

## 研 究 简 报

### 难向交变场频率对磁膜畴壁蠕移的影响\*

王鼎盛 陈冠冕 金朝鼎

(中国科学院)

Middelhoek<sup>[1]</sup>观察到,即使沿铁磁薄膜的易磁化方向的磁场小于壁移矫顽力,只要在难磁化方向同时加有交变场,畴壁也会缓慢地移动。这种现象被称为畴壁蠕移(domain wall creeping)。他从实验上证明,在较厚的( $\sim 1200 \text{ \AA}$ )膜中,这类现象是与畴壁类型的转变(Bloch-Néel-Bloch)联系着的;而在较薄的( $\sim 500 \text{ \AA}$ )膜中,则是与 Bloch 线的移动联系着的。Green 等<sup>[2]</sup>略述了蠕移的四种可能原因,但是目前的实验结果还不足以充分地检验这些看法。他们也提到,研究交变场频率对蠕移的影响可能有助于阐明蠕移的机理。本文报导了我们关于这个问题得到的初步实验结果。

所用的样品是真空蒸镀的坡莫合金薄膜(原料系商品 4% Mo 坡莫合金片),厚度约为  $500 \text{ \AA}$ , 形状为长方形( $3 \times 8 \text{ mm}$ ), 易磁化方向平行于长边。样品的各向异性场  $H_k$  和壁移矫顽力  $H_w$  分别为 2.9 Oe 和 1.04 Oe。

用 Kerr 磁光效应方法来观察畴壁的移动。测量过程中只存在一个沿易向贯通样品的  $180^\circ$  壁。让畴壁在易向直流磁场  $H_L$  和难向交变场  $H_T$  的作用下移过样品中部, 从移一定距离( $170 \mu\text{m}$ )所需的时间来计算蠕移的速度。由于测量的时间只在  $1-10^3$  秒内, 所以速度也只限于  $10^{-1}-10^2 \mu\text{m}/\text{sec}$  范围。

易向直流场是由一对亥姆霍兹线圈产生的。难向交变场是由铜箔作成的条带线(stripe line)产生的, 带线宽 5mm, 紧贴于玻璃底板( $\sim 0.2 \text{ mm}$ 厚)的背面。带线一端串联了一个小电阻( $10 \Omega$ ), 从它两端的电压来测定带线中的电流。由交变电流值和带线的磁场常数(用直流校准获得)可以计算出难向交变场  $H_T$  的数值(或峰值  $\hat{H}_T$ )。实验中难向交变场的频率从 50 cps 一直增加到 200 Mc/s 附近, 获得了以下的初步结果。

#### 1. 蠕移速度在低频段的线性增加及其第一次下降。

从 50 cps 至约 50 kc/s 的频段内, 蠕移速度  $v$  随频率  $f$  近似线性地增加(图 1 和 2)。这完全是预期的结果, 因为  $v$  随  $f$  的线性增加意味着磁场每变化一个周期所产生的蠕移相等<sup>[1,2]</sup>。超过约 100 kc/s 后, 速度  $v$  显著地减小, 至约 700 kc/s 时蠕移速度下降到只及 100—200 kc/s 时的 1/5 至 1/10 (图 2)。

#### 2. 蠕移速度在高频段的急剧增加及其第二次下降。

当频率继续增加, 从 700 kc/s 往上至超过 1 Mc/s 后, 出现了出乎意料的现象: 经过第一次下降后, 速度又转而随频率增加起来, 而且增加得很急剧。图 2 中  $f > 1 \text{ Mc/s}$  的一段显示了这种情况。从这里开始直到 30 Mc/s 的频段里, 蠕移速度一直随频率急剧上升。

\* 1965 年 6 月 9 日收到。

由于速度测量范围的限制,难于得到速度和频率的准确关系. 粗略的估计是,频率每增加 5—10 Mc/s,蠕移速度就增加  $10^3$  倍.

至高频时(50 Mc/s 附近),由于速度的增加,无法在与低频同样的条件下( $H_L = 0.8-0.9$  Oe,  $\hat{H}_{\bar{T}} = 83$  mOe, 图 1 和 2)测量蠕移速度. 降低磁场后,用  $H_L = 0.40$  Oe 和  $\hat{H}_{\bar{T}} \sim 40$  mOe 测量的结果示于图 3. 可以看出,在 50 Mc/s 以上,蠕移速度出现了第二次下降. 从原来的急剧上升转变到下降的这一过渡,使速度-频率曲线呈现峰形. 越过峰值后,速度迅速下降,直到 200 Mc/s 附近我们再没有观察到更显著的蠕移现象.

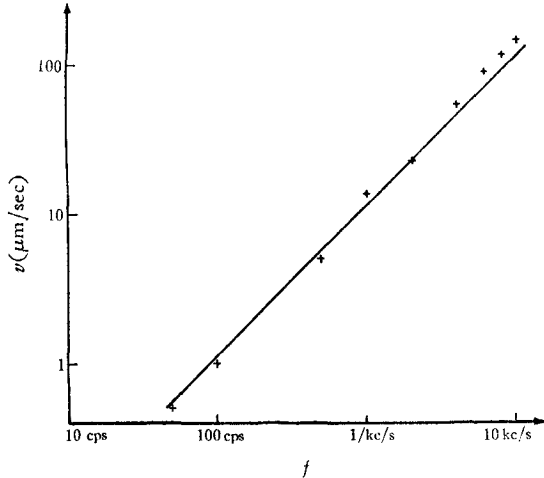


图 1 蠕移速度在低频随频率的线性增加  
 $H_L = 0.88$  Oe  $\hat{H}_{\bar{T}} = 83$  mOe

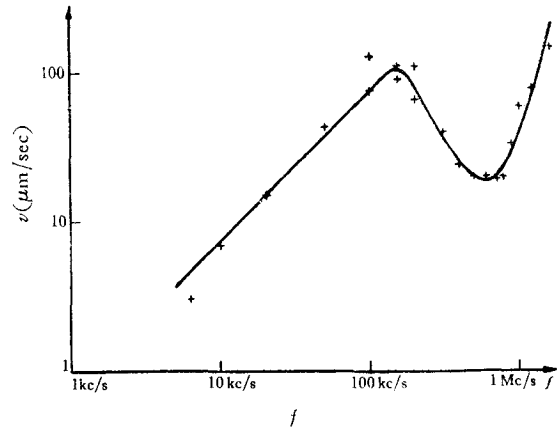


图 2 蠕移速度在低频段的第一次下降  
 $H_L = 0.82$  Oe  $\hat{H}_{\bar{T}} = 83$  mOe

在固定的  $H_L$  下,由于速度范围的限制,  $\hat{H}_{\bar{T}}$  可变化的范围极窄;例如当  $H_L = 0.40$  Oe 时,  $\hat{H}_{\bar{T}}$  只能从 37 mOe 至 46 mOe (图 3). 在这个范围里,没有发现峰值频率  $f_{max}$  随  $\hat{H}_{\bar{T}}$  的

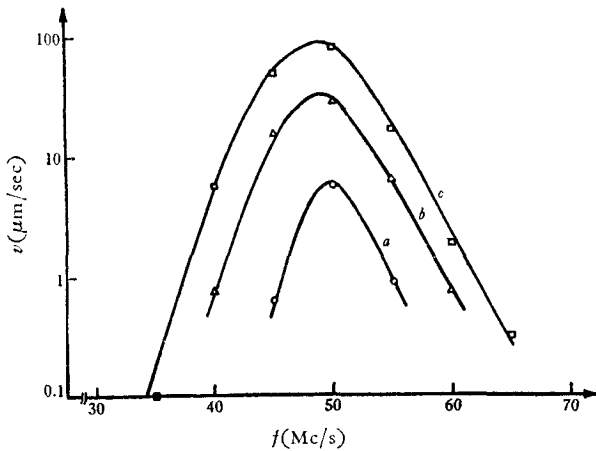


图 3 蠕移速度在高频的下降  
 $H_L = 0.40$  Oe  $\hat{H}_{\bar{T}} = 37$  mOe (a)  
 $\hat{H}_{\bar{T}} = 40$  mOe (b)  
 $\hat{H}_{\bar{T}} = 46$  mOe (c)

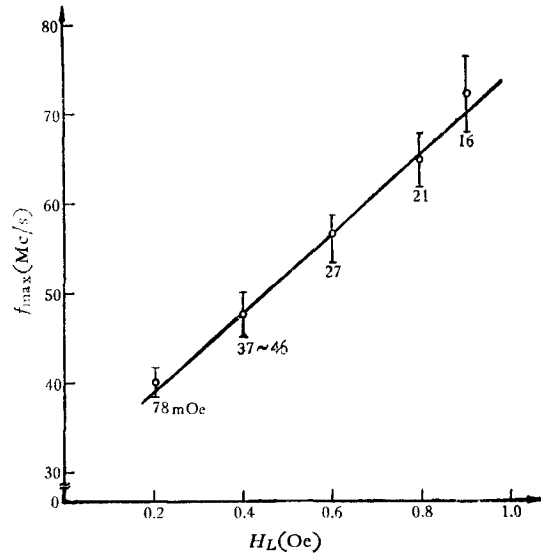


图 4 峰值频率随易向直流场的变化  
(测量点下的数值是  $\hat{H}_{\bar{T}}$ )

加大有多大改变。改变  $H_L$  后(同样由于速度范围的限制,不得不在加大  $H_L$  的同时适当地减小  $\dot{H}_T$ ),可以观测到峰值频率有显著的移动。图 4 中给出了这样测得的峰值频率随  $H_L$  变化的关系,不同  $H_L$  下测定速度-频率曲线时所用的  $\dot{H}_T$  数值也一并注于图上。

Green 等<sup>[2]</sup>已经指出,按 Beeforth 和 Hulyer<sup>[3]</sup>所提的模型,预期蠕移速度和频率的关系会在不太高的频率就出现变化;而按瞬变逸散场(T. S. F)模型,则只在旋磁效应的频率才出现变化。现在观察到的两次蠕移速度下降,从其频率数值上看是与上述两个模型的预料一致的。但是,显然还不能就此断定,确是这两种机理导致了不同频段的蠕移。要解决这些问题还必须做更多的实验和更深入的理论解释。

这一工作是周天明和罗河烈<sup>[4]</sup>同志的工作的继续,得到了潘孝硕先生的关心和讨论。任芝波和李德忠同志制备了样品并作了厚度测量。

校后记:最近进一步观测表明,在图 4 中所列的  $\dot{H}_T$  变化范围内,  $f_{\max}$  值实际上是随  $\dot{H}_T$  的改变而改变的。因此,峰值频率的移动并不像图 4 所显示的那么简单。详细情况需要待进一步的工作才能确定。

### 参 考 文 献

- [1] Middelhoek, S., *Z. Angew. Phys.*, **14**(1962), 191.
- [2] Green, A., et al., *J. Appl. Phys.*, **35** (1964), 812.
- [3] Beeforth, T. H. and Hulyer, P. J., *Nature*, **199** (1963), 793.
- [4] 周天明,中国科学技术大学 1964 年毕业论文。