

金属镍的 Barkhausen 发射特性的研究 及磁畴壁运动临界场值的计算

耿 荣 生

(运输工程学院, 天津 300161)

1991年5月10日收到

摘要 本文研究了金属镍的 Barkhausen 声发射 (ABE) 和电磁发射 (EBE) 的特性。作者利用能量密度图和修正的 Kersten 理论解释了镍对外加磁场的响应。文中所介绍的测量结果除证实 ABE 之源为非 180° 磁畴壁运动引起外, 还进而演示了外加磁场变化, 使镍从(退出)饱和到反向饱和时, 三种磁畴壁运动的顺序依次为: 71° , 180° 和 109° 。文章阐明了如何用所测到的 Barkhausen 信号去确定相应于这三种磁畴壁(不可逆)运动的临界磁场值大小。

Studies on Characteristics of Barkhausen emission and evaluation of critical fields for domain wall motion in nickel

GENG Rongsheng

(Technology College of Transportation, Tianjin)

Received May 10, 1991

Abstract Acoustic Barkhausen Emission (ABE) and Electromagnetic Barkhausen Emission (EBE) have been measured. Explanations of the response of nickel to an applied magnetic field are considered, using energy density diagrams and critical fields deduced by using Kersten's modified theory. These theoretical models are correlated with ABE and EBE measurements, providing further confirmation of the origins of ABE being non- 180° domain wall motion. This paper also shows that the motion of domain walls, on increasing the magnetising fields from saturation to saturation, follows the sequence of 71° - 180° - 109° . Values of critical fields corresponding to 71° , 180° and 109° wall motions in nickel are determined using these techniques.

一、引 言

当铁磁体置于变化着的外磁场中时, 如果磁场大到足以使其从饱和到(反向)饱和时, 由于磁畴壁的不可逆移动将产生电磁发射。这一现象是 Barkhausen 于 1919 年最先发现的^[1]。磁畴壁的脉动往往又与磁致伸缩变形相联系, 从而在产生 EBE 的同时要释放出弹性波, 称之为 Barkhausen 声发射或声 Barkhausen 发射 (ABE)。这后一现象是由 Lord 最先发现的^[2]。人们早就注意到, 尽管任一类型磁畴壁的运动均会导致产生 EBE, 但只有非 180° 磁畴壁的运动

动才会产生 ABE。早在七十年代末, Kusanagi 等就试图从理论上对这一现象加以解释^[3], Hill 等人最近建立的物理模型在这方面取得了较大成功^[4]。

铁磁材料从饱和进入反向饱和时, Barkhausen 发射 (BE) 信号的包络必定会经历一个上升和降落的过程, 指示出磁畴壁运动及钉扎的过程。BE 在材料磁滞回线上特定点的位置必然是畴壁与外磁场互相作用的指示, 并携有畴壁运动和被钉扎过程的动力学信息。本文旨在报告作者对镍中 BE 特征的研究, 并建立计算磁畴壁运动所需临界场值的模型。

二、理论分析

镍是一种面心立方晶体, 其八个易磁化方向与体对角线相平行。它的单位体积磁能 E 主要可表示为:

$$E = E_k + E_H + E_\sigma \quad (1)$$

其中, E_k 、 E_H 和 E_σ 分别为磁晶各向异性能, 磁场能和磁弹性能, 有

$$\begin{aligned} E_k &= k_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + k_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \\ E_H &= -HI \cos \vartheta \\ E_\sigma &= -(3/2)\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2) \\ &\quad - 3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_3\alpha_1\gamma_3\gamma_1) \end{aligned} \quad (2)$$

α_i 和 γ_i ($i = 1, 2, 3$) 分别为磁化强度矢量 I 及应力 σ 相对于晶轴的方向余弦, ϑ 为外磁场 H 与 I 之间的夹角。镍的有关常数值为^[5]

$$k_1 = -4.5 \times 10^3 \text{ J/m}^3$$

$$k_2 = 2.4 \times 10^3 \text{ J/m}^3$$

$$\lambda_{100} = -45.9 \times 10^{-6}$$

$$\lambda_{111} = -24.3 \times 10^{-6}$$

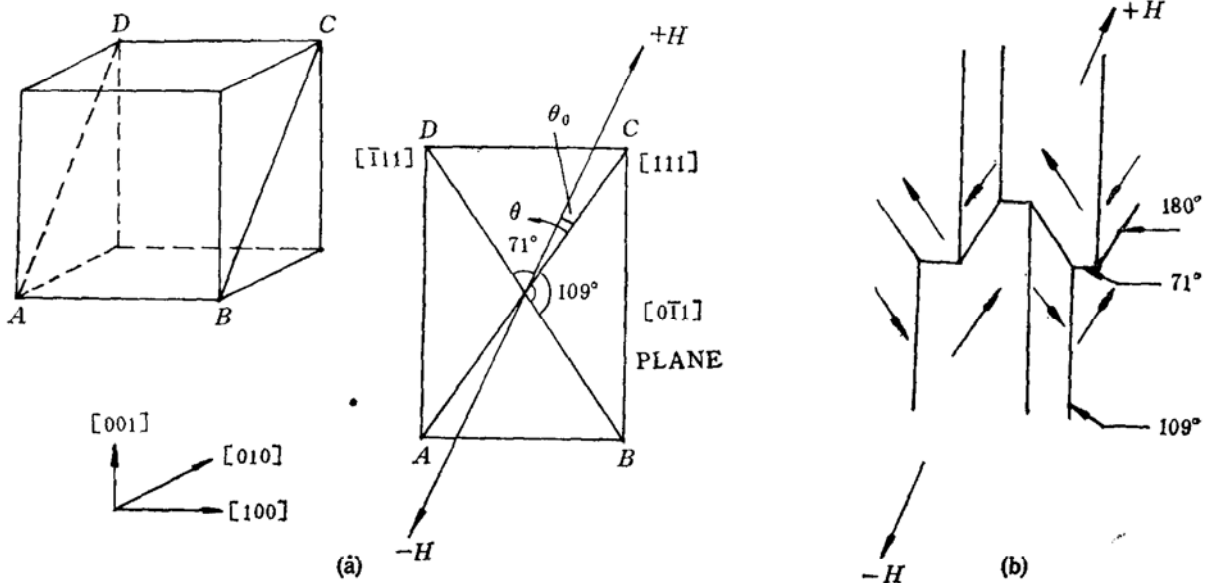


图 1 (a) (011) 平面; (b) 层状磁畴结构和锯齿形畴壁示意图。

今以一个简单的(011)平面为例, 见图 1(a), 易磁化方向分别与对角线[111]及 $[\bar{1}\bar{1}1]$ 平行, 互相之间夹角为 71° 或 109° 。这样, 最能消除附加静磁场能量又能保持各向异性能最低的磁畴壁形状为图 1(b) 所示的层状结构, 磁畴壁像锯齿似地平行于 4 个 $\langle 111 \rangle$ 方向^[7]。

利用式(1)并代入有关常数, 可得如图 2 所示的能量密度图。图中 θ 轴代表与[111]方向的夹角 θ , θ_0 (外磁场方向) 为 15° 。可以看出, 当加有反向磁场时, 随 H 值不断增大, $\theta = 0^\circ$ 和 -109° ([111] 和 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 方向) 的能量极小点变得不稳且逐步消失。当 $H > 1.5 \text{ kA/m}$ 时, 只有磁化强度矢量平行于 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 或 $[\bar{1}11]$ 的磁畴未消失, 从而只有 109° 磁畴壁能存在。换言之, 当增大磁场时, 71° 和 180° 磁畴壁先运动 (图 1(b) 中, 锯齿形壁往下移动), 最后才是 109° 壁的运动。当外磁场足够大时, 剩余的所有平行于 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 方向的磁化强度矢量旋转至外磁场方向。

外加正向磁场时, 关于磁畴壁的运动顺序仍有同样的结论, 只不过随磁场增大, 最先出现的 71° 和 180° 畴壁的运动在图 1(b) 中表现为锯齿形壁往上移动。对于一般情况, 即外磁场不是限制在 (011) 平面之内, 问题的分析要远为复杂, 但类似的结论仍然能成立。进一步定量描述畴壁运动可以利用修正的 Kersten 模型。

畴壁被障碍束缚住(钉扎)时, 为使其从钉扎点脱开, 产生不可逆运动, 所需要的外加磁场最小值 H_c (临界值) 为^[6]:

$$H_c = \gamma / (\Delta I \cdot R \cdot \cos \theta) \quad (3)$$

其中, γ 是畴壁单位面积能量, ΔI 是壁两侧磁化强度矢量的差, R 是相邻钉扎点的平均距离, θ 是外磁场与 ΔI 之间的夹角。假设钉扎点为立方晶体结构, 晶格距离为 l , 利用文献[5]所给的 γ 值并用标称值 $H'_c = 10^3 \cdot I_s \cdot l \cdot H_c \cdot \cos \theta$ 作为临界场值大小的衡量度, 所得不同类型畴壁的 H'_c 值示于表 1。可以看出, 如不考虑 θ 值影响, 随外磁场增大, 不同类型畴壁运动的顺序依次为:

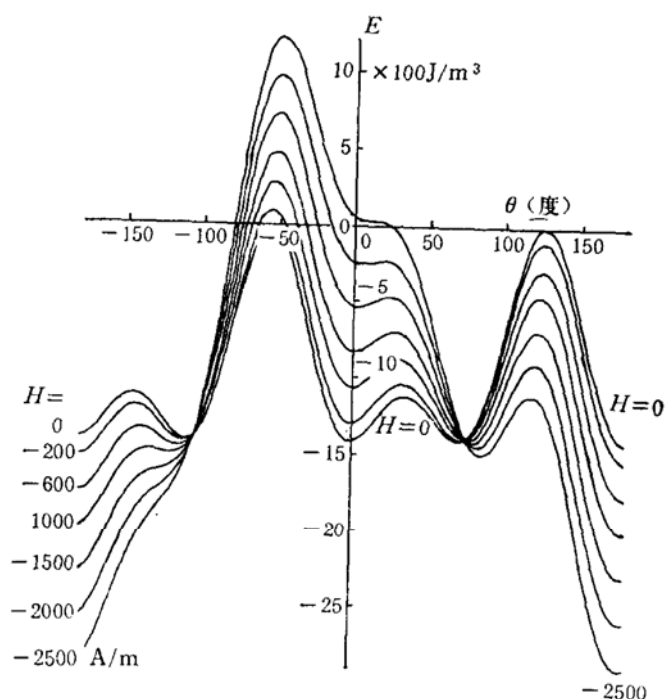


图 2 反向磁场作用下的磁能密度曲线。 $\theta_0 = 15^\circ$, $\sigma = 0$

表 1 镍的不同类型磁畴壁的 H'_c 值

边界平面	畴壁类型	$\frac{\Delta I}{I_s}$	壁能 γ ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \times 10^{-3}$)	$\frac{R}{l}$	H'_c
(110) (001)	71°	1.1547	0.0645	0.707	0.079
			0.076	0.5	0.132
(110) (001) (111)	109°	1.633	0.192	0.707	0.166
			0.152	0.5	0.186
			0.181	0.707	0.157
(110) (112)	180°	2	0.306	0.707	0.216
			0.318	1.118	0.142

71°-(112) 型 180°-109°-(110) 型 180°

这一结果与前述理论分析基本吻合。

三、实验结果及分析

为了能有效区分不同磁畴壁运动顺序及其对 BE 信号的贡献,采用缓慢变化激励磁场,其变化周期长达 10s。测量电路方框图见图 3。激励信号(三角波)由函数发生器提供,经直流功率放大器放大后,驱动两个绕在硅钢片蕊上的 1200 匝线圈,产生激励磁场。待测镍试件将磁路闭合。EBE 信号由铁氧体蕊线圈拾取,ABE 由谐振频率为 375kHz 的压电式声发射传感器获得,并各自送到相应电路进行处理。由于利用同步脉冲控制瞬态记录仪开始采样时间,BE 信号及其它欲比较量例如磁场总是从同一固定时间开始(磁场反向之前 0.61s),见图 4。这样,不同时间所测得各量之间的比较变得有意义。

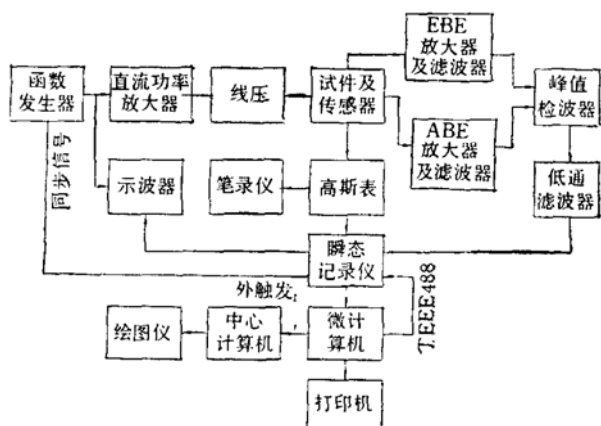


图 3 测量系统方框图
图中线压为线圈

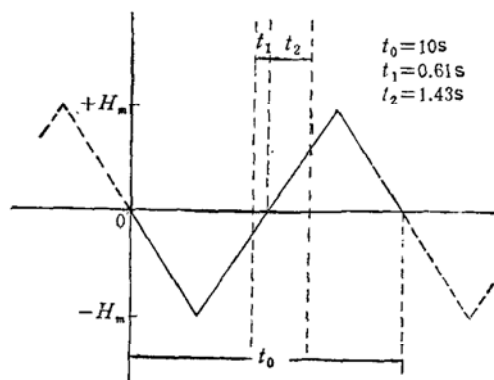


图 4 激励磁场波形。(t₁ + t₂) 是采集数据期间

待测镍样品由商品型号为 Ni200 的材料制成,其成分(重量%)如下:

Ni	Fe	Co	C	Si	Cu	Mn	Mg	Ti	S	其它
99.64	0.011	0.062	0.058	0.01	<0.005	0.078	<0.005	<0.005	0.002	0.124

试件尺寸为 20 × 30 × 100mm, 在 800℃ 氮气中退火 2 小时,然后在炉中冷却到室温。热处理的目的要消除在加工过程中引进的剩余应力。

图 5 和图 6 分别示出在 7 种不同 dH/dt 值下的 ABE 及 EBE 包络曲线。为便于观察,相邻曲线之间人为引入 1V 偏移。图中横轴是时间,与磁场强度 H 相对应。 $t = 0.61s$ 相当于 $H = 0$ 之点。用时间作横轴是便于更精确地定出有关点的 H 值大小,原因见后。从这两个图可以看出镍的 BE 信号有如下几个特征:

(1) ABE 信号在磁场经过反向点 ($H = 0$) 时有一峰值,但当 dH/dt 较小时,它被噪声淹没。

(2) ABE 信号在稍后时间 (H 值较高时)出现第二峰值,它一般要高于第一峰。当 dH/dt

dt 增大时, 第一峰位置基本不变但第二峰(主峰)位置向 $H = 0$ 线靠近。

(3) EBE 信号早在激励磁场到达反向点之前就开始上升。当 dH/dt 值较低时, 三个 EBE 峰能分隔开; 但当 dH/dt 增大时, 三个峰逐渐并到一起, 只有中间的主峰变得突出且其位置向 $H = 0$ 靠拢。

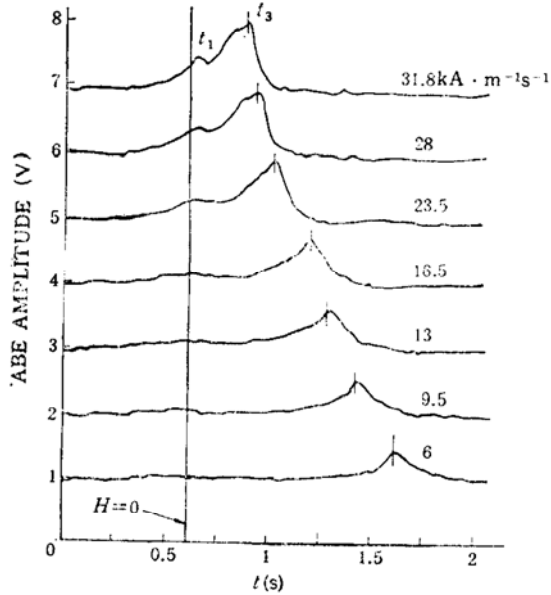


图5 不同 dH/dt 值下的 ABE 包络曲线

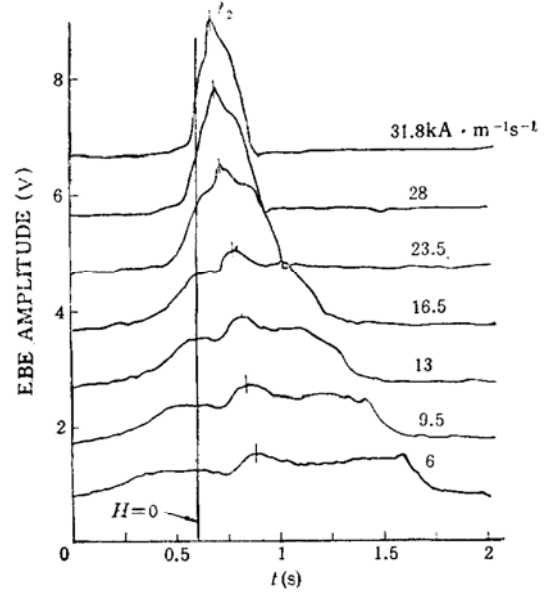


图6 不同 dH/dt 值下的 EBE 包络曲线

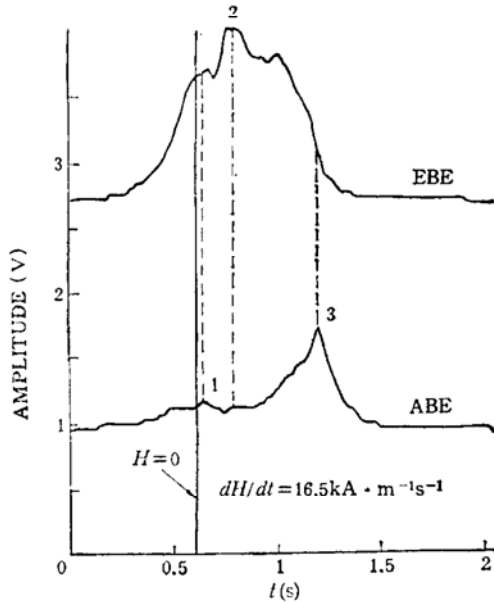


图7 $dH/dt = 16.5 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 比较镍的 ABE 和 EBE 包络曲线

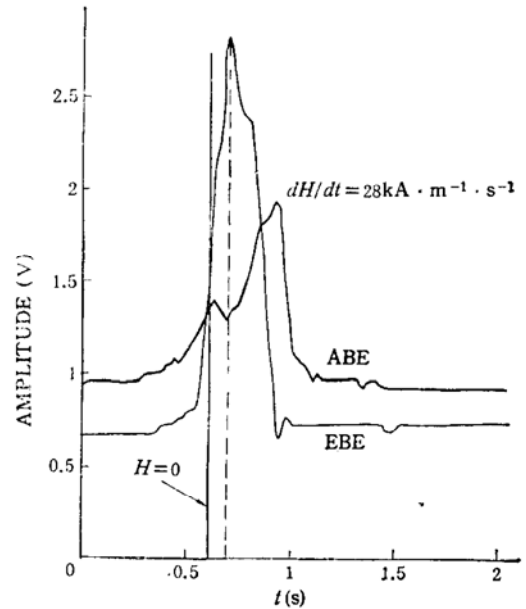


图8 $dH/dt = 28 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 比较镍的 ABE 和 EBE 包络曲线

为了对 ABE 和 EBE 信号进行比较, 图7和图8分别示出了 $dH/dt = 16.5$ 和 $28 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 两种情况下的 ABE 和 EBE 对比图。可以看出, 最初, ABE 和 EBE 一起上升。但

无论何种情况, EBE 的主峰总是与 ABE 两峰之间的“低谷”相对应。

已经知道, 71° 和 109° 磁畴壁的运动既产生 ABE 又产生 EBE, 而 180° 磁畴壁的运动虽然能产生最强的 EBE 却并不导致 ABE。上述测量结果进一步证实了这种理论。考虑到前面关于畴壁运动顺序的讨论, 可以得出结论说, ABE 和 EBE 信号的最初上升是由于 71° 畴壁的运动; EBE 主峰与 ABE 的低谷相对应, 说明相应于 EBE 主峰位置的时候, 180° 畴壁的运动占主导地位; ABE 在经过低谷之后重新上升并达到峰值预示最后, 109° 磁畴壁的运动非常活跃。

Hill 等人曾指出^[4], 对绝大多数磁畴取向来讲, EBE 传感器相应于不同畴壁运动的灵敏度顺序(从高到低)依次为: $180^\circ, 109^\circ, 71^\circ$ 。本文中的测量结果, 例如图 7, 亦有相同的观察结果。中间的(180°)峰最高, 后面的 109° 峰次之, 而最先的 71° 峰最低。这当然需假设不同类型磁畴壁出现的几率均等。

最后指出, 如进一步降低激励磁场频率, 例如取 $f_0 = 0.05\text{Hz}$, 不同类型磁畴壁的运动可以分隔得更清楚。限于篇幅, 有关结果就不在此处介绍了。

四、临界场值的计算

理论上讲, 临界场值 H_c 可以利用式(3)计算出。由于实际影响因素很多, 并且理论值受角 θ 影响很大, 实验测量 H_c 显得更有意义。前面已看到, 当 dH/dt 增大时, 无论是 ABE 还是 EBE 的主峰位置都很有规则地向左移动。这表明, 有可能这些峰各对应于一固定的磁场值。如用 t_1 和 t_3 表示 ABE 峰值位置, 用 t_2 表示 EBE 主峰位置, 既然根据前面的分析, 这些峰按时间顺序分别是由 $71^\circ, 180^\circ$ 和 109° 磁畴壁运动引起的, 就有理由认为, t_1, t_2 和 t_3 所相应的磁场值能够作为这些畴壁运动所需的临界场值的量度。

从表面上看, 这样定义的 H_c 值似乎可以分别用相应的 dH/dt 值乘上 t_1, t_2 或 t_3 得到, 其实不然。主要原因是由于退磁效应, 尤其是在磁场反向点附近这一效应特别严重 (BE 信号又恰恰是在这一区域产生)。可以直接用霍尔传感器与高斯表测量磁场变化并用同样的方法记录(从同一时刻由瞬态记录仪记录)。图 9 表示当 $dH/dt = 6\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ 时的磁场强度 H 的变化曲线。由该图不但可看出磁场反向点相应于 $t = 0.61\text{s}$, 还可看出退磁效应在该点附近十分严重。外激励电流是三角波, 而材料中的磁场在 $H = 0$ 附近十分平坦。采用目前的方法测量 BE 信号的峰值位置, 然后再由 $H-t$ 曲线找到与 t_1, t_2 和 t_3 相应的磁场值, 由于时间的测量可以很准确, 感兴趣段磁场变化范围又能拉开, 测量精度可以大大提高。这样得到的 H_c 值如下:

$$H_{c,71^\circ} = 40\text{A/m}$$

$$H_{c,180^\circ} = 75\text{A/m}$$

$$H_{c,109^\circ} = 900\text{A/m}$$

通常把矫顽力定义为 $H_{c,180^\circ}$ 的平均值, 本文的 75A/m 与一般公认的纯镍矫顽力 70A/m 颇为接近。

参考表 1, 这里所得到的 $H_{c,109^\circ}(900\text{A/m})$ 似乎过大。这可以从以下两方面来解释。第一, 因子 $\cos\theta$ 的影响; 第二, $H-t$ 曲线在 t 接近 t_3 时上升迅速, 这是由于 ABE 第二峰多出

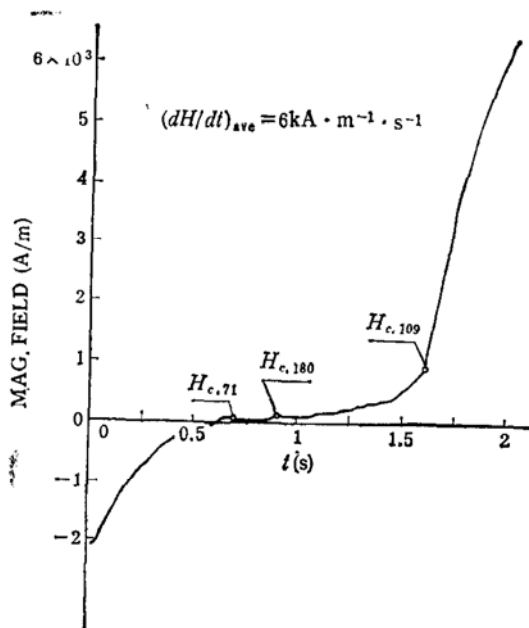


图9 实测到的镍试件内部激励磁场随时间的变化

现在磁化曲线接近“膝点”(快进入饱和区)处,此时退磁效应减弱,材料中磁场值开始迅速上升。于是 t 值的微小差异都会导致相应 H 值的较大变化。问题不在于时间 t 和磁场 H 的测量精度,而在于把临界场值定义为与峰值位置相应的磁场是否十分合理。如果定义 H_c 是与BE (ABE 或 EBE) 开始迅速上升(某一时刻)相对应的磁场值,这样得到的 t_1' 、 t_2' 和 t_3' 显然分别要比现在的 t_1 、 t_2 和 t_3 小。由于 t_1' 和 t_2' 是在 $H-t$ 曲线的平坦区,由它们得到的 $H'_{c,71}$ 和 $H'_{c,180}$ 与 $H_{c,71}$ 和 $H_{c,180}$ 不会有太大差异。但是,用 t_3' 所得到的 $H'_{c,109}$,取决于 t_3' 值的定义点,与 $H_{c,109}$ 将会有明显差异。

在迄今为止的几乎所有研究BE的文献中,人们都是直接利用BE与磁场强度 H 的关系曲线。例如,Theiner等人就不止一次报道过利用BE峰值及相应的磁场值去研究材料硬度、晶粒尺寸和内应力等^[7]。一方面由于所加外磁场最大值必须很大,以满足使材料达到饱和的要求;另一方面,感兴趣的(相应于BE峰值的)磁场值又很小;这样, H 值的测量精度很难保证。本文所采用的利用BE峰值和峰值位置(t_i)无疑会大大提高测量精度,它能提高无损评价铁磁材料有关参数的可靠性,从而是一种潜在的研究材料参数影响的新方法。

五、结 论

本文利用镍的磁能密度在外磁场作用下的变化,解释了所观察到的ABE和EBE特征,并探讨了镍的磁畴壁运动规律。文章还利用Kersten理论,考虑畴壁从钉扎点脱开的若干影响因素,对有关特性作了进一步解释。EBE包络中的三个峰说明 71° 、 180° 和 109° 畴壁运动都产生EBE; ABE包络两峰之间呈现低谷且其位置刚好与EBE的中间主峰相对应,说明 180° 畴壁运动不产生ABE。

本文不但从理论上说明了外磁场变化时不同类型畴壁运动的顺序,并将所测到的ABE和

EBE 包络峰值——归结为相应畴壁的运动。论文还介绍了如何利用所测量到的 ABE 和 EBE 峰值位置,加上 $H-t$ 曲线来精确测量不同畴壁运动所需的临界场值。据作者所知,这后一部分工作尚未有人报道过。在这一领域继续进行研究看来很有必要。

作者感谢英国 Nottingham Polytechnic 物理系为本课题提供实验设备及研究基金。课题研究过程中得到 R. Hill 博士及其同事许多帮助,在此谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] Barkhausen, H. "Two phenomena uncovered with the help of the new amplifier", *Z. Phys.* 20(1919) 401
- [2] Lord, A. E. "Acoustic Emission", in "*Physical Acoustics*" XI, edited by W. P. Mason and R. N. Thurston, Academic Press, (1975)
- [3] Kusanagi, K., Kimura, H and Sasaki, H. "Acoustic emission characteristics during magnetization of ferromagnetic materials" in "*Fundamentals of Acoustic Emission*", edited by K. Ono (1979). University of California
- [4] Mackersie, J., Hill, R. and Cowking, A. "Models for Acoustic and Electromagnetic Barkhausen Emission" *Proc. of 12th WCNDT*, Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam (1989). 1515—1518
Also, Nottingham Polytechnic Report: NP/RGIT/ME/288, Dec. 1989
- [5] Chen, C. W. "Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials", *Selected Topics in Solid State Physics*, edited by E. P. Wohlfarth, Volume XV, North Holland Publishing. (1977)
- [6] Kersten, M Z. *Angew. Phys.* 7(1956), 313; *Z. Angew. Phys.* 8(1956) 382 and 496
- [7] Theiner, W. A. and Alpeter, I. "Determination of residual stresses using micromagnetic parameters", *New procedures in Nondestructive testing. Proceedings of the Germany-U. S. Workshop. Aug. 30-Sept. 3, 1982.* edited by P. Holler