铁磁共振附近增强的动态 ΔE 效应的观测

频率

胡文斌[1], 王玉迪[1], 黄明贤[1], 张怀武，和白飞明[II]电子科技大学电子科学与工程学院，中国成都 610054 * 通讯作者。电子邮件：

fmbai@uestc.edu.cn

摘要

磁致伸缩薄膜的场依赖弹性模量，也称为 ΔE 或 ΔG效应，对于基于表面声波（SAWs）的超灵敏磁场传感器至关重要。尽管已有大量成功的实验验证，但人们很少关注 ΔE 或 ΔG 效应的频率依赖性。本研究对覆盖有一层薄 FeCoSiB 薄膜的水平剪切型表面声波延迟线进行了研究，考察了在施加磁场时不同频率下的响应。通过测量表面声波的磁场依赖相移，提取了 FeCoSiB 的剪切模量变化。研究发现，在接近铁磁共振频率的高次谐波频率下， ΔG 效应显著增强，与第一表面声波模式（128 MHz）下的结果相比，增强了 ~82%。此外，磁致伸缩层的有效阻尼因子越小，所获得的 ΔG 效应越显著，这一现象可通过我们提出的动态磁弹耦合模型加以解释。

ΔE 或 ΔG 效应是指磁致伸缩（MS）材料的杨氏模量或剪切模量随磁场变化。尽管在各向异性极低的块体非晶磁致伸缩材料中存在巨ΔE 或 ΔG 效应，但由于结构不均匀性、钉扎缺陷以及表面或界面应力，其薄膜形式的对应效应显著减弱。例如，FeSiB Metglass带材的最大ΔE 效应为64%，其磁弹性模量系数（MMC）（dE/dH）达到150 GPa/奥斯特[1]。但即使经过系统的工艺优化[2]，FeCoSiB薄膜的最大 ΔE 效应和 dE/dH 也仅为30%和6.5 GPa/奥斯特。

近年来，开发了许多磁场传感器，采用悬臂梁[3–5]或表面声波（SAW）谐振器[6–12] 和延迟线[13–16]。以磁性表面声波为例，在叉指换能器（IDTs）电极上或电极之间覆盖磁致伸缩层后，压电基底的相速度会呈现色散。因此，可通过追踪表面声波谐振器或延迟线的频率或相移来检测磁场。瑞利型表面声波高度依赖于 ΔE 效应的大小，而剪切水平型表面声波则需要较大的 ΔG 效应。

在早期对 ΔE 或 ΔG 效应[17–19]的研究中，采用了静态磁化假设，即磁畴/磁矩在施加外场或应力后可以立即旋转至其平衡取向。然而，当表面声波频率接近铁磁共振频率（FMR）或自旋波 共振（SWR）频率时，情况并非如此；对于软磁薄膜而言，该频率通常为数百MHz甚至GHz。关于 ΔE 或 ΔG的频率依赖性研究很少。H. Zhou等人[13] 研究了1st 阶瑞利波和3rd 阶剪切水平波在$[TbCo2/FeCo]_{20}$/Y切割

$LiNbO_3$ 多层结构中的相速度频移，发现剪切水平波的速度频移从0.2%（270 MHz）增加到0.6%（822 MHz）。类似地，A. Mazzamurro等人[15] 采用[$TbCo_2$/FeCo]$_{25}$/ST- X90°切割石英结构，获得了1st（410 MHz）和3rd （1.2 GHz）激励下Love型表面声波的相速度频移。M. Elhosni等人[20] 研究了Ni/ZnO/叉指换能器/$LiNbO_3$ 结构在 1st阶、 3rd阶和 5th 阶瑞利波激励下的中心频率频移。Spetzler等人[21] 推导了 ΔE 效应的理论频率依赖性，并得出结论： ΔE 效应会随着频率的增加而减弱。然而，这些研究要么由于$TbCo_2$/FeCo薄膜具有非常高的各向异性场，而聚焦于远低于铁磁共振频率的表面声波频率；要么使用了具有较大阻尼因子的磁致伸缩薄膜（如镍）。

在这项工作中，我们报告了 ΔG 效应的频率依赖性，该效应出现在非晶 Fe-Co- Si-B 薄膜中，其饱和磁致伸缩系数高达 55 ppm [22]，吉尔伯特阻尼因子低至 0.0038 [23]。我们采用分裂指叉指换能器设计来激发表面声波高阶谐波，足以覆盖从 128 MHz 到 1.9 GHz 的宽频段。通过监测 SH 型表面声波的相移，并借助有限元分析分离几何和结构贡献，成功提取了剪切模量的场依赖性和频率依赖性。

图。 1(a)示意性地展示了我们在 42°旋转 Y 切 $LiTaO_3$(TDG，浙江，中国)基底上的声表面波延迟线，该基底支持 SH 型表面声波[24]。厚度为 50 nm 的铝分裂指叉叉指换能器经过设计，可减少表面声波的反射并激发高阶谐波。周期为32 μm，两个叉指换能器之间的距离为 1.2 mm，如图所示。一个 1 mm × 1.2 mm 的矩形

$(Fe_{90}Co_{10})_{78}Si_{12}$硼$_{10}$ 薄膜随后通过溅射沉积在两者之间。沉积了两种不同厚度（30 和 75 nm）的薄膜，相应器件分别标记为器件1和器件2。沉积 Fe-Co-Si-B 薄膜期间，施加了一个平行于声表面波传播方向的原位磁场（$\vec{k}$），以诱导面内单轴各向异性。图。 1(b) 显示了器件1的光学图像。随后，两个叉指换能器通过银线连接到印刷电路板上的 50-Ω微带线。微带线的两端均焊接到 SMA连接器上，如图 1(c)所示。延迟线的传输参数 S_{21} 由矢量网络分析仪（VNA，Agilent N5230A）测量。器件置于由直流电流源（ITECH-6502）控制的亥姆霍兹线圈中，输出磁场使用高斯计（Lake Shore 425）进行校准。所有测试均由 LABVIEW 程序自动控制。

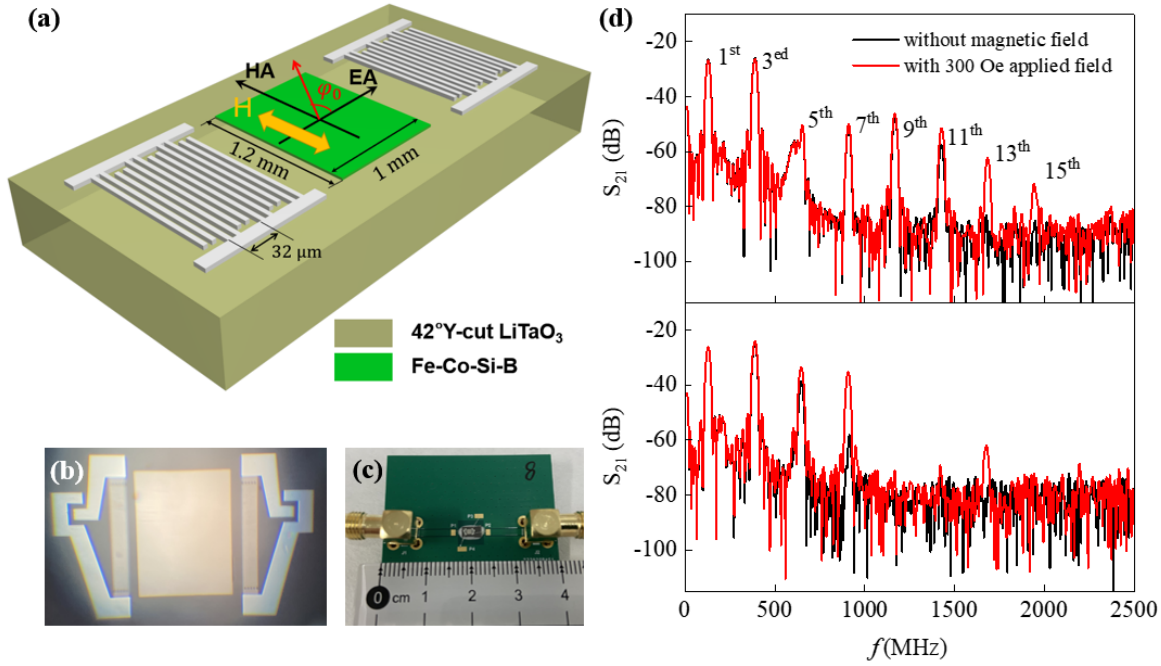


图 1 (a) 42°旋转 Y 切 $LiTaO_3$ 衬底上的声表面波延迟线示意图。

(b) 和 (c) 制备并封装的声表面波器件照片。(d) 施加和未施加 300 奥斯特磁场时，器件1（上）和器件2（下）的 S_{21} 测量结果。

首先，进行了从 10 MHz 到 3 GHz 的宽带测量，并比较了器件1和器件2在有饱和磁场和无饱和磁场（$H_s = 300$ 奥斯特）时的S_{21}幅值，结果如图 1(d)所示。 请注意，每个测得的S_{21} 均经过时域门控[25] 处理， 以分离叉指换能器之间的电磁串扰。在不存在外部磁场时，器件1呈现第一模式和额外的五个奇次谐波，其中心频率为 $f_{SAW} = qf_0$ ，其中 $f_0 = 128$ MHz，而 q（=1、3、.....、11）表示相应的谐波模态。施加 H_s 后，各谐波的插入损耗均有所降低，尤其是较高次谐波，因此出现了额外的 13^{th} 和15^{th} 谐波。器件2在零磁场下呈现四个谐波模态，其中 $f_0 = 128$ MHz，且 $q = 1$ 为3、5、7；施加300奥斯特磁场后，插入损耗也显著降低。

可以使用以下公式提取各模式中心频率处的表面声波相位

$$\phi = arctan\left(\frac{R(S_{21})}{I(S_{21})}\right). \quad (1)$$

这使我们能够详细研究 1^{st}、 3^{rd}、.....以及 11^{th} 次谐波处表面声波相移对磁场的依赖性。沿硬轴（垂直于 $\vec{k}$）对 Fe-Co-Si-B薄膜施加循环磁场：磁场先从 0 增加至 80 奥斯特，随后减小至 -80 奥斯特，再返回至 80 奥斯特。相对相移定义为减去饱和磁场下的相位，即 $\Delta\phi$（H） $= \phi$（H） $- \phi$（H_s）。器件1所有模式的结果如图 2所示。在增加和减小磁场过程中，测得的 $\Delta\phi$ -H曲线之间出现了约 1.3 奥斯特的偏差，这可归因于 Fe-Co-Si-B薄膜较小的矫顽力。在零磁场下测得的 $\Delta\phi$（H）仅约为 -0.8°。

但对于 11th次谐波，该数值会大幅增加至 -203°。我们还在图 $d\phi/dH$ 右轴上绘制了相位灵敏度 $d\phi/dH$ 。图 2中清楚地观察到四个 $d\phi/dH$ 峰：其中两个位于较小的偏置场 H_b，为 ±13.8 奥斯特；另外两个位于相对较大的 H_b ，为 ±30.2 奥斯特。随着谐波频率增加，这两个数值均会增大，但前者变得更加明显。对于 11th 次谐波，最大相位灵敏度达到 19.6°/奥斯特，即 196°/毫特斯拉。因此，在接下来的讨论中，我们将重点关注较小偏置场下的相位灵敏度。

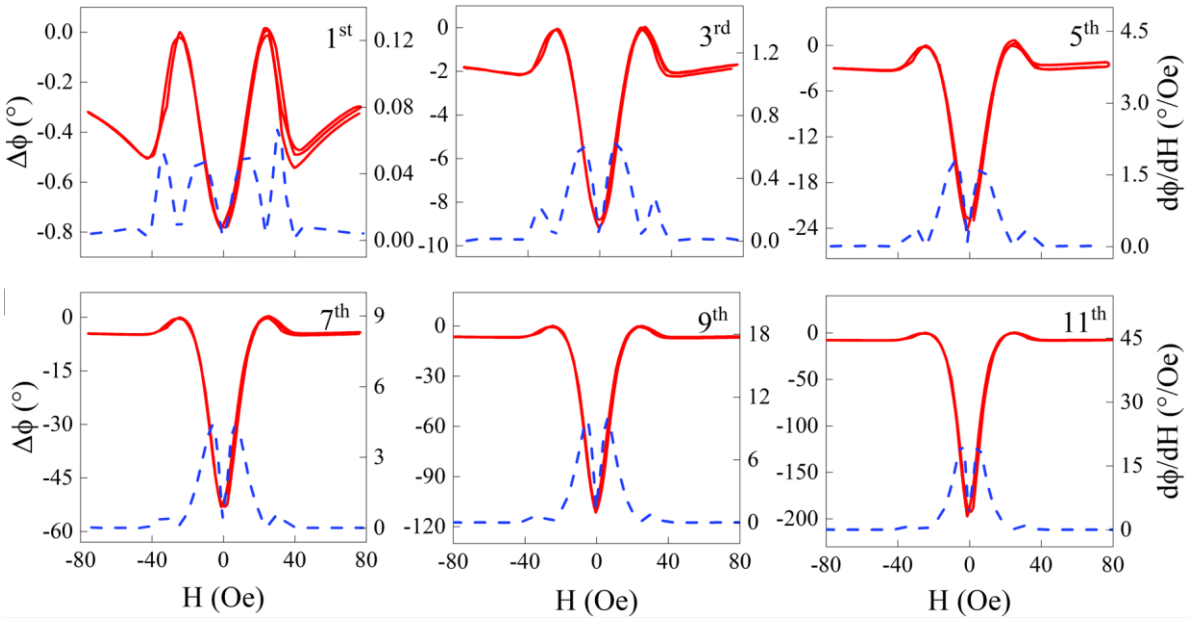


图2 器件1从1st 阶模式到11th 阶模式的实测磁场依赖相移和相位灵敏度。

器件2的磁场依赖相移与器件1呈现相似的趋势：第一模式下的相移分别为 -4.2° 和 -355.4°，而7th 谐波模式下的相移则未在此处展示。图 3绘出了器件1和器件2的最大相位灵敏度$(d\phi/dH)_{max}$ 及其对应偏置场 H_b 随表面声波频率的变化关系。与 $\Delta\phi$类似，$(d\phi/dH)_{max}$ 的幅值随频率呈指数增长，部分原因是高次谐波表面声波的波长较短。请注意，磁性层的厚度会起到

重要作用，决定$(d\phi/dH)_{max}$和对应H_b的大小。如图3所示，器件2的$(d\phi/dH)_{max}$明显更高，这是由于采用了较厚的磁性层（75 nm）；其谐波模式下的数值达到134.5°/奥斯特或1345°/毫特斯拉。7th与此同时，器件1的H_b始终大于器件2。这可归因于较薄铁磁薄膜（30 nm）具有更大的表面各向异性[26,27]。值得注意的是，两个器件的H_b均呈现明显的下降趋势：器件1从13.8奥斯特降至4.4奥斯特，器件2从3.0奥斯特降至1.4奥斯特。较低的偏置场对于弱磁场传感器和磁场调谐延迟线而言十分理想。

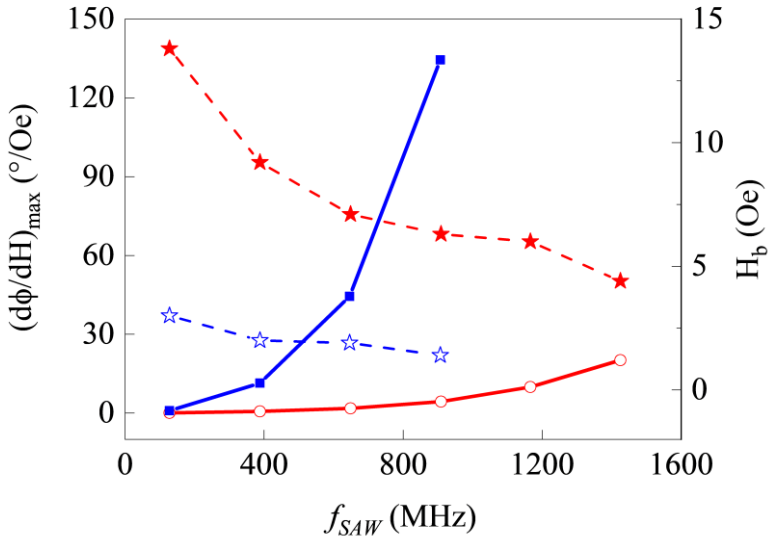


图3 器件1（红色）和器件2（蓝色）的最大相位灵敏度（实线）及对应偏置场（虚线）的实测频率依赖性。

如前所述，SH型表面声波的相移源于Fe-Co-Si-B薄膜的ΔG效应，进而影响表面声波的相速度并产生S_{21}相移。然而，由于多层结构、叉指换能器和磁性层的几何形状以及表面声波的波长[14]都会产生影响，因此通过表面声波的相移测量电导较为复杂。为了提取电导对磁场的依赖关系，有必要识别并分离这些因素的影响

。

表面声波的相位 $\phi(H)$ 是表面声波相速度 $v(H)$ 和 Fe-Co-Si-B薄膜长度（L）的函数，可表示为

$$\phi(H) = \frac{2\pi f_{SAW}}{v(H)} L, \tag{2}$$

因此， $\Delta\phi(H)$（图 3 中的值可利用公式转换为相速度

$$v(H) = \frac{2\pi f_{SAW} L}{2\pi f_{SAW} L / v(H_s) + \Delta\phi(H)}, \tag{3}$$

其中， $v(H_s)$ 表示饱和磁场下的表面声波相速度。由此可见，在确定 $v(H)$ 之前，需要先知道 $v(H_s)$。

在我们的情况下，当表面声波传播进入 Fe-Co-Si-B/$LiTaO_3$ 多层结构时，相速度会呈现色散特性，取决于 Fe-Co-Si-B 的厚度 d 与表面声波波长 λ之比。因此， $v(H_s)$ 对于器件 1 和器件 2 的每个模态具有不同的值。随后建立了有限元模型（有限元法），以模拟具有不同 d/λ 值的 Fe-Co-Si-B/$LiTaO_3$ 多层结构中的 $v(H_s)$，如图4所示。对于磁场饱和的 Fe-Co-Si-B，我们采用杨氏模量 150 GPa、泊松比 0.3 和体积密度 7250 kg/m^3, ，从而得到 $G(H_s) = 57.7$ GPa 以及 $v_{MS} = 2821$ m/s 的剪切水平波相速度。$LiTaO_3$ 基底的弹性参数可在 COMSOL Multiphysics 软件中获得，计算得到的剪切水平波相速度（v_{LT}）为 4080 m/s。根据 Farnell和Adler[28], 的先驱工作，多层表面声波的相速度介于 v_{LT} 和 v_{MS} 之间。随着 d/λ 增大， $v(H_s)$逐渐偏离 v_{LT} 并趋近于 v_{MS} 。图4中的放大插图还突出了器件1和器件2所有谐波模态对应的$v(H_s)$值。

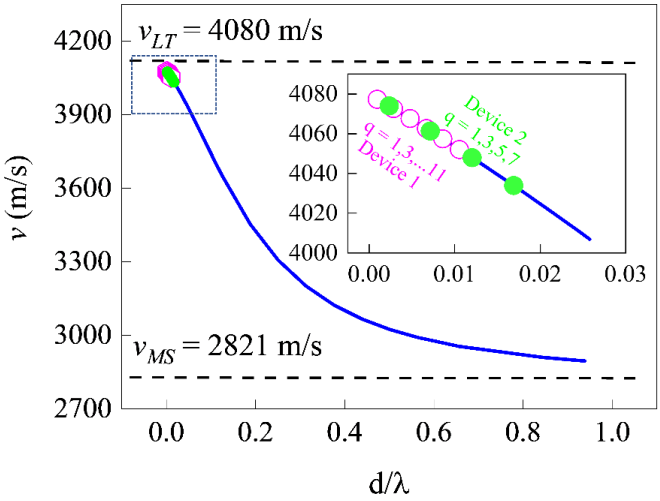


图4 铁-钴-硅-硼/钽酸锂多层结构中剪切水平表面声波的相速度随d/λ 变化的模拟结果。插图显示了器件1和器件2中各模式的$v(H_s)$。

现在，对于固定的 $v(H_s)$每种模式，剪切模量 G 随 Fe-Co- 硅-B 的外加磁场变化情况，可通过将一系列 G值输入有限元法，直至模拟相速度与使用公式 (3)所得的相速度相匹配来确定G与H的关系结果绘于图 5(a) 和 5(b)。此处，我们将 ΔG 效应表示为$\big(G - G(H_s)\big)/G(H_s)\times$ 100%。我们的结果表明，器件1和器件2均表现出频率依赖的ΔG 效应，这一点由以下事实得到证明：器件1在零磁场下的ΔG 效应从11%增加到20%，而器件2则从23%增加到39%。

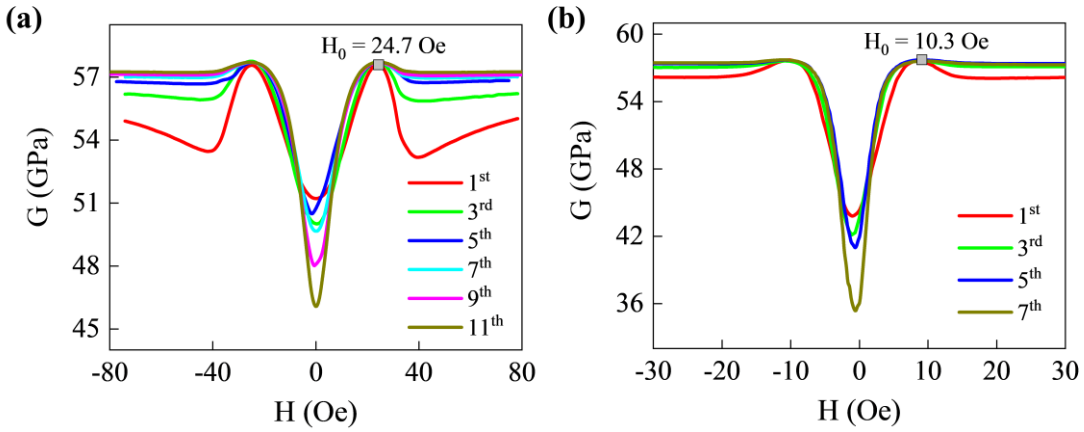


图5 器件1（a）和器件2（b）中不同模式的*G-H*曲线 y.

这一显著特征可以用我们团队最近提出的动态磁弹耦合模型来解释[11]。剪切模量电导可以表示为外部磁场H和表面声波频率 f_{SAW}的函数

$$G(H,f_{SAW}) = G(H_s)+\frac{B_2^2 cos^2 2\varphi_0}{2\mu_0 M_s}\frac{\gamma(i\omega\alpha+\omega_m)}{\omega^2-\left(i\omega\alpha+\gamma H sin\varphi_0+\gamma H_k cos2\varphi_0+\omega_m\frac{kd}{2}sin^2\varphi_0\right)(i\omega\alpha+\omega_m)} \quad (4)$$

with

$$\omega=2\pi f_{SAW},\omega_m=\gamma M_s,sin\varphi_0=\begin{cases}H/H_k, & |H|\le H_k\\ 1, & |H|>H_k\end{cases}.$$

其中， M_s、 γ、 H_k、 B_2和α 分别为饱和磁化强度、旋磁因子、单轴各向异性场、磁弹耦合系数和阻尼因子。 φ_0 为平衡磁化强度与声表面波传播方向之间的夹角，如图1(a)所示。注意，图5中的所有G-H曲线均在相同的施加磁场 H_0处达到峰值。由于 $G(H,f_{SAW})-G(H_s)$与 $cos^2 2\varphi_0$ 成正比，当$\varphi_0=45^o$时， $G(H_0,f_{SAW})$等于 $G(H_s)$，因此可以计算出单轴各向异性场H_k 为 $H_k=\sqrt{2}H_0$。

方程 (4) 也可用于确定磁弹耦合系数 B_2，该系数与应力状态相关，以及阻尼参数 α，该参数对微观结构敏感，令 $H=0$ 奥斯特，并改写为

$$G(0\ \mathrm{Oe}, f_{SAW}) = G(H_s) + \frac{B_2^2}{2\mu_0 M_s} \frac{\gamma(i\omega\alpha + \omega_m)}{\omega^2 - (i\omega\alpha + \gamma H_k)(i\omega\alpha + \omega_m)}. \quad (5)$$

当 f_{SAW} 远低于铁磁共振频率时，$f_{FMR} = \gamma\sqrt{H_k M_s}/2\pi$ （根据表格中的参数，器件1为 2.1 GHz，器件2为 1.4 GHz I），公式（5）可进一步简化为

$$G(0\ \mathrm{Oe}, f_{SAW}) = G(H_s) - \frac{B_2^2}{2\mu_0 M_s H_k}, \text{for } f_{SAW} \ll f_{FMR}. \quad (6)$$

显然，B_2 可计算为 $\sqrt{2\mu_0 M_s H_k[G(H_s) - G(0\ \text{奥斯特},\ f_{SAW})]}$。在我们之前的工作中[23]，我们已经确定了 Fe-Co-Si-B 薄膜的饱和磁化强度（M_s = 15.3 千奥斯特）和旋磁因子（γ = 18.3 兆赫/奥斯特）。比较器件1和器件2可以发现，ΔG 效应与 H_k成反比，这与公式(6)的预期一致。

此外，我们可以利用一系列在其谐波频率处的 G（0 奥斯特，f_{SAW}），通过公式（5）拟合 α 。图6绘出了器件1和器件2的 G（0 奥斯特，f_{SAW}）随频率的依赖关系，不同曲线对应不同的α 值。可以观察到，在 f_{FMR}附近，ΔG 效应发生了显著变化，尤其是在 α 设为较低值时。现在可以清楚地看出，阻尼因子在决定ΔG效应的大小方面起着关键作用。较低的阻尼因子对应于增强的 ΔG 效应（当 f_{SAW} 接近 f_{FMR}时），而较大的阻尼因子则会导致 ΔG 效应减弱。拟合得到的 α 值分别为器件1的0.008和器件2的0.01。器件2在其7th 谐波模态（896 MHz）下的 ΔG 效应相比于第一模式（128 MHz）提高了70%。器件1由于阻尼因子更低，增强幅度甚至达到82%。器件1和器件2的所有拟合结果均列于表I中。

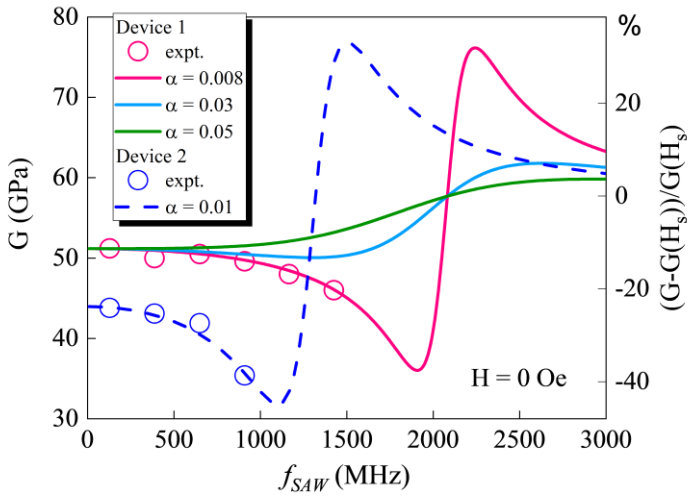


图6 频率依赖关系：器件1和器件2的 Fe-Co-Si-B薄膜剪切模量

在零磁场下的器件2。线条表示使用不同阻尼因子设置通过公式 (5)计算得到的结果，圆点对应实验结果。

表I. 通过拟合电导-磁场曲线得到的器件1和器件2参数汇总。

器件	M_s (千奥斯特)	γ (MHz/奥斯特)	H_k (奥斯特)	B_2 (MPa)	α
1	15.3	18.3	35	7.5	0.008
2	15.3	18.3	14.5	7.0	0.01

总之，通过测量 SH型表面声波延迟线的相移，研究了 Fe-Co-Si-B 薄膜剪切模量的频率依赖性。研究发现，对于相同的器件结构和磁性层尺寸，高阶谐波表面声波激励可通过磁声耦合显著增强 ΔG 效应。此外，阻尼因子越低，ΔG 效应越强，这一现象可基于动态磁弹性模型加以解释。我们的研究不仅揭示了一种新颖的动态 ΔG 效应，还提供了一种非常实用的方法，可提高基于表面声波或体声波的磁场传感器的灵敏度。

致谢

本研究得到中国国家自然科学基金（项目编号：61871081）和四川省自然科学基金（项目编号：2022NSFSC0040）的资助。

[1]P. M. Anderson, J. Appl. Phys. **53**(11), 8101-8103（1982）。[2]A. Ludwig 和 E. Quandt，发表于 IEEE. Trans. Magn. **38**(5), 2829-2831（2002）。

[3]B. Gojdka, R. Jahns, K. Meurisch, H. Greve, R. Adelung, E. Quandt, R. Knöchel 和 F. Faupel，Appl. Phys. Lett. **99**(22), 223502 (2011)。

[4]A. V. Turutin、J. V. Vidal、I. V. Kubasov、A. M. Kislyuk、M. D. Malinkovich、Y. N. Parkhomenko、S. P. Kobeleva、O. V. Pakhomov、A. L. Kholkin 和 N. A. Sobolev，Appl. Phys. Lett. **112**(26), 262906 (2018)。

[5]B. Spetzler, C. Bald, P. Durdaut, J. Reermann, C. Kirchhof, A. Teplyuk, D. Meyners, E. Quandt, M. Höft, G. Schmidt 和 F. Faupel，《Sci. Rep.》**11**(1)，5269（2021）。

[6]P. Smole, W. Ruile, C. Korden, A. Ludwig, E. Quandt, S. Krassnitzer 和 P. Pongratz，《IEEE Proc. Freq. Cont. Symp.》903（2003）。

[7]X. Liu, B. Tong, J. Ou-Yang, X. Yang, S. Chen, Y. Zhang 和 B. Zhu，《Appl. Phys. Lett.》**113**(8)，082402（2018）。

[8]X. Liu, J. Ou-Yang, B. Tong, S. Chen, Y. Zhang, B. Zhu 和 X. Yang，《Appl. Phys. Lett.》**114**(6)，062903（2019）。

[9]H. Mishra, J. Streque, M. Hehn, P. Mengue, H. M'Jahed, D. Lacour, K. Dumesnil, S. Petit-

Watelot、S. Zhgoon、V. Polewczyk、A. Mazzamurro、A. Talbi、S. Hage-Ali 和 O. Elmazria，Smart Mater. Struct. **29**(4), 045036 (2020).[10]H. Mishra、M. Hehn、S. Hage-Ali、S. Petit-Watelot、P. W. Mengue、S. Zghoon、H. M'Jahed、D. Lacour 和 O. Elmazria，Phys. Rev. Appl. **14**(1), 014053 (2020).[11] W. Hu、M. Huang、H. Xie、H. Zhang 和 F. Bai，Phys. Rev. Appl. **19**(1), 014010 (2023).[12]V. Polewczyk、K. Dumesnil、D. Lacour、M. Moutaouekkil、H. Mjahed、N. Tiercelin、S. Petit Watelot、H. Mishra、Y. Dusch、S. Hage-Ali、O. Elmazria、F. Montaigne、A. Talbi、O. Bou Matar 和 M. Hehn, Phys. Rev. Appl. **8**(2), 024001 (2017).[13]H. Zhou、A. Talbi、N. Tiercelin 和 O. Bou Matar，Appl. Phys. Lett. **104**(11), 114101 (2014).[14]A. Kittmann、P. Durdaut、S. Zabel、J. Reermann、J. Schmalz、B. Spetzler、D. Meyners、N.X. Sun、J. McCord、M. Gerken、G. Schmidt、M. Höft、R. Knöchel、F. Faupel 和 E. Quandt，Sci Rep **8**(1), 278 (2018).[15]A. Mazzamurro、Y. Dusch、P. Pernod、O. Bou Matar、A. Addad、A. Talbi 和 N. Tiercelin，Phys. Rev. Appl. **13**(4), 044001 (2020).[16]J. Schmalz、A. Kittmann、P. Durdaut、B. Spetzler、F. Faupel、M. Höft、E. Quandt 和 M. Gerken，Sensors **20**(12), 3421 (2020).[17]J.D. Livingston，Phys. Status Solidi A **70**(2), 591-596 (1982).[18]P.T. Squire，J. Magn. Magn. Mater. **87**(3), 299-310 (1990).[19]O. Bou Matar、J. F. Robillard、J. O. Vasseur、A. C. Hladky-Hennion、P. A. Deymier、P. Pernod 和 V. Preobrazhensky，J. Appl. Phys. **111**(5), 054901 (2012).[20] M. Elhosni、O. Elmazria、S. Petit-Watelot、L. Bouvot、S. Zhgoon、A. Talbi、M. Hehn、K. A. Aissa、S. Hage-Ali、D. Lacour、F. Sarry 和 O. Bou matar，Sens. Actuators A: Phys. **240**,

41–49（2016）。[21]B. Spetzler, E. V. Golubeva, C. Müller, J. McCord 和 F. Faupel, 《Sensors》**19**(21), 4769（2019）。[22]C. Dong, M. Li, X. Liang, H. Chen, H. Zhou, X. Wang, Y. Gao, M. E. McConney, J. G. Jones, G. J. Brown, B. M. Howe 和 N. X. Sun, Appl. Phys. Lett. **113**(26), 262401（2018）。[23]W. Hu, L. Zhang, L. Jin 和 F. Bai, 《AIP进展》**13**(2),（2023）。[24]Y. Yan, K. Huang, H. Zhou, X. Zhao, W. Li, Z. Li, A. Yi, H. Huang, J. Lin, S. Zhang, M. Zhou, J. Xie, X. Zeng, R. Liu, W. Yu, T. You 和 X. Ou, 《ACS应用电子材料》**1**(8), 1660-1666（2019）。[25]M. Weiler, L. Dreher, C. Heeg, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt 和 S. T. B. Goennenwein, 《物理评论快报》**106**(11), 117601（2011）。[26]A. T. Hindmarch, A. W. Rushforth, R. P. Campion, C. H. Marrows 和 B. L. Gallagher, 《物理评论B辑》**83**(21), 212404（2011）。[27]M. Bi, X. Wang, H. Lu, L. Deng, K. J. Sunday, M. L. Taheri 和 V. G. Harris, J. Appl. Phys.**119**(2), 023906（2016）。[28]G. W. Farnell 和 E. L. Adler, 《物理声学》**9** 35-127（1972）。