中国科学: 地球科学 2024 年 第 54 卷 第 12 期: 3987 ~ 3998
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

基于尾波能量的地震散射与吸收衰减同时反演方法研究

魏佳[1], 刘前程[1,3*], 陈凌[1,2], 赵亮[1,2]

1. 中国科学院地质与地球物理研究所岩石圈演化与环境演变全国重点实验室, 北京 100029;
2. 中国科学院大学地球与行星科学学院, 北京 100049;
3. 南方科技大学广东省地球物理高精度成像技术重点实验室, 深圳 518055
* 通讯作者, E-mail: qliu@mail.iggcas.ac.cn

收稿日期: 2023-11-28; 收修改稿日期: 2024-08-21; 接受日期: 2024-09-30; 网络版发表日期: 2024-11-12
国家重点研发计划项目(2023YFF0803203)、国家自然科学基金项目(42288201、42404133)、广东省地球物理高精度成像技术重点实验室项目(2022B1212010002)和博士后科学基金项目(2023T160639)资助

摘要 同时反演地震散射和吸收衰减对于揭示地下小尺度不均匀性和非弹性特性具有重要意义. 然而, 现有方法通常计算成本高昂, 并且散射与吸收系数之间的耦合效应可能导致参数串扰, 从而增加反演过程的非线性复杂度. 为应对这些挑战, 本文提出了一种稳健且高效的新方法. 该方法通过基于频率域扩散方程的有限元技术模拟尾波能量, 并结合截断高斯-牛顿法, 实现了散射和吸收系数的同时反演. 在实际应用中, 模拟与观测尾波能量之间可能存在相位不匹配的问题. 当选择不当的频率时, 反演过程可能会陷入局部极小值. 为了解决这一问题, 本文引入了一种频率选择准则. 实验结果表明, 该方法不仅显著降低了计算复杂度, 还有效抑制了散射与吸收衰减之间的串扰. 此外, 即使在缺乏精确初始模型的情况下, 该方法仍能实现有效反演.

关键词 散射衰减, 吸收衰减, 同时反演, 尾波能量

1 引言

地震衰减作为波速的一个重要补充, 能够更有效地约束小尺度不均匀性和非弹性特性, 从而深化我们对地球复杂结构和组成的理解. 在地震波的传播过程中, 能量会因散射衰减和吸收衰减机制而逐渐损失. 散射衰减主要源于地球内部的不均匀性, 这些不均匀性导致地震能量的重新分布, 从而形成地震尾波(Aki, 1980). 吸收衰减则通过摩擦、黏滞和热弛豫等过程, 将振动能量转化为热能, 这一过程受到温度、流体等多种因素的影响(Sato等, 2012; Wei等, 2022). 因此, 同时实现地震散射和吸收衰减的反演, 不仅有助于深入研究小尺度不均匀性和非弹性特性, 还能揭示更多关于地球内部结构的关键信息.

为分离地球内部的散射和吸收衰减, 已有多种方法被提出. Wu(1985)首次将大气物理学中的辐射传输理论引入地震学, 用于量化散射损失在总衰减中的比例. 随后, Fehler等(1992)提出了多重延迟时间窗分析方法(MLTWA), 该方法基于多重散射模型来分离散射和吸收. Carcolé和Sato(2010)利用MLTWA对S波数据

中文引用格式: 魏佳, 刘前程, 陈凌, 赵亮. 2024. 基于尾波能量的地震散射与吸收衰减同时反演方法研究. 中国科学: 地球科学, 54(12): 3987–3998, doi: 10.1360/N072023-0294
英文引用格式: Wei J, Liu Q, Chen L, Zhao L. 2024. Simultaneous inversion of seismic scattering and absorption attenuation using coda energies. Science China Earth Sciences, 67(12): 3939–3949, https://doi.org/10.1007/s11430-023-1436-8

© 2024 《中国科学》杂志社

进行处理, 获得了每个台站的衰减特性, 并通过插值生成了日本地区的散射和吸收衰减二维图像. 另一种方法是包络反演法(Sens-Schönfelder和Wegler, 2006), 该方法通过Paasschen近似解对S波包络进行建模, 并通过包络拟合来确定散射和衰减系数. 在多重散射占主导的情况下, 扩散模型作为辐射传输方程的有效近似, 已被广泛用于研究火山和月球的衰减特性(Wegler和Lühr, 2001; Sato等, 2012; De Siena等, 2014, 2016; Prudencio等, 2018). 为了更精确地表示衰减变化, 研究人员引入了不同类型的敏感核, 以确定衰减系数的空间分布(Prudencio等, 2013; Ranjan和Konstantinou, 2020). 早期研究利用辐射传输方程的二维解生成半空间的衰减敏感核, 从而绘制散射和吸收衰减图像(Mayor等, 2014). 在更复杂的情况下, 蒙特卡罗方法通过追踪能量粒子的路径来模拟地震能量的散射, 并用于数值求解辐射传输方程(Gusev和Abubakirov, 1987; Hoshiba, 1991). 这一方法随后被用于生成衰减敏感核, 以确定地壳、火山等环境中的散射和吸收衰减的空间分布(De Siena等, 2016; Takeuchi, 2016; Ogiso, 2019). 然而, 该方法的高计算成本限制了其在大规模地球物理问题中的应用. 为了克服这一限制, Wei等(2024)最近开发了一种通过两阶段扰动蒙特卡罗方法计算敏感核的新方案, 为获取衰减图像提供了更为可行的解决方案.

与全波形反演(FWI)相比, 当前用于分离散射和吸收衰减的方法显得相对简化. 作为一种强大的技术, FWI能够有效地反演地震波速及其他物理参数(Lailly, 1983; Tarantola, 1984; Virieux和Operto, 2009). 它通过最小化模拟波形数据与观测波形数据之间的残差, 迭代恢复地下的物性参数(Pratt等, 1998; Tarantola, 2005). 然而, FWI在实际应用中面临着诸多挑战, 如低频成分的缺失、初始模型的局限性以及周波跳跃等问题(Pratt, 1999; Shen和Symes, 2008; Plessix等, 2010; Brittan等, 2013; Liu等, 2018). 尽管FWI不仅用于成像地下速度结构, 还能提供关于衰减等其他物理参数的信息, 但由于不同物理参数之间的耦合, 反演过程中可能出现参数串扰. 为了解决这一问题, 研究人员提出了多种策略(Métivier等, 2014; Liu和Peter, 2019; Liu等, 2022). 目前, FWI在勘探地球物理学及区域和全球尺度的地壳和地幔结构研究中得到了广泛应用(Operto等, 2015; Operto和Miniuss, 2018; Beller等, 2018; Pienkowska等, 2021). 然而, FWI的分辨率受限于地震波波长, 难以解析低于分辨率极限的特征(Mancinelli等, 2016). 因此, FWI在准确区分散射和吸收衰减方面存在局限性, 难以实现两者的同时反演. 受FWI的启发, Zhang和Sens-Schönfelder(2022)及Zhang等(2022)提出了一种基于扰动理论的反演策略. 该方法利用蒙特卡罗模拟能量传播, 并采用L-BFGS方法对散射和吸收模型进行迭代更新. 然而, 由于模拟和反演的高计算成本, 该方法在大规模地球物理问题中的应用受到限制. 此外, 散射和吸收系数之间的耦合效应会导致参数串扰, 进一步增加了反演过程的非线性和复杂性.

为了克服这些挑战, 本研究提出了一种稳健且高效的散射和吸收衰减同时反演方法. 首先, 我们结合扩散方程与边界条件, 利用有限元技术模拟尾波能量的传播. 随后, 推导了与散射和吸收系数相关的梯度和逆Hessian矩阵, 并应用截断高斯-牛顿法对衰减模型进行更新. 通过分析Toba火山附近的地震波形, 发现尾波能量谱向超低频段出现了显著的谱移. 为避免陷入局部极小值, 我们进行了详细的理论分析, 以选择合适的频率范围. 最后, 通过合成数据和超声实验数据对该方法进行了验证. 结果表明, 该方法不仅显著降低了计算复杂度, 还能在缺乏精确初始衰减模型的情况下有效抑制参数之间的串扰.

2 方法

2.1 基于频率域扩散方程的正演模拟

在高散射环境(如火山和断层区域), 尾波能量的传播过程可以通过扩散方程进行建模(Wegler和Lühr, 2001):

$$\frac{\partial E(x,x_s,t)}{\partial t}+v(x)g_a(x)E(x,x_s,t) -\nabla\cdot\left[D(x)\nabla E(x,x_s,t)\right]=S(x,x_s,t), \tag{1}$$

其中, $E(x, x_s, t)$为位置x和时间t处的能量密度, $g_a(x)$是吸收衰减系数, $v(x)$是地震波速, $D(x)= v(x)/dg_s^*(x)$是与维度d和传输散射系数$g_s^*(x)$成反比的扩散系数, $S(x_s,t)$表示位置x_s处的震源项. 在频率域中, 方程(1)可表示为

$$-\nabla\cdot\left[D(x)\nabla E(x,x_s,\omega)\right]+\left[v(x)g_a(x)-\mathrm{i}\omega\right]E(x,x_s,\omega) =S(x,x_s,\omega), \tag{2}$$

其中, ω是角频率.

我们采用有限元方法基于方程(2)模拟尾波能量的传播. 能量密度和衰减参数通过拉格朗日基函数及其对应系数进行线性展开:

$$\begin{aligned} E(x,\omega) &= \sum_{j=1}^{N} E_j(\omega)\phi_j(x), \\ D(x) &= \sum_{j=1}^{N} D_j\phi_j(x), \\ v(x)g_a(x) &= \sum_{j=1}^{N} v_j g_{aj}\phi_j(x), \end{aligned} \tag{3}$$

其中, $\phi_j(x)$是基函数, $E_j(\omega)$是节点j处的能量密度, D_j和g_{aj}分别是散射和吸收衰减系数. 方程(2)的有限元离散形式为

$$\begin{aligned} &\sum_{j=1}^{M} E_j\left[\int_{\Omega(x)}\left(\sum_{k=1}^{M} D_k\phi_k(x)\right)\nabla\phi_j(x)\cdot\nabla\phi_i(x)\right. \\ &\left.+\left(\sum_{k=1}^{M} v_k g_{ak}\phi_k(x)-\mathrm{i}\omega\right)\phi_j(x)\phi_i(x)\mathrm{d}x\right] \\ &+b\sum_{j=1}^{N} E_j\int_{\partial\Omega(x)}\phi_j(x)\phi_i(x)\mathrm{d}x=\int_{\Omega(x)} S(x,x_s,\omega)\phi_i(x)\mathrm{d}x, \end{aligned} \tag{4}$$

其中, b是与边界条件相关的系数矩阵.

反射和辐射边界条件参照Wegler(2005))的方法实现. 对于反射边界条件, 地震能量不能穿过自由表面:

$$\nabla E(x,\omega)=0. \tag{5}$$

在辐射边界条件下, 地震能量一旦离开散射区域, 将不再返回:

$$-D(x)\nabla E(x,\omega)=\frac{v(x)}{2}E(x,\omega). \tag{6}$$

2.2　散射和吸收衰减的同时反演

通过最小化合成尾波能量与观测尾波能量之间的失配, 来同时反演地震散射和吸收衰减参数:

$$\Psi(\mathrm{m})=\frac{1}{2}\sum_{x_s}\sum_{x_r}\sum_{\omega}\left\| E(x_r,x_s,\omega\,|\mathrm{m})-E_{obs}(x_r,x_s,\omega)\right\|^2, \tag{7}$$

其中, $\psi(\mathrm{m})$是失配函数, $E(x_r, x_s, \omega|\mathrm{m})$代表来自源$x_s$在检波器$x_r$处的合成能量密度, $E_{obs}(x_r, x_s, \omega)$是观测能量密度.

利用逆Hessian矩阵与梯度的乘积, 可以显著加快衰减模型的更新(如方程(A3)所示, 详情见网络版附录A; http://earthcn.scichina.com). 此外, Hessian算子在同时反演散射和吸收系数时有助于减少参数串扰. 然而, 由于每次迭代中计算和存储逆Hessian的成本过高, 该方法在大规模地球物理问题中的应用受到限制. 最近, 基于L-BFGS方法的逆Hessian近似已被用于同时反演散射和吸收衰减. 尽管该方法在降低计算成本方面取得了一些进展, 但仍受到散射和吸收系数之间耦合效应的限制(Zhang和Sens-Schönfelder, 2022).

与构建逆Hessian近似的方法相比, 截断高斯-牛顿法利用共轭梯度法来确定搜索方向(Métivier等, 2013, 2014). 结合散射和吸收敏感核(见附录B中方程(B11)和(B12)), 我们将方程(A3)修正为

$$\begin{bmatrix}\mathbf{K}_D\\ \mathbf{K}_{g_a}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\mathbf{K}_D^{\dagger} & \mathbf{K}_{g_a}^{\dagger}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\delta D\\ \delta g_a\end{bmatrix}=-\begin{bmatrix}\mathbf{K}_D\\ \mathbf{K}_{g_a}\end{bmatrix}\delta E^{\dagger}, \tag{8}$$

其中,

$$\begin{bmatrix}\mathbf{K}_D\\ \mathbf{K}_{g_a}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\mathbf{K}_D^{\dagger} & \mathbf{K}_{g_a}^{\dagger}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\mathbf{K}_D\mathbf{K}_D^{\dagger} & \mathbf{K}_D\mathbf{K}_{g_a}^{\dagger}\\ \mathbf{K}_{g_a}\mathbf{K}_D^{\dagger} & \mathbf{K}_{g_a}\mathbf{K}_{g_a}^{\dagger}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\mathbf{H}_{DD} & \mathbf{H}_{Dg_a}\\ \mathbf{H}_{g_aD} & \mathbf{H}_{g_ag_a}\end{bmatrix}. \tag{9}$$

方程(9)中的非对角块反映了散射和吸收之间的耦合效应. 通过在反演过程中应用这些非对角块, 可以有效减轻参数串扰, 从而提高反演结果的准确性. 截断高斯-牛顿法通过双重迭代过程进行反演(Métivier等, 2013): 外循环负责更新散射和吸收模型, 解决非线性优化问题; 内循环则使用共轭梯度算法求解方程(8)(详细信息见附录C), 以考虑参数之间的耦合效应.

3　频率选择准则

通过希尔伯特变换得到能量密度的过程具有非线性特征, 即使初始波形数据中不包含低频信息, 变换后的能量谱仍包含超低频成分(Liu等, 2018). 图1a展示了在Toba火山附近记录的地震波形(Wei等, 2024), 这些波形经过中心频率为f_c=4Hz的巴特沃斯带通滤波器处理. 通过应用希尔伯特变换, 我们计算了波形的能量密度(图1b). 图1c和1d分别展示了波形和能量密度的频谱, 能量密度谱向低频段发生了显著的谱移.

选择合适的频率范围对散射和吸收衰减的反演至关重要. 我们观察到, 随着频率的增加, 能量密度谱的振幅逐渐减小(见图1d), 并可能降至噪声水平以下. 根

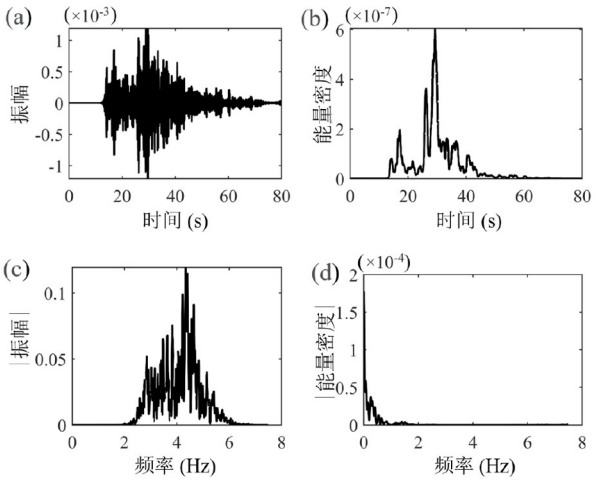

图 1　能量谱中包含超低频成分

(a) 经过巴特沃斯带通滤波器处理的Toba火山附近地震波形的记录; (b) 应用希尔伯特变换后得到的能量密度; (c)和(d)分别表示波形和能量密度的频谱

据方程(2), 我们得到均匀介质中的亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 E(x,\omega)+k^2(\omega)E(x,\omega)=-\frac{\delta(x)}{D}, \tag{10}$$

其中$k^2=-(g_a v-\mathrm{i}\omega)/D$. 方程(10)的格林函数为

$$E(x,\omega)=-\frac{\exp(\mathrm{i}kx)}{4\pi Dx}. \tag{11}$$

通过使用零频率值对各频率处的能量密度振幅进行归一化, 我们引入了归一化能量振幅:

$$\begin{aligned} N(x,\omega)&=\frac{\left|\exp\left(-\sqrt{\frac{g_a v-\mathrm{i}\omega}{D}}x\right)\right|}{\exp\left(-\sqrt{\frac{g_a v}{D}}x\right)}\\ &=\frac{\exp\left(-x\sqrt{\frac{g_a v}{2D}}\sqrt{\sqrt{1+\left(\frac{\omega}{g_a v}\right)^2}+1}\right)}{\exp\left(-\sqrt{\frac{g_a v}{D}}x\right)}. \end{aligned} \tag{12}$$

能量密度的相位表示为

$$P(x,\omega)=x\sqrt{\frac{g_a v}{2D}}\sqrt{\sqrt{1+\left(\frac{\omega}{g_a v}\right)^2}-1}\,. \tag{13}$$

图2a和2b展示了在偏移距x=40km、传输散射系数g_s^*=1.0km^{-1}和吸收系数g_a=0.15km^{-1}的条件下，能量振幅和相位随频率变化的情况. 结果表明，较高频率的能量振幅较小，同时能量相位随着频率呈现非线性

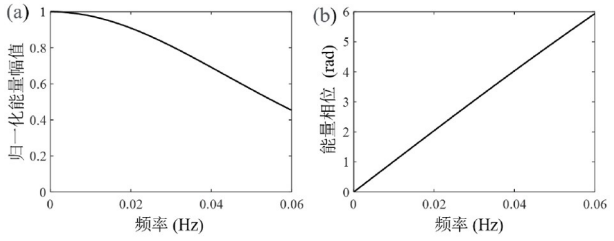

图 2　归一化能量振幅(a)和能量相位(b)随频率的变化关系

模型中传输散射系数g_s^*=1.0km^{-1}，吸收系数g_a=0.15km^{-1}，偏移距x=40km

增长. 所有能量相位点均被限制在0≤P<2π范围内. 如果相位超出此范围, 则按2π的倍数进行调整, 这可能导致模拟与测量能量之间的相位不匹配，从而使反演过程陷入局部极小值，类似于全波形反演中的周波跳跃问题. 此时$\omega \ll g_a v$, 方程(13)可以简化为

$$P(x,f)\approx\frac{\pi f x}{\sqrt{g_a v D}}. \tag{14}$$

相位$P(x, f)$在1弧度量级下足够大以降低相位误差的影响, 但又足够小以避免陷入局部极小值. 因此, 能量频率的选择应满足以下准则:

$$f\approx\frac{\sqrt{g_a v D}}{\pi x}. \tag{15}$$

在实际选择频率时，需要综合考虑地震波的平均物性参数，如速度、散射系数、吸收系数以及最大偏移距等. 根据这些参数, 可以应用方程(15)来确定适当的频率范围.

4　数值算例

本节通过数值算例验证我们的地震散射和吸收衰减同时反演方法. 图3展示了一个具有常速v=4.475km/s的衰减模型. 模型中, 高斯形状的传输散射系数和吸收系数异常分别如图3a和3b所示. 在此模型中, 背景介质的传输散射系数和吸收系数分别为g_s^*=1.0km^{-1}和g_a=0.15km^{-1}. 由于尾波对由构造及火山活动引起的物性参数微小变化极为敏感，尾波干涉法已成为跟踪介质动态演化的关键技术. 研究表明，尾波的敏感性显著受横向散射衰减变化的影响(van Dinther等, 2021). 为了实现地震干涉测量的观测系统，我们在距离模型中心20km的圆周上均匀分布了30个点源和30个检波

器, 其中检波器与点源位置重叠. 为模拟无限空间的条件, 我们在模型边界应用了辐射边界条件(见方程(6)).

保证反演收敛的第一步是频率选择. 图4展示了在不同频率参数下, 利用方程(12)和(13)计算得到的高斯异常模型的归一化能量振幅和相位变化. 随着偏移距的增加, 能量振幅逐渐减弱, 同时能量相位随之增加, 这使得在大偏移距下更容易出现收敛问题. 因此, 在方程(15)中, 我们选择点源与检波器之间的最大距离作为偏移距参数. 在本次测试中, 考虑到g_s^*=1.0km^{-1}、g_a=0.15km^{-1}和x=40km, 能量反演频率应选择在0.01Hz量级. 我们综合了0.008、0.01和0.012Hz的尾波能量数据, 从均匀背景介质(g_s^*=1.0km^{-1}和g_a=0.15km^{-1})出发进行衰减反演. 图5展示了传输散射和吸收系数的反演结果. 尽管初始模型是均匀的, 衰减的反演结果(如图3所示)在位置、形状和幅度上都得到了良好的重建. 我们的方法有效地抑制了散射和吸收系数之间的串扰. 接下来, 我们研究了不同频带(中心频率为0.05、0.1和0.2Hz)对反演结果的影响. 图6显示, 当频率偏离0.01Hz量级时, 高斯异常衰减模型的恢复效果显著下降, 并且在传输散射系数和吸收系数之间出现明显的串扰. 这是因为未满足频率选择准则的能量数据会出现相位缠绕问题, 使得反演过程容易陷入局部极小值.

反演的收敛性可能受到初始模型的影响. 为了评估我们方法的鲁棒性, 我们分别使用较低(g_s^*=0.8km^{-1}和g_a=0.13km^{-1})和较高(g_s^*=1.2km^{-1}和g_a=0.17km^{-1})的均匀初始衰减模型进行测试. 图7a和7b展示了在初始衰减低于真实背景值的情况下, 散射和吸收系数的同时反演结果. 尽管初始衰减值不准确, 反演过程中衰减模型仍能以最佳步长更新, 成功恢复了高斯异常的形状和位置. 随后, 我们使用较高的初始衰减模型进行

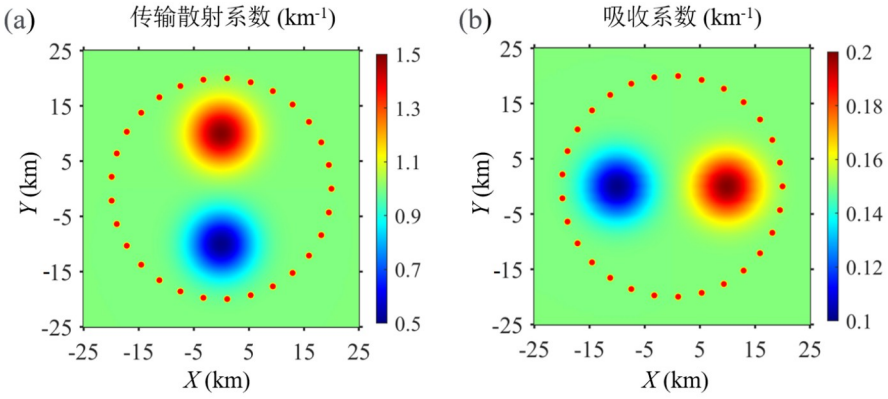

图 3　高斯形态的异常衰减模型

(a)和(b)分别展示了传输散射系数和吸收系数的分布, 红色圆点表示震源和检波器的位置

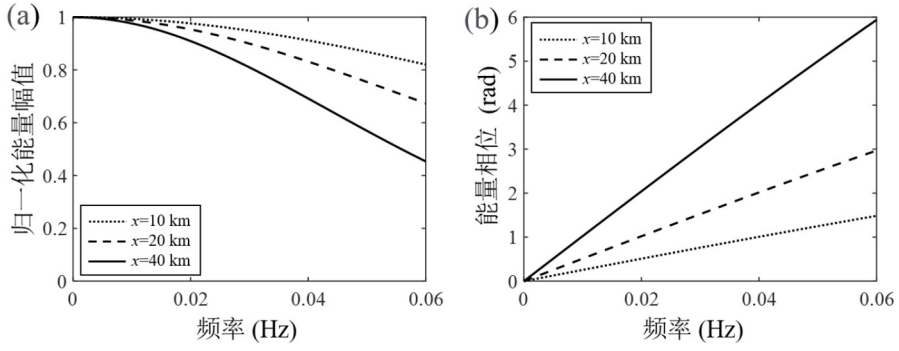

图 4　不同偏移距下的归一化能量振幅(a)和相位(b)随频率的变化关系

模型中传输散射系数g_s^*=1.0km^{-1}, 吸收系数g_a=0.15km^{-1}

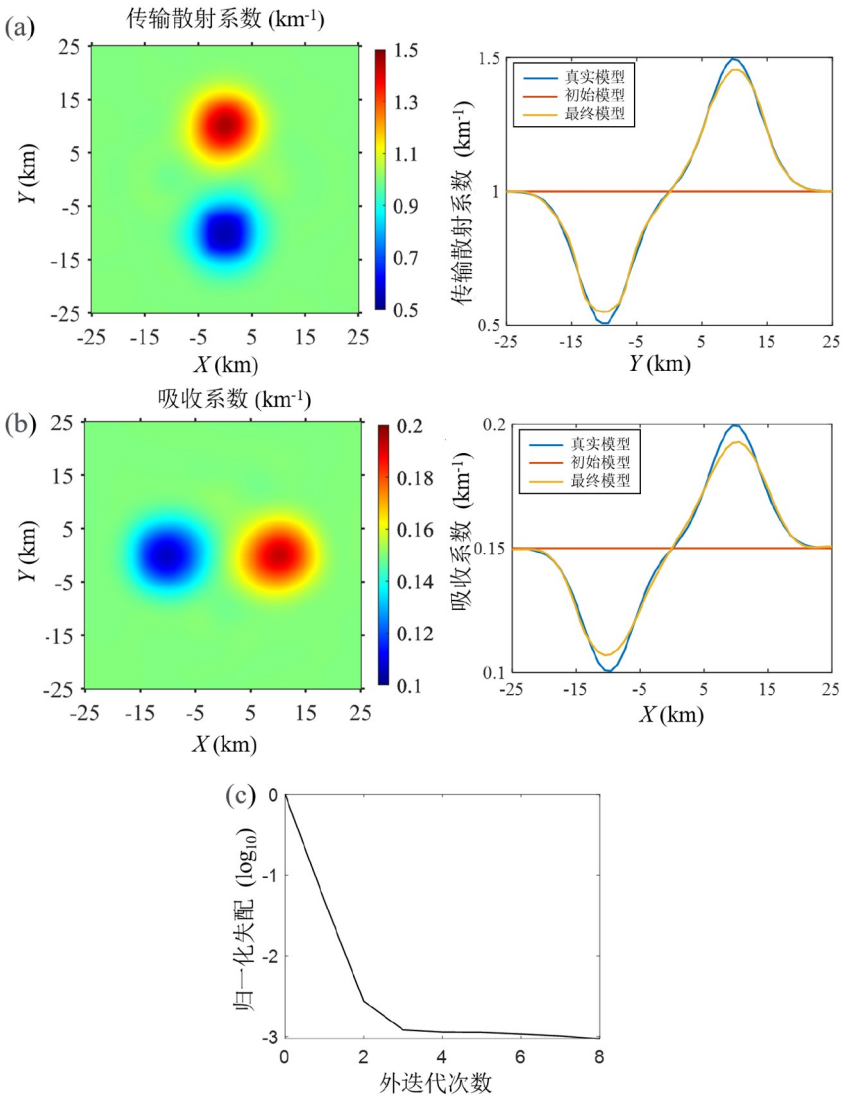

图 5　高斯异常模型的传输散射系数和吸收系数的同时反演结果

(a) 传输散射系数反演结果; (b) 吸收系数反演结果. 反演使用了0.008、0.01和0.012Hz的能量数据, 右侧分别展示了穿过异常区域中心的剖面图. (c) 反演过程的收敛曲线. 反演过程中采用了双重迭代方法(Métivier等, 2013)

了测试. 图7c和7d显示, 我们的方法同样成功地恢复了高斯异常衰减模型的特征. 先前的研究表明, 恢复吸收或散射衰减系数通常需要已知其中一个系数的空间分布(Zhang和Sens-Schönfelder等, 2022). 然而, 图7的实验结果表明, 即使存在模型误差, 我们的方法也能够有效地同时反演散射和吸收衰减.

为了评估方法的抗噪能力, 我们在基于高斯异常模型模拟得到的时域尾波能量中, 加入了信噪比为4的高斯噪声. 图8a和8b分别展示了有噪声和无噪声情况下的时域尾波能量记录, 图8c和8d则展示了相应的频谱. 值得注意的是, 高斯噪声主要干扰了能量的高频成分, 而低频成分几乎不受影响, 因为低频成分反映了能量包络随时间变化的总体趋势. 我们使用了与无噪声情况下(图5)相同的频段和初始模型. 图9展示了含噪声数据的散射和吸收衰减反演结果. 尽管与无噪声结果(图5)相比, 图9中的成像幅度有所减弱, 但高斯散射和吸收衰减异常的位置和形状信息得到了有效保留. 这些结果验证了我们方法的抗噪能力.

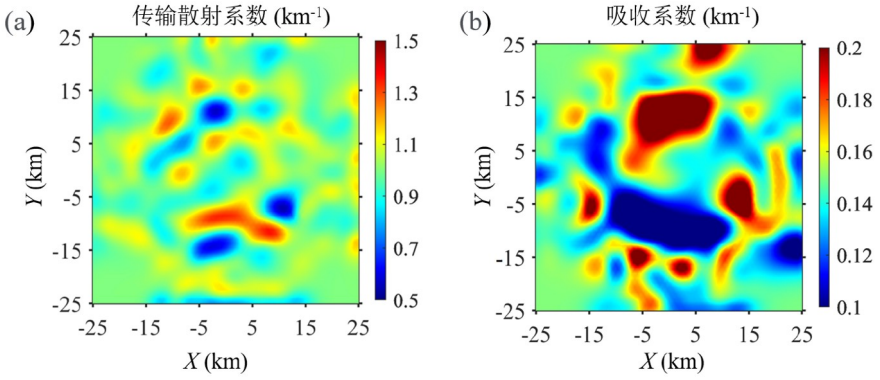

图 6　高斯异常模型的(a)传输散射系数和(b)吸收系数的同时反演结果

反演使用了0.05、0.1 和0.2 Hz的能量数据

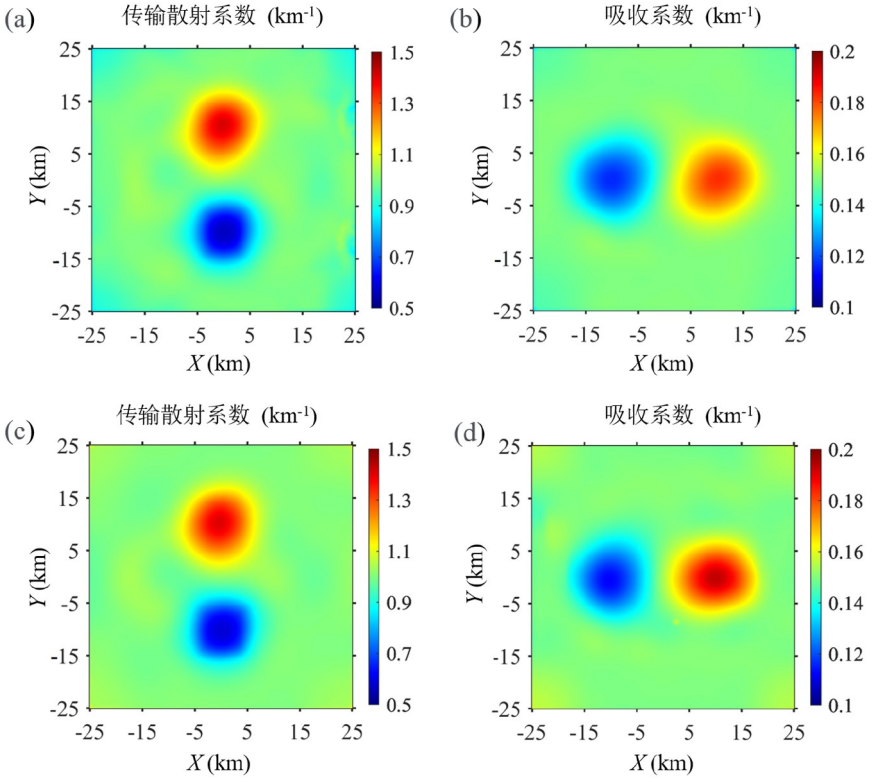

图 7　基于较低((a)、(b))和较高((c)、(d))初始衰减模型的散射和吸收衰减的同时反演结果

(a)和(b) g_s^*=0.8km^{-1}, g_a=0.13km^{-1}; (c)和(d) g_s^*=1.2km^{-1}, g_a=0.17km^{-1}

5　超声实验验证

我们利用混凝土超声实验数据(Zhang等, 2022)进一步测试了本文的方法. 实验模型的尺寸为4m×5m, 高度为0.8m, 接近于二维形式. 图10a和10b展示了根据Zhang等(2022)修改的速度扰动和温度分布. 实验中, 样本周围布置了19个中心频率为60kHz的超声波换能器作为震源, 数据集包含19×18对震源-检波器的实验包络. 图11展示了处理后的时域能量数据及其频谱, 显示出60kHz中心频率的超声波信号在能量频谱

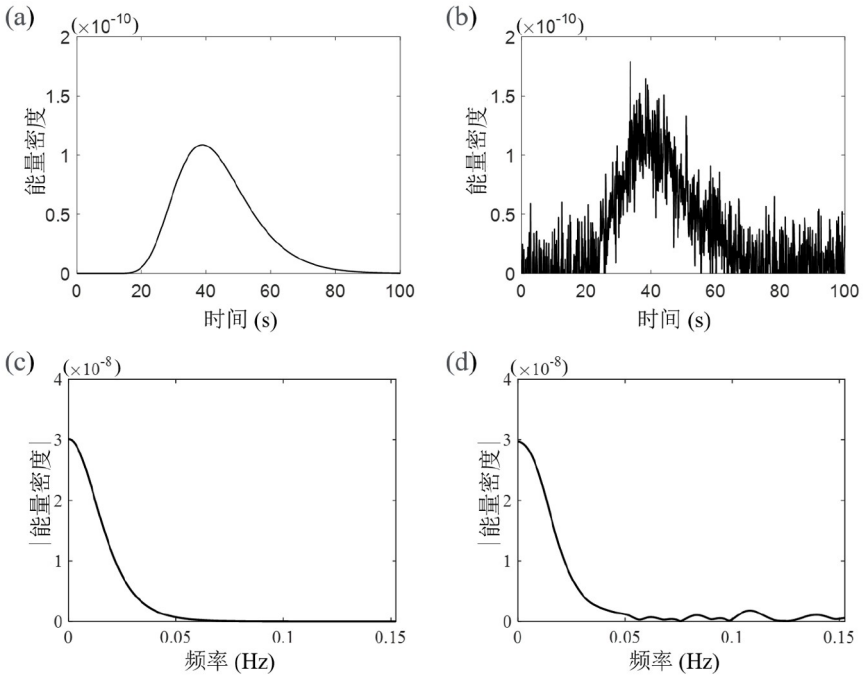

图 8　有无噪声下的时间域尾波能量记录及其频谱

(a) 无噪声情况下的时间域尾波能量记录; (b) 信噪比为 4 的噪声情况下的时间域尾波能量记录; (c)和(d)分别为(a)和(b)对应的频谱

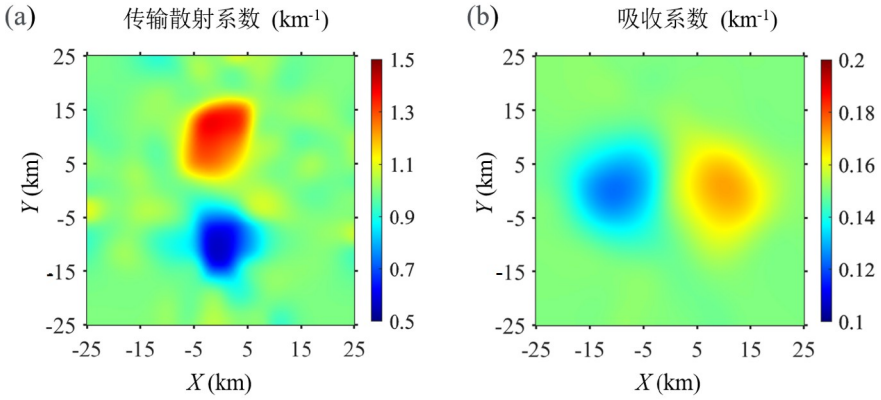

图 9　基于含噪声数据的散射(a)和吸收(b)衰减的同时反演结果

上发生了显著的低频偏移.

为了选择合适的反演频率，我们应用方程(12)和(13)对实验模型中不同偏移距下的频率相关的归一化能量振幅和能量相位变化进行了定量分析(图12所示). 结合方程(15)，我们确定实验模型的能量反演频率应选择在60Hz量级. 基于Zhang等(2022)估算的均匀模型参数，我们使用了30、60和90Hz的频域尾波能量数据进行衰减反演，并在样本边界处设置了反射边界条件(方程(5)). 如图13所示, 我们的方法有效地反演了传输散射和吸收系数. 图中显著的三处异常分别位于西部、东部边缘以及南部. 西部的显著散射异常归因于该处混凝土材料的高孔隙度; 东部异常源于混凝土制作过程中意外产生的空洞; 南部的高散射异常则由于高温加热引起的热裂缝(Zhang等, 2022). 此外, 我们还观察到一条从南向北延伸的高散射特征. 值得注意的是，混凝土样本中的一个垂直管道和四个水平管道未

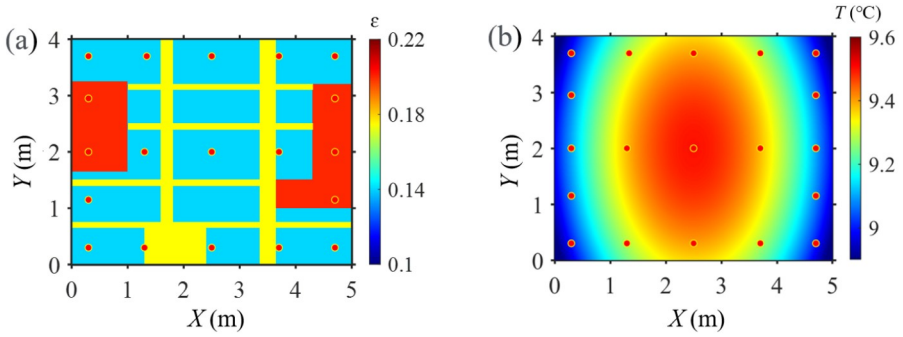

图 10　混凝土超声实验模型示意图

根据Zhang等(2022)修改的速度扰动(a)和温度分布(b), 红色圆点标记了震源和检波器的位置

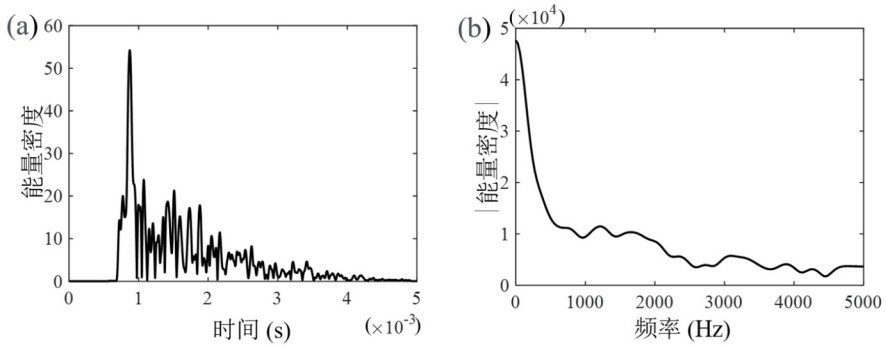

图 11　混凝土超声实验的时间域能量记录(a)及其频谱图(b)

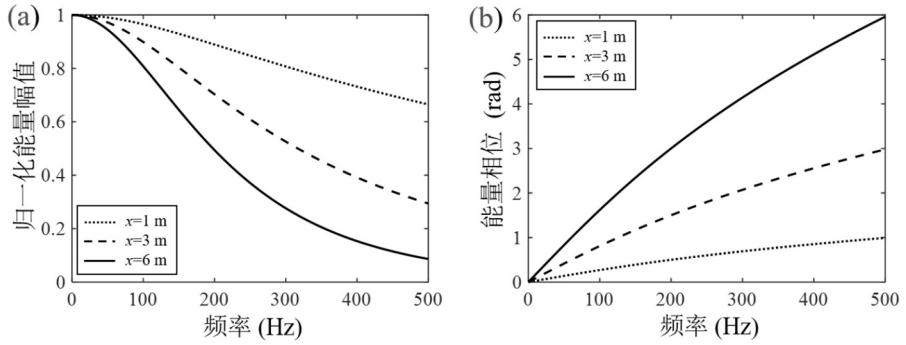

图 12　超声实验模型中不同偏移距下的归一化能量振幅(a)和能量相位(b)随频率变化的关系

能得到很好的恢复, 这可能是由于结构尺寸较小、观测系统密度不足, 导致对小结构体的分辨不足. 在吸收反演结果中, 我们观察到一个东西向和南北向对称的中心峰结构, 这与模型中的温度分布相符. 本文方法有效地抑制了散射和吸收系数之间的串扰. 与Zhang等(2022)的结果相比, 我们的衰减图像显示出更清晰和更具解释性的特征. 此外, 相比于蒙特卡洛统计方法, 采用有限元方法显著降低了计算成本.

6　结论

通过同时反演地震散射和吸收衰减, 能够更全面地研究小尺度异质性和非弹性特性, 从而揭示地球内部的更多细节. 本研究基于频域扩散方程的有限元方

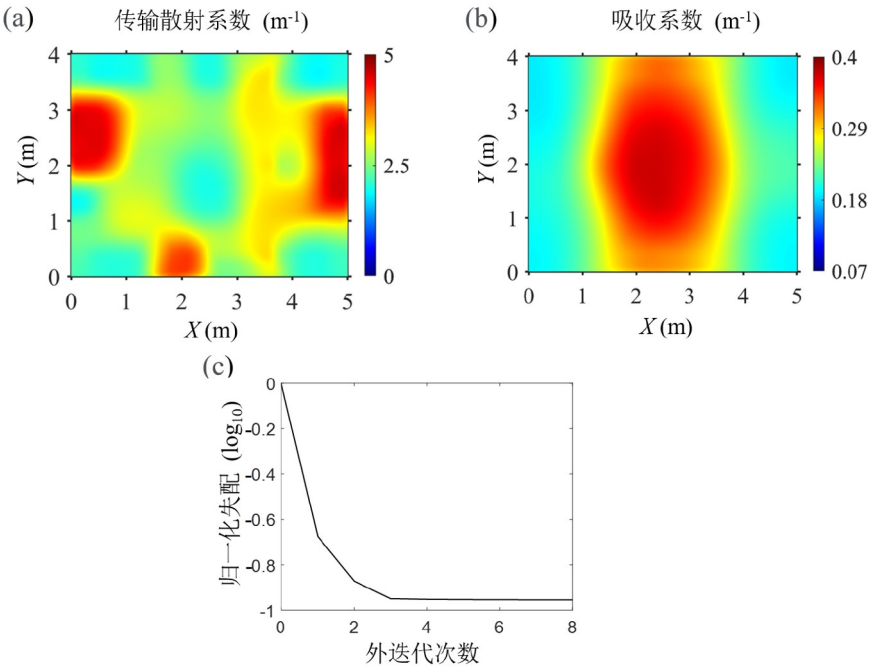

图 13　超声实验模型的反演结果

(a) 传输散射系数的反演结果; (b) 吸收系数的反演结果; (c) 反演过程的收敛曲线

法，模拟了具有反射/辐射边界条件的尾波能量，并提出了一个散射和吸收衰减同时反演的理论框架．我们采用截断高斯-牛顿法，通过计算散射和吸收系数的梯度及逆Hessian矩阵来迭代更新衰减模型．为了避免反演过程收敛到局部极小值，我们还引入了一种频率选择准则．数值算例和超声实验结果表明，该方法能够有效地抑制散射与吸收衰减之间的串扰．测试结果显示，如果频带选择不当，反演结果可能会因为相位缠绕而陷入局部极小值．即使在初始模型偏差或噪声水平较高的情况下，本文方法仍能准确恢复散射和吸收系数．此外，该方法具有较高的计算效率，适用于大规模地球物理反演问题．

参考文献

Aki K. 1980. Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz. Phys Earth Planet Inter, 21: 50–60

Beller S, Monteiller V, Operto S, Nolet G, Paul A, Zhao L. 2018. Lithospheric architecture of the South-Western Alps revealed by multiparameter teleseismic full-waveform inversion. Geophys J Int, 212: 1369–1388

Brittan J, Bai J, Delome H, Wang C, Yingst D. 2013. Full waveform inversion-the state of the art. First break, 31, https://doi.org/10.3997/1365-2397.31.10.71541

Carcolé E, Sato H. 2010. Spatial distribution of scattering loss and intrinsic absorption of short-period S waves in the lithosphere of Japan on the basis of the Multiple Lapse Time Window Analysis of Hi-net data. Geophys J Int, 180: 268–290

De Siena L, Thomas C, Waite G P, Moran S C, Klemme S. 2014. Attenuation and scattering tomography of the deep plumbing system of Mount St. Helens. J Geophys Res Solid Earth, 119: 8223–8238

De Siena L, Calvet M, Watson K J, Jonkers A R T, Thomas C. 2016. Seismic scattering and absorption mapping of debris flows, feeding paths, and tectonic units at Mount St. Helens volcano. Earth Planet Sci Lett, 442: 21–31

Fehler M, Hoshiba M, Sato H, Obara K. 1992. Separation of scattering and intrinsic attenuation for the Kanto-Tokai region, Japan, using measurements of *S*-wave energy versus hypocentral distance. Geophys J Int, 108: 787–800

Gusev A A, Abubakirov I R. 1987. Monte-Carlo simulation of record envelope of a near earthquake. Phys Earth Planet Inter, 49: 30–36

Hoshiba M. 1991. Simulation of multiple-scattered coda wave excitation based on the energy conservation law. Phys Earth Planet Inter, 67: 123–136

Lailly P, Bednar J. 1983. The seismic inverse problem as a sequence of

before stack migrations. Conference on Inverse Scattering, Theory and Applications, Society for Industrial and Applied Mathematics. Philadelphia. 206-220

Liu Z, Zheng Y. 2015. Direct waveform inversion: 85th Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts, 1268–1273. Abstract

Liu Y, He B, Lu H, Zhang Z, Xie X B, Zheng Y. 2018. Full-intensity waveform inversion. Geophysics, 83: R649–R658

Liu Q, Peter D. 2019. Square-root variable metric based elastic full-waveform inversion—Part 2: Uncertainty estimation. Geophys J Int, 218: 1100–1120

Liu Q, Beller S, Lei W, Peter D, Tromp J. 2022. Pre-conditioned BFGS-based uncertainty quantification in elastic full-waveform inversion. Geophys J Int, 228: 796–815

Mancinelli N, Shearer P, Liu Q. 2016. Constraints on the heterogeneity spectrum of Earth′s upper mantle. J Geophys Res Solid Earth, 121: 3703–3721

Mayor J, Margerin L, Calvet M. 2014. Sensitivity of coda waves to spatial variations of absorption and scattering: Radiative transfer theory and 2-D examples. Geophys J Int, 197: 1117–1137

Métivier L, Brossier R, Virieux J, Operto S. 2013. Full waveform inversion and the truncated Newton method. SIAM J Scientific Computing, 35: B401–B437

Métivier L, Bretaudeau F, Brossier R, Operto S, Virieux J. 2014. Full waveform inversion and the truncated Newton method: quantitative imaging of complex subsurface structures. Geophys Prospect, 62: 1353–1375

Ogiso M. 2019. A method for mapping intrinsic attenuation factors and scattering coefficients of *S* waves in 3-D space and its application in southwestern Japan. Geophys J Int, 216: 948–957

Operto S, Miniussi A, Brossier R, Combe L, Métivier L, Monteiller V, Ribodetti A, Virieux J. 2015. Efficient 3-D frequency-domain mono-parameter full-waveform inversion of ocean-bottom cable data: Application to Valhall in the visco-acoustic vertical transverse isotropic approximation. Geophys J Int, 202: 1362–1391

Operto S, Miniussi A. 2018. On the role of density and attenuation in three-dimensional multiparameter viscoacoustic VTI frequency-domain FWI: An OBC case study from the North Sea. Geophys J Int, 213: 2037–2059

Pienkowska M, Monteiller V, Nissen-Meyer T. 2021. High-frequency global wavefields for local 3-D structures by wavefield injection and extrapolation. Geophys J Int, 225: 1782–1798

Plessix R E, Baeten G, de Maag J W, Klaassen M, Rujie Z, Tao Z, 2010. Application of acoustic full waveform inversion to a low-frequency large-offset land data set. In SEG International Exposition and Annual Meeting

Pratt R G, Shin C, Hicks C. 1998. Gauss-Newton and full Newton methods in frequency-space seismic waveform inversion. Geophys J Int, 133: 341–362

Pratt R G. 1999. Seismic waveform inversion in the frequency domain, Part 1: Theory and verification in a physical scale model. Geophysics, 64: 888–901

Prudencio J, Del Pezzo E, Garcia-Yeguas A, Ibanez J M. 2013. Spatial distribution of intrinsic and scattering seismic attenuation in active volcanic islands - I: Model and the case of Tenerife Island. Geophys J Int, 195: 1942–1956

Prudencio J, Manga M, Taira T. 2018. Subsurface structure of Long Valley Caldera imaged with seismic scattering and intrinsic attenuation. J Geophys Res Solid Earth, 123: 5987–5999

Ranjan P, Konstantinou K I. 2020. Mapping intrinsic and scattering attenuation in the southern aegean crust using *S* wave envelope inversion and sensitivity kernels derived from perturbation theory. J Geophys Res Solid Earth, 125: e2020JB020821

Sato H, Fehler MC, Maeda T. 2012. Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous Earth. Springer Science & Business Media

Sens-Schönfelder C, Wegler U. 2006. Radiative transfer theory for estimation of the seismic moment. Geophys J Int, 167: 1363–1372

Shen P, Symes W W. 2008. Automatic velocity analysis via shot profile migration. Geophysics, 73: VE49–VE59

Takeuchi N. 2016. Differential Monte Carlo method for computing seismogram envelopes and their partial derivatives. J Geophys Res Solid Earth, 121: 3428–3444

Tarantola A. 1984. Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation. Geophysics, 49: 1259–1266

Tarantola A. 2005. Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation. Society for Industrial and Applied Mathematics

van Dinther C, Margerin L, Campillo M. 2021. Implications of laterally varying scattering properties for subsurface monitoring with coda wave sensitivity kernels: Application to volcanic and fault zone setting. J Geophys Res Solid Earth, 126: e2021JB022554

Virieux J, Operto S. 2009. An overview of full-waveform inversion in exploration geophysics. Geophysics, 74: WCC1–WCC26

Wegler U, Lühr B G. 2001. Scattering behaviour at Merapi volcano (Java) revealed from an active seismic experiment. Geophys J Int, 145: 579–592

Wegler U. 2005. Diffusion of seismic waves in layered media: Boundary conditions and analytical solutions. Geophys J Int, 163: 1123–1135

Wei J, Fu L Y, Carcione J M, Han T. 2022. Wave-induced thermal flux and scattering of P waves in a medium with aligned circular cracks.

Geophysics, 87: MR209–MR218

Wei J, Liu Q, Chen L, Wei S, Zhao L, 2024. A novel 3-D seismic scattering and intrinsic attenuation tomography and its application to Northern Sumatra. J Geophys Res Solid Earth (accepted)

Wu R S. 1985. Multiple scattering and energy transfer of seismic waves—separation of scattering effect from intrinsic attenuation—I. Theoretical modelling. Geophys J Int, 82: 57–80

Zhang T, Sens-Schönfelder C. 2022. Adjoint envelope tomography for scattering and absorption using radiative transfer theory. Geophys J Int, 229: 566–588

Zhang T, Sens-Schönfelder C, Epple N, Niederleithinger E. 2022. Imaging of small-scale heterogeneity and absorption using adjoint envelope tomography: Results from laboratory experiments. J Geophys Res Solid Earth, 127: e2022JB024972

(责任编委: 郑勇)