

YIG 和 BCVIG 中铁磁共振线宽 各向异性的可能起因

张鹏翔 莫育俊

(中国科学院物理研究所)

1980 年 11 月 11 日收到

提 要

由于磁弹耦合, 应力等效为各向异性场并对磁化强度分布发生影响。借助这一机制阐明了机械抛光的 YIG 和 BCVIG 单晶球铁磁共振线宽的各向异性行为, 指明机械抛光造成的表面损伤层引起的应力通过磁致伸缩的各向异性使弛豫时间各方向不同, 即产生了线宽的各向异性。若损伤层主要由位错组成, 按微磁学理论和双磁振子散射模型可得到位错密度、磁致伸缩、磁化强度等与线宽的关系。从测量到的线宽各向异性估算了 $3\mu\text{m}$ 抛光的 YIG 的表面层位错密度为 $5.4 \times 10^{10}/\text{cm}^2$ 。该弛豫机制表明, 进一步降低多晶小线宽材料的线宽, 减小磁致伸缩系数可能是有效途径。

一、引 言

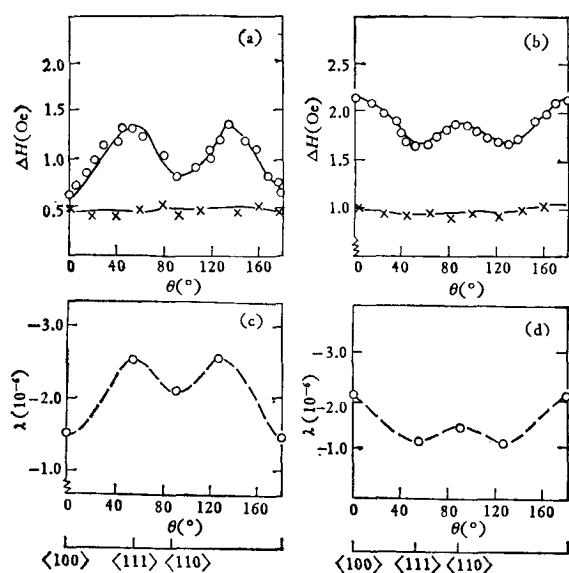
铁氧体微波材料应用中的一个主要问题是损耗, 即通过铁氧体器件后微波能量的衰减。损耗的起因中重要的是共振损耗, 即一致进动自旋波 ($k=0$) 能量转换为其他形式的能量, 转换的速度即损耗的大小用铁磁共振线宽 ΔH 描述^[1,2]。习惯上称不同的能量转换过程为弛豫过程, 弛豫时间的倒数正比于线宽。微波铁氧体器件获得应用以来, 人们已经认识了多种弛豫过程, 对铁磁共振线宽的描述已很细致^[3]。例如, 单晶球机械抛光时表面上留下的小麻点会使一致进动自旋波能量通过双磁振子散射过程转换到 $k \approx 0$ 的能量简并的自旋波中, 原因是麻点附近退磁场不均匀。这使单晶线宽 ΔH 随着抛光材料的颗粒度变大而增加^[4]。含有稀土离子的单晶材料中, 由于稀土离子往往有强的自旋-轨道耦合, 除了磁振子-磁振子弛豫过程外, 能量还通过自旋-晶格耦合很快地转换成声波, 即有磁振子-声子转换^[5]。多晶材料的线宽研究得很充分, 它由几部份组成。除了内禀线宽以外, 空隙、杂质会象表面麻点一样引起内磁场不均匀, 造成散射。多晶材料中晶粒取向不一致, 各向异性场使共振场不同, 造成 ΔH 的展宽。在这些理解的基础上, 研制成功了超低损耗的多晶材料, 最小线宽在 1.0 到 2.0 Oe 之间^[6,7]。尽管有这许多成功, 仍需指出, 人们对弛豫过程的认识还不能说是完全的。多晶线宽在扣除上述各种展宽之后的剩余线宽, 还比单晶的内禀线宽约大 0.2 Oe^[8]。对此人们只有似是而非的解释。单晶体中发现的线宽各向异性还没有得到清楚的解释^[9,10], 现有的能给出 ΔH 依方向变化的弛豫理论只能

说明个别的实验^[11]。

比较机械和化学抛光样品的线宽各向异性,使我们得到启发。YIG 和 BCVIG 样品中表面损伤层至少引起了 ΔH 各向异性的大部份,而 ΔH 取极大、极小方向刚好与磁致伸缩系数极大、极小的方向一致的事实,提出了弛豫过程通过磁弹耦合发生的可能性。本文首先介绍 YIG 和 BCVIG 中线宽各向异性的实验结果,进而阐明机械抛光中引起的表面应力可以通过磁致伸缩造成附加的共振线宽展宽机制,同时因磁致伸缩的各向异性而决定了该附加线宽的各向异性。这就解释了 YIG 和 BCVIG 线宽各向异性及极值刚好相反的事实。若进一步假定表面应力是位错造成的,还可从测得的线宽各向异性估算抛磨后样品表面的位错密度。

二、YIG 和 BCVIG 中线宽各向异性的实验

一般对 YIG ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) 和 BCVIG ($\text{Bi}_{3-2x}\text{Ca}_{2x}\text{Fe}_{5-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$) 进行的铁磁共振测量都用球形样品,并经过仔细的机械抛光。考虑到抛光剂粒度对线宽的影响,机械抛光至少要抛到 $3\mu\text{m}$ 粒度。我们测量了这样处理过的样品的线宽[如图 1(a)和(b)],显示出清楚各向异性。直径 1.0 mm 的单晶球,定向使 (110) 面垂直于样品杆,共振时外场在 (110) 面内,可取到三个主轴方向。文献 [9,12] 具有和我们类似的结果。



(a) YIG ○——机械抛光; ×——化学抛光 (b) BCVIG ○——机械抛光;
×——化学抛光 (c) YIG (d) BCVIG

图 1 YIG 和 BCVIG 单晶的铁磁共振线宽 ΔH , 磁致伸缩常数 λ 在 (110) 晶面内与角度的依赖关系

机械抛光一般在小砂轮内进行。块状铁氧体单晶在压缩空气推动下在砂轮内飞快地滚动。改换砂轮,逐步减小磨料的粒度,从而达到单晶体的磨圆和抛光^[13]。我们使用的砂轮最细磨料为 $3\mu\text{m}$, 这样的磨抛在晶体表面引起形变层的厚度与磨料的粒度同数量级。

化学抛光是在热磷酸中进行的。经过良好的机械抛光的样品,置于热磷酸中数分钟后取出,这样就把机械抛光引起的损伤层溶掉了。我们的化学抛光实验^[4]及文献[12]均证实,经过化学抛光的样品,除 ΔH 本身约有 0.3—1.0 Oe 的减小以外, ΔH 的各向异性也大大减小,在一些样品上已小到无法测出[见图 1(a) 和 (b)]。线宽在各方向上均减小是容易理解的,因为引起展宽的表面麻点尺寸大大减小以至消失了。 ΔH 各向异性消失则令人费解。为了证实这的确是机械抛光表面层引起的,我们曾把化学抛光过的、 ΔH 各向异性趋于消失的样品再度机械抛光,果然 ΔH 的各向异性又出现了。这些事实表明,这些材料的线宽各向异性是表面机械抛光损伤层造成的。

分析 BCYIG 和 YIG ΔH 各向异性的实验结果发现,尽管都显示了各向异性,但极大、极小的位置却刚好相反。YIG 的 ΔH 极大方向是 $\langle 111 \rangle$, BCYIG 则是 $\langle 100 \rangle$,而 $\langle 111 \rangle$ 是极小。这说明分析两种材料的不同会提供耦合机制的线索。YIG 和 BCYIG 的与方向有关的参数中磁致伸缩系数表现出了类似 ΔH 各向异性的走向[见图 1(c) 和 (d)]^[15,16]。这说明磁弹耦合能可能是造成损伤层线宽各向异性的物理起因。

三、磁弹耦合、表面损伤层引起的线宽

磁致伸缩是物质磁化时伴随产生应变的现象。反之,磁性体受到应力,会发生应变,这也导致磁化状态的变化。最明显的例证是磁畴结构因应力而改变。微磁学理论已处理了各种应力场对磁畴、趋近饱和过程、起始磁化率的影响^[17-19]。热力学上处理弹性应变对磁化状态的影响时用磁弹耦合能描写。通常磁弹耦合能可近似表为

$$H_m = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta, \quad (1)$$

σ 是应力, θ 是磁化方向与应力方向间夹角, λ_s 是饱和磁致伸缩常数。这一附加能量可以使一致进动 ($k=0$) 磁振子转化为 $k \neq 0$ 的简并磁振子。量子力学上用双磁振子的散射过程,即消灭一个 $k=0$ 磁振子,产生一个 $k \neq 0$ 磁振子的过程来描述。单位时间里从给定状态 $|n_k, n_u\rangle$ 跃迁到另一状态 $|n_k+1, n_u-1\rangle$ 的跃迁几率为

$$TP = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle n_k+1, n_u-1 | \mathcal{H}' | n_k n_u \rangle|^2 \delta(\hbar\omega_u - \hbar\omega_k). \quad (2)$$

这里用 $|n_k n_u\rangle$ 代表有 n_k 个波矢为 k 的磁振子和 n_u 个 $k=0$ (一致进动) 磁振子的状态。 $\mathcal{H}'$ 是引起两态之间跃迁的相应微扰哈密顿量。该跃迁几率决定着弛豫频率 $1/\tau$, 而线宽则正比于弛豫频率 ($\Delta H = 1/\tau$)。将 (1) 式作为微扰哈密顿量代入 (2) 式,可以得到由磁弹耦合造成的共振线宽。显然: 1) 只有应力存在时才有这一弛豫渠道。2) 该项线宽正比于磁致伸缩系数的平方, 并且线宽按应力的平方关系增长。3) 一般说来该项线宽是各向异性的, 它由应力的各向异性和磁致伸缩的各向异性共同决定。若应力可被看成是各向同性的, 该线宽各向异性则主要由磁致伸缩的各向异性决定。

机械抛光后单晶球表面应力的起因可能是多种多样的, 如冲撞磨削引起的晶格严重扭曲、微裂纹、高密度位错及各种位错组。但是对这些缺陷造成的应力还很少有恰当的数学描述。而位错则是个例外, 人们已经对各种位错周围的应力张量各分量的分布有了一

定认识. 因此, 作为一种可能, 不妨先考虑位错应力场引起的自旋波散射.

对于各向同性磁致伸缩的立方晶系材料, Kronmüller 等曾考察过金属膜中位错应力场引起的自旋波散射. 在磁致伸缩系数各向同性, 而位错的应力场各向异性的条件下^[20]

$$\Delta H_{\perp} = \frac{\hbar}{g\mu_B} \cdot \frac{1}{\tau_2^{\perp}} \cdot \frac{V}{L} N, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_2^{\perp}} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{L}{V} \frac{g\mu_B}{\hbar} \cdot \frac{1}{M^3} \left(\frac{3}{2} \frac{\lambda b G}{1-\nu} \right)^2 \{ \sin^2 \varphi I_1(\theta) + \cos^2 \varphi I_2(\theta) \}, \quad (4)$$

式中标记“ $\perp$ ”表示刃型位错, $\hbar$ 是普朗克常数被 2π 除, g 是兰德因子, μ_B 是玻尔磁子, V 是样品体积, L 是位错线长度, N 是位错密度, $\tau_2^{\perp}$ 是弛豫时间, λ 是磁致伸缩系数(各向同性), b 是柏格氏矢量, G 是剪切模量, ν 是泊松比, φ, θ 是磁化强度矢量在位错线、柏格氏矢量组成的位错坐标系中的极角坐标. 该结果表明, 在受到形变的金属中, 由于大量位错的产生, 一致进动自旋波被散射, 相应地增加了铁磁共振线宽, 并且这一部份线宽的确是各向异性的. 但其线宽各向异性主要由磁化强度相对位错线、柏格氏矢量取向而定.

机械抛光样品表面受到严重损伤, 晶格畸变可能到了难于用“晶格”概念描述的地步, 应力是很大的. 我们还没有一个理想的模型描述这种表面, 但作为一种近似和可能的应力起源, 不妨认为是高密度位错的结果. 从抛光过程可以知道, 要确定这种表面应力场的各向异性是很难的, 我们用各向同性的应力表示. 但是由于内部和表层有磁弹耦合能的差别, 即等效应力磁各向异性场不同, 因此也会象表面麻点一样引起自旋波散射. 在一级近似下仍然借用 Kronmüller 的结果, 则应有

$$\Delta H_{ijk} = \frac{N}{4\pi^2} \frac{1}{M^3} \left(\frac{3}{2} \frac{\lambda_{ijk} b G}{1-\nu} \right)^2 \cdot C. \quad (5)$$

不同之处在于: 1) 引入了各向异性的磁致伸缩系数 λ_{ijk} . i, j, k 表示立方晶体中的主轴方向. 2) 去掉了 θ, φ 等与位错坐标系有关的方向部份, 代之以常数 C , 后者可看成是前者的平均结果. 这样, 线宽仍然是方向各向异性的, 但其各向异性主要由磁致伸缩系数的各向异性决定. 和前面定性分析的结果一样, 位错密度越高, 线宽越大; 磁致伸缩系数越大, 线宽也越大; 对于单晶体, 磁致伸缩系数成极值的方向上线宽也呈极值. 这一结论与 YIG, BCYIG 上测量的结果完全一致. 单晶 YIG 在 $\langle 111 \rangle$ 方向上磁致伸缩极大, $\langle 100 \rangle$ 方向极小, 相应地 ΔH_{111} 总比 ΔH_{100} 大, BCYIG 则因磁致伸缩系数的行为相反, ΔH_{100} 是极大而 ΔH_{111} 极小(见图 1).

按实验测定的 ΔH 各向异性可按 (5) 式估算材料表面层的位错密度, 或反过来从位错密度估算线宽.

为此, 我们取 $\langle 111 \rangle$ 和 $\langle 100 \rangle$ 两个方向线宽的差值, 它直接与磁致伸缩系数的差值有关,

$$\Delta H_{111} - \Delta H_{100} = \frac{N}{4\pi^2} \frac{1}{M^3} \left(\frac{3}{2} \frac{b G}{1-\nu} \right)^2 (\lambda_{111}^2 - \lambda_{100}^2) \cdot C. \quad (6)$$

对于 $3\mu\text{m}$ 抛光的 YIG 单晶, 从图 1 得到 $\Delta H_{111} - \Delta H_{100} = 0.6\text{Oe}$, 代入 $4\pi M = 1740\text{Oe}$, $G = 7.64 \times 10^{11}\text{dyn/cm}^2$, $\nu = 0.3$ (估计), $b = 8.75 \times 10^{-8}\text{cm}$ (按晶格常数 $= 12.377\text{\AA}$, 柏格氏矢量沿 $\langle 110 \rangle$ 求得), $\lambda_{111} = -2.4 \times 10^{-6}$, $\lambda_{100} = -1.4 \times 10^{-6}$, 得到 $N = 8.1 \times 10^8/\text{cm}^3$. 这是整个球内位错均匀分布时相应的密度, 实际上位错集中在约 $10\mu\text{m}$ 厚的表层中, 以小球直径 1.0mm , 可换算表层内的位错密度, 这样得到 $N_{\text{表}} = 5.4 \times 10^{10}/\text{cm}^2$.

可惜现在还没有恰当的办法准确测出表面层的位错密度, 因此无从比较. 但从机械抛光过程看, 这样高的位错密度是完全可能的.

四、结 语

至此, 我们借助磁弹耦合说明了机械抛光中引入的表面损伤层对铁磁共振线宽及其各向异性的影响. 给出了一级近似下的表达式. 影响线宽各向异性的主要因素是磁致伸缩的各向异性, 磁致伸缩系数越大对线宽的贡献也越大, 并有二次方的关系. 位错密度越高, 应力越强, 线宽也越大. 此外, 磁化强度的影响也是不可忽略的, 其他参数相同, 磁化强度越大, 线宽的展宽越小, 这定性地和实验是一致的. 按照这一机制, 可以预言, 要进一步降低多晶小线宽材料的线宽, 降低磁致伸缩系数, 可能是一个重要途径. 因为多晶烧结中不可避免地引入应力, 晶粒间界等不完整处也会有相当高的位错密度, 通过磁弹相互作用, 会引起线宽的增加, 因此形成的线宽展宽可借助使磁致伸缩系数趋于零的途径而消除.

作者感谢 Kronmüller 教授的热心和有益的讨论.

参 考 文 献

- [1] M. Sparks, "Ferromagnetic Relaxation Theory", McGraw-Hill, U.S.A. (1964).
- [2] 物理研究所 205 组, 钇铁石榴石谐振子电调滤波器, 科学出版社, (1972).
- [3] F. Hartmann-Boutron, *J. Appl. Phys.*, **35**(1964), 889.
- [4] R. C. LeCraw, E. G. Spencer, C. S. Porter, *Phys. Rev.*, **110**(1958), 1131.
- [5] 霍裕平、孟宪振, 物理学报, **20**(1964), 387.
- [6] G. Winkler, P. Hansen, P. Holst, *Philips Res. Rep.*, **27**(1972), 151.
- [7] 韩志全等, 磁性材料和器件, (2)(1979), 1.
- [8] C. E. Patton, *IEEE Trans on Mag.*, **Mag-8** (1972), 433.
- [9] W. G. Nilsen, E. G. Spencer, *J. Appl. Phys.*, **36**(1965), 1616.
- [10] A. N. Ageev, A. G. Gurevich, *Soviet Phys. Solid State*, (English Transl.) **11**(1969), 288.
- [11] P. Hansen, *Phys. Rev. B*, **5**(1972), 3737.
- [12] В. В. Даников и др., *Известия АН СССР, сер. физ.*, **XXXV** (6) (1971), 1279.
- [13] M. Sparks, R. Loudon and C. Kittel, *Phys. Rev.*, **122**(1961), 791.
- [14] 曹克定、李顺方、张鹏翔, 物理, 5(1981), 303.
- [15] E. R. Callen, A. E. Clark, B. Desavage, W. Coleman, H. B. Callen, *Phys. Rev.*, **130**(1963), 1735.
- [16] E. M. Smokotin, R. A. Petrov, V. V. Velichko, Yu. M. Yakovlev, *Phys. Status Solidi (a)*, **21** (1974), K9.
- [17] H. Kronmüller, "In Proc. Conf. Soft. Magn. Mat. 3", Bratislava, (1977).
- [18] Chang P. H. (张鹏翔), G. Schroeder, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **47**(1978), 397.
- [19] H. Kronmüller, *Proc. AIP Conf.*, **10**(1972), 1006.
- [20] R. Kloss, H. Kronmüller, *Z. F. Angew. Physik*, **22**(1971), 17.

POSSIBLE ORIGIN OF THE FMR LINEWIDTH ANISOTROPIES IN YIG AND BCVIG SINGLE CRYSTALS

ZHANG PENG-XIANG MO YU-JUN

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We propose a possible origin of FMR linewidth anisotropy shown in mechanically polished YIG and BCVIG single crystals. The stresses left on the surface of the spheres of these crystals couple with the magnetization through the magnetostriction effect, and thus give rise to an additional linewidth, which is anisotropic due to the anisotropic magnetostrictive constant. Supposing that the damaged layer is mainly composed of high density dislocations, a relation between the FMR linewidth anisotropy and the magnetostriction constants is deduced based on micromagnetism theory and the two-magnon scattering process. From the measured linewidth anisotropy of YIG, we evaluated the dislocation density of the surface layer to be $5.4 \times 10^{10}/\text{cm}^2$.

This relaxation process shows that in order to further reduce the linewidth of an ultra-low linewidth polycrystalline material, suppressing the magnetostriction constant may play an important role.