

石榴石薄膜中的条畴铁磁共振

毕 帮 云

山东大学物理系, 济南, 250100

1989年3月8日收到

本文详细报道了条畴铁磁共振(FMR)特性与微波磁场和条畴间夹角的依赖关系。实验结果表明,由 Smit 和 Beljers 等人所提出来的关于磁畴共振的理论需要进一步改进和完善。

PACC: 7650; 7570K; 7570

一、引 言

自从 Smit 和 Beljers 预料并在单晶钡铁氧体 $BaFe_{12}O_{19}$ 薄片上观察到磁畴 FMR 以来^[1], Silber^[2], Sigal^[3-5], Kaczer^[6] 和 Achford^[7] 等人曾先后报道了用钡铁氧体单晶薄片研究的结果,以便验证 Smit 和 Beljers 的理论。但是,由于在他们的实验中都缺少关键性的观察畴结构的数据,所以对所观察到的结果做出明确而又肯定的解释是不可能的。

近来,Myers^[8]和毕帮云(S-Y Bi)^[9,10]用一种在测量 FMR 的同时还可以观察和测量畴结构的装置研究了石榴石薄膜中的磁畴 FMR。他们的实验结果部分地验证了 Artman 和 Charap 根据畴结构的实际大小对 Smit 和 Beljers 的理论所进行的修正和改进^[11,12]。但是,还有一些实验结果仍然得不到令人满意的解释^[9,10]。

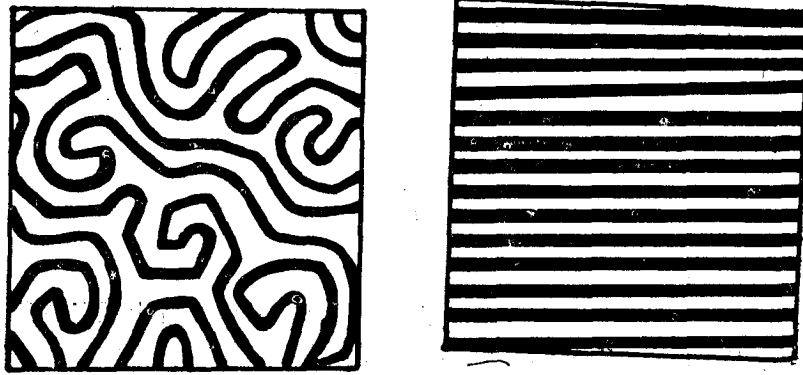
目前在条畴 FMR 的详细实验中所揭示出来的事实更明显地说明了原有理论的局限性。

二、实 验

实验所用样品是用外延技术(LPE)在(111)方向的 GGG 基底上生长出来的单晶石榴石薄膜。它的一些基本参数可根据饱和时 FMR 的测量数据,泡畴消失时的直流磁场——缩灭场 $H_{c01} = 473\text{Oe}$, 零场时的条畴宽度 $w = 1.48\mu\text{m}$ 和膜厚 $h = 2.85\mu\text{m}$ 等计算出来。它们是: $4\pi M_s = 664\text{G}$, 旋磁比 $\gamma/2\pi = 2.4\text{MHz/Oe}$, 单轴各向异性场 $H_k = 1100\text{Oe}$ 。实验表明,该样品的立方磁晶各向异性很小,与单轴各向异性相比较,可以忽略。

实验时将待测样品放在一段平面结构的微带传输线的上面,并将其置于电磁铁的两极间,用法拉第磁光效应,从上面观察在测量时样品的畴结构。如将明暗相间的磁畴图

案示于电视屏上,再用光栅对屏上的尺度进行校正,那么就能测出在测量时的磁畴宽度(见图1)。在测量FMR前,先使条畴彼此平行地沿所加膜面内dc磁场的方向排列起来,(dc磁场在膜面内的方向并不重要,因为膜面内各向异性场很小,在膜面内可视为各向同性的)并使与微波磁场 h (该场位于样品平面内并与微带线垂直)成一定的夹角 ϕ ,然后用固定磁场(以确保在测量中畴的大小不变)改变微波频率的方式,测得在各种dc磁场下的共振信号。为了提高灵敏度,用了一个频率为600Hz的小调制场和一个相同步的锁相放大器,因此,在记录仪上所得到的的是微分形式的吸收信号。



(a) 未加 dc 磁场前“迷宫”畴结构 (b) 加 dc 磁场后平行排列的条畴

图 1

三、结果与讨论

当微波磁场 h 与条畴之间的夹角 ϕ 为 0° 和 90° 时,FMR随所加磁场的变化示于图2中。与过去的一些实验结果相对比,最显著的不同在于 $\phi = 0$ 时FMR在磁场的作用下,逐渐分裂成两个吸收峰,分裂的间隔随着磁场的增加而增大,零场时退化成一个FMR峰。 $\phi = 90^\circ$ 的FMR不分裂。两支的共振频率都随磁场的增加而下降。

为了更清楚地看出磁畴FMR与微波磁场指向的关系,我们在600Oe的固定场下测量了FMR吸收信号随 ϕ 角的变化,其结果示于图3中。可以看出,随着 ϕ 角的减小,单一的共振吸收峰被分裂成间距随 ϕ 角减小而逐渐增大的两个峰。

在各种 ϕ 角下测得畴FMR的共振频率随磁场强度的变化,得到了一系列的 f_r-H 曲线。在 $\phi = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$ 和 0° 时所测得的结果示于图4中,可以看出,在 ϕ 角从 90° 转向 0° 的过程中,FMR的共振频率 f_r ,特别是零场下的共振频率 $f_r(0)$,是连续改变的(例如, $f_r(0)$ 由2.65GHz逐渐上升到3.30GHz);在磁场作用下共振峰分裂的间距随 ϕ 角的减小也是逐渐增大的。

为了与Smit-Beljers的畴FMR理论相比较,我们用前面所给出的样品参数,用Smit-Beljers的理论计算出 $\phi = 0^\circ$ 和 $\phi = 90^\circ$ 时的 f_r-H 曲线,并示于图5中。通过对比,可以看出如下的一些明显差异。

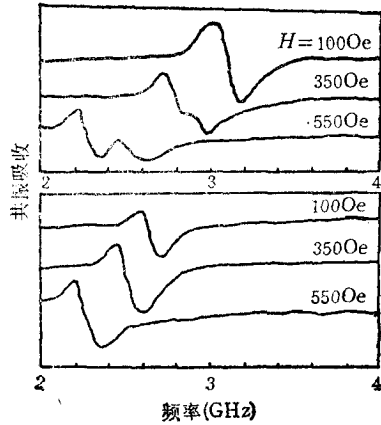


图2 各种不同磁场下所观察到的条畴 FMR 曲线
(a) $\phi = 0^\circ$; (b) $\phi = 90^\circ$

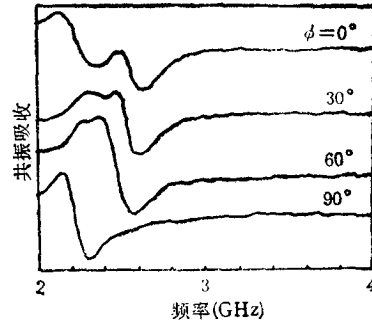


图3 600Oe 的 dc 磁场下,条畴 FMR 谱随 ϕ 角的变化

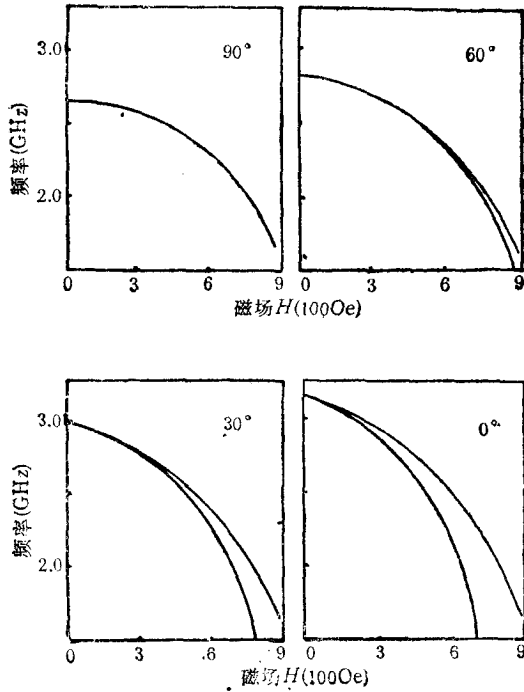


图4 $\phi = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$ 和 0° 时所测得的畴 FMR 频率与磁场强度的关系

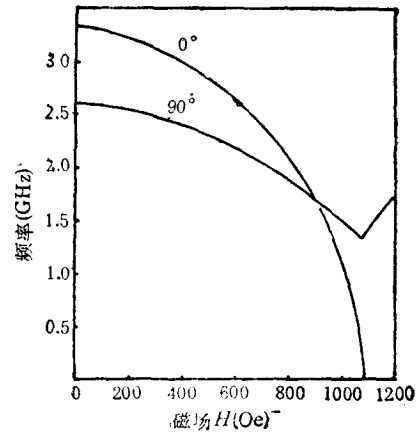


图5 Smit-Beljers 畴 FMR 理论所求得的共振频率与磁场强度的依赖关系

第一,理论所预料的畴 FMR 吸收峰,在 $\phi = 90^\circ$ 和 $\phi = 0^\circ$ 的情况下都是一个峰,它们之间的区别除了频率不同外,在饱和磁场下, $\phi = 90^\circ$ 一支的 f_r 为有限值,而 $\phi = 0^\circ$ 一支下降为零. $\phi = 0^\circ$ 一支的分裂是 Smit-Beljers 理论所预料不到的.

第二, FMR 共振频率随 ϕ 角的变化以及在中间某一角度 ϕ 下所观察到吸收峰位置也与理论预料的不同. 根据 Smit 和 Beljers 在文献[1]中的分析,当微波磁场 h 与直流磁场 H 成某一夹角 ϕ 时,可把 h 分解为垂直和平行于 H 的两个分量,由该两个分量所激励

的 FMR 模式, 频率不同, 且彼此有耦合. 但如果畴壁与磁场平行, 这两种模式的 FMR 就不会混合在一起(即无耦合). 在这种情况下, 可以分别算出由该两个微波磁场分量所激励的 FMR 频率 f'_r 和 f_r . 图 5 中的两条曲线就是这样求得的. 这就是说, 在目前的实验条件下(畴壁始终平行于 H), 无论在哪一种 ϕ 角下, 所观察到的共振频率 f_r 只能取图 5 中两条曲线上的那些值. 而我们的实验结果表明, f_r 随 ϕ 角的变化是连续的, 可取图 5 中两条曲线间的任何数值, 如图 4 所示. 其次, 由 Smit 和 Beljers 理论所预料的在某一中间角度 ϕ 下的两峰间距应不随 ϕ 角而变, 所变化的只是各自的强度: h_{\parallel} 所激励的吸收峰强度随 ϕ 的增大而减小, 当 $\phi = 90^\circ$ 时, 下降到零; $\phi = 0^\circ$ 时最强; 而 h_{\perp} 激励的强度在 $\phi = 90^\circ$ 时最强, $\phi = 0^\circ$ 时为零. 这一理论结果也与我们的实验结果相矛盾.

磁畴 FMR 吸收峰在膜面内磁场作用下的分裂已被 Kaczer^[6] 和毕耘云^[10] 等人在泡畴 FMR 中观察到. 但是, 对于条畴 FMR 吸收峰分裂的详细报道, 这还是第一次. 在泡畴 FMR 的情况下, 这种分裂通常用在不同泡畴中的磁矩以不同的位相绕外磁场 H 进动^[6] 或将泡畴以外的区域划分为几种共振频率不同的子域^[10] 来解释. 但是, 对于对称性的条畴结构而言, 上面所提出的两种模型都缺乏合理的物理基础, 因此, 应该从 Smit-Beljers 关于畴 FMR 的基本物理模型来考虑.

四、结 论

条畴 FMR 的最新观察结果表明, Smit 和 Beljers 关于磁畴 FMR 的理论有一定的局限性, 需要进一步完善和改进, 以便更好地描述所观察到的实验结果.

- [1] J. Smit and H. G. Beljers, *Phil. Res. Rep.*, **10**(1955), 113.
- [2] L. M. Silber, E. Tsantes and P. Angelo, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 5315.
- [3] M. A. Sigal, *Sov. Phys. JEPT Lett.*, **17**(1973), 403.
- [4] M. A. Sigal and V. P. Cherevko, *Sov. Phys. Solid State*, **14**(1972), 30.
- [5] M. A. Sigal, *Phys. JEPT*, **39**(1974), 866.
- [6] J. Kaczer and R. Gernerle, *Physica*, **86—88 B+C** (1977), 1313.
- [7] F. J. Achford, P. Lubitz and C. Vittoria, *J. Appl. Phys.*, **52**(1981), 2259.
- [8] E. C. Myers, S-Y Bi, S. H. Charap and J. O. Artman, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 2098.
- [9] S-Y Bi, D. J. Seagle, E. C. Myers, S. H. Charap and J. O. Artman, *IEEE Trans.*, **MAG-18**(1982), 1337.
- [10] Si-yun Bi and B. S. Han, ICM 88, Paris, July 25—29, (1988).
- [11] J. O. Artman and S. H. Charap, *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 1587.
- [12] J. O. Artman and S. H. Charap, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 2024.

STRIPE DOMAIN LATTICE FMR IN GARNET THIN FILMS

BI SI-YUN

Department of Physics, Shandong University, Jinan, 250100

(Received 8 March 1989)

ABSTRACT

Dependence of the stripe domain lattice FMR on the orientation of the microwave exciting magnetic field is reported in detail. The present experimental results show that the Smit-Beljers' theory on domain lattice FMR is not perfect and needs to be improved further

PACC: 7650; 7570K; 7570