

面内场和静态偏磁场作用下条畴 和泡畴的稳定性*

霍素国 聂向富

河北师范大学物理系, 石家庄, 050016

韩宝善

中国科学院物理研究所磁学开放研究实验室, 北京, 100080

1991年1月7日收到

实验研究面内场 H_{in} 和静态偏磁场 H_b 作用下, (111)面磁泡膜内条畴的消失过程。保持 H_b 恒定, 增加 H_{in} , 测量条畴消失场 H_n^* 和泡畴消失场 H_p^* 与面内场方向 β 的变化关系。计及立方磁晶各向异性的影响, 建立 H_{in} 和 H_b 共同存在时的条畴稳定性理论。定性解释了实验的主要特点。导出黑、白条畴同时消失时的角度

$$\beta_n = \frac{1}{3} \left(2n\pi \pm \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right) \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

与实验基本符合。

PACC: 7560C

一、引言

关于在垂直膜面的静态偏磁场 H_b 作用下条畴和泡畴的稳定性, 已有很好的实验和理论^[1,2]。不加直流偏磁场 ($H_b = 0$) 时的条畴在较大的面内场 H_{in} 作用下, 也会变得不稳定而消失^[3,4]。此时, 立方磁晶各向异性 K_1 具有很大的影响。韩宝善等人^[5]在8个(111)面磁泡样品上曾给出详尽的实验, 并做了理论解释。

上述研究只给出 H_{in} 或 H_b 单一作用下磁畴稳定性的实验和理论。而研究 H_{in} 和 H_b 联合作用下磁畴及布洛赫线的稳定性具有重要的意义。本文报道在不同 H_b 下, 沿(111)面磁泡膜面施加 H_{in} , 测量条畴消失场 H_n^* 及泡畴消失场 H_p^* 随面内场方向 β 的变化关系, 并从理论上对实验做了较好的解释。

二、实验

实验装置与文献[5]相同, 实验样品为(111)面外延石榴石磁泡薄膜, 未经离子注入,

* 国家自然科学基金资助的课题。

标称成份为 $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$, 膜厚为 $h = 3.9 \mu m$, 室温下的特征长度为 $l = 0.39 \mu m$, 退磁状态下条畴周期为 $s_0 = 7.2 \mu m$, 饱和磁化强度为 $4\pi M_s = 222.8 G$, 单轴各向异性常数 $K_u = 7.26 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$, 立方磁晶各向异性常数 $K_1 = -9.213 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$, 软泡缩灭场 $H_0 = 121 Oe$.

实验方法类似于文献[5], 首先形成一个在 H_{in} 方向上择优取向的迷宫畴型。然后, 分别固定 H_b 为 0, 20, 61 和 101.5 Oe, 在磁泡膜面不同方向 β 施加面内场 H_{in} , 测量出条畴消失场 H_t^* 和泡畴消失场 H_b^* , 作出 H_t^*, H_b^* 与 β 的关系曲线, 如图 1—4 所示。

图 1 为 $H_b = 0$ 情形, 已有较完整的实验和理论^[4,5]。下面对图 2 ($H_b = 20 Oe$) 作比较详细的分析。

1. 与 $H_b = 0$ 情形相比, 图 2 中黑畴消失的角度范围变窄, 白畴消失的角度范围加宽。这是由于 H_b 与黑畴磁化方向一致, 使得黑畴加宽, 白畴变窄。施加 H_{in} 后, 在相应于图 1 中黑、白畴等宽地同时消失的角度上, 必然是白畴窄于黑畴, 因而以白畴的形式消失。这样就导致白畴消失的角度范围扩大, 而黑畴消失的角度范围减小。

2. 从图 2 与图 1 对比还发现, 黑、白条畴等宽地同时消失场 $H_t^{*0} = H_b^{*0}$ 增大。在任一 β 角度, 白畴比 $H_b = 0$ 情形容易消失, 而黑畴比 $H_b = 0$ 情形难于消失。这也是

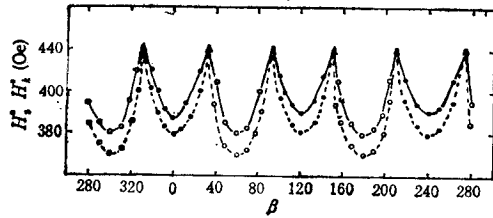


图 1 $H_b = 0$ 时条畴消失场 H_t^* 和泡畴消失场 H_b^* 与面内场方位角 β 的关系
 ○---为白畴的 H_t^* ; ●---为黑畴的 H_t^* ; ○——为白畴的 H_b^* ; ●——为黑畴的 H_b^* ; ▲为黑、白畴等宽地同时消失场

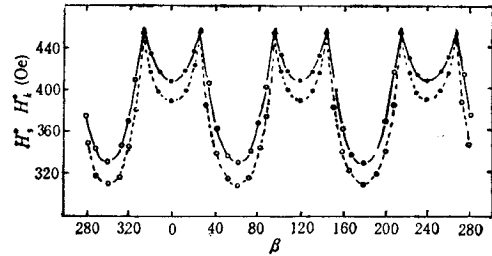


图 2 $H_b = 20 Oe$ 时条畴消失场 H_t^* 和泡畴消失场 H_b^* 与面内场方位角 β 的关系
 图注同图 1

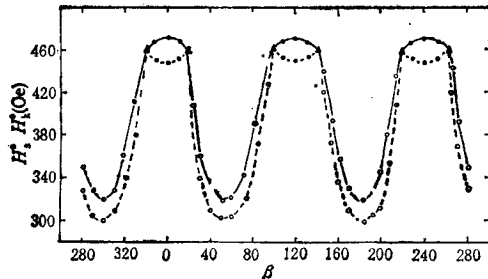


图 3 $H_b = 61 Oe$ 时条畴消失场 H_t^* 和泡畴消失场 H_b^* 与面内场方位角 β 的关系
 图注同图 1

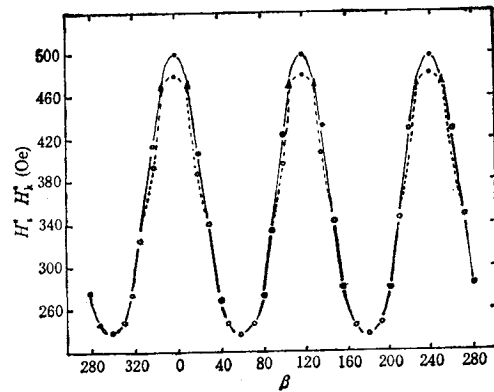


图 4 $H_b = 101.5 Oe$ 时条畴消失场 H_t^* 和泡畴消失场 H_b^* 与面内场方位角 β 的关系
 图注同图 1

由于 H_b 与黑畴的磁化方向一致而引起的。

同样的理由可以解释图 3 和图 4。由图 3 看出, H_b 较大时, 黑、白畴等宽消失场不再是最大磁畴消失场。由图 4 发现, H_b 很大时, 白畴可以不通过裂泡而直接以条畴状消失。

综合图 1—4 可看出, 无论 H_b 存在与否, 无论 H_b 是大还是小, 立方磁晶各向异性常数 K_1 都有影响。

三、理论分析

下面根据条畴模型进行理论分析。

坐标系和条畴模型如图 5 所示。Z 轴垂直于(111)面, 即沿[111]方向, 直流偏磁场 H_b 沿 Z 轴正向。在膜面内 x 轴与[112]晶轴的夹角为 β , 面内场 H_{in} 沿 x 轴正向。我们认为膜内磁畴呈周期状分布且平行于 H_{in} 方向, 即 x 轴。这样各处的磁化矢量都居于 XZ 平面内, 黑畴与白畴的磁化矢量 M_i 与膜面的夹角分别为 $+\theta$ 和 $-\theta$ ($\theta \geq 0$), 它们的宽度分别为 t 和 $s-t$, 其中 s 为条畴周期。

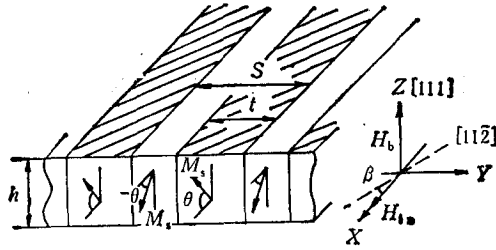


图 5 条畴模型示意图和坐标系

只计及一阶 K_1 的贡献, 则具有上述条畴结构的(111)膜的平均(体)磁能密度为

$$\begin{aligned}
 W = & \frac{2}{h} \sigma \xi + K_u \cos^2 \theta - M_i H_{in} \cos \theta + M_i H_b (2\eta - 1) \sin \theta \\
 & + K_1 \left(\frac{1}{4} \cos^4 \theta + \frac{1}{3} \sin^4 \theta \right) + \frac{\sqrt{2}}{3} K_1 \cos 3\beta (2\eta - 1) \cos^3 \theta \sin \theta \\
 & + 2\pi M_i^2 (2\eta - 1)^2 \sin^2 \theta + \frac{8M_i^2}{\pi^2} \frac{1}{\xi} \sin^2 \theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} [1 \\
 & - \exp(-2n\pi\xi)] \sin^2(n\pi\eta), \tag{1}
 \end{aligned}$$

其中

$$\xi = h/s, \quad \eta = t/s. \tag{2}$$

(1)式等号右端第 1,2 项分别为畴壁能和单轴各向异性能; 第 3,4 项为外场能; 第 5,6 项为立方磁晶各向异性能; 第 7,8 项为退磁能^[4]。

布洛赫壁畴壁能面密度为

$$\sigma = \min \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \left(\frac{d\theta'}{dy} \right)^2 + g(\theta') + \frac{\sqrt{2}}{3} K_1 \cos 3\beta \cos^3 \theta' \sin \theta' \right] dy$$

$$+ M_s H_b \sin \theta' - g(-\theta) \Big] dy, \quad (3)$$

其中 $A > 0$ 为交换能常数, $\theta = \text{const}$ 示于图 5, $\theta' = \theta'(y)$ 为待定函数, 而

$$g(\theta') = K_u \cos^2 \theta' - M_s H_{in} \cos \theta' + K_1 \left(\frac{1}{4} \cos^4 \theta' + \frac{1}{3} \sin^4 \theta' \right), \quad (4)$$

求极小值时的限制条件为

$$\theta'(\pm\infty) = \pm\theta, \quad d\theta'(\pm\infty)/dy = 0, \quad \theta'(-y) = -\theta'(y), \quad (5)$$

得到与文献[5]相同的结果.

$$\sigma = 4\sqrt{A} \int_0^\theta \sqrt{g(\theta') - g(\theta)} d\theta' = \pi \sqrt{AK_u P} \theta^2 + O(\theta^4), \quad (6)$$

其中

$$P = 1 + \frac{K_1}{2K_u} - \frac{H_{in}}{H_k}. \quad (7)$$

这里 $H_k = 2K_u/M_s$ 为单轴各向异性场. 这说明直流偏磁场 H_b 对畴壁能无贡献.

1. 由(1)式知, W , 亦即 H_s^* , H_k^* 是 β 的偶函数和周期为 $2\pi/3$ 的周期函数. 则 H_s^* , H_k^* 随 β 的变化呈现出三重对称性.

2. 由(6)式知, 要使条畴稳定, 必须有

$$P \geq 0, \text{ 即 } H_{in} \leq H_k \left(1 + \frac{K_1}{2K_u} \right) < H_k. \quad (8)$$

3. 只有当

$$\beta_n = \frac{1}{3} \left(2n\pi \pm \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right) \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (9)$$

时, 增大 H_{in} , 黑、白畴才以等宽形式 ($\eta = 1/2$) 直接变为饱和态 ($\theta = 0$) 而消失. 这是因为只有当

$$\frac{\sqrt{2}}{3} K_1 \cos 3\beta + M_s H_b = 0$$

时, $(\theta, \xi, \eta) = (0, \xi, 1/2)$, $\xi > 0$ 才能同时满足平衡方程 $\delta W = 0$ 及 $\delta^2 W > 0$.

由于周期性, 只需取六个满足条件, $(\theta, \xi, \eta) = (0, \xi, 1/2)$ 的 β 值即可

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{1}{3} \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right|, \\ \beta_2 &= \frac{1}{3} \left(2\pi - \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right), \\ \beta_3 &= \frac{1}{3} \left(2\pi + \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right), \\ \beta_4 &= \frac{1}{3} \left(4\pi - \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right), \\ \beta_5 &= \frac{1}{3} \left(4\pi + \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right), \end{aligned}$$

$$\beta_0 = \left(-\frac{1}{3} \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right). \quad (10)$$

由(10)式对 $H_b = 20\text{Oe}$, $H_b = 61\text{Oe}$ 和 $H_b = 101.5\text{Oe}$ 情形, 分别做计算, 其结果与实验值符合得较好, 见表 1.

表 1 三个偏磁场下 β 的实验值与计算值的比较

$H_b(\text{Oe})$		β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
20	实验	25	94	146	214	265	235
	计算	28	92	148	212	268	232
61	实验	21	98	142	218	261	238
	计算	25	95	145	215	265	235
101.5	实验	16	105	136	224	255	343
	计算	22	98	142	218	262	338

4. 由(1)式和上述结果知道,

$$M_s H_b + \frac{\sqrt{2}}{3} K_1 \cos 3\beta > 0 \quad \eta < 1/2,$$

$$M_s H_b + \frac{\sqrt{2}}{3} K_1 \cos 3\beta < 0 \quad \eta > 1/2,$$

$$M_s H_b + \frac{\sqrt{2}}{3} K_1 \cos 3\beta = 0 \quad \eta = 1/2,$$

$\eta < 1/2$, $\eta > 1/2$ 和 $\eta = 1/2$ 分别表示畴窄于、宽于和等于白畴。

即 $\eta < 1/2$ 时,

$$\frac{1}{3} \left(2n\pi - \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right) < \beta < \frac{1}{3} \left(2n\pi + \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right),$$

则

$$\beta_6 < \beta < \beta_1, \beta_2 < \beta < \beta_3, \beta_4 < \beta < \beta_5$$

为黑畴消失的角度范围。

同理推出,

$$\beta_1 < \beta < \beta_2, \beta_3 < \beta < \beta_4, \beta_5 < \beta < \beta_6$$

为白畴消失的角度范围。这与实验相符合。

四、结 论

本文通过偏磁场 H_b 和面内场 H_{\parallel} 联合作用下外延石榴石磁泡膜条畴行为的实验研究和理论分析, 得到如下结论:

1. 对比 $H_b = 0$ 情形, $H_b > 0$ 时, 具有与 H_b 方向相反的磁化方向的条畴消失场 H_{\parallel}^* 与泡畴消失场 H_{\parallel}^* 增大, 该种泡畴消失的角度范围变窄。

2. 泡畴消失场 H_k^* 及条畴消失场 H_s^* 呈现三重对称性。

3. 用计及立方磁晶各向异性常数 K_1 的条畴模型对实验进行了理论分析。并给出黑、白畴同时等宽消失的角度

$$\beta_n = \frac{1}{3} \left(2n\pi \pm \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right) \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

- [1] C. Kooy and U. Enz, *Philips Res. Repts.* **15**(1960), 7.
 [2] A. A. Thiele, *Bell Sys. Tech. J.*, **48**(1969), 3287.
 [3] Y. Shimada *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 4598.
 [4] Y. Shimada, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 3154.
 [5] 韩宝善、李伯斌、聂向富、唐贵德, *物理学报*. **34**(1985), 155

STABILITY OF STRIPE DOMAINS AND BUBBLE DOMAINS UNDER BOTH IN-PLANE FIELD AND STATIC BIAS FIELD

HUO SU-GUO NIE XIANG-FU

Department of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang, 050016

HAN BAO-SHAN

Magnetism Laboratory, Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

(Received 7 January 1991)

ABSTRACT

The erasing process of stripe domains in (111)-oriented garnet bubble films was investigated experimentally in the presence of both an in-plane field H_{in} and a static bias field H_b . As H_b was kept constant and H_{in} was raised, the stripe domain erasing field H_s^* and the bubble domain erasing field H_k^* were measured as functions of the azimuthal angle β of the in-plane field. Taking the cubic magnetocrystalline anisotropy into account, we established a theory of stability of stripe domains subjected to both an inplane field and a static bias field. The main features of the experimental results can be explained qualitatively by this theory. The angle at which both white and black domains are erased at the same time was obtained as

$$\beta_n = \frac{1}{3} \left[2n\pi \pm \arccos \left| \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{M_s H_b}{K_1} \right| \right] \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

which is in reasonable agreement with the experiments.

PACC: 7560C