折射率异质性对受激布里渊散射显微术的影响：定量分析

MENG XU,[1,2,†] ZIXUAN DU,[1,2,†] YUN QI,[1,2,*] JINRUI ZHANG,[1] SHUAI YAO,[1,2] ROBERT PREVEDEL,[3] 和 FAN YANG,[1,2,*]

[1] 中国科学院上海光学精密机械研究所，中国科学院，中国上海 [2] 中国科学院大学，中国北京 [3] 欧洲分子生物学实验室，德国海德堡

[†]这些作者对本研究的贡献相同。

*qiyun@siom.ac.cn；*yang@siom.ac.cn

受激布里渊散射（SBS）显微术可实现无标记生物力学成像，其中布里渊增益是定量分析的关键对比参数。然而，样品引起的折射率（RI）异质性对增益测量的影响仍未得到充分理解。在此，我们通过有限元模拟以及对仿体样品的实验，定量研究折射率失配如何影响受激布里渊散射显微术；该仿体样品由嵌入琼脂糖凝胶中的聚二甲基硅氧烷微球组成。我们证明，折射率异质性会引起焦场畸变，降低泵浦光与探测光的光束重叠，进而导致布里渊增益减弱，并降低材料界面处的位移精度。尤为重要的是，我们证实，光纤耦合效率虽常用于系统对准，但由于其对焦场畸变更加敏感，不能作为布里渊增益的线性替代指标。

发表于《光学快报》的论文提交版本：
https://doi.org/10.1364/OL.591843

布里渊显微镜能够以全光学、非接触和三维方式实现高空间分辨率的生物力学成像[1-3]。尽管受激布里渊散射（SBS）显微术需要双端光学通路，但其光谱分辨率高于自发布里渊显微镜[4]。在受激布里渊散射显微术中使用脉冲泵浦光和探测光可显著提升性能。具体而言，脉冲切割方法已将光功率降低了十倍，从而能够对脆弱样品进行低光毒性的生物力学成像[5,6]。最近，一种采用高峰值功率和低占空比的脉冲激光方案将像素采集速度提高了两个数量级，实现了具有完整光谱信息的200 μs像素驻留时间[7]。受激布里渊散射显微术的另一优势在于，它有可能提供三个对比参数，包括布里渊频移、线宽和增益，而自发方法通常仅提供两个[4]。与自发布里渊散射不同，在自发布里渊散射中，信号强度的变化难以与泵浦衰减效应轻易分离，而该效应出现在吸收性或非均质介质中。受激布里渊散射可通过同时监测透射探测光的直流基线与受激布里渊散射信号的交流分量来实现内置归一化，从而更可靠地提取本征布里渊增益。将这三个参数与样品的折射率相结合，原则上即可推导出干质量密度和纵向模量，而无需依赖关于质量密度与折射率之比的假设[4,8]。因此，样品的布里渊增益至关重要。然而，尽管已知增益会受到聚焦的反向传播泵浦光和探测光之间重叠的影响，目前仍缺乏对该效应的定量分析。

在本研究中，我们定量研究了非均匀折射率（RI）分布对布里渊增益的影响；这种分布会导致焦场畸变。我们重点考察关键的轴向维度，因为焦场畸变对光束重叠的影响在此最为显著。为此，我们模拟了一个模型系统，其中聚二甲基硅氧烷（PDMS）微珠嵌入1%（w/v）琼脂糖凝胶中，以考察非均匀RI如何影响泵浦光和探测光束的焦场分布，进而削弱泵浦光与探测光重叠，并最终改变布里渊增益及其他光谱参数。为验证理论模拟，我们在类似条件下对微珠进行了轴向受激布里渊散射成像实验。实验结果与模拟数据高度吻合，增进了我们对受激布里渊散射信号产生机制的理解，并为评估非均匀环境中布里渊增益测量的准确性提供了定量依据。此外，我们得出结论：耦合效率η_c——尽管在光学对准过程中会用到——比布里渊增益更敏感，因此不能作为布里渊增益的线性预测指标。

理论模型。 为阐明实验中观察到的布里渊增益衰减机制，有必要重新审视受激布里渊散射的基本原理。受激布里渊散射是一种三阶非线性光学效应，源于介质内光波与声学声子之间的相互作用。在我们的点扫描受激布里渊散射显微镜中，典型配置采用两束共线反向传播光束：频率为ω_P的泵浦光束，以及频率为ω_S的探测光（斯托克斯侧）光束。

实验装置基于点扫描脉冲受激布里渊散射显微术系统，其配置与文献 [5] （补充说明1）中报道的配置类似。根据受激布里渊散射理论，反向传播光束之间的能量转移由耦合方程（1）和（2）进行建模，这两个方程描述了泵浦光（I_P）和探测光（I_S）沿 z 轴 [9]方向的强度变化：

$$dI_S(x,y,z) = g(\Omega)I_P(x,y,z)I_S(x,y,z)dz \quad (1)$$

$$dI_P(x,y,z) = -g(\Omega)I_P(x,y,z)I_S(x,y,z)dz \quad (2)$$

其中，$g(\Omega)$ 为布里渊增益因子，其在频域中呈洛伦兹分布，如公式 (3) 所示。

$$g(\Omega) = g_0 \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega-\Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (3)$$

在此表达式中，

g_0 为布里渊增益因子。$\Omega = \omega_P - \omega_S$ 为布里渊线心频率差。Γ_B 为布里渊增益谱的线宽，通常定义为布里渊增益因子的半高全宽（FWHM）。Ω_B 为布里渊频移，定义为布里渊增益因子达到最大值时对应的频率差。

在实验中，我们使用光电探测器检测透射探测光束的积分功率。因此，为了从理论上模拟探测光功率演化（$P_S(\Omega,z)$），必须在整个相互作用体积内对局域增益强度进行积分：

$$\Delta P_S(\Omega) = \iiint_V g(\Omega)I_P(x,y,z)I_S(x,y,z)dV \quad (4)$$

采用了小增益近似（~10^{-6}），并将光束强度视为相互作用后保持不变。公式 (4) 表明，各空间位置对ΔP_S 的贡献由泵浦光与探测光强度的局部乘积加权，而体积分决定了整体受激布里渊散射信号强度。在我们的实验中，随后用洛伦兹函数拟合检测到的受激布里渊散射信号谱，并提取峰值幅度作为 SBS 信号幅度（A_{SBS}），该幅度与布里渊增益及 g_0 [4-7]成正比。

受激布里渊散射显微术中泵浦光束和探测光束空间重叠的建模。为进一步了解折射率非均匀性如何影响泵浦光和探测光之间的重叠，我们对一个嵌入1%（w/v）琼脂糖凝胶（n ≈ 1.33）中的~8-μm直径PDMS微珠（n ≈ 1.41）组成的系统进行了建模。对于聚焦于同一空间位置的前向传播泵浦光和反向传播探测光，分别采用COMSOL Multiphysics中的有限元法计算其场分布（补充说明2），波长为780 nm，采用线偏振（有关偏振选择的依据，请参见补充说明3）。图1(a)以示意图展示了泵浦焦点、探测焦点和微珠的空间配置。图1(a)中实线红色方框所标示区域内泵浦光和探测光束的强度分布分别如图1(b)和1(c)所示。尽管微珠引入了二次聚焦效应，仍能保持高质量的聚焦场。因此，如图1(d)所示，可获得较强的空间重叠，表明能够获得较高的布里渊增益。图1(e)展示了另一种具有代表性的配置，其中标称焦点位于微珠左上边界的正外侧

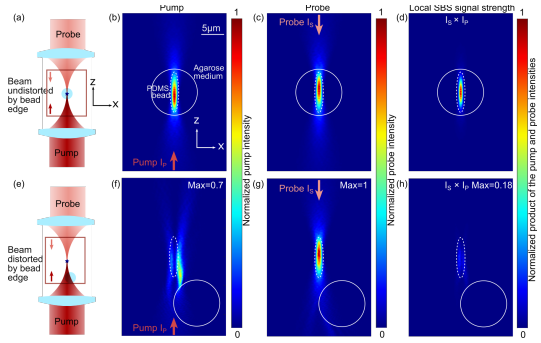


图 1。折射率分布（PDMS微珠）对实际焦点位置和受激布里渊散射信号强度的影响。(a、e) 泵浦光和探测光束共线的示意图，其标称焦点（蓝色星号）分别位于(a)微珠中心和(e)微珠左上边界外侧。(b–d) (a)中红框区域内的模拟强度分布：(b)泵浦光束，(c)探测光束，以及(d)相应的局部受激布里渊散射信号强度。(f–h) (e)中红框区域内的模拟强度分布：(f)泵浦光束，(g)探测光束，以及(h)相应的局部受激布里渊散射信号强度。白色实线圆表示PDMS微珠的物理边界。白色虚线椭圆轮廓表示不存在微珠时光束的标称焦区。图 1(b–d)所示的所有数据均按各图的最大强度归一化；图 1(f–h)所示数据的最大值标注在右上角，并分别相对于图 1(b–d)归一化。

在这种情况下，聚焦的泵浦光束有相当一部分受到微珠的扰动，并偏离其原始传播路径（图1(f)）；而反向传播探测光不受影响，仍能在预定位置保持良好聚焦（图1(g)）。因此，泵浦光和探测光束之间的空间重叠显著降低，导致受激布里渊散射信号减弱，如图1(h)所示。因此，在需要准确测定绝对布里渊增益时，必须仔细考虑折射率非均匀性。

模拟的布里渊增益图及实验验证。为更全面地评估仿体对布里渊增益的影响，我们通过模拟常规成像中使用的截面光栅扫描，模拟了整个轴向 A_{SBS} 图像。为控制计算负荷，将模拟时间从数月缩短至不到两周，我们采用了手动定义的可变步长方案（根据区域分别使用

1 μ 0 25 m 粗 μ

步长和 . m 细步长），随后使用薄板样条插值 [10]将整个数据集重采样至均匀的 0.25 μm 分辨率。为提高计算效率，在布里渊增益变化缓慢的区域（例如远离微珠的琼脂糖凝胶区域）采用了较低的采样率。具体而言，琼脂糖凝胶和 PDMS 微珠的 A_{SBS} 通过对各自占据的空间区域内乘积 $\kappa I_P(x,y,z)I_S(x,y,z)$ 进行积分计算，其中 材料特定因子 $\kappa = max(A_{SBS})/max\left(\iiint I_P I_S dV\right)$ 同时考虑了材料增益 $g(\Omega_B)$、光束功率和系统响应。图 2 显示了泵浦光与探测光之间的频移调谐至 PDMS 微珠（图 2(a)）和琼脂糖（图 2(c)）的布里渊频移时，A_{SBS} 的模拟空间分布；两者均与实验获得的 ASBS 分布（图 2(b) 和 2(d)）吻合良好，证实了模拟的准确性。此外，在微珠四个象限邻近的琼脂糖凝胶区域（黑框标示）中，观察到明显的 A_{SBS} 下降，这与降低的

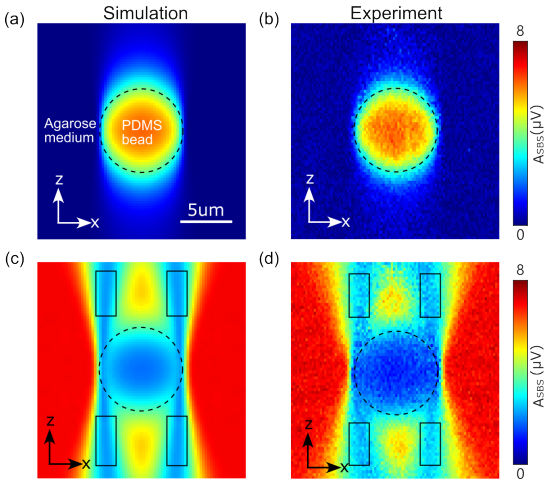


图2.（a）和（b）分别为PDMS微珠沿XZ平面的A_{SBS} 分布的模拟与实验结果。（c）和（d）分别为1%琼脂糖凝胶沿XZ平面的A_{SBS}分布的模拟与实验结果。在实验中，采用双峰拟合来获取每种物质的A_{SBS}。黑色虚线圆：微珠的大致位置。黑色实线框：琼脂糖凝胶中A_{SBS} 衰减的区域。

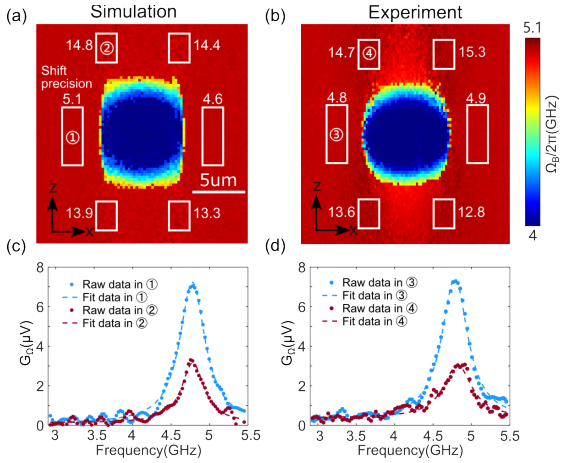


图 3. (a) 和 (b) 分别为沿 XZ平面 的布里渊位移分布单峰拟合的模拟结果和实验结果。白色实线框旁的数值表示该区域内布里渊频移的标准差，用于量化拟合精度。 (c) 和 (d) 分别为区域 1/2 和 3/4 中的模拟与实验 SBS光谱。

泵浦光和探测光束空间重叠相符，正如前文所述。这种现象普遍存在，在斑马鱼幼体脊索成像中也曾观察到 [7]。需要强调的是，先前研究仅观察了轴向增益分布；据我们所知，本文首次对 SBS 图像中的增益下降进行了定量分析。值得注意的是，与实验测量相比，模拟数据中微珠区域内出现的较强水信号，可归因于模拟中采用的轴向分辨率略低。模拟微珠图像中更明显的轴向延伸伪影（图 2(a)）相较于实验图像（图 2(b)）也进一步支持了这一解释。

泵浦光与探测光重叠对单峰拟合布里渊位移的影响。 由于测得的光谱代表共焦体积内所有组分光谱的叠加，因此通过按图2（a）和图2（c）所示各自的A_{SBS} 图进行加权，定量叠加PDMS（布里渊频移/线宽：3.98 GHz/880 MHz）与1%琼脂糖凝胶（5.03 GHz/410 MHz）的光谱，生成了合成SBS光谱。在受激布里渊散射实验中，噪声主要由检测系统的电子噪声主导。因此，向所有合成光谱中加入经800 Hz低通滤波器滤波、具有固定标准差的高斯噪声，以模拟实验条件。随后，使用单洛伦兹模型对所得模拟光谱进行拟合，以提取布里渊光谱参数，这与[4–7], 中采用的分析方法一致，并在边界处得到琼脂糖凝胶与微珠之间表观的布里渊位移转变。图3（a）和图3（b）显示，模拟与实验的布里渊位移分布具有极好的一致性。

此外，如图 3(a) 和 3(b) 所示，在微珠界面周围的四个对角区域中，位移精度（定义为拟合所得布里渊频移的标准差）明显下降。这种下降源于泵浦光与探测光重叠不佳导致的布里渊增益降低，而噪声水平保持不变（图 3(c) 和 3(d)）。这些结果表明

尽管在重叠减弱的区域中，布里渊频移的绝对值基本不受影响，但整体成像质量却显著下降。此前在细胞的纵向布里渊切片成像中也通过实验测得了类似效应 [5]。

值得注意的是，模拟图像中的微珠呈矩形外观，是因为在光场快速变化的边界处采样不足。此外，图 3(b) 中微珠上下方区域的布里渊频移略有降低。这一效应可归因于微珠对泵浦光或探测光束的额外聚焦作用；这会引入更高的空间频率分量，并导致 SBS 光谱角度展宽，从而降低拟合得到的布里渊频移 [11]。然而，在模拟中，光谱是通过直接光谱合成生成的，而非从包含这种角度展宽效应的完整物理相互作用中获取。因此，模拟结果中并未观察到布里渊频移的这种降低，这不在本研究的范围之内。总的来说，这些结果表明，泵浦光与探测光重叠程度降低会削弱受激布里渊散射信号，并直接解释了先前布里渊成像研究中常见的轴向生物边界处信噪比和拟合精度下降现象 [5,7]。

使用norm的不足。η_c 作为布里渊增益的替代指标。在以往的研究中，通常通过最大化一束光耦合进入对侧光纤端口的η_c 来优化泵浦光与探测光重叠，从而使样品[5,7]内的两个焦点有效对准。这种做法隐含地假设，η_c可作为布里渊增益的可靠替代指标。若两者之间存在线性关系，则η_c 有望作为一种便捷的校准指标，用于校正折射率失配导致的增益估计误差。受此想法启发，我们通过实验和数值模拟研究了 η_c 与 A_{SBS} 之间的关系（详情见补充说明4）。

由于对大相互作用体积进行完整的三维建模在计算上难以承受，我们采用简化的二维模型来捕捉分析所需的基本物理规律。我们分析了两个关键位置的光场：焦区， 其决定局部 A_{SBS}；以及接收光纤入口，其

决定了 η_c。图 4(a) 展示了没有微珠相互作用的参考情形，此时准直泵浦光束聚焦进入均匀介质，并沿对称路径耦合回探测光纤，在不存在折射率失配扰动的情况下达到 η_c~97 %（图 4(b)）。图 4(c) 展示了光束聚焦于微珠边缘附近的情形；如图 4(d) 所示，诱发的光束畸变在传播过程中被放大，严重削弱了光纤入口处的模式匹配，使 η_c 降至 ~5%，而介质的 A_{SBS} 仅降至其峰值的 ~25%。

图4(e)和图4(f)分别展示了以微珠为中心的XZ平面上的实验和模拟归一化 η_c 分布。两者均在标记区域内呈现归一化 η_c 衰减，发生的位置与图2(c)和图2(d)中观察到的位置相似。然而，如图4(b)和图4(d)所示，归一化 η_c 的下降明显比归一化 A_{SBS} 更为陡峭。补充图S5将白色掩膜所示区域内归一化 A_{SBS} 与归一化 η_c 之间的差异量化为相对差。这种对比涵盖了受微珠影响和未受影响的区域，有力地表明将归一化 η_c 用作布里渊增益的替代指标存在根本性不足（定量分析见补充说明5）。

值得注意的是，测得的分布在微珠的上部和下部区域之间略有不对称，这可能是由装配过程中轻微的光轴失准造成的，导致光束在透射后的会聚或发散略有差异，并在长距离传播中逐渐累积。在此处，图4(a)和图4(b)中的峰值均经自身归一化为1，以便直观比较两种情况；这是因为在系统像差可忽略的模拟条件下，泵浦光束聚焦于均匀介质时的理论最大值 η_c 可接近97%，而在实际系统中，光学像差和装配公差通常会将峰值效率限制在~50%以内。

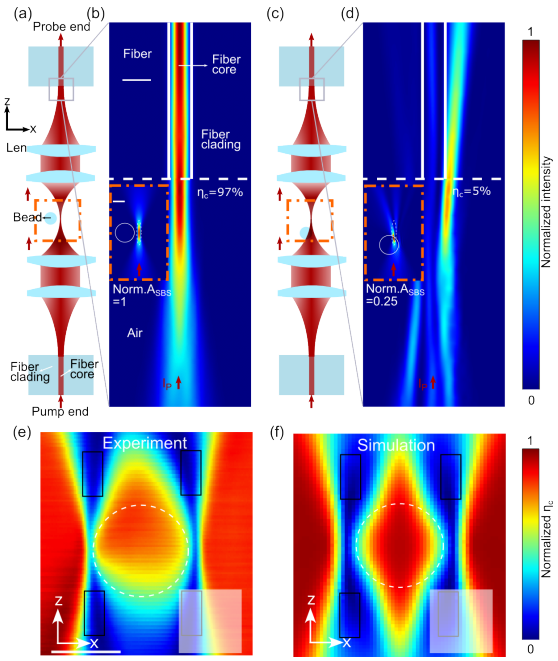


图4。 (a)、(c) 光束配置示意图：(a) 光束横向偏离微珠（未受扰动），(c) 光束聚焦于微珠边缘。(b)、(d) 光纤耦合端对应的强度分布；插图显示强度泵浦焦点。(b)中的强度经过自身归一化，而(d)中的强度则按(d)中的峰值归一化。白色虚线圆：微珠的大致位置。黑色实线框：η_c 衰减区域。(e)、(f) 测量和模拟的XZ范数 η_c 图。比例尺：5 μm。白色掩膜：感兴趣区域，涵盖受微珠影响和未受影响的区域，用于图S5所示的误差分析。

总的来说，尽管最大化 η_c 是系统对准[5,7]的方案，人们或许会直观地提出，将其用作线性校准因子，以补偿泵浦光与探测光重叠减少导致的信号损失。然而，我们的研究结果表明，这种方法并不充分。由于光束畸变会在传播过程中加剧，η_c 对焦场畸变的敏感度远高于布里渊增益，因此不能作为后者的可靠替代指标。

总之，我们全面研究了样品引起的折射率失配对受激布里渊散射显微术的定量影响。理论与实验结果高度吻合，表明折射率非均匀性会扭曲焦场并降低光束重叠度，进而削弱布里渊增益并降低布里渊频移拟合精度。尤为重要的是，我们证明，使用 norm. η_c 作为布里渊增益的代理指标并不充分。这些发现可为制定定量受激布里渊散射成像的精确校准策略提供重要见解。在光电探测器前设置共聚焦针孔，以归一化真实的空间强度重叠，可能是校准增益的一种可行方案。在数值方面，若超越我们的概念验证模型，高效算法可将重建的折射率（通过光学衍射层析成像获得）图谱和包含像差的入射场作为输入，为复杂情形（例如多个散射体）计算位置相关的校正因子。另一种方法是利用自适应光学对这些畸变进行物理校正，以恢复焦点重叠，确保获得高保真成像。

资助。 中华人民共和国科学技术部（2024YFA1612102）；中国科学院（XDB0650000）；中国科学院上海光学精密机械研究所；欧洲分子生物学实验室；欧洲研究理事会（CoG，编号 864027）。

利益披露。作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。本文所呈现结果的相关数据目前尚未公开，但可应合理请求向作者获取。

补充文档。 支持性内容请参见补充材料1。

参考文献

1. G. Scarcelli和S. H. Yun，《自然·光子学》**2**，39（2008）。2. G. Scarcelli、W. J. Polacheck、H. T. Nia，等，《自然·方法》**12**，1132（2015）。3. K. Elsayad、S. Werner、M. Gallemí，等，《科学信号》**9**，（2016）。4. I. Remer、R. Shaashoua、N. Shemesh，等，《自然·方法》**17**，913（2020）。5. F. Yang、C. Bevilacqua、S. Hambura，等，《自然·方法》**20**，1971（2023）。6. D. M. Chow和S.-H. Yun，《光学快报》**31**，19818（2023）。7. Y. Qi、S. Yao、Z.-X. Du，等，《自然·光子学》**19**，879（2025）。8. C. Möckel、J. Li、G. Zanini、J. Guck，等，《ACS光子学》**12**，6368（2025）。9. R. W. Boyd，《非线性光学》，第3版（学术出版社，2008）。10. M. D. Buhmann，径向基函数：理论与实现（剑桥大学出版社,2003）。11. R. Shaashoua和A. Bilenca，《应用物理快报》**122**，143702（2023）。

补充信息：

折射率异质性对受激布里渊散射显微术的影响：定量分析

MENG XU,[1,2,†] ZIXUAN DU,[1,2,†] YUN QI,[1,2,*] JINRUI ZHANG,[1] SHUAI YAO,[1,2] ROBERT PREVEDEL,[3]和 FAN YANG,[1,2,*]

[1] 中国科学院上海光学精密机械研究所，中国科学院，上海，中国 [2] 中国科学院大学，北京，中国 [3] 欧洲分子生物学实验室，海德堡，德国

[†]这些作者对本研究贡献相同。

*qiyun@siom.ac.cn；*yang@siom.ac.cn

以下补充文件包括：

补充说明 1–5 图 S1–S5

补充说明1 脉冲式受激布里渊散射显微系统

脉冲式受激布里渊散射显微系统的实验装置如补充图S1所示。两台780纳米激光器分别用作泵浦光源和探测光源。为确保较高的信噪比，泵浦光束经声光调制器（AOM1）调制，产生脉冲序列（例如，脉冲宽度为40 ns）。将连续波光束转换为峰值功率较高、但平均功率相近的脉冲光束后，脉冲方案可使受激布里渊散射信号增强，增强倍数与占空比成反比，同时散粒噪声水平保持不变，从而提高信噪比。至关重要的是，锁相放大器（LIA）的内部参考信号源还会进一步通过正弦包络对该脉冲序列进行幅度调制，同时作为同步解调的参考信号。这会将信号移至噪声底显著较低的高频频段，从而进一步提高信噪比。随后，通过半波片（λ/2）将泵浦光束调整为p偏振，使其能够透过偏振分束器（PBS）。泵浦光经四分之一波片（λ/4）转换为右旋圆偏振后，由物镜（物镜1，NA=0.7）聚焦至样品中。

通过信号发生器施加锯齿电压波形来扫描探测光束的频率，使其跨越布里渊增益峰。该波形的周期与单像素驻留时间匹配，从而在约 2–3 GHz 的范围内连续扫描探测激光输出频率。频率轴通过外差拍频法实时校准：泵浦光与探测光种子光束经光纤耦合器合束后，由宽带光电探测器进行探测，频率计数器则记录两台激光器之间瞬时的频率差。探测光束也通过 AOM2 进行脉冲调制。分束器 (BS) 将部分探测光束引至光电探测器 (PD2) 作为参考，其余光则转换为左旋圆偏振，并经 Obj. 2 (NA=0.7) 聚焦至样品中。反向传播的泵浦光与探测光束在空间重叠后，会在探测光强度上产生受激布里渊增益。

相互作用后，携带信号的探测光束由物镜1收集，经λ/4波片转换为s偏振，再由偏振分束器反射至光电探测器1。在探测器前放置一个铷（Rb）池，作为窄带陷波滤波器，以抑制残余泵浦光泄漏。最后，锁相放大器对光电探测器1和光电探测器2的信号进行差分检测，以抵消共模噪声并提取SBS信号幅度。通过电动压电位移台对样品进行光栅扫描，并在每个空间坐标处进行光谱拟合，重建三维SBS图像。

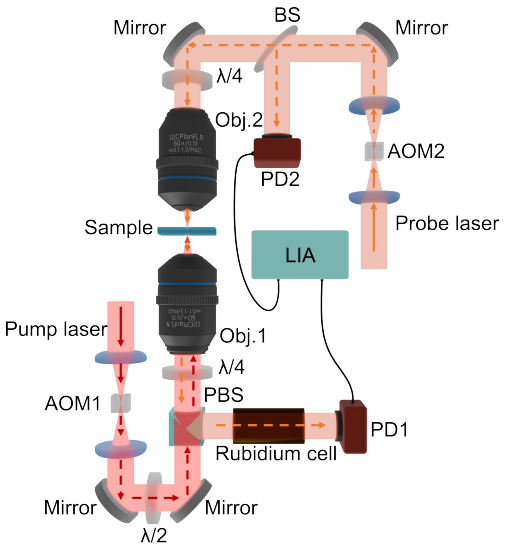


图 S1。 示意图 SBS显微系统。AOM： 声光调制器，BS：分束器，LIA：锁相放大器，Obj 物镜，PBS： 偏振分束器，PD： 光电二极管，λ/2：半波片，λ/4：四分之一波片。 :

补充说明 2 泵浦-探测光束重叠的模拟模型

为定量评估折射率非均匀性对泵浦光和探测光束空间重叠的影响，使用COMSOL Multiphysics建立了三维电磁场传播模型。该模型通过求解麦克斯韦方程组，分别获得泵浦光和探测光束在焦区的空间强度分布 $I_P(\mathbf{r})$ 和 $I_S(\mathbf{r})$。

几何结构和材料：计算域以焦点为中心，横向覆盖 ±10 μm、轴向覆盖 ±18 μm，足以完整涵盖 NA 为 = 0.7 的聚焦光束的焦场分布。样品由一个嵌入琼脂糖凝胶基质（n_{gel} = 1.33）中的 PDMS微珠（直径 ~8 μm，n_{PDMS} = 1.41）组成，如图 S2 所示。由于入射光为线偏振，且微球位置的参数扫描范围限于 xz平面，因此该系统关于 yz 平面呈镜面对称。因此，采用对称边界条件，使自由度数量减少至完整模型的大约一半。

电磁求解器：采用 COMSOL 中的光束包络法，将电场分解为快速振荡的载波和缓慢变化的包络，并仅对包络进行求解。这样可将网格尺寸要求从 λ/6（全波方法所需）放宽至接近波长的尺度，在保持精度的同时显著降低计算成本。泵浦光和探测光束均以 λ = 780 nm 工作，并分别建模为从 +z 和 −z 边界入射的反向传播高斯光束，以模拟采用 NA = 0.7 物镜的反向传播聚焦配置。需要指出的是，高斯光束模型基于傍轴近似，该近似在高 NA 下准确性会降低，因此模拟得到的焦斑略大于真实的衍射极限。出口边界采用匹配边界条件，以吸收出射电磁波并抑制边界反射。与完美匹配层（PML）相比，匹配边界条件无需额外的吸收层厚度，从而进一步减少总自由度。

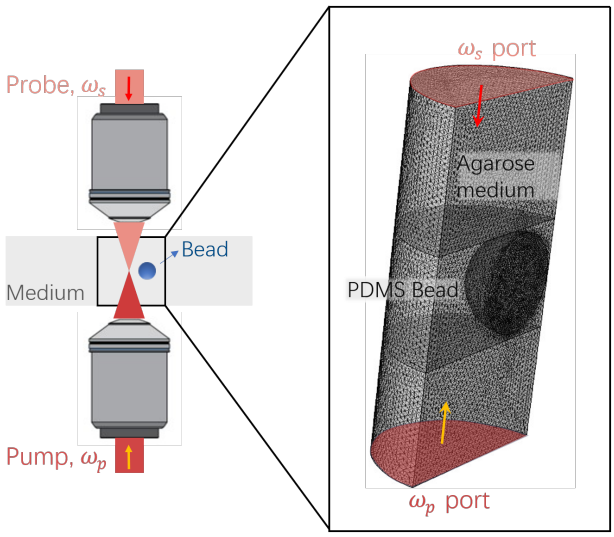


图 S2 COMSOL Multiphysics 中的数值模拟设置。左图显示了泵浦光和探测光束反向传播的实验配置。右图展示了三维计算域，其中 PDMS微珠嵌入琼脂糖介质中，并采用四面体网格剖分计算电磁场。

网格划分：采用自由四面体网格，并使用针对不同区域的细化策略。在琼脂糖凝胶区域，最大单元尺寸设为 0.4 μm。在 PDMS微球内部及其附近，折射率界面处的部分反射会形成更复杂的场结构，因此需要更精细的空间采样；最大单元尺寸相应细化至 0.25 μm（图 S2）。

参数扫描：为模拟实验中的逐点扫描过程，在保持光束配置不变的同时，对微球中心位置 (x_0, z_0) 在 xz平面内进行参数扫描。采用这种方法是因为匹配边界条件中使用的高斯光束解析解是根据边界到束腰的距离预先定义的。固定光束并移动微球，可避免因移动光束束腰位置而产生的傍轴近似误差；在物理上，这等效于实验中由压电平台执行的样品平移。

后处理：对于每个微球位置 (x_0, z_0)，使用 COMSOL 的派生值功能，分别在 PDMS微珠和琼脂糖凝胶区域内计算 $\kappa I_P(x, y, z) I_S(x, y, z)$ 的体积分。积分域限制在焦点周围的有限区域内，该区域包含了绝大部分光场能量；扩大此区域对结果的影响可以忽略不计。由此得到图 2(a) 和 (c) 所示的数据。

补充说明3 偏振选择的依据

本研究的所有模拟均采用线偏振。受计算内存限制，我们采用对称边界条件以减少内存占用。这些边界条件将电场矢量限制为垂直于或平行于对称面，因此无法像实验中那样使用圆偏振光。为验证这一选择是否合理，我们分别计算了 p 偏振和 s 偏振下的场分布，发现对于当前的光斑尺寸配置，两者差异可以忽略不计，如图 S3 所示。因此，使用线偏振光不会影响本研究的结论。

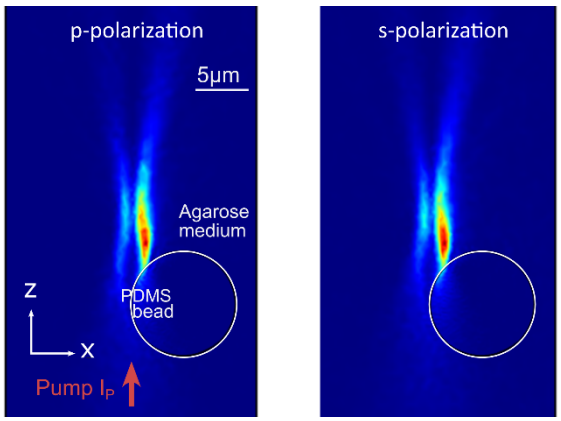


图 S3 （a）p偏振和（b）s偏振的场分布。

补充说明4 光纤耦合效率模拟模型

为考察光纤耦合信号能否作为 SBS增益的可靠表征，我们在 COMSOL Multiphysics 中构建了一个二维简化模型，以捕捉其基本物理特性。该模型采用镜像对称的双光纤、双透镜配置，中心放置一颗微珠（半径为 = 3 μm）。模型几何结构示意图如图 S4 所示（为清晰起见，图中截短了光纤部分；实际计算域沿两侧传播方向均延伸至 300 μm）。

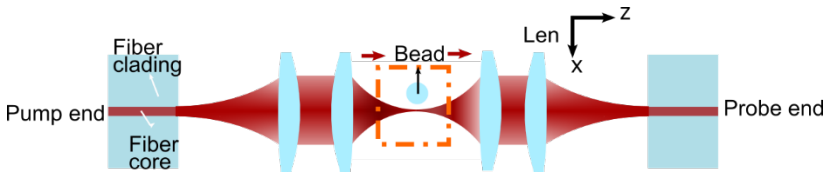


图 S4 二维模型示意图。

光纤部分：位于最左侧（最右侧为其镜像），总高度为 52 μm。纤芯直径设为约工作波长（~3.1 μm）的四倍，其中 n_{core} = 1.51 和 n_{clad}= 1.50。沿传播方向的光纤长度为 300 μm，顶部和底部设有厚度为 1 μm 的完美匹配层，以吸收辐射模。光纤两端均定义了数值端口，并通过边界模式分析预先计算基模分布。输入端口启用波激励，以基模作为入射场；输出端口禁用波激励，使其作为无源接收端，用于评估光纤耦合效率 η_c。

透镜部分：位于光纤与样品之间。受二维模型尺寸限制，采用自由曲面微透镜（直径 50 μm，n_{lens} = 1.7），仅通过单个元件实现衍射极限聚焦，不考虑实际工程限制。这样可避免多元件透镜系统带来的额外界面反射和计算复杂性。工作距离设为 25 μm，为后续参数扫描中微珠扫描位置的完整范围留出足够空间。透镜表面轮廓以坐标数据形式导出，并导入 COMSOL 以重建几何边界。由于能量守恒限制，二维和三维模型的轴向分辨率存在根本差异，因此未进行严格的数值孔径标定——二维聚焦光束的轴向衰减比其三维对应光束更慢，因此精确匹配数值孔径的实际意义有限。该模型的主要目的是考察 η_c 与重叠积分之间的差异响应，而非复现实验系统的绝对分辨率。

通过将单侧模型沿样品中心镜像，构建完整的双侧光路，并在中心放置一个微珠（相对于周围介质的折射率对比度约为 0.1）。

边界条件：在光纤–空气和空气–透镜界面应用过渡边界条件，以抑制菲涅尔反射。电磁求解器再次采用光束包络法。在输出侧光纤端应用完美匹配层，以防止背向反射。参数扫描策略与模型 1 相同：固定光路，同时在 xz 平面内扫描微球中心。

求解流程：(i) 执行边界模式分析，计算光纤端口处的基模分布（仅执行一次，并在整个参数扫描过程中重复使用）。(ii) 随后将计算得到的基模用作光纤激励端口处的输入场。对于每个微球位置（x, z），求解整个计算域内的稳态电磁场分布。(iii) 在后处理中提取两个关键量：在焦区分别针对每种材料计算的重叠积分 $\Psi($ $x_0\ z_0\ =$ $\iint I_p\ x\ z\ \ I_s\ x\ z\ \ dS$ $\eta_c\ x_0\ z_0\ ,)\ (\ ,)\ (\ ,),$

以及 COMSOL 根据输出端口处与预先计算的基模之间的模式重叠评估的光纤耦合效率 (,)。由此得到 xz 平面内 Ψ 和η_c 的二维空间分布。

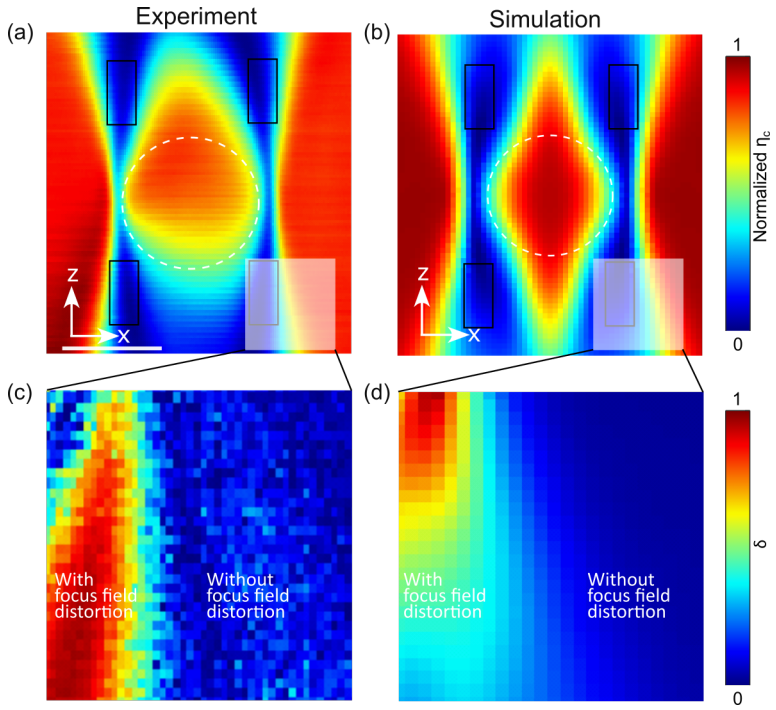
补充说明5 A_{SBS} 和 η_c的定量分析

为了量化 norm. A_B, 与 norm.η_c之间的差异，我们将相对差（δ）定义为 :

$$\delta = \frac{\text{归一化。}A_{BS} - \text{归一化。}\eta_c}{\text{norm. } A_B,} \quad \text{(S1)}$$

$\delta = 0$ 表明，范数A_B, 与范数η_c 一致；而$\delta = 1$ 表明，范数η_c 远低于范数A_B, 。

在图4(e)和图4(f)中，白色掩膜标出了一个关键区域，该区域涵盖了分别针对实验数据和数值数据的、受微珠影响和不受影响的信号。相应的δ 量化结果见补充图S5(c)和S5(b)，图中展示了这种差异在样品界面上的空间分布。模拟和实验均呈现出一致的趋势：在聚焦场受微珠影响而发生畸变的区域，δ 急剧升至1；而在未受影响的区域则保持接近于零。至关重要的是，这种差异在最需要进行信号补偿的区域最为显著，证实了在非均匀折射率分布导致聚焦场畸变时，无法可靠地将光纤耦合效率作为布里渊增益的替代指标。模拟中δ~1 区域的空间范围相对较小，这是因为采用了旨在提高计算效率的简化模型。由于该简化模型得到的聚焦场尺寸大于实验中的聚焦场，受折射率非均匀性显著影响的区域实际上有所缩小。



图S5. (a)、(b)测得和模拟的XZ归一化 η_c 图（与图4(e)和图4(f)相同）。量化归一化A_{SBS} 与归一化 η_c 之间的差异。白色掩膜：涵盖受微珠影响区域和未受影响区域的感兴趣区域，用于分析A_{SBS} 与η_c 之间的偏差。(c)实验结果和(d)数值模拟得到的 δ. 此定量分析对应于(a)和(b)中白色掩膜标出的区域。