

专题: 应用磁学

布里渊光散射光谱及其应用*

王悦齐 郭梦莹 王棋†

(华中科技大学物理学院, 武汉 430074)

(2025年8月28日收到; 2025年9月10日收到修改稿)

综述了布里渊光散射 (Brillouin light scattering, BLS) 技术的基本原理、发展历程及实验装置演化, 并深入探讨了其在现代科学研究中的多领域应用. BLS 技术基于光子与材料中元激发 (如磁子、声子) 的非弹性散射过程, 通过精确测量散射光的频移, 可获取这些准粒子的能量、动量及相互作用等关键物理信息. 自 1914 年布里渊首次提出理论预测以来, BLS 技术经历了显著的技术演进: 从早期仅能实现单一波矢的选择性测量, 逐步发展为兼具微米级空间分辨率、纳秒时间分辨率和相位测量能力的高精度表征手段. 这一技术演化过程不仅拓展了布里渊光散射在凝聚态物理研究中的应用范围, 更使其成为研究磁子动力学和声子输运现象的重要工具. 本文详细阐述了串联法布里-珀罗干涉仪的工作原理及其在 BLS 高精度光谱分析中的核心作用, 并结合近年来一系列前沿研究案例, 系统展示了 BLS 技术在自旋波色散关系测量、非互易传播特性研究、非线性动力学表征、磁声耦合效应, 以及生物力学分析等领域的独特优势. 随着 BLS 技术的持续优化及其与新兴表征方法的交叉融合, 布里渊光散射作为一种多维度、高灵敏度的光学无损探测平台, 将在材料科学、量子信息、生物医学等前沿领域发挥更加关键的作用.

关键词: 布里渊光散射, 自旋波, 声子, 串联法布里-珀罗干涉仪

PACS: 72.10.Di, 78.35.+c, 07.10.Cm, 85.75.-d

DOI: 10.7498/aps.74.20251162

CSTR: 32037.14.aps.74.20251162

1 历史

布里渊光散射 (Brillouin light scattering, BLS) 的理论基础可以追溯至 20 世纪初的重要物理学发现. 1914 年, 法国物理学家莱昂·布里渊 (Léon Brillouin)^[1] 首次从理论上预测了光与物质中声学声子之间的非弹性散射现象. 经过深入研究, 布里渊于 1922 年发表了系统的理论阐述^[2]. 值得注意的是, 苏联物理学家列昂尼德·曼德尔斯坦 (Leonid Mandelstam) 也独立地开展了相关研究, 他早在 1918 年就意识到这种散射机制的存在, 但完整的理论论述直到 1926 年才正式发表^[3]. 为纪念这两位科学家的开创性贡献, 学术界将这一现象命名为布里渊-曼德尔斯坦散射 (Brillouin-

Mandelstam scattering, BMS), 这一命名既体现了科学发现的优先权问题, 也反映了科学史上独立发现的普遍现象.

布里渊和曼德尔斯坦的理论预测于 1930 年由苏联物理学家 Eugenio Gross^[4] 首次通过实验证实. 他利用级联干涉仪系统, 在液体和晶体中成功观测到由热发声波引起的布里渊散射信号, 标志着 BLS 技术从理论构想转变为可观测的物理现象. 然而, 受限于当时缺乏高亮度、单色性好的相干光源, BLS 技术在随后的三十年间发展缓慢. 直至 1960 年红宝石激光器问世^[5], 这一技术瓶颈才被突破. 激光器提供的高度相干、高强度的光源极大地提高了散射信号的强度和信噪比, 为 BLS 技术在凝聚态物理、材料科学等领域的广泛应用奠定了重要基础.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12574118) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: williamqiwang@hust.edu.cn

图 1 系统梳理了自 20 世纪 60 年代以来 BLS 技术在磁学、声学和生物医学等领域的代表性研究成果. 如图 1(a) 所示, 1966 年研究人员 [6] 首次利用 BLS 技术成功观测到 FeF₂ 薄膜中的自旋波信号, 在 52 和 154 cm⁻¹ 波数处清晰识别出磁子特征峰. BLS 技术能够取得今日的广泛应用, 很大程度上得益于 20 世纪 70 年代, 约翰·桑德科克 (John Sandercock) 博士 [7-9] 研发的高对比度的多通道串联法布里-珀罗干涉仪. 这项开创性的工作通过串联两个法布里-珀罗干涉腔, 使散射光六次通过干涉腔, 显著提升了系统对比度, 实现了对微弱信号的高灵敏度探测. 如图 1(b) 所示, Sandercock 等 [9] 于 1981 年开发的串联法布里-珀罗干涉仪 (TFPI) 凭借其卓越的高对比度和宽动态范围特性, 为现代 BLS 光谱学奠定了坚实的技术基础.

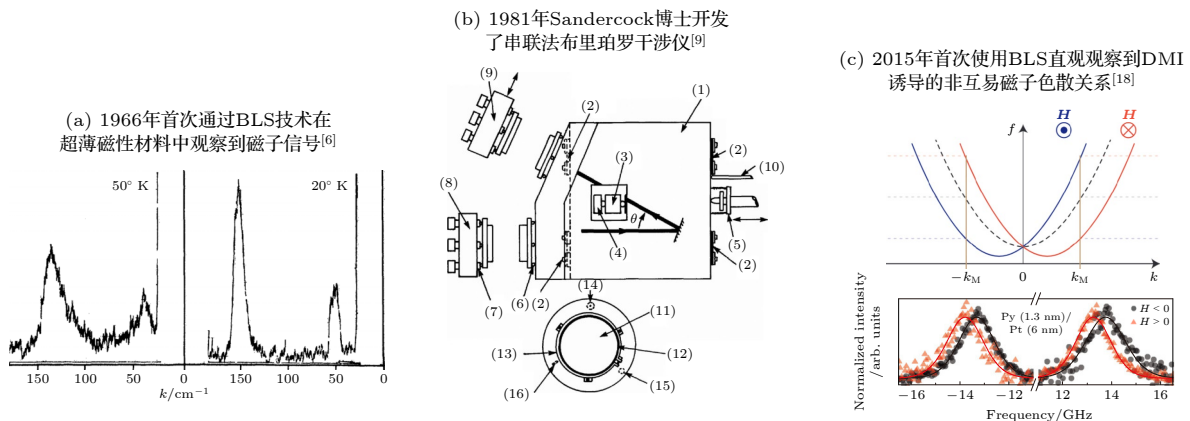
21 世纪初, 随着纳米制造技术的快速发展, 对微纳尺度器件动态特性的表征需求日益增长, 这推动了具有纳米尺度空间分辨率的微聚焦布里渊光散射 (micro-focused Brillouin light scattering, μ BLS) 技术的诞生 [10,11]. 该技术通过高数值孔径物镜将激光聚焦至亚微米光斑, 结合精密压电位移台控制样品, 实现了对微纳结构中自旋波或声子动态行为的二维空间成像. 2008 年, 研究人员 [12] 利用 μ BLS 技术实现了对直径 1—3 μ m、宽度 400 nm 的纳米磁性环中自旋波模式的高空间分辨成像 (如图 1(d) 所示), 清晰揭示了不同尺寸环状结构中自旋波本征模式分布规律. 与此同时, 为满足磁子和声子在纳秒时间尺度演化过程的观测需求, 时间分辨布里渊光散射 (time-resolved Brillouin light scattering, TR-BLS) 技术也取得了重要突破. 该技术结合了高精度时间同步系统, 实现了对准粒子的超快动力学过程与非线性效应的精确测量 [13-16].

如图 1(e) 所示, 研究人员 [17] 在 1998 年利用 TR-BLS 技术成功捕捉到了磁性薄膜中自旋波波包在时空维度上的自聚焦动态演化过程.

布里渊光散射过程严格遵循能量和动量守恒定律, 因此散射光子同时携带待测粒子或准粒子的能量和动量信息, 这使得 BLS 技术成为研究色散关系的理想工具. 2015 年, 研究人员利用 BLS 技术对 Ni₈₀Fe₂₀/Pt 双层薄膜的磁子色散关系进行了精确测量, 首次观察到由 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) 导致的斯托克斯 (Stokes) 和反斯托克斯 (anti-Stokes) 峰的非对称频率偏移现象 (图 1(c)), 并据此成功计算出 DMI 相互作用强度, 为界面 DMI 提供了直接的实验证据 [18]. 值得注意的是, 散射光子不仅携带能量和动量信息, 还保留了待测粒子或准粒子的相位信息. 2009 年, 研究人员 [19] 通过磁光调制技术实现了相位分辨 BLS 测量. 图 1(f) 展示了该方法对传播自旋波相位的直接测量结果, 清晰揭示了自旋波波包的相位结构特征.

除磁子研究外, BLS 技术还可用于声子动力学研究. 光子与声子的非弹性散射过程使得 BLS 能够实现声表面波的实时成像. 图 1(g) 展示了该方法观测到二维驻波模式的形成过程 [20]. 特别值得指出的是, 光子与磁子相互作用会导致散射光子偏振方向发生 90° 偏转, 而与声子相互作用则保持偏振方向不变. 这一特性使得即使磁子和声子引起的频移相同, 仍可通过偏振态准确区分信号来源, 为研究磁声耦合效应提供了独特优势.

BLS 技术的应用范围不仅限于强相干激发的声表面波探测, 还能检测物体中微弱的热激发声子. 在生物医学领域, 由于不同组织的力学性质差异会反映在声子频率上, 从而通过 BLS 测试生物样品不同位置的声子频率的变化可以得到其力学



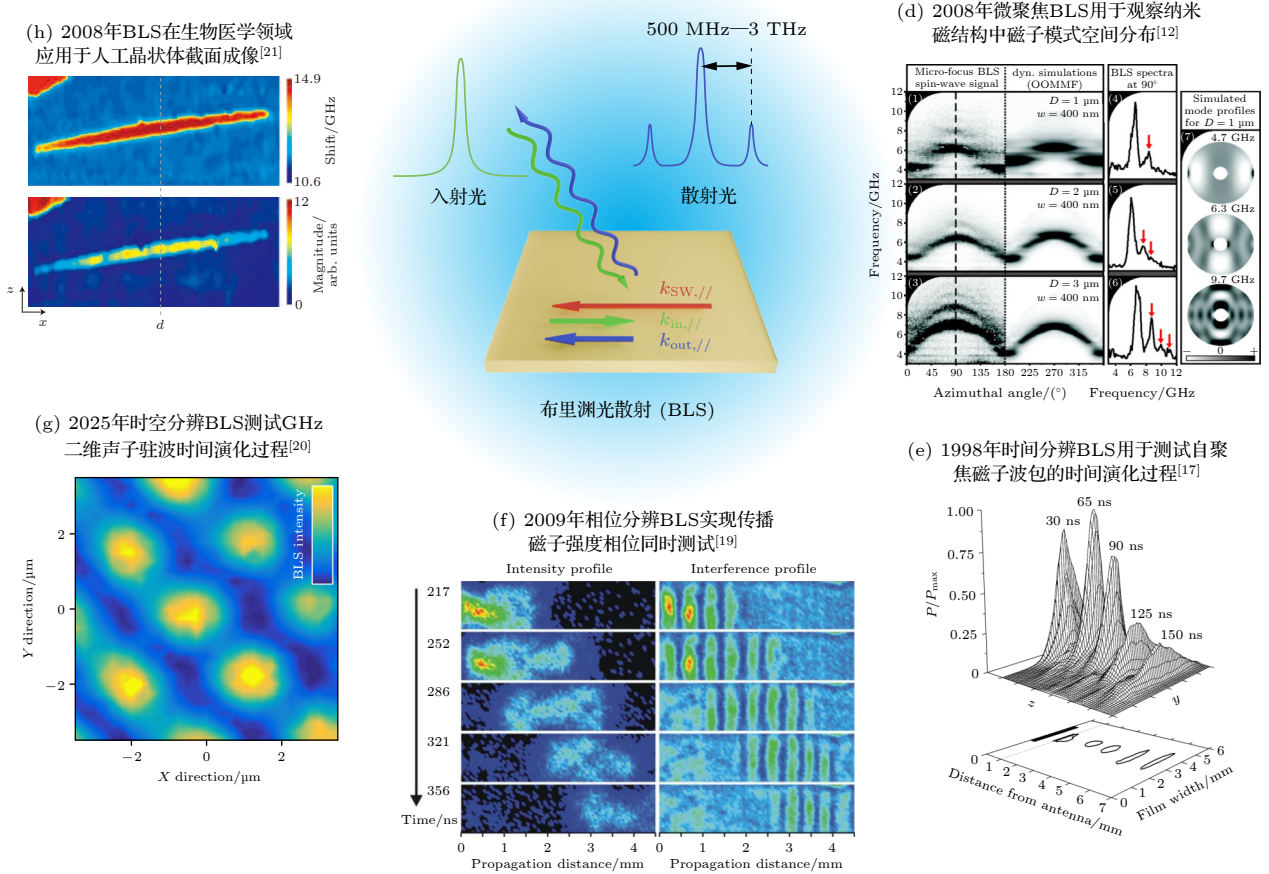


图1 布里渊光散射技术的历史发展里程碑及标志性成果 (a) 1966年BLS技术的首次磁学应用: 在 FeF_2 薄膜中观测到自旋波信号, 52 和 154 cm^{-1} 处的特征峰首次揭示了磁子激发谱^[6]; (b) 1981年Sandercock研制的串联法布里-珀罗干涉仪(TFPI), 其突破性的高对比度和宽动态范围特性, 至今仍是BLS系统的核心组件^[9]; (c) 2015年界面DMI效应的直接观测: $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{20}/\text{Pt}$ 双层薄膜中Stokes/anti-Stokes峰的非对称频率偏移, 为手性磁结构研究提供了关键实验手段^[18]; (d) 2008年微聚焦BLS技术突破: 对亚微米尺度(400 nm 宽)磁性环中自旋波模式的空间成像, 揭示了尺寸依赖的本征模式分布规律^[12]; (e) 1998年超快磁子动力学研究: 时间分辨BLS首次捕捉到磁性薄膜中自旋波波包的时空自聚焦动态过程, 图中展示了不同传播时间下自旋波二维强度分布及其半高宽轮廓^[17]; (f) 2009年相位分辨技术突破: 通过磁光调制实现相位敏感测量, 完成了对传播自旋波相位的直接测试, 右侧干涉图样清晰揭示了波包的相位结构^[19]; (g) 声表面波演化成像: BLS展示了二维驻波在时间空间中的形成过程^[20]; (h) 2008年生物医学应用: 实现了人工晶状体弹性模量的高分辨截面成像, 上图基于频移测量绘制弹性模量分布, 下图利用散射强度作为对比度^[21]

Fig. 1. Historical milestones and landmark achievements in Brillouin light scattering technology: (a) First magnetic application of BLS technology in 1966: observation of spin wave signals in FeF_2 thin films, with characteristic peaks at 52 and 154 cm^{-1} first revealing the magnon excitation spectrum^[6]; (b) tandem Fabry-Pérot interferometer (TFPI) developed by Sandercock in 1981, whose breakthrough high contrast and wide dynamic range characteristics remain the core component of BLS systems to this day^[9]; (c) direct observation of interfacial DMI effects in 2015: asymmetric frequency shifts of Stokes/anti-Stokes peaks in $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{20}/\text{Pt}$ bilayer films, providing a key experimental tool for chiral magnetic structure research^[18]; (d) micro-focused BLS breakthrough in 2008: spatial imaging of spin wave modes in submicron-scale (400 nm width) magnetic rings, revealing size-dependent eigenmode distribution patterns^[12]; (e) ultrafast magnon dynamics research in 1998: time-resolved BLS first captured the spatiotemporal self-focusing dynamics of spin wave packets in magnetic thin films, showing two-dimensional spin wave intensity distributions and their full-width-half-maximum contours at different propagation times^[17]; (f) phase-resolved technology breakthrough in 2009: phase-sensitive measurements achieved through magneto-optical modulation, enabling direct detection of propagating spin wave phases, with interference patterns clearly revealing the phase structure of wave packets^[19]; (g) surface acoustic wave evolution imaging: BLS demonstrates the formation process of two-dimensional standing waves in time and space^[20]; (h) biomedical applications in 2008: high-resolution cross-sectional imaging of elastic modulus in artificial lens achieved, with the upper image showing elastic modulus distribution based on frequency shift measurements and the lower image using scattering intensity as contrast^[21].

性质的差异. 如图1(h)所示, 2008年研究人员^[21]利用BLS技术实现了人工晶状体的高分辨截面

成像, 这一开创工作为BLS在生物力学研究中的应用奠定了基础.

2 BLS 的基本原理

布里渊光散射是一种重要的非弹性光散射现象, 其物理本质是光子与物质中的元激发 (如声子、磁子等准粒子) 之间的相互作用. 该现象的产生机制可描述为: 当入射光与介质相互作用时, 介质内部元激发的周期性密度涨落 (如声表面波) 或自旋有序性变化 (如自旋波) 会形成动态折射率/介电常数调制, 这种调制相当于一个以元激发频率运动的光栅. 入射光与该动态光栅作用下发生衍射时, 会产生携带元激发信息的散射光, 其频率相对于入射光产生特征性的布里渊频移^[22].

从微观角度看, 以声学声子为例, 其传播可表示为平面波形式:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})], \quad (1)$$

其中, ω 表示元激发的角频率, \mathbf{q} 为波矢, \mathbf{u}_0 为振幅. 声波引起的形变 u_{ij} (通常近似为位移梯度的分量) 导致介质折射率 n 发生周期性变化. 这种折射率变化通过弹光效应可以描述为

$$\delta n(\mathbf{r}, t) = -\frac{n^3}{2} p u_{ij}, \quad (2)$$

其中, p 是弹光系数, 表征形变对折射率的调制能力.

当入射光与这种动态扰动相互作用时, 其电场可表示为

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{0,i} \exp[i(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})], \quad (3)$$

其中, ω_i 和 \mathbf{k}_i 分别为入射光的角频率和波矢. 折射率扰动 $\delta n(\mathbf{r}, t)$ 调制入射光后产生散射光:

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_{0,s} \exp[i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r})]. \quad (4)$$

散射光的频率 ω_s 和波矢 \mathbf{k}_s 与入射光不同, 这体现了散射过程的非弹性特性. 这一过程严格遵循能量和动量守恒定律 (如图 2 所示). 动量守恒要求:

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{q}, \quad (5)$$

其中, 加号对应反斯托克斯散射 (吸收元激发), 减号对应斯托克斯散射 (发射元激发). 能量守恒则表现为

$$\omega_s = \omega_i \pm \omega. \quad (6)$$

这说明散射光的频率相对于入射光发生了偏移, 偏移量等于元激发的频率 ω . 布里渊频移定义为

$$\Delta\omega = |\omega_i - \omega_s| = \omega. \quad (7)$$

对于声学声子, 其色散关系通常呈线性, 即 $\omega = vq$, 其中 v 为介质中的声速. 结合动量守恒, 在散射角为 ϑ 的几何条件下 (如图 2(b) 所示), 波矢 q 的大小可通过三角几何关系计算:

$$q = 2|\mathbf{k}_i| \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = 2\frac{\omega_i n}{c} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right), \quad (8)$$

其中, c 为真空光速, $|\mathbf{k}_i| = \omega_i n/c$. 将此结果代入色散关系, 可得布里渊频移:

$$\Delta\omega = \omega = 2v\frac{\omega_i n}{c} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right). \quad (9)$$

(9) 式表明, 布里渊频移的大小与声速 v 、介质折射率 n 、入射光频率 ω_i 以及散射角 ϑ 直接相关, 是实验中表征介质物理性质的关键参数.

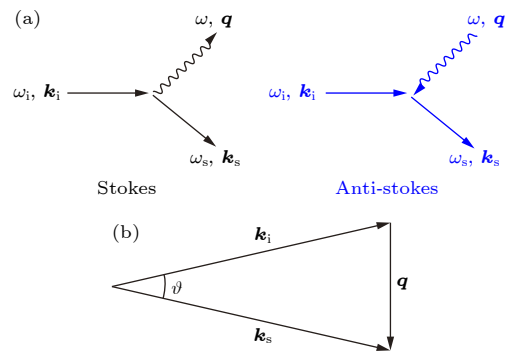


图 2 布里渊光散射过程

Fig. 2. Schematic diagram of Brillouin light scattering process.

在布里渊光散射测量中, 材料中元激发的频率 ω 相对于散射光频率 ω_s 的比值极其微小, 一般 $\omega/\omega_s \leq 10^{-6}$. 这种微小的频率变化对光谱分析仪器的分辨率提出了极高要求, 必须达到 10^6 以上的分辨能力^[23]. 由于传统的单级光谱仪难以满足如此严苛的分辨率要求, 法布里-珀罗干涉仪 (Fabry-Pérot interferometer, FPI) 凭借其卓越的高分辨率特性, 成了布里渊光散射光谱分析中不可或缺的核心器件.

法布里-珀罗干涉仪是基于多光束干涉原理的高分辨率光谱仪器 (如图 3(a)). 其基本构造由两个高度平行且部分透光的反射镜组成, 形成一个光学谐振腔. 当光线入射到 FPI 时, 会在两面反射镜之间经历多次反射, 每次反射过程中, 一部分光透射出去并与先前透射的光束产生干涉. 只有当光在腔内传播满足特定干涉条件时, 透射光强才能得到有效增强. 对于垂直入射情况, 干涉条件可简化为

$$d = m\frac{\lambda}{2}, \quad (10)$$

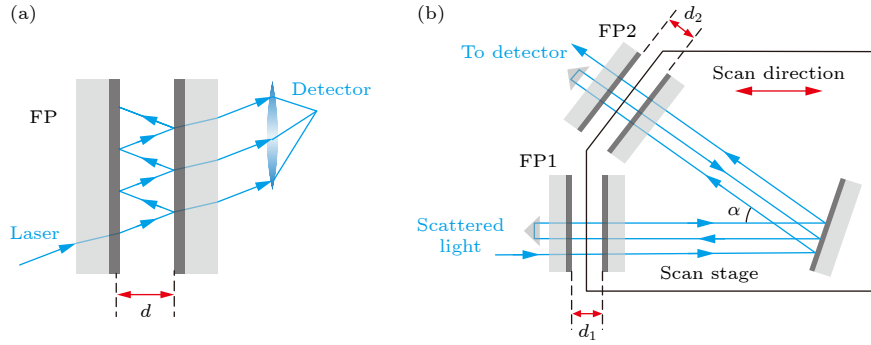


图 3 FP 干涉仪示意图 (参考文献 [24]) (a) 单级 FP 干涉仪; (b) Sandercock 型串接 3+3 通扫描干涉仪

Fig. 3. Schematic diagrams of Fabry-Pérot interferometers (adapted from Ref. [24]): (a) Single-stage FPI; (b) Sandercock-type tandem 3+3 pass scanning interferometer.

其中, d 为两反射镜间的精确距离, m 为干涉级次, λ 为入射光的波长. 此条件表明, 只有波长 λ 满足半波长整数倍恰好等于反射镜间距 d 的光, 才能在相长干涉条件下实现有效透射.

法布里-珀罗干涉仪的透射光谱呈现为一系列周期性出现的尖锐透射峰. 为定量描述 FPI 的性能特征, 通常引入两个关键物理量: 自由光谱范围 (free spectral range, FSR) 和精细度 (fineness, F). 自由光谱范围定义为相邻两个透射峰间的频率间隔 Δf_{FSR} :

$$\Delta f_{\text{FSR}} = f_{m+1} - f_m = \frac{c}{2nd \cos \vartheta}. \quad (11)$$

在光线垂直入射 ($\vartheta = 0^\circ$) 且腔内介质折射率近似为 1 ($n \approx 1$) 的条件下, 自由光谱范围简化为 $\Delta f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2d} \approx \frac{150}{d[\text{mm}]} [\text{GHz}]$, 因此镜面间距 d 定义可测试频率范围. 通常镜面间距降至 0.1 mm 对应最大可测试频率为 1.5 THz. 精细度 F 是衡量 FPI 分辨能力的重要指标, 定义为自由光谱范围 Δf_{FSR} 与干涉峰半高宽 (full width at half maximum, FWHM) Δf_{FWHM} 的比值:

$$F = \frac{\Delta f_{\text{FSR}}}{\Delta f_{\text{FWHM}}}. \quad (12)$$

精细度数值越高, 干涉峰形越尖锐, 仪器的光谱分辨率也随之提高. 精细度主要取决于 FPI 反射镜的反射率 R :

$$F = \pi \frac{\sqrt{R}}{1 - R}. \quad (13)$$

可见, 采用高反射率的反射镜是提高 FPI 精细度、提升频率分辨率的关键. 但是过高的反射率会降低透射光强度, 因此通常反射率 $R = 95\% - 97\%$, 对应的精细度一般在 80—130 范围内.

单级 FPI 的透射光谱呈现周期性特征, 可能导致不同透射级次间的频谱混叠, 如图 4(a) 所示. 为克服这一局限, 串联法布里-珀罗干涉仪 (Tandem Fabry-Pérot interferometer, TFPI) 由 Sandercock 博士在 1981 年开发并投入应用 [7,9,25,26]. TFPI 通过其独特设计, 在保证高分辨率的同时有效抑制了频谱混叠, 成为高分辨率布里渊光散射光谱仪的核心组件.

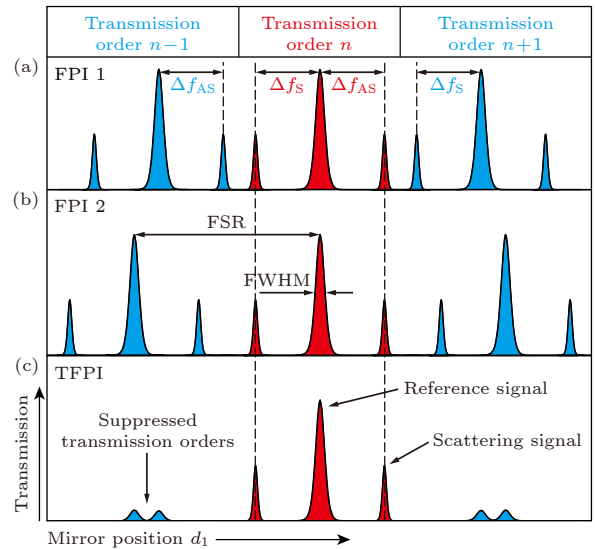


图 4 (a) 和 (b) 分别为 FPI 1 和 FPI 2 的透射级次示意图. 由于镜面间距不同, 两个 FPI 的自由光谱范围 (FSR) 存在差异; (c) 通过镜面间距的偏移, 高阶透射级次被抑制, 只有中心透射级次的光能够同时通过两个 FPI 并到达光子探测器 [27]

Fig. 4. (a) and (b) illustrate the transmission orders of FPI 1 and FPI 2, respectively. The difference in mirror spacing leads to variations in the free spectral range (FSR) between the two FPIs. (c) By offsetting the mirror spacing, higher-order transmission orders are suppressed, allowing only the central transmission order to pass through both FPIs and reach the photon detector [27].

如图 3(b) 所示, TFPI 的两个 FP 干涉仪镜距分别为 $d_{1,0}$ 和 $d_{2,0}$, 安装在同一扫描平台上. FP2 相对 FP1 有一定倾斜角度 α , 用于抑制不同传输阶. 在扫描过程中, 镜距变化为

$$d_1 = d_{1,0} + \Delta d, \quad (14)$$

$$d_2 = d_{2,0} + \Delta d \cos \alpha. \quad (15)$$

由于两个 FP 的镜距变化不同, 其 FSR 也有所差异, 导致邻近阶 $m-1$ 和 $m+1$ 的中心最大值在不同位移处达到, 如图 4(a) 和图 4(b) 所示. TFPI 通过这种方式解决了歧义问题, 确保只有 m 阶的非弹性散射光子能够同时通过两个干涉仪, 而邻近阶信号在串接 FPI 中被有效抑制, 如图 4(c) 所示.

在实际应用中, 光线通常会通过每个 FPI 三次, 被导向单光子探测器, 如图 3(b). 系统通过记录探测光子数随镜面间距 (对应频率偏移) 变化的方式获取光谱信息. 为提升信噪比, 通常需进行多次重复数据采集. 这些 FPI 镜对需要精确的压电控制系统维持镜距, 并通过软件实现数据采集和自动测量^[11].

3 波矢分辨 BLS 系统

波矢分辨 BLS 系统 (又称传统布里渊光散射 (conventional BLS) 系统) 的核心特征在于其独特的光路设计和波矢选择性测量能力. 该系统采用数值孔径 (numerical aperture, NA) 较小的物镜/透镜将激光聚焦于样品表面, 形成直径数十微米的光斑. 这种光学设计使得入射光束在样品处的角度发散极小, 在实验测量中可近似视为平行光束. 由于入射光方向与样品表面保持高度一致性, 系统在固定几何配置下仅能有效探测特定波矢值. 这一特性

构成了传统 BLS 系统实现波矢选择测量的物理基础, 使其特别适合于研究特定波矢下准粒子的本征激发特性.

传统 BLS 系统的波矢选择性是其区别于常规电磁测量技术的显著优势. 相较于常规电学方法 (如自旋波传播谱或铁磁共振技术) 仅能获取所有波矢自旋波响应的平均值, BLS 光谱学能够精确区分不同波矢的自旋波动力学特性, 这对于自旋波色散关系的精确表征至关重要.

从物理原理角度, 波矢选择性的实现基于散射过程中的动量守恒定律. 根据诺特定理, 系统具有平移对称性时, 动量 (等价于波矢) 守恒必须得到满足. 然而, 在薄膜样品中, 平移对称性仅存在于薄膜平面内, 垂直于平面的方向上平移对称性被破缺. 因此, 波矢守恒原理仅适用于波矢的面内分量, 而不适用于面外分量. 基于此物理基础, 实验中可通过精确控制入射激光的入射角 θ 来选择性地探测特定面内波矢 $k_{sw,\parallel}$ 的自旋波 (如图 5(a)). 在实际操作中, 有两种方式可以实现入射光角度相对于样品法线方向的改变. 一种方法是固定入射激光的光轴位置, 通过围绕垂直于入射/散射平面的轴旋转样品实现入射角的精确调节. 该方法设计简单, 光路固定无需改变, 测试稳定性较好, 因此大部分传统 BLS 采用此设计. 但是在该方法下, 为保证相同外加磁场下样品在不同转动角度时内场保持恒定, 外加磁场方向必须沿转轴方向, 因此该方法只能用于测试磁场方向与波矢方向垂直的 Damon-Eshbach (DE) 自旋波模式. 另一种方法是固定样品位置, 通过串联棱镜系统改变入射光角度^[28], 从而保持激光焦点在样品表面的位置不变. 这种设计的优势在于使自旋波波矢方向始终与外加磁场方

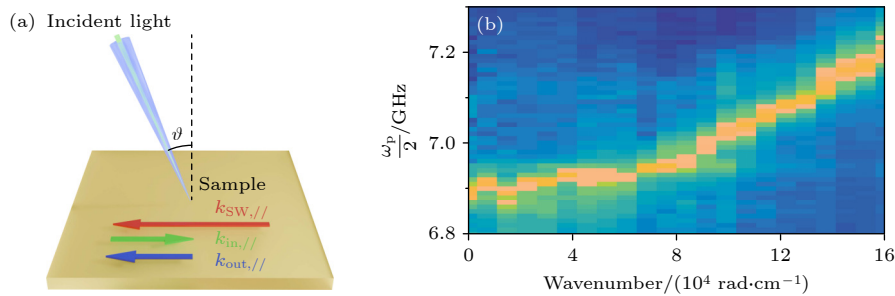


图 5 传统 BLS 测量原理 (a) BLS 对波矢的测量; (b) BLS 测量自旋波色散关系^[29]

Fig. 5. Schematic diagram of conventional BLS measurement: (a) BLS measurement of wave vector; (b) BLS measurement of spin wave dispersion relation^[29].

向保持一致, 便于对后向体波 (Backward Volume, BV) 模式自旋波的探测. 然而, 该方法对光学系统的搭建和校准要求极高, 需要确保在棱镜旋转过程中光斑稳定聚焦于同一点, 实验装置复杂且对操作精度要求苛刻.

通过调整入射角 ϑ , 可以控制探测到的面内自旋波波矢 $k_{sw, //}$, 二者关系为

$$k_{sw, //} = 2 \cdot 2\pi \sin \vartheta / \lambda_L. \quad (16)$$

例如, 对于波长为 532 nm 的激光, 可探测的最大波矢约为 $k_{sw, //}^{\max} = 23.6 \mu\text{m}^{-1}$, 对应的最小自旋波波矢为 $\lambda_{sw, //}^{\min} = \lambda_L / 2 = 266 \text{ nm}$. 这种波矢选择性探测能力使 BLS 成为研究自旋波动力学和色散关系的强大工具.

传统 BLS 系统的另一个显著特征是较大的激光光斑尺寸. 由于物镜数值孔径较小, 激光聚焦能力有限, 形成的光斑直径通常在几十微米量级 (20—100 μm). 这种大尺寸光斑在实验中往往覆盖了整个或大部分样品区域, 因此测量结果代表了被照射区域的平均响应, 而非局域特性. 这一特点使传统 BLS 在研究均匀样品的宏观性质时表现出色, 但在探测纳米尺度结构中的局域动力学行为时存在一定局限性.

测量自旋波色散关系是传统 BLS 系统的一个重要应用 (如图 5(b)). 实验中, 研究人员通过系统地改变样品的角度位置 (即改变入射角 ϑ), 获取一系列对应不同波矢 $k_{sw, //}$ 的 BLS 光谱. 每个光谱中的布里渊频移峰值对应特定波矢的自旋波频率. 通过分析不同波矢下的自旋波频率, 可以构建完整的自旋波色散关系曲线 $\omega(k)$. 这一过程通常需要高精度的角度控制系统和稳定的光学平台, 以确保测量精度. 色散关系为理解材料中磁相互作用本质、交换强度、各向异性以及磁结构的动力学特性提供了重要信息, 是磁学研究中的核心实验内容之一.

除了测量对称的色散关系外, BLS 光谱学在探测和研究非互易自旋波现象方面也展现出强大的能力. 自旋波的非互易性, 即自旋波频率依赖于其传播方向 ($\omega(k) \neq \omega(-k)$), 可以由多种物理机制引起, 例如界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI)^[18,30-32]、特定结构 (如多层膜) 中的偶极相互作用^[33], 以及处于 Damon-Eshbach(DE) 几何构型^[34-36] 下的表面自旋波等. 其中, 由界面 DMI

引起的自旋波非互易性是近年来研究的热点. 界面 DMI 通常出现在铁磁层与具有强自旋轨道耦合的重金属层 (如 Pt, Ta 等) 的界面处, 源于结构反演对称性的破缺和自旋轨道耦合效应. 这种相互作用倾向于在界面处形成具有特定手性的自旋结构, 并对自旋波的传播产生显著影响. 具体而言, DMI 引入了一个反对称的交换能项, 该能量项对具有相反波矢 k 和 $-k$ 的自旋波产生不同的能量 (频率) 修正. 其物理机制在于, DMI 矢量 D (方向通常垂直于界面且指向重金属层) 与自旋波的动态磁化和波矢相关联, 偏爱某种空间手性. 当自旋波的传播方向 (如 $-k$) 对应的空间手性与 DMI 所偏爱的手性一致时, 其能量 (频率) 会降低; 而当传播方向 (如 $+k$) 对应的手性与 DMI 偏爱手性相反时, 其能量 (频率) 则会升高.

在 BLS 实验中, 这种 DMI 诱导的频率修正可以直接观测的. BLS 光谱中的 Stokes 峰对应于声子或磁子的产生过程 (入射光子能量降低), 探测的是沿某个方向 (如 $+k$) 传播的自旋波; 而 anti-Stokes 峰对应于声子或磁子的湮灭过程 (入射光子能量增加), 探测的是沿相反方向 ($-k$) 传播的自旋波 (图 6(a)). 因此, DMI 的存在会导致 Stokes 峰和 anti-Stokes 峰相对于中心激光频率出现不对称的频移 (图 6(a)). 具体表现为, 对应于 $+k$ 和 $-k$ 的自旋波频率不再相等, 即 $f(+k) \neq f(-k)$, 这直接反映在 BLS 谱上就是 Stokes 峰与 anti-Stokes 峰的频移大小不同. 通过精确测量这对峰之间的频率差, 可以定量地提取出 DMI 强度 D . 这种频率差满足:

$$\Delta f(k) = \frac{\omega(-k) - \omega(k)}{2\pi} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} Dk, \quad (17)$$

其中, γ 是旋磁比, M_s 是饱和磁化强度, D 是 DMI 常数, k 是自旋波波矢. 随着入射角 ϑ 的改变, 探测的波矢 $k_{sw, //}$ 也随之变化, 因此通过 BLS 可以系统地测量频率差 Δf 随 $k_{sw, //}$ 的依赖关系, 通常会观察到 Δf 随 $k_{sw, //}$ 线性增加, 符合上述公式的预测, 这进一步证实了 DMI 的线性波矢依赖特性, 并允许绘制出非对称的自旋波色散关系 $\omega(k)$. 这种利用 BLS 直接探测由 DMI 引起的自旋波频率非互易性的方法 (如图 6(b) 和图 6(c)), 已成为表征薄膜和多层膜体系中界面 DMI 强度的重要实验手段.

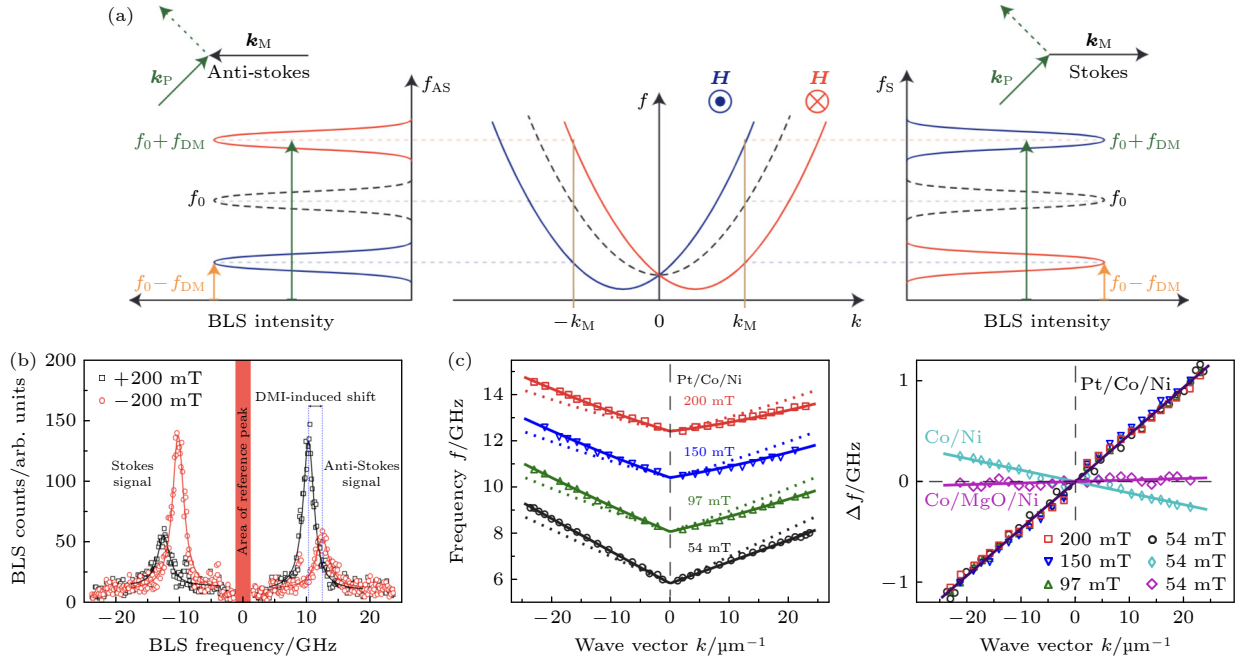


图 6 BLS 对自旋波非互易性的研究 (a) DMI 导致的 BLS 中 Stokes 和 anti-Stokes 峰频移原理图^[18]; (b) DMI 引起的 BLS 谱频移^[30]; (c) DMI 引起的非对称色散关系及反向传播自旋波频率差随波矢变化^[31]

Fig. 6. BLS study on spin wave nonreciprocity. (a) Schematic diagram of Stokes and anti-Stokes peak shifts in BLS due to DMI^[18]; (b) BLS spectrum shift induced by DMI^[30]; (c) asymmetric dispersion relation caused by DMI and variation of frequency difference of backward propagating spin waves with wave vector^[31].

4 微聚焦布里渊光散射系统

近年来,随着微纳加工技术的飞速发展,特别是高精度光刻和电子束刻蚀技术的成熟,纳米尺度磁学研究取得了显著进展,并催生出多种新型纳米磁性结构与器件^[37,38].然而,传统布里渊光散射(BLS)技术受限于其数十微米量级的激光光斑尺寸,所获得的信号反映的是光斑区域内样品的宏观平均响应,难以满足纳米磁性结构中局域自旋波行为精细表征的需求.针对这一技术瓶颈,微聚焦布里渊光散射(micro-focused Brillouin light scattering, μ BLS)技术应运而生^[11].该技术通过高数值孔径物镜将激光光斑聚焦至亚微米尺度,结合精密压电位移台控制样品,成功实现了亚微米级空间分辨率的自旋波动力学探测,为纳米磁学研究提供了强有力的表征手段.

μ BLS 系统空间分辨率的提升主要依赖于将探测激光通过高数值孔径的显微物镜聚焦到样品表面.根据经典光学理论,光学显微镜(包括 μ BLS 中的显微系统)的最高空间分辨率受限于光的衍射极限,即阿贝极限,其最小可分辨距离 d 由公式 $d = \lambda/(2NA)$ 决定,其中 λ 为入射激光波长, NA 为

物镜的数值孔径.因此,实现高空间分辨率的 μ BLS 测量需要采用短波长激光和高 NA 值的物镜.例如,使用波长 $\lambda = 457 \text{ nm}$ 的激光,配合 $NA = 0.8$ 的物镜,理论上可达到的光学分辨率约为 $d \approx 286 \text{ nm}$,这足以满足对亚微米乃至部分纳米尺度磁性结构的研究需求.值得注意的是,使用更短的波长能进一步增加空间分辨率,但是同时会带来不可忽略的热效应,因此常用的 BLS 激光波长为 532 nm ,对于 YIG 等透明磁性材料,波长可以进一步降低到 457 nm .为了进一步突破衍射极限、提升空间分辨率,可以采用浸没式物镜技术,通过使用折射率高于空气的浸没介质(如超纯水 $n \approx 1.44$ 或油浸液 $n \approx 1.51$)来有效增大物镜的数值孔径,从而获得更小的聚焦光斑和更高的分辨率,该技术在光刻等领域亦有广泛应用.更进一步地,通过将布里渊光散射技术与扫描探针显微镜相结合,利用在 AFM 探针尖端制造的纳米孔径作为近场光学探针,研究人员成功将空间分辨率提升至 55 nm 以下,实现了对纳米尺度局域自旋波的直接成像^[39].该近场 BLS 技术的主要优势是其突破衍射极限的超高空间分辨率.然而,由于光子需要两次穿过纳米孔径(入射和散射收集),导致信号强度极其微弱,进而使得测量时间非常漫长.

为获取微纳尺度的空间分辨率, 不仅需要激光聚焦至纳米级光斑, 还需要精确控制光斑与待测微纳器件的相对位置. 为此, μ BLS 系统配备高精度的三维压电位移台承载样品, 通过计算机控制实现样品在激光焦点下的纳米级精度扫描. 在测量过程中, 系统以逐点扫描方式采集 BLS 光谱, 并将自旋波特征峰 (Stokes 或 anti-Stokes 峰) 的积分强度与空间坐标关联, 最终重构出自旋波强度的二维空间分布图. 为确保测量精度, 系统采用闭环主动稳定技术: 1) 通过高分辨 CCD 相机实时监控样品形貌, 实现激光焦点的可视化定位; 2) 采用图像识别算法持续追踪样品标记点; 3) 集成主动稳定系统, 通过闭环反馈实时补偿热漂移和机械振动引起的位移. 这些技术对于长时间测量 (单点测试时间可达数分钟到数小时) 和大面积二维扫描尤为重要, 能确保在整个测量过程中保持纳米级 (<1 nm) 的定位精度.

与传统 BLS 系统类似, μ BLS 系统同样依赖高精度的频率分析仪器来解析散射光中的微小频移. 串联多通道法布里-珀罗干涉仪, 特别是 Sandercock 设计的 (3+3) 通道配置, 是 μ BLS 系统中的核心光谱分析组件^[25]. 由于自旋波引起的布里渊频移通常在吉赫兹 (GHz) 量级, 远小于入射光的频率 (数百太赫兹), 且非弹性散射截面极小, 导致 BLS 信号极其微弱, 往往比弹性散射 (瑞利散射) 光强度低几个数量级. 因此, TFPI 必须具备极高的对比度 (通常要求达到 10^{10} 或更高) 和优异的频率分辨率 (MHz 量级), 才能有效抑制强烈的弹性散射背景噪声, 并从中分辨出微弱的自旋波信号^[40]. μ BLS 系统采用高精度压电控制系统, 通过纳米级精度的镜间距调节和实时动态平行度校准, 实现对散射光频率的精密测量. 这种闭环反馈机制有效保障了干涉仪的高分辨率和测量稳定性, 从而确保系统获得准确可靠的自旋波光谱数据.

μ BLS 技术的高空间分辨能力使其在研究复杂微纳磁结构中的自旋波行为方面展现出独特优势. 如图 7 所示, μ BLS 已成功应用于多种前沿磁子学研究. 例如, 图 7(b) 展示了 μ BLS 对 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 条纹中传播自旋波干涉模式的直接可视化^[42], 清晰呈现了自旋波在二维空间中的强度分布及其复杂的干涉图案. 在功能性磁子器件方面, μ BLS 技术同样发挥着关键作用. 图 7(c) 所示的自旋波开关研究中, μ BLS 精确捕捉了不同开口角度 (30° 和 90°)

Y 形结构多路复用器对自旋波传播路径的调控效果^[43], 为磁子逻辑器件的设计提供了重要依据. 图 7(d) 则展示了 μ BLS 在研究纳米尺度波导 (宽度仅 350 nm) 磁子定向耦合器中的应用^[44], 通过二维强度分布图直观揭示了自旋波在耦合波导间的能量转移与传播特性. 此外, 如图 7(a) 所示, μ BLS 还能与时间分辨技术结合, 实现对 YIG 纳米波导中自旋波动态传播的全方位表征^[41]. 这些多样化的应用充分展示了 μ BLS 技术在推动纳米尺度磁子学研究与器件开发方面的强大能力和不可替代的作用.

5 时间分辨布里渊光散射系统

传统布里渊光散射 (BLS) 技术作为一种强大的频域测量手段, 能够精确表征自旋波的频谱特性, 但在揭示物理过程的动态演化方面存在局限. 许多重要的物理现象, 例如各种弛豫过程、非线性效应以及传播特性等, 其内在机制的深入理解都离不开时间维度的信息. 为了弥补传统 BLS 技术的不足, 时间分辨布里渊光散射 (time-resolved BLS, TR-BLS) 技术应运而生. 该技术巧妙地结合了频域分析的高精度与时间测量的瞬态捕捉能力, 实现了对动态过程时间演化的直接观测^[16]. TR-BLS 的核心原理在于, 首先在某个精确定义的初始时刻 t_0 , 通过外部方式激发样品中的自旋波, 随后高精度地记录非弹性散射光子到达探测器的相对时间 t_i . 通过这种方式, 可以追踪自旋波强度随时间的演变过程. 然而, 由于 BLS 过程的散射效率通常较低, 单次激发事件产生的信号极其微弱, 不足以进行有效的动态分析. 因此, TR-BLS 测量必须采用周期性脉冲激发的方式, 对成千上万次激发事件的信号进行长时间累积. 具体而言, 实验中利用微波脉冲激发自旋波, 精确控制脉冲的持续时间 Δt 与重复周期 T . 为保证每次激发都从相同的弛豫状态开始, 重复周期 T 的选择必须远大于体系的弛豫时间.

实现高精度的时间分辨测量, 关键在于激发单元与探测单元之间必须建立纳秒甚至亚纳秒级的精确同步. 在典型的 TR-BLS 系统中, 通常采用高性能的脉冲发生器来产生并同步控制序列. 不仅能精确控制微波脉冲的产生 (通过控制快速射频开关设定 Δt 和 T), 其输出的触发信号 (trigger) 也定义了每次测量循环的起始时刻 t_0 , 并同步启动时间

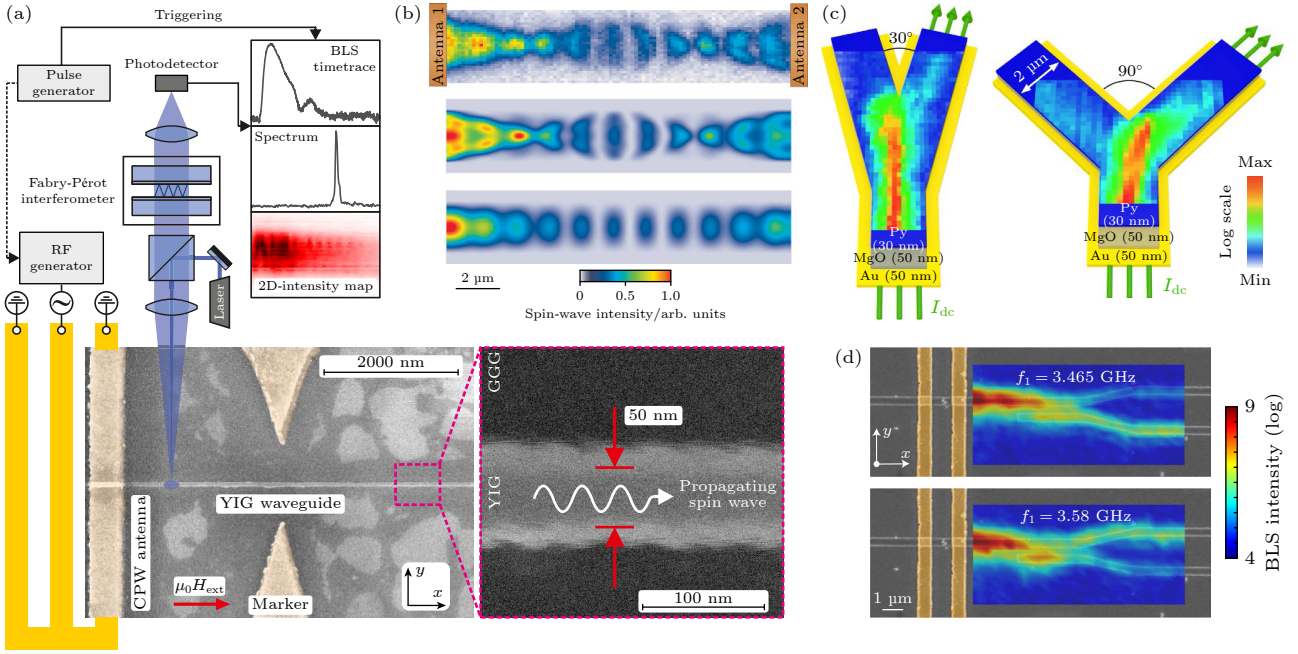


图7 微聚焦布里渊光散射研究 (a) 实验装置示意图及磁子波导扫描电镜图^[41], 50 nm宽 YIG 波导在外部磁场 $\mu_0 H_{\text{ext}} = 55$ mT 作用下沿长轴方向(后向体自旋波模式, BVSW)被磁化, 射频(RF)电流施加到共面波导天线(CPW)激发自旋波. 通过微聚焦 BLS 进行频率、时间和空间分辨扫描; (b) Ni₈₁Fe₁₉ 条纹中传播自旋波干涉的二维强度分布图, 通过 μ BLS 测量获得^[42]; (c) 自旋波在 Y 形波导中的强度分布图^[43]; (d) 不同频率自旋波在磁子定向耦合器中的二维强度分布图^[44]

Fig. 7. Micro-focused Brillouin light scattering studies. (a) Schematic of the experimental setup and SEM image of the magnonic waveguide^[41]. A 50 nm wide YIG waveguide is magnetized along its long axis (backward volume spin wave mode, BVSW) under an external magnetic field of $\mu_0 H_{\text{ext}} = 55$ mT. Spin waves are excited by applying a radio frequency (RF) current to a coplanar waveguide antenna (CPW). Frequency-, time-, and space-resolved scans are performed using micro-focused BLS. (b) two-dimensional intensity map of propagating spin wave interference in Ni₈₁Fe₁₉ stripes, obtained by μ BLS measurement^[42]. (c) intensity map of spin waves in a Y-shaped waveguide^[43]. (d) two-dimensional intensity maps of spin waves at different frequencies in a magnonic directional coupler^[44].

信息采集系统. 在探测端, 经过光谱仪(如 TFPI)频率选择后的非弹性散射光子, 由单光子探测器接收. 光子到达的时刻 t_i 则由高精度的时间测量模块以极高的时间分辨率记录下来. 为了同时获取时间和频率信息, 时间测量模块必须与光谱仪的频率扫描过程严格同步. 这样, 记录的每个光子事件都包含了时间 (t_i) 和频率 (f) 两个维度的信息. 数据采集系统将这些 (t_i, f) 数据点存储并累积, 最终构建出强度随时间和频率变化的二维分布图. 若与空间扫描(如 μ BLS)结合, 则可获得包含时间、频率和 (x, y) 的四维数据集. 整个测量过程涉及多个精密仪器的协同工作, 包括脉冲生成、微波控制、光谱仪扫描、光子探测、时间记录以及可能的样品台位移等, 通常需要集成化的软件平台进行自动化控制与数据采集, 该平台还可能集成 TFPI 的主动稳定化功能, 以保证长时间测量的可靠性与性能.

在具体的数据处理流程中, 时间测量单元需要精确记录并关联多个关键时序信号: 定义测量起点的触发信号、标记光子到达的探测器信号, 以及与

光谱仪状态相关的频率信息信号. 例如, 使用一个多通道时间记录设备时, 可将一个通道用于接收脉冲发生器的起始触发信号, 一个通道连接光子探测器的输出作为停止信号, 其他通道则可以接收来自光谱仪的同步信号以标定频率信息. 值得注意的是, 尽管现代时间测量模块的固有时间分辨率可达皮秒级别, 但 TR-BLS 系统的最终时间分辨率会受到光谱仪频率分辨率的根本限制, 这是由时间-频率不确定性原理决定的. 对于追求高频分辨率的 TFPI 系统而言, 其实际可达到的时间分辨率通常与其镜间距等具体设置有关, 典型值在 0.5 ns 左右. 尽管如此, 这已足以捕捉大多数自旋动力学过程.

时间分辨 BLS 技术为自旋波研究提供了独特的多维度探测能力, 能够在频域-时域、空间-时域等多个维度同时获取系统信息, 从而揭示常规测量技术无法捕捉的丰富物理现象. 如图 8 所示, TR-BLS 已在多个前沿领域展现了其强大的分析能力. 在量子凝聚态物理研究方面, TR-BLS 成功捕捉到了磁

子玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 的动态形成过程^[45], 如图 8(a) 所示. 该研究通过 TR-BLS 精确记录了 BLS 谱随时间的演化, 其中颜色编码代表与磁子密度成正比的信号强度. 尤为引人注目的是, 在关闭泵浦脉冲后, 磁子能带底部位置出现了显著的信号增强, 清晰标志着磁子 BEC 的形成. 图 8(b) 展示了声子-磁子混合态中的波包传播行为^[46], TR-BLS 技术以优异的时空分辨能力精确追踪了快速和慢速准粒子波包的传播动态, 揭示了沿不同方向传播的波包速度存在显著差异, 直接证实了声子-磁子混合态中的各向异性传播特性.

在功能性磁子器件研究方面, TR-BLS 技术同样发挥着关键作用. 图 8(c) 展示了基于双稳态的全磁子中继器^[47], TR-BLS 通过同时记录频域与时域信息, 直观呈现了实现约 6 倍信号放大的频谱动态演化过程. 在非线性自旋波动力学研究中, 图 8(d) 展现了自旋波波包在强非线性条件下的时间和空间维度上的自聚焦过程^[48]. TR-BLS 技术通过连续

时间点的高分辨率空间扫描, 精确捕捉了自旋波波包在传播过程中的横向收缩现象, 为理解自聚焦、色散补偿与能量损耗间的复杂竞争机制提供了直接实验证据. 图 8(e) 则展示了通过直流脉冲产生的非对称奥斯特场实现快速可切换的磁子单向激发^[49], TR-BLS 测量证明该技术能够实现短至 10 ns 的快速可切换单向激发控制.

TR-BLS 技术的突出优势在于其多维度的高性能: 通过直接测量信号强度随时间的衰减曲线, 可精确确定自旋波的弛豫时间 (精度可达纳秒级)^[50]; 通过时空域跟踪波包传播, 可直接测量自旋波的群速度^[51]; 结合多维数据采集与处理技术, 支持磁子散射^[52-54]、深度非线性激发^[50]、自相位调制^[55]等非线性现象的系统研究. 特别是当与 μ BLS 结合时, 可实现对纳米磁性结构中超快自旋动力学过程的高分辨率时空表征, 分辨率可同时达到亚微米空间尺度和纳秒时间尺度, 已成为现代自旋电子学与磁子学研究的核心实验手段之一.

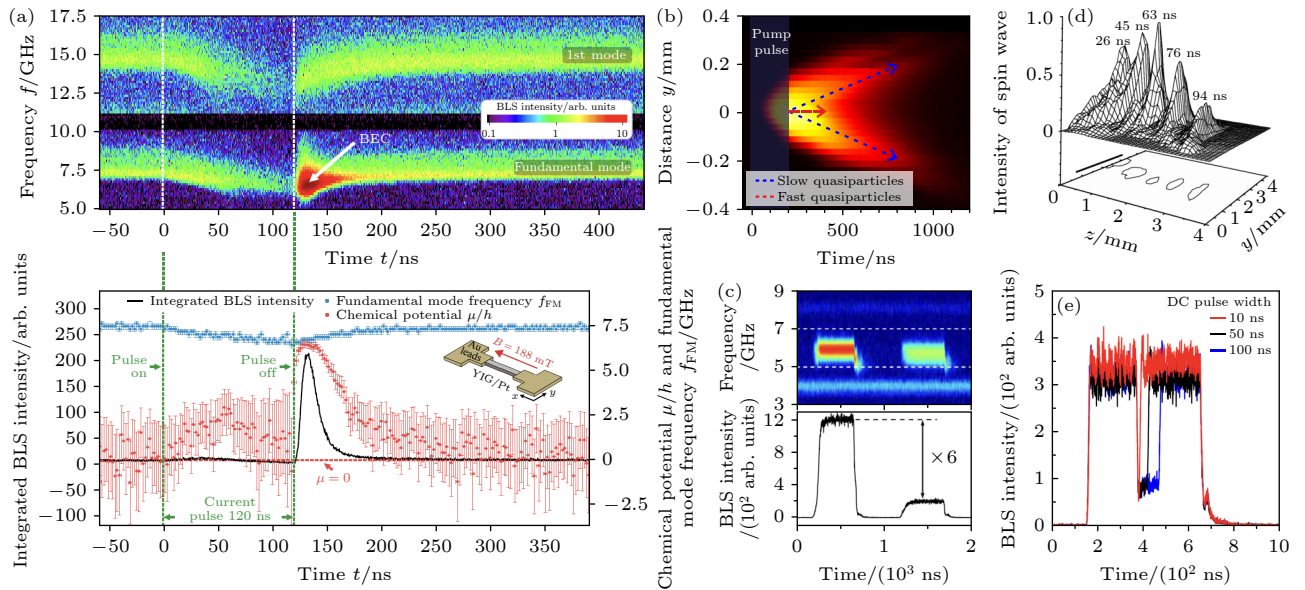


图 8 时间分辨 BLS 研究示例 (a) 通过快速冷却实现的磁子玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 现象, 显示脉冲关闭后磁子能带底部出现显著信号, 暗示 BEC 形成^[45]; (b) 声子-磁子混合态中快速和慢速准粒子波包的时空传播特性, 展示不同传播方向的波包速度差异^[46]; (c) 基于双稳态的全磁子中继器, 实现约 6 倍的自旋波信号放大, 图示不同周期下源与泵浦的工作状态^[47]; (d) 二维自旋波波包的非稳态自聚焦过程, 展示强非线性条件下自旋波波包的传播和横向收缩现象^[48]; (e) 通过直流脉冲产生的非对称奥斯特场实现纳秒级快速切换的磁子单向激发^[49]

Fig. 8. Examples of time-resolved Brillouin light scattering studies: (a) Magnon Bose-Einstein condensation (BEC) achieved via rapid cooling, showing a significant signal at the bottom of the magnon band after pulse termination, indicating BEC formation^[45]; (b) spatiotemporal propagation characteristics of fast and slow quasiparticle wave packets in phonon-magnon hybrid states, demonstrating velocity differences for wave packets propagating in different directions^[46]; (c) a bistability-based all-magnon repeater achieving approximately 6-fold spin wave signal amplification, illustrating the operational states of the source and pump at different periods^[47]; (d) non-stationary self-focusing process of two-dimensional spin wave packets, showcasing the propagation and transverse contraction of spin wave packets under strong nonlinear conditions^[48]; (e) nanosecond-fast switchable unidirectional magnon excitation achieved via an asymmetric Oersted field generated by a DC pulse^[49].

6 相位分辨布里渊光散射系统

在前述技术发展基础上, 相位分辨布里渊光散射 (phase-resolved Brillouin light scattering, PR-BLS) 技术应运而生, 为自旋波研究提供了一个重要的新维度^[56-59]. 尽管微聚焦 BLS 技术在空间分辨率方面取得了显著突破, 但这种高空间分辨的提升是以牺牲波矢分辨率为代价的. 这主要是因为高数值孔径物镜会接收多个入射角度的散射光, 导致在波矢选择性上的精度降低. 然而, 布里渊光散射本质上是一个相位敏感的过程, 自旋波的波矢和相位信息具有重要的物理意义, 这促使研究者开发了能够直接获取自旋波相位的实验技术.

相位分辨 BLS 的核心思想在于引入一个具有恒定相位、足够相干性, 且与被研究自旋波频率相同的参考信号, 使其与非弹性散射光发生干涉. 这一参考信号的产生通常依靠电光调制器 (electro-optical modulator, EOM) 来实现^[58-61]. 在典型的实验配置中, EOM 被放置在激光束路径上, 由与激发自旋波相同频率的信号驱动^[56] (如图 9). 实际操作中, 来自信号发生器的输出信号通过功率分配器分为两路: 一路连接到样品上的微带天线用于激发自旋波, 另一路经相位移相器后连接到 EOM, 用于调制部分入射激光 (如图 9).

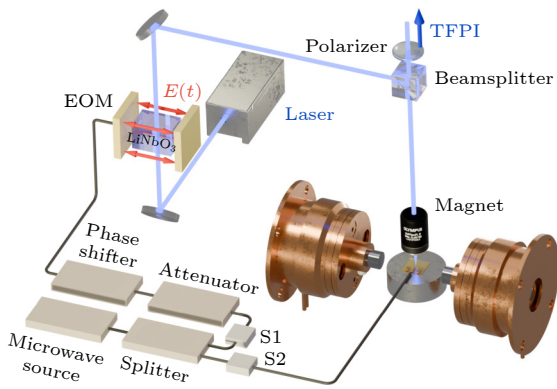


图 9 相位分辨 BLS 示意图 (参考文献 [11])

Fig. 9. Schematic diagram of phase-resolved BLS (Adapted from Ref. [11]).

在实验实现上, 相位分辨 BLS 系统的射频部分通常包括信号发生器、功率分配器、射频开关、可调衰减器、高精度移相器以及电光调制器等组件. 为实现自动化和效率高的系列测量, 通常采用计算机控制的射频开关和电动相位移相器. 精确控

制参考光与散射光之间的 $\pi/2$ 相移对于准确重构复波函数至关重要. 同时, 为平衡 EOM 信号与 BLS 信号强度以优化干涉对比度、并抑制噪声引起的不确定性, 系统中常设有可调衰减器, 使研究人员能够根据具体实验条件调整各路信号的相对强度.

为了完整重构自旋波的相位, 需要进行一系列测量. 具体而言, 通常需要获取至少四组空间分辨的强度数据: 两组分别对应参考光与自旋波信号之间 0 和 $\pi/2$ 相对相移的干涉图样 (分别记为 $r_0(x)$ 和 $r_{\pi/2}(x)$), 仅有受激自旋波信号时的强度分布 ($R(x)$), 以及仅有 EOM 调制参考光信号时的强度分布 ($E(x)$). 在实验实现中, 通常采用两个射频开关分别独立控制自旋波的激发和 EOM 的调制: 当两个开关同时打开时, 可测量干涉图样; 当仅打开 EOM 控制开关时, 可测量电调制光的强度; 当仅打开自旋波激发开关时, 可测量自旋波的强度分布.

基于这些测量数据, 自旋波复波函数 $\Psi_{\text{SW}}(x)$ 的实部和虚部可通过以下公式计算:

$$\begin{aligned} \text{Re}\{\Psi_{\text{SW}}(x)\} &= \frac{r_0(x) - R(x) - E(x)}{2\sqrt{E(x)}}, \\ \text{Im}\{\Psi_{\text{SW}}(x)\} &= \frac{r_{\pi/2}(x) - R(x) - E(x)}{2\sqrt{E(x)}}, \end{aligned} \quad (18)$$

由此可以得到自旋波相位 $\Phi_{\text{SW}}(x)$:

$$\Phi_{\text{SW}}(x) = \text{atan} \left(\frac{\text{Im}\{\Psi_{\text{SW}}(x)\}}{\text{Re}\{\Psi_{\text{SW}}(x)\}} \right) + s\pi, \quad (19)$$

式中 $s = 0, \pm 1$, 其取值取决于复波函数所处的象限. 对于单模自旋波, 要计算其波矢, 需要测量相位随传播距离 x 的变化. 在理想情况下, 平面波单模自旋波的相位呈现周期性跳变, 相邻两次相位跳变之间的距离即为自旋波波长. 为了通过线性拟合提取波矢值, 需要对测得的相位进行展开处理, 即在相位值发生从 2π 到 0 (或反之) 的跳变时, 累加或累减 2π 的整数倍, 从而获得连续变化的相位. 展开后的相位 $\Phi(x)$ 应呈现线性增加或减少的趋势, 可通过以下方程拟合:

$$\Phi(x) = \Phi_0 + kx, \quad (20)$$

其中 Φ_0 是初始相位偏移量, 通常不具有直接的物理意义, k 则是所求的自旋波波矢.

在信噪比较高且自旋波衰减长度远大于其波长的情况下, 自旋波波长 λ 也可以通过对单次测量

的干涉强度空间分布 (例如 $r_0(x)$) 进行拟合来获得. 此时, 测量数据可用以下模型描述:

$$r(x) = R(x) + E(x) + \sqrt{2R(x)E(x)} \cos\left(2\pi\frac{x}{\lambda} + \Phi_0\right), \quad (21)$$

其中 $E(x)$ 对于均匀样品可近似为常数, Φ_0 是相位偏移, 而 $R(x)$ 通常假设为指数衰减函数:

$$R(x) = R_{\max} \exp(-x/l_{\text{att}}), \quad (22)$$

式中 R_{\max} 是自旋波在 $x = 0$ 处的强度最大值, l_{att} 是其传播衰减长度. 对于样品表面反射率不均匀的情况, 可以额外测量仅有 EOM 信号时的空间分布 $E(x)$, 并将其作为已知函数代入拟合过程.

在实际测量中, 尤其是在研究热激发磁子对相干自旋波影响较大的体系时, 非相干热磁子背景信号可能较强, 需要在数据处理中予以考虑. 此种情况下, 应额外测量一组在无任何外部激发 (即 EOM 和自旋波激励均关闭) 条件下的热背景信号空间分布, 记为 $T(x)$. 该背景信号应从其他四组测量数据中相应减去. 修正后的自旋波复波函数计算公式变为

$$\begin{aligned} \text{Re}\{\Psi_{\text{sw}}(x)\} &= \frac{r_0(x) - R(x) - E(x) + T(x)}{2\sqrt{E(x) - T(x)}}, \\ \text{Im}\{\Psi_{\text{sw}}(x)\} &= \frac{r_{\pi/2}(x) - R(x) - E(x) + T(x)}{2\sqrt{E(x) - T(x)}}. \end{aligned} \quad (23)$$

当热信号与相干自旋波信号相比较小时, 两种计算方法得到的相位结果相似; 但当热信号变得显著时, 若不考虑热背景的扣除, 计算得到的相位可能会趋向一个常数值或产生较大误差, 从而掩盖真实的相位演化. 即便在减去热背景的情况下, 相位计算的精度仍然受到系统信噪比的限制.

相位分辨 BLS 技术的应用实例进一步展示了其在自旋波研究中的独特价值. 如图 10(a)–(d) 所示, 完整重构自旋波相位需要进行四组独立的 BLS 测量^[56]: 首先, 仅测量自旋波强度 (EOM 关闭, 图 10(a)), 可见自旋波主要在靠近天线的部分被激发; 其次, 仅测量 EOM 调制的参考光强度 (自旋波激发关闭, 图 10(b)), 其强度与样品反射率成正比, 对于均匀薄膜而言通常是恒定的; 最后, 测量两组自旋波与 EOM 参考光 (相对相移为 $\pi/2$) 的干涉图样 (图 10(c) 和图 10(d)). 从这些干涉图样中可以观察到清晰的、未失真的波前, 尽管天线边缘的散射可能导致附近信号减弱. 基于这四组数

据, 可以精确重构出自旋波的相位分布, 如图 10(e) 所示^[56].

此外, 相位分辨 BLS 技术能够有效地用于确定自旋波的波长及其随外部磁场的变化. 图 10(f) 展示了在不同外加磁场下, 自旋波散射光与参考光干涉信号随传播距离变化的强度图^[59]. 图中黑色和白色区域分别代表相长和相消干涉, 其空间周期性直接反映了自旋波的波长. 通过对这些干涉图样进行分析, 或直接对重构的相位剖面 (如图 10(g) 所示, 其中实线为线性拟合) 进行分析, 可以精确提取自旋波波长. 图 10(h) 汇总了通过这两种方法 (分别用红点和蓝框表示) 得到的自旋波波长随外加磁场的变化关系, 并与理论计算的色散关系 (实线) 进行了比较, 显示出良好的一致性^[59].

相位分辨 BLS 技术使研究者能够获取传统 BLS 强度测量方法无法提供的自旋波波矢与相位信息, 为深入理解自旋波的传播特性、相干叠加与干涉效应、波前形态以及在复杂磁结构中的相位相干动力学等研究提供了强有力的实验工具. 然而需要特别指出的是, 由于该技术要求调制频率必须与自旋波频率严格匹配, 因此仅适用于线性区域的自旋波或声表面波研究, 而无法用于表征非线性效应.

7 BLS 在声子与磁声耦合研究中的应用

布里渊光散射 (Brillouin light scattering, BLS) 技术作为一种重要的非弹性光谱分析手段, 不仅在磁子动力学研究中具有不可替代的作用^[26,62], 还在声学特性表征、磁声耦合研究以及生物医学等领域展现出独特的分析优势和应用潜力^[62–65].

在声学特性的研究中, BLS 技术主要基于入射光子与材料内部声学声子 (即晶格的集体振动的量子化激发, 表现为传播的密度波) 的非弹性散射过程^[63,66]. 与磁子散射类似, 光子与声子的相互作用会导致散射光频率相对于入射光产生微小偏移, 这一频移被称为布里渊频移, 其典型值通常位于 GHz 量级^[67,68]. 然而, 磁子散射和声子散射在偏振特性上有本质区别: 磁子散射基于磁光效应, 其介电张量主要由非对角元素构成, 导致感应电极化矢量与入射电场方向垂直, 因此散射光的偏振方向相对入射光旋转 90° ; 而声子散射则基于弹光效应, 其介电张量主要为对角形式, 使得感应电极化矢量

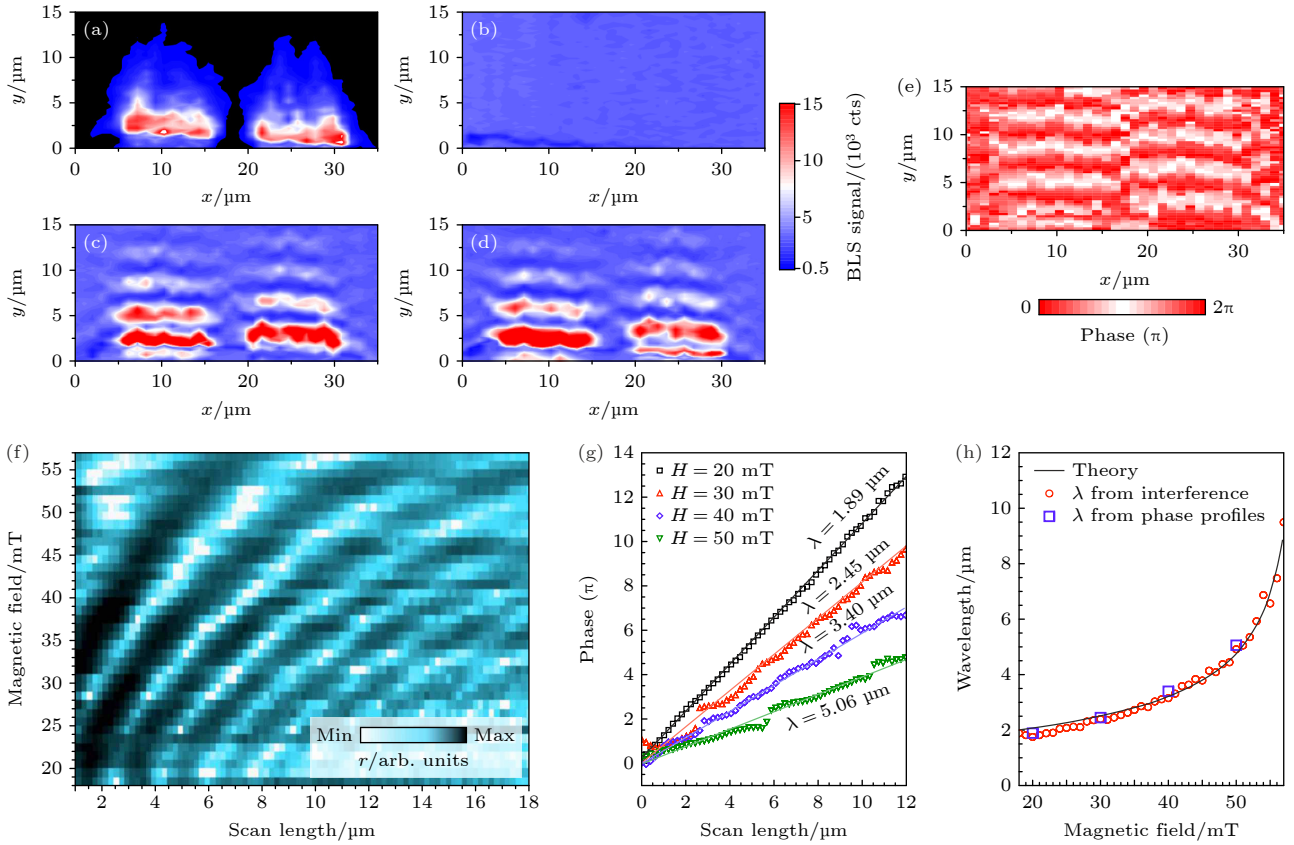


图 10 相位分辨 BLS 测量示例 (a)–(d) 完整重构自旋波相位所需的四次测量^[56], 其中 (a) 为自旋波强度测量 (EOM 关闭), 结果显示自旋波仅在靠近天线的部分被激发; (b) 为 EOM 信号强度测量 (自旋波激发关闭), 其信号与样品反射率成正比 (对于薄膜, 此反射率是恒定的); (c) 和 (d) 为两个干涉图样 (自旋波与 EOM 信号同时开启), 相对相移为 $\pi/2$; (e) 从 (a)–(d) 的测量中重构的相位^[56]; (f) 对于 $2.5 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ 、厚度 40 nm 的坡莫合金条, 测量的干涉信号随扫描长度和外部磁场的变化, 黑色 (白色) 区域代表相长 (相消) 干涉的位置^[59]; (g) 在选定磁场下自旋波相位的完整重构^[59]; (h) 激发自旋波的波长随外加磁场的变化^[59], 实线表示计算所得的色散关系, 红色圆圈表示从 (f) 中干涉图样提取的结果, 蓝色方框表示从 (f) 中相位分布获得的结果

Fig. 10. Examples of phase-resolved BLS measurements: (a)–(d) Four measurements required to fully reconstruct the spin wave phase^[56], in which panel (a) is the spin wave intensity measurement (EOM off), showing spin waves excited only near the antenna; panel (b) shows the EOM signal intensity measurement (spin wave excitation off), with the signal proportional to the sample reflectivity (constant for thin films); panels (c) and (d) show two interference patterns (spin wave and EOM signal both on) with a relative phase shift of $\pi/2$; (e) reconstructed phase from the measurements in (a)–(d)^[56]; (f) measured interference signal as a function of scan length and external magnetic field for a permalloy strip with dimensions of $2.5 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ and a thickness of 40 nm . Black (white) regions represent the locations of constructive (destructive) interference^[59]; (g) complete reconstruction of the spin wave phase under a selected magnetic field^[59]; (h) wavelength of the excited spin waves as a function of the applied magnetic field^[59]. The solid line represents the calculated dispersion relation. Red circles indicate results extracted from the interference patterns in (f). Blue squares indicate results obtained from the phase distribution in (f).

与入射电场方向平行, 从而保持原有偏振状态不变^[69,70]. 这一显著差异使得研究人员能够通过简单的偏振分析准确区分频移相近甚至相同的磁子和声子信号来源, 为研究磁声耦合等现象提供了独特而有力的实验判据.

从散射原理来看, 布里渊频移 f_B 与材料中声速 v 以及参与散射的声子波矢大小 q_p 直接相关. 其关系通常表示为 $2\pi f_B = vq_p$ (或 $\omega_B = vq_p$, 其中 ω_B 为角频率). 声子波矢 q_p 的大小由散射几何决定, 对于体声波, 在背散射配置下 (散射角 $\theta \approx 180^\circ$),

$q_p \approx 4\pi n/\lambda_0$, 其中 n 是材料的折射率, λ_0 是入射光真空波长. 更普遍地, 对于任意散射角 θ , 声子波矢为 $q_p = \frac{4\pi n}{\lambda_0} \sin(\theta/2)$. 通过精确测量布里渊频移 f_B , 可以非接触、无损地确定材料中的声速 v . 进而, 对于纵向声学模式, 可以计算材料的纵向弹性模量 (储能模量) $M' = \rho v^2$, 其中 ρ 是材料的密度^[63].

除了储能模量 M' , 材料的声学响应还包括能量耗散特性, 这由损耗模量 M'' 描述. 损耗模量 M'' 反映了材料的声衰减和类黏性行为, 通过布里渊频

移线宽 Γ_B 可以推算出材料的纵向黏度 $\eta = \rho\Gamma_B/q_p^2$, 进而得到损耗模量 $M'' = 2\pi f_B\eta$. 因此, BLS 技术是一种非接触式的分析手段, 能够全面表征材料在 GHz 高频下的复数纵向模量 $M(f_B) = M'(f_B) + iM''(f_B)$, 为理解材料的动态力学行为和黏弹性提供了关键实验数据^[64,67].

图 11 展示了 BLS 在声学特性研究及磁声耦合研究中的若干代表性应用. 图 11(a) 清晰地展示了如何利用 BLS 技术区分磁性绝缘体材料中声子和磁子对热扰动的不同响应: 声子频率随温度升高呈现近似线性的变化, 而磁子频率则表现出显著的

二次依赖关系, 这直接揭示了两者热激发和磁化机制的本质差异^[71]. 图 11(b) 展示了 YIG 薄膜中热激发磁子-声子 BLS 谱, 为研究磁子-声子相互作用提供了参照^[62,73,74]. 在声子动力学研究中, BLS 技术还可用于声表面波的实时成像. 如图 11(c) 所示, 通过光子与声子的非弹性散射, BLS 技术实现了声表面波的实时可视化, 清晰地展示了二维驻波模式的形成过程, 为理解声波在固体表面的传播机制和相互作用提供了直观的实验证据^[20].

由于光子-声子和光子-磁子相互作用机制存在本质差异, 二者对反射光偏振态的调制特性截然

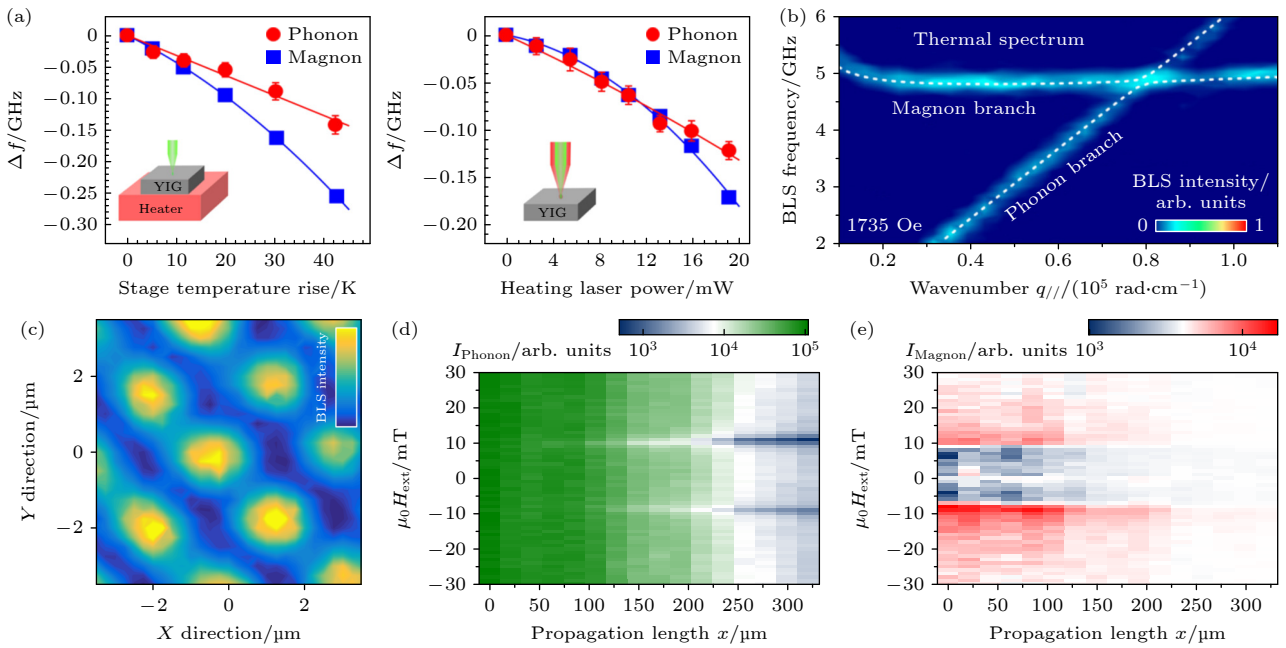


图 11 布里渊光散射在声子与磁声耦合研究中的应用 (a) 磁性绝缘体材料中磁子和声子峰值频率对热效应的响应: 左图显示随样品台温度升高, 声子数据采用线性拟合(红线), 磁子数据采用二次拟合(蓝线); 右图显示在样品台保持室温条件下, 随加热激光功率增加, 数据采用多项式拟合. 两者共同揭示了两种准粒子的不同热响应特性^[71]. (b) YIG 中的热磁子-声子 BLS 谱, 展示了热激发磁子和声子峰, 为研究磁子-声子相互作用提供了参照^[62]. (c) 声子动力学的 BLS 成像研究, 通过光子与声子的非弹性散射, BLS 技术实现了声表面波的实时可视化, 图中展示了二维驻波模式的形成过程^[20]. (d)–(e) 在磁-声耦合实验中, 通过 BLS 测试声子信号 (d) 和磁子信号 (e) 在不同外加磁场下, 不同传播距离的强度. 图 (d) 显示随着声表面波传播距离增加, 在共振磁场处逐渐形成两个强度凹陷, 直接反映了磁声耦合导致的声表面波渐进式吸收过程^[72]; 图 (e) 显示磁子激发在铁磁层起始位置处达到最大, 并随着声子振幅的衰减而递减, 揭示了声表面波向自旋波的局域能量转换过程^[72].

Fig. 11. Applications of Brillouin light scattering in phonon and magnetoacoustic coupling studies. (a) Thermal response of magnon and phonon peak frequencies in a magnetic insulator: The left panel shows phonon data fitted linearly (red line) and magnon data fitted quadratically (blue line) as a function of sample stage temperature; the right panel shows data fitted polynomially as a function of heating laser power with the sample stage at room temperature. Together, they reveal the distinct thermal response characteristics of the two quasiparticles^[71]. (b) Thermal magnon-phonon BLS spectra in YIG, showcasing thermally excited magnon and phonon peaks, providing a reference for studying magnon-phonon interactions^[62]. (c) BLS imaging study of phonon dynamics: Real-time visualization of surface acoustic waves is achieved through inelastic scattering of photons and phonons, with the figure illustrating the formation process of two-dimensional standing wave modes^[20]. (d)–(e) In magnetoacoustic coupling experiments, BLS is used to test phonon signals (d) and magnon signals (e) at different applied magnetic fields and propagation distances. Panel (d) shows the gradual formation of two intensity dips at the resonant magnetic field as the surface acoustic wave propagation distance increases, directly reflecting the progressive absorption of surface acoustic waves due to magnetoacoustic coupling^[72]; panel (e) shows that magnon excitation reaches its maximum at the starting position of the ferromagnetic layer and decreases with the attenuation of the phonon amplitude, revealing the localized energy conversion process from surface acoustic waves to spin waves^[72].

不同. 因此, 即使信号频率相同, 仍可通过偏振分辨技术有效区分其物理来源. 图 11(d) 展示了声子强度随外部磁场和传播距离的二维分布. 结果显示, 随着声表面波传播距离的增加, 在磁声共振场处逐渐形成两个强度凹陷. 这一现象直接反映了声表面波在传播过程中由于磁声相互作用而发生的渐进式能量衰减, 为理解磁声耦合的空间演化规律提供了清晰的实验证据^[72]. 图 11(e) 则测量在相同区域内的磁子强度, 揭示了磁子激发的空间分布特征. 实验结果表明, 磁子强度在铁磁层的起始位置达到最大值, 这与声表面波振幅在该处最强相对应, 随后磁子激发强度随着声子振幅的衰减而显著降低. 这种局域化的磁子激发模式证实了声表面波通过磁声耦合实现向自旋波的局域能量转换, 为定量分析磁声相互作用的转换效率和空间依赖性奠定了实验基础^[72]. 这些实例充分展示了 BLS 技术在精确表征材料声学特性、探测纳米尺度声子行为以及深入研究复杂磁声相互作用方面的强大能力和独特优势, 为新型功能材料的设计和基于磁声耦合原理的器件开发奠定了坚实的实验基础.

8 BLS 在生物医学中的应用

布里渊光散射技术不仅适用于磁子学和声子学的研究, 也可以拓展至生命科学与生物医学等多个交叉学科. 这一技术拓展得益于 BLS 技术本身的独特优势: 非接触、无标记、非侵入性的光学探测能力, 使其特别适合对活体生物样品进行原位力学特性表征. 与传统生物力学测量方法 (如原子力显微镜 AFM) 需要与样品表面直接接触不同, BLS 技术能够在保持样品生理完整性的前提下, 实现对细胞与组织黏弹性特性的高分辨率三维成像. 近年来, 随着微聚焦布里渊光散射 (μ BLS) 技术的发展, 其空间分辨率已提升至亚微米尺度, 为生物系统的多尺度力学研究开辟了新的途径.

如图 12(a) 所示, 现代微型布里渊-拉曼联用光谱系统能够实现力学特性与分子化学组成的同步表征, 极大地扩展了生物样品分析的多维信息获取能力^[64]. 图 12(b) 阐述了 μ BLS 测量中三个关键的特征空间尺度: 声学相干长度 L_A (约 200 nm), 由 $L_A = \lambda/2n$ 定义, 其中 λ 为入射光波长, n 为样品折射率; 光学采集尺度 L_{PSF} (1—5 μ m), 由显微系统的点扩散函数决定, 主要依赖于物镜数值孔径

与共聚焦针孔直径的综合效应, 确定了实际的散射体积大小; 组分尺度 L_C 则表征样品中具有均质力学特性的微结构单元 (如细胞器或细胞外基质纤维) 的空间维度^[67]. 当 L_C 小于 L_A 时, 声学场将感知一个等效均质介质, 测量结果反映该散射体积内组分的综合弹性特性. 这些多尺度关系的理解对于准确解析生物系统布里渊光谱数据并建立结构-功能关联具有根本性意义.

在细胞尺度上, BLS 能够区分细胞骨架、细胞核、细胞器等不同亚细胞结构的力学差异, 例如, 监测与细胞迁移、分化密切相关的肌动蛋白网络的聚合与交联状态, 揭示细胞从膜到核的刚度梯度. 如图 12(c) 所示, BLS 可以精确检测 NIH 3T3 小鼠胚胎成纤维细胞在高渗透压刺激下的力学性质变化, 证实了其对细胞液-固相转变的敏感性^[75]. 图 12(d) 进一步量化了环境渗透压与布里渊频移的线性关系, 为细胞力学研究提供了定量依据^[75]. 研究表明, 癌变过程伴随着细胞力学性质的显著变化^[78], 亚微米分辨率的研究发现, 从细胞膜到细胞核, 弹性模量增加约 20%, 而癌基因表达后细胞整体弹性模量下降约 15%, 表观黏度降低约 50%. 这些力学特性变化可解释癌细胞的侵袭潜力, 因为增加的变形能力增强了癌细胞穿过细胞外基质的能力, 促进了肿瘤细胞的扩散和转移. 图 12(e) 展示了高分辨率布里渊显微成像的能力, 清晰地识别出猪主动脉内皮细胞中的细胞核包膜和核仁等精细结构, 证明了其在单细胞力学表征中的优异表现^[76].

在组织层面, BLS 已被成功应用于表征眼角膜、皮肤、骨骼等组织的力学特性^[79-82], 监测伤口愈合或组织发育过程中的力学演变, 并在多种疾病的早期诊断和病理研究中显示出巨大潜力, 例如角膜锥形变性、动脉粥样硬化、骨质疏松、神经退行性疾病 (如阿尔茨海默病^[83]) 以及癌症^[84] 等, 这些疾病的发生发展往往与组织或细胞的力学特性改变紧密相关. 图 12(f) 展示了布里渊-拉曼联用技术在分析白念珠菌生物膜中的应用, 通过同时获取力学和分子组成信息, 为微生物感染研究提供了新视角. 例如, BLS 已被用于临床前研究和部分临床试验, 以评估其在眼科疾病诊断和癌症检测中的应用价值.

尽管 BLS 在生物力学研究中展现出巨大潜力, 但对其测量结果的解读需要注意其独特性. BLS 探测的是材料在 GHz 频率下的纵向模量 (M),

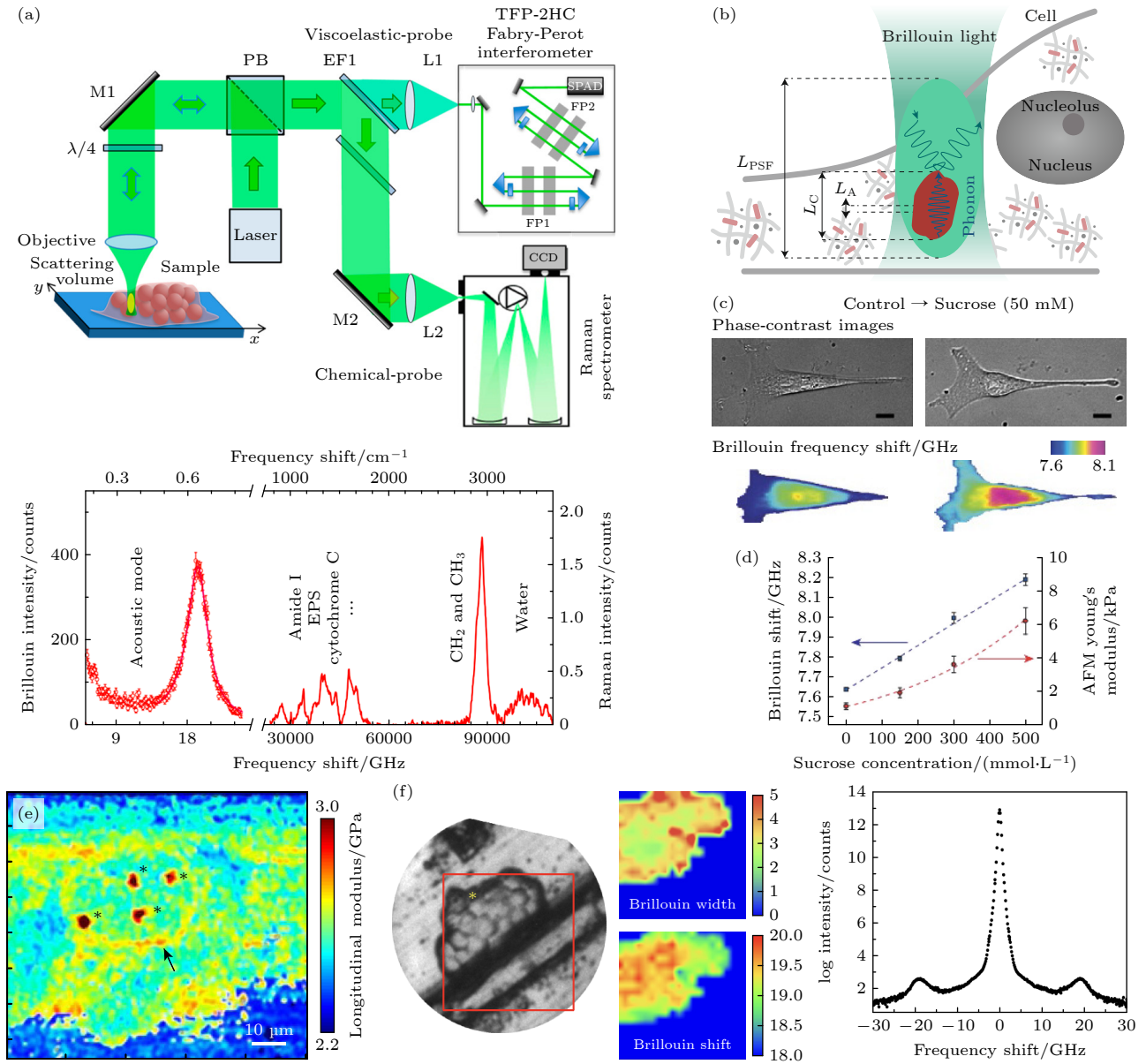


图 12 布里渊光散射在生物学领域的应用 (a) 微型布里渊-拉曼联用系统 (上) 及其从同一样品位置获取的关联光谱 (下)^[64]; (b) μBLS 测量的示意图, 展示了三个关键空间尺度: 声波长尺度 L_A (200 nm, 由入射光波长和样品折射率决定)、光学采集尺度 L_{PSF} (1–5 μm , 由显微系统点扩散函数决定) 和组分尺度 L_C (样品中具有均质力学特性的结构尺寸)^[67]; (c) NIH 3T3 小鼠胚胎成纤维细胞在高渗透压冲击前后的布里渊显微成像 (下) 和相差显微成像 (上), 比例尺为 10 μm , 展示了细胞液-固调节的变化^[75]; (d) 环境渗透压对细胞布里渊频移和 AFM 微压痕测量的影响, 显示布里渊频移与蔗糖浓度呈线性关系^[75]; (e) 体外培养的猪主动脉内皮细胞的高分辨率布里渊图像, 清晰显示了细胞核包膜 (箭头) 和核仁 (*) 等细胞结构^[76]; (f) 白念珠菌生物膜的布里渊光谱分析, 包括光学显微图像、高对比度布里渊光谱及其频率和线宽分布图^[77], 红色框大小 20 $\mu\text{m}\times 20 \mu\text{m}$

Fig. 12. Applications of Brillouin light scattering in biology: (a) Miniature Brillouin-Raman microspectrometer (top) and correlated spectra acquired from the same sample location (bottom)^[64]; (b) schematic of μBLS measurement illustrating three key spatial scales: acoustic wavelength scale L_A (200 nm, determined by incident light wavelength and sample refractive index), optical collection scale L_{PSF} (1–5 μm , determined by the point spread function of the microscope system), and component scale L_C (structural size with homogeneous mechanical properties in the sample)^[67]; (c) Brillouin microscopy (bottom) and phase contrast microscopy (top) images of NIH 3T3 mouse embryonic fibroblasts before and after hyperosmotic shock, scale bar: 10 μm , demonstrating changes in cytoplasmic sol-gel transition^[75]; (d) effect of environmental osmotic pressure on cellular Brillouin frequency shift and AFM nanoindentation measurements, showing a linear relationship between Brillouin frequency shift and sucrose concentration^[75]; (e) high-resolution Brillouin image of In Vitro cultured porcine aortic endothelial cells, clearly revealing cellular structures such as the nuclear envelope (arrows) and nucleoli (*)^[76]; (f) Brillouin spectral analysis of candida albicans biofilms, including optical microscopic images, high-contrast Brillouin spectra, and frequency and linewidth distribution maps^[77], red box size: 20 $\mu\text{m}\times 20 \mu\text{m}$.

其数值通常在 GPa 量级, 这与传统生物力学方法 (如 AFM) 在准静态或低频下测量的杨氏模量 (E , 通常在 kPa 或 MPa 量级) 存在本质区别^[67]. 这种差异源于生物材料复杂的黏弹性行为, 其力学响应强烈依赖于作用力的时间尺度和空间尺度. BLS 探测的是纳秒时间尺度、亚微米空间尺度上的声波传播特性, 反映的是分子或超分子层面的快速弹性响应和能量耗散. 因此, 理解 BLS 测量的 GHz 模量与宏观或低频力学特性 (如细胞“硬度”) 之间的关联, 是当前研究的一个重要方向. 研究者正致力于通过理论模型和多模态联用, 如结合拉曼光谱获取化学信息 (图 12(a)), 更深入地理解布里渊频移和线宽所蕴含的生物物理信息, 例如区分黏性耗散与由结构不均匀性导致的谱线展宽. 随着仪器技术 (如基于 VIPA 光谱仪的高速成像系统^[85]) 的不断进步和对生物材料复杂力学行为认识的加深, 布里渊光散射正成为连接微观结构与宏观力学功能的桥梁, 为揭示生命过程中力学信号的作用机制提供了前所未有的视角.

9 结论与展望

本文全面回顾了布里渊光散射技术从理论提出、实验验证到现代高级系统的发展历程. 作为一种基于光与元激发非弹性散射的光谱学手段, BLS 技术历经一个多世纪的发展, 已成为研究凝聚态物质中准粒子动力学的核心实验方法之一.

布里渊光散射的工作原理源于光子与材料中的元激发 (磁子、声子等) 之间的相互作用, 这种相互作用导致散射光的频率发生微小但可测量的偏移. 通过高精度的串联法布里-珀罗干涉仪, 可分析这种频移, 从而获取准粒子的频率、强度、衰减等关键信息. BLS 技术从传统的单一波矢选择性测量, 发展到现代的微聚焦技术 (空间分辨率达亚微米级) 和时间分辨技术 (时间分辨率达纳秒级), 形成了一套完整的多维度表征体系.

在自旋电子学与磁子学领域, BLS 技术独特地揭示了自旋波传播、相互作用与操控的物理机制, 尤其在研究纳米结构中的非线性自旋波动力学、DMI 引起的自旋波非互易性、超快弛豫过程, 以及磁子非线性相互作用等前沿课题中展现出独特优势. 同时, 在声学弹性力学领域, BLS 提供了在 GHz 频率下表征材料弹性模量和黏性特性的

有效手段, 广泛应用于声子动力学、纳米结构中的受限声学模式以及磁声耦合研究. 在生物医学领域, BLS 技术已经成功应用于无标记、无接触地表征活体细胞和组织的力学特性, 为理解细胞骨架重塑、疾病诊断和药物筛选提供了新的视角. 此外, BLS 的测试频率范围为 0.5 GHz—1.5 THz, 有效弥补了拉曼散射低频 (低波数) 测试分辨率不足的问题.

展望未来, 布里渊光散射技术将在多个方向实现突破性发展: 仪器分辨率方面, 通过结合近场技术突破衍射极限, 实现纳米尺度空间分辨率^[39], 并开发纳秒级时间分辨能力以研究超快现象; 多模态联用方面, 与拉曼光谱^[77,82]、磁光克尔效应 (MOKE) 等技术集成, 实现多物理特性的“一站式”分析; 全自动化的仪器控制, 有效保证了长时间测试的稳定性, 提高实验效率并从复杂数据中提取微弱特征; 应用领域上, BLS 将在量子信息处理、神经形态计算和医学诊断等前沿领域发挥更大作用. 作为探测不同类型元激发的统一平台, BLS 技术在材料科学、物理学和生物医学等多领域具有不可替代的作用, 随着技术进步及其与新方法的融合, 必将在推动凝聚态物理和跨学科研究方面持续发挥关键作用.

参考文献

- [1] Brillouin L 1914 *C. R. Hebd. Acad. Sci.* **158** 1331
- [2] Brillouin L 1922 *Ann. Phys.* **9** 88
- [3] Mandelstam L I 1926 *Zh. Russ. Fiz.-Khim. O-va.* **58** 146
- [4] Gross E 1930 *Nature* **126** 201
- [5] Maiman T H 1960 *Nature* **187** 493
- [6] Fleury P, Porto S, Cheesman L, Guggenheim H 1966 *Phys. Rev. Lett.* **17** 84
- [7] Sandercock J R 1970 *Opt. Commun.* **2** 73
- [8] Sandercock J R 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 237
- [9] Lindsay S, Anderson M, Sandercock J R 1981 *Rev. Sci. Instrum.* **52** 1478
- [10] Madami M, Gubbiotti G, Tacchi S, Carlotti G 2012 *Solid State Phys.* **63** 79
- [11] Sebastian T, Schultheiss K, Obry B, Hillebrands B, Schultheiss H 2015 *Front. Phys.* **3** 35
- [12] Schultheiss H, Schäfer S, Candeloro P, Leven B, Hillebrands B, Slavin A N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 047204
- [13] Büttner O, Bauer M, Rueff A, Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N, Kostylev M, Kalinikos B 2000 *Ultrasonics* **38** 443
- [14] Büttner O, Bauer M, Demokritov S O, Hillebrands B, Kivshar Y S, Grimalsky V, Rapoport Y, Slavin A N 2000 *Phys. Rev. B* **61** 11576
- [15] Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N 2001 *Phys. Rep.* **348** 441

- [16] Gusev V E, Ruello P 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031101
- [17] Bauer M, Büttner O, Demokritov S O, Hillebrands B, Grimalky V, Rapoport Y, Slavin A N 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3769
- [18] Nembach H T, Shaw J M, Weiler M, Jué E, Silva T J 2015 *Nat. Phys.* **11** 825
- [19] Fohr F, Serga A A, Schneider T, Hamrle J, Hillebrands B 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 043903
- [20] Yang J, Guo M Y, Li Z L, Wu P, Cai K M, Liu X Z, Peng Y G, Wang Q, Zhu X F 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** L051001
- [21] Scarcelli G, Yun S H 2008 *Nat. Photonics* **2** 39
- [22] Cheng G 2008 *Raman and Brillouin Scattering* (Beijing: Science Press) p461 (in Chinese) [程光煦 2008 拉曼 布里渊散射 (北京: 科学出版社) 第 461 页]
- [23] Jacquinet P 1960 *Rep. Prog. Phys.* **23** 267
- [24] Hillebrands B 2000 *Light Scattering in Solids VII: Crystal-Field and Magnetic Excitations* (Vol. 75) (Berlin: Springer) p174
- [25] Mock R, Hillebrands B, Sandercock J R 1987 *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **20** 656
- [26] Sandercock J R 1982 *Light Scattering in Solids III: Recent Results*, (Vol. 51) (Berlin: Springer) pp173–206
- [27] Wang Q 2019 *Ph.D. Dissertation* (Kaiserslautern: Technische Universität Kaiserslautern)
- [28] Bozhko D A, Musienko-Shmarova H Y, Tiberkevich V S, Slavin A N, Syvorotka I I, Hillebrands B, Serga A A 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 023324
- [29] Serga A A, Sandweg C, Vasyuchka V, Jungfleisch M, Hillebrands B, Kreisler A, Kopietz P, Kostylev M 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134403
- [30] Böttcher T, Lee K, Heussner F, Jaiswal S, Jakob G, Kläui M, Hillebrands B, Brächer T, Pirro P 2020 ArXiv: 2006.02690v1 [cond-mat.mtrl-sci]
- [31] Di K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Yu J, Yoon J, Qiu X, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 047201
- [32] Cho J, Kim N H, Lee S, Kim J S, Lavrijsen R, Solignac A, Yin Y, Han D S, van Hoof N J J, Swagten H J M, Koopmans B, You C Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7635
- [33] Song W, Wang X, Wang W, Jiang C, Wang X, Chai G 2020 *Phys. Status Solidi RRL* **14** 2000118
- [34] Damon R W, Eshbach J R 1961 *J. Phys. Chem. Solids* **19** 308
- [35] Sandercock J R, Wettling W 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 7784
- [36] Grünberg P, Cottam M, Vach W, Mayr C, Camley R 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 2078
- [37] Wang Q, Csaba G, Verba R, Chumak A V, Pirro P 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 040503
- [38] Chumak A V, Kabos P, Wu M, Abert C, Adelmann C, Adeyeye A O, Akerman J, Aliev F G, Anane A, Awad A, Back C H, Barman A, Bauer G E W, Becherer M, Beginin E N, Bittencourt V A S V, Blanter Y M, Bortolotti P, Boventer I, Bozhko D A, Bunyaev S A, Carmiggelt J J, Cheenikundil R R, Ciubotaru F, Cotofana S, Csaba G, Dobrovolskiy O V, Dubs C, Elyasi M, Fripp K G, Fulara H, Golovchanskiy I A, Gonzalez-Ballester C, Graczyk P, Grundler D, Gruszecki P, Gubbiotti G, Guslienko K, Haldar A, Hamdioui S, Hertel R, Hillebrands B, Hioki T, Houshang A, Hu C M, Huebl H, Huth M, Iacocca E, Jungfleisch M B, Kakazei G N, Khitum A, Khymyn R, Kikkawa T, Kläui M, Klein O, Klos J W, Knauer S, Koraltan S, Kostylev M, Krawczyk M, Krivorotov I N, Kruglyak V V, Lachance-Quirion D, Ladak S, Lebrun R, Li Y, Lindner M, Macedo R, Mayr S, Melkov G A, Mieszczyk S, Nakamura Y, Nembach H T, Nikitin A A, Nikitov S A, Novosad V, Otarola J A, Otani Y, Papp A, Pigeau B, Pirro P, Porod W, Porrati F, Qin H, Rana B, Reimann T, Riente F, Romero-Isart O, Ross A, Sadovnikov A V, Safin A R, Saitoh E, Schmidt G, Schultheiss H, Schultheiss K, Serga A A, Sharma S, Shaw J M, Suess D, Surzhenko O, Szulc K, Taniguchi T, Urbanek M, Usami K, Ustinov A B, van der Sar T, van Dijken S, Vasyuchka V I, Verba R, Kusminskiy S V, Wang Q, Weides M, Weiler M, Wintz S, Wolski S P, Zhang X 2022 *IEEE Trans. Magn.* **58** 1
- [39] Jersch J, Demidov V E, Fuchs H, Rott K, Krzysteczko P, Münchenberger J, Reiss G, Demokritov S O 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 152502
- [40] Yoshihara A 2023 *Materials* **16** 1038
- [41] Heinz B, Braecher T, Schneider M, Wang Q, Laegel B, Friedel A M, Breitbach D, Steinert S, Meyer T, Kewenig M, Dubs C, Pirro P, Chumak A V 2020 *Nano Lett.* **20** 4220
- [42] Pirro P, Brächer T, Vogt K, Obry B, Schultheiss H, Leven B, Hillebrands B 2011 *Phys. Status Solidi B* **248** 2404
- [43] Vogt K, Fradin F Y, Pearson J E, Sebastian T, Bader S D, Hillebrands B, Hoffmann A, Schultheiss H 2014 *Nat. Commun.* **5** 3727
- [44] Wang Q, Kewenig M, Schneider M, Verba R, Kohl F, Heinz B, Geilen M, Mohseni M, Lägler B, Ciubotaru F, Adelmann C, Dubs C, Cotofana O V Sorin Dan an Dobrovolskiy, Braecher T, Pirro P, Chumak A V 2020 *Nat. Electron.* **3** 765
- [45] Schneider M, Braecher T, Breitbach D, Lauer V, Pirro P, Bozhko D A, Musienko-Shmarova H Y, Heinz B, Wang Q, Meyer T, Heussner F, Keller S, Papaioannou E T, Laegel B, Loeber T, Dubs C, Slavin A N, Tiberkevich V S, Serga A A, Hillebrands B, Chumak A V 2020 *Nat. Nanotechnol.* **15** 457
- [46] Frey P, Bozhko D A, L'vov V S, Hillebrands B, Serga A A 2021 *Phys. Rev. B* **104** 014420
- [47] Wang Q, Verba R, Davidková K, Heinz B, Tian S, Rao Y, Guo M, Guo X, Dubs C, Pirro P, Chumak A V 2024 *Nat. Commun.* **15** 7577
- [48] Serga A A, Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 117203
- [49] Wang Y, Guo M, Davidková K, Verba R, Guo X, Dubs C, Chumak A V, Pirro P, Wang Q 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 014066
- [50] Wang Q, Verba R, Heinz B, Schneider M, Wojewoda O, Davidková K, Levchenko K, Dubs C, Mauser N J, Urbánek M, Pirro P, Chumak A V 2023 *Sci. Adv.* **9** eadg4609
- [51] Merbouche H, Divinskiy B, Gouéré D, Lebrun R, El Kanj A, Cros V, Bortolotti P, Anane A, Demokritov S O, Demidov V E 2024 *Nat. Commun.* **15** 1560
- [52] Mathieu C, Synogatch V T, Patton C E 2003 *Phys. Rev. B* **67** 104402
- [53] Schultheiss H, Vogt K, Hillebrands B 2012 *Phys. Rev. B* **86** 054414
- [54] Körber L, Schultheiss K, Hula T, Verba R, Faßbender J, Kákay A, Schultheiss H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 207203
- [55] Merbouche H, Divinskiy B, Nikolaev K O, Kaspar C, Pernice W H P, Gouéré D, Lebrun R, Cros V, Ben Youssef J, Bortolotti P, Anane A, Demokritov S O, Demidov V E 2022 *Sci. Rep.* **12** 7246
- [56] Wojewoda O 2020 *M. S. Thesis* (Brno: Brno University of Technology)
- [57] Wojewoda O 2024 *Ph.D. Dissertation* (Brno: Brno University of Technology)
- [58] Serga A A, Schneider T, Hillebrands B, Demokritov S O, Kostylev M P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 063506
- [59] Vogt K, Schultheiss H, Hermsdoerfer S, Pirro P, Serga A A, Hillebrands B 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 182505

- [60] Schneider T, Serga A A, Neumann T, Hillebrands B, Kostylev M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 214411
- [61] Demidov V E, Urazhdin S, Demokritov S O 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 262509
- [62] Bozhko D A, Vasyuchka V I, Chumak A V, Serga A A 2020 *Low Temp. Phys.* **46** 383
- [63] Bottani C E, Fioretto D 2018 *Adv. Phys. X* **3** 1467281
- [64] Palombo F, Fioretto D 2019 *Chem. Rev.* **119** 7833
- [65] Antonacci G, Beck T, Bilenca A, Czarske J, Elsayad K, Guck J, Kim K, Krug B, Palombo F, Prevedel R, Scarcelli G 2020 *Biophys. Rev.* **12** 615
- [66] Landau L, Lifshitz E, Sykes J, Reid W, Dill E H 1960 *Phys. Today* **13** 44
- [67] Prevedel R, Diz-Muñoz A, Ruocco G, Antonacci G 2019 *Nat. Methods* **16** 969
- [68] Koski K J, Akhenblit P, McKiernan K, Yarger J L 2013 *Nat. Mater.* **12** 262
- [69] Dutcher J R 1989 *Ph. D. Dissertation* (Burnaby: Simon Fraser University)
- [70] Geilen M, Nicoloiu A, Narducci D, Mohseni M, Bechberger M, Ender M, Ciubotaru F, Hillebrands B, Müller A, Adelmann C, Pirro P 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 242404
- [71] An K, Olsson K S, Weathers A, Sullivan S, Chen X, Li X, Marshall L G, Ma X, Klimovich N, Zhou J, Shi L, Li X 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 107202
- [72] Kunz Y, Küß M, Schneider M, Geilen M, Pirro P, Albrecht M, Weiler M 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 152403
- [73] Serga A A, Tiberkevich V S, Sandweg C W, Vasyuchka V I, Bozhko D A, Chumak A V, Neumann T, Obry B, Melkov G A, Slavin A N, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 3452
- [74] Bozhko D A, Clausen P, Chumak A V, Kobljanskyj Y V, Hillebrands B, Serga A A 2015 *Low Temp. Phys.* **41** 801
- [75] Scarcelli G, Polacheck W J, Nia H T, Patel K, Grodzinsky A J, Kamm R D, Yun S H 2015 *Nat. Methods* **12** 1132
- [76] Antonacci G, Braakman S 2016 *Sci. Rep.* **6** 37217
- [77] Scarponi F, Mattana S, Corezzi S, Caponi S, Comez L, Sassi P, Morresi A, Paolantoni M, Urbanelli L, Emiliani C, Roscini L, Corte L, Cardinali G, Palombo F, Sandercock J R, Fioretto D 2017 *Phys. Rev. X* **7** 031015
- [78] Mattana S, Mattarelli M, Urbanelli L, Sagini K, Emiliani C, Serra M D, Fioretto D, Caponi S 2018 *Light Sci. Appl.* **7** 17139
- [79] Vaughan J, Randall J 1980 *Nature* **284** 489
- [80] Scarcelli G, Yun S H 2012 *Opt. Express* **20** 9197
- [81] Akilbekova D, Ogay V, Yakupov T, Sarsenova M, Umbayev B, Nurakhmetov A, Tazhin K, Yakovlev V V, Utegulov Z N 2018 *J. Biomed. Opt.* **23** 097004
- [82] Cardinali M A, Di Michele A, Mattarelli M, Caponi S, Govoni M, Dallari D, Brogini S, Masia F, Borri P, Langbein W, Palombo F, Morresi A, Fioretto D 2022 *J. R. Soc. Interface* **19** 20210642
- [83] Palombo F, Masia F, Mattana S, Tamagnini F, Borri P, Langbein W, Fioretto D 2018 *Analyst* **143** 6095
- [84] Conrad C, Gray K M, Stroka K M, Rizvi I, Scarcelli G 2019 *Cell. Mol. Bioeng.* **12** 215
- [85] Zhang J, Fiore A, Yun S H, Kim H, Scarcelli G 2016 *Sci. Rep.* **6** 35398

SPECIAL TOPIC—Applied magnetism

Brillouin light scattering spectroscopy and its applications*

WANG Yueqi GUO Mengying WANG Qi †

(School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 28 August 2025; revised manuscript received 10 September 2025)

Abstract

Brillouin light scattering (BLS) spectroscopy has emerged as a cornerstone technique for investigating elementary excitations in condensed matter systems, offering unique capabilities for the noninvasive characterization of magnon and phonon dynamics. This review examines the fundamental principles, technological evolution, and diverse applications of BLS across multiple research domains.

BLS operates through inelastic scattering between photons and quasiparticles (magnons, phonons), enabling precise measurement of excitation frequencies, propagation characteristics, and interaction mechanisms through the detection of characteristic frequency shifts. Since Brillouin's theoretical prediction in 1914 and Gross's experimental verification in 1930, this technique has evolved dramatically. The Sandercock's revolutionary development of tandem Fabry-Pérot interferometers in the 1970s laid the foundation for modern high-resolution BLS systems, achieving contrast ratios exceeding 10^{10} and frequency resolution in the MHz range.

We detail four advanced BLS configurations: 1) Traditional wave-vector-resolved systems that can precisely measure dispersion relation and detect non-reciprocal spin wave propagation induced by Dzyaloshinskii-Moriya interactions; 2) Micro-focused BLS (μ BLS) that can achieve sub-micrometer spatial resolution for nanoscale magnetic structure characterization; 3) Time-resolved BLS (TR-BLS) that provides nanosecond temporal resolution for studying ultrafast dynamics, magnon Bose-Einstein condensation, and nonlinear phenomena; 4) Phase-resolved BLS (PR-BLS) that can directly measure wave vector and phase through electro-optical modulation.

Beyond traditional magnonic applications, BLS demonstrates remarkable versatility in phonon research and magnetoacoustic coupling studies. The technique's polarization-sensitive detection can simultaneously investigate the magnon-phonon hybrid states and energy transfer mechanisms. Notably, BLS has successfully expanded into biomedical applications, exhibiting non-contact characterization of cellular and tissue viscoelastic properties at GHz frequencies and revealing disease-related biomechanical changes.

As BLS technology continues to advance through improved instrumentation and novel methods, it serves as an indispensable platform spanning quantum materials research, magnonic device development, and cellular mechanobiology, positioning itself at the forefront of interdisciplinary science, thus bridging condensed matter physics, materials engineering, and biomedical research.

Keywords: Brillouin light scattering, spin wave, phonon, tandem Fabry-Pérot interferometer**PACS:** 72.10.Di, 78.35.+c, 07.10.Cm, 85.75.-d**DOI:** [10.7498/aps.74.20251162](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251162)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20251162](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251162)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12574118).

† Corresponding author. E-mail: williamqiwang@hust.edu.cn



布里渊光散射光谱及其应用

王悦齐 郭梦莹 王棋

Brillouin light scattering spectroscopy and its applications

WANG Yueqi GUO Mengying WANG Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 237201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251162

CSTR: 32037.14.aps.74.20251162

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251162>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于法布里-珀罗干涉仪测量大气环境CO₂的方法

Method of measuring atmospheric CO₂ based on Fabry-Perot interferometer

物理学报. 2024, 73(2): 020702 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231224>

Y₃Fe₅O₁₂-CoFeB自旋波定向耦合器中的自旋波

Spin waves in Y₃Fe₅O₁₂-CoFeB spin-wave directional coupler

物理学报. 2021, 70(18): 187501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210507>

铅卤钙钛矿法布里-珀罗谐振腔激光器

Lead halide perovskites Fabry-Perot resonant cavity laser

物理学报. 2021, 70(5): 054205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201302>

脊型悬浮波导布里渊激光器

Ridge-type suspended waveguide Brillouin laser

物理学报. 2022, 71(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211539>

基于 α -MoO₃的可调谐法布里-珀罗谐振腔比色生物传感器

α -MoO₃ based tunable Fabry-Perot cavity colorimetric biosensor

物理学报. 2021, 70(4): 048701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201548>

铁磁畴壁中自旋极化电流诱导的左旋极化自旋波

Left-handed polarized spin waves induced by spin polarized electric currents in ferromagnetic domain walls

物理学报. 2024, 73(14): 147501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240651>