改变基本磁性参数外, 还必然改变 Co 原子的最近邻状况, 使 Co 原子的磁矩和交换作用发生变化。如上述互化物中, Co 原子的最近邻本来有六个 Co 原子, 现在由于 M 的置换, Co 原子的最近邻可能只有二个或二个以上的 Co 原子, 这种 Co 原子称为强 Co 原子, 其磁矩为 $1.64 \mu_B$ 。同理, Co 原子的最近邻少于二个 Co 原子的, 称为弱 Co 原子, 其磁矩只有 $0.3 \mu_B$ (μ_B 是原子磁矩的单位, 称为玻尔磁子)。假定弱 Co 原子在互化物中的分布服从二项式几率分布, 便可解释低温磁硬度的一些特性。例如同成分的赧二元互化物, 其弱磁性原子的二项式几率分布不因样品是单晶或多晶、块状或粉末、以及是否进行过不同热处理而改变。因此, 其低温内禀矫顽力在上述状态下完全相同。又如二项式几率分布与成分 x 的关系有一峰值, 这就很自然地说明了, 内禀矫顽力与成分的关系也出现峰值的原因。当然, 峰值的出现, 还可从其他角度来说明, 如利用原子分布的拓扑性质^[2]。

在纯二元互化物(如 Dy_3Al_2)中, 虽然没有第三组元的置换, 但是由于窄畴壁的能量随着其中心位置在晶面间距上的移动而变化, 所以

内禀矫顽力便与晶面间距有关。经过对 RCo_2 化合物内一块(2110)面的窄畴壁的研究, 得到的内禀矫顽力为^[13]

$$H_{\text{CM}} = \frac{10\pi A}{\mu_0 a d M_s} (P_{\text{ex}} - 1 + p_K - 1) \times \exp(-\pi \delta_B / d), \quad (19)$$

式中 $p_{\text{ex}} = S^R J^{\text{R-Co}} / S^{\text{Co}} J^{\text{Co-Co}}$, $p_K = K^R / K^{\text{Co}}$, S 为自旋数, J 为交换积分, a 为晶格常数, d 为同类型的晶面间距, 其余参数意义同前。

由(19)式可见, 对 H_{CM} 影响最大的是指数项。传统材料的 δ_B / d 为 $10^2 - 10^4$ 的数量级, 故由这种原因引起的内禀矫顽力可忽略; 只有 δ_B / d 较小的窄畴壁, 才可望得到较大的内禀矫顽力。

- [1] Hilzinger, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **38** (1976), 487.
- [2] Ivanov et al., *Fiz. Mes. Metalloved.*, **49-5** (1980), 954.
- [3] Hilzinger, *Appl. Phys.*, **12-3**(1977), 253.
- [4] Paul, *J. Appl. Phys.*, **53-3** (1982), 1649.
- [5] Aharoni, *J. Appl. Phys.*, **58-7** (1985), 2677.
- [6] 钟文定, *武汉冶金*, No. 3(1980), 23.
- [7] Kronmüller, *J. Mag. Mag. Mater.* **7** (1978), 341.
- [8] Ermolenko et al., *Soviet Phys. JETP. Lett.*, **21**(1975), 34.
- [9] Oesterreicher, *Appl. Phys.*, **15-4** (1978), 341.
- [10] 钟文定等, *中国稀土学报*, **3-2**(1985), 40.
- [11] Oesterreicher et al., *J. Appl. Phys.*, **50-6** (1979), 4273.
- [12] Fähnle et al., *J. Mag. Mag. Mater.* **38**(1983), 331.
- [13] Hilzinger et al., *Phys. Stat. Sol. (b)*, **54-2**(1972), 593.

(上接第 104 页)

F /数; 2. 液晶盒面的反射率; 3. 光通路上盒本身和其他零件的杂散反射; 4. 书写激光束的功率。

液晶显示较之金属膜来说, 除有可擦除的优点之外, 其显示还具有灰度等级的功能。实现的最简单的方法是改变激光功率或脉冲宽度以改变书写尺寸或投影点的密度; 另一种方法是在书写时加上适当的电压, 类似于选择擦除, 使其书写是不完全的, 从而产生所希望的灰度等级。

大屏幕显示不仅可用于海陆空三军的重要

地图显示和导航等, 也可用于发射人造卫星时将实际飞行曲线与理论曲线比较, 还可用于港口、铁路、民航的交通指挥。

目前常用 CRT 作计算机终端显示, 其分辨率很难做高, 而且发射 X 射线影响人体。如果用半导体激光器作书写源的液晶显示, 则可在某些场合代替 CRT。

- [1] 翁文泉等, *兵器激光*, **4**(1982), 35.
- [2] 龚焕明等, *应用激光*, **2-6**(1982), 9.
- [3] 方正、范元钧, *应用激光*, **2-6**(1982), 11.
- [4] 李瑾瑜等, *应用激光*, **1-1**(1981), 48.
- [5] Michael R. Smith, *Soc. Photo-Optical Instr. Engin.* **123** (1977), 107.