高速铁路沿线的多尺度地震波场及其局域共振特征：来自密集台阵的观测证据

石永祥[1]，温景充[2]，伍晗[3]，喻志超[1]，赵志远[4]，何川[2]，陈凌[1*]，宁杰远[2]

1. 岩石圈演化与环境演变全国重点实验室，中国科学院地质与地球物理研究所，北京 100029

2. 北京大学地球与空间科学学院，北京 100871

3. 中国地震局地球物理研究所，北京 100081

4. 河北省地震局，石家庄 050021

* 通讯作者，E-mail: lchen@mail.iggcas.ac.cn

摘要

为系统刻画高速铁路（“高铁”）沿线地震波场，并探索基于地震学方法的铁路基础监测技术，本研究在京广高铁沿线开展了多期不同尺度的密集台阵观测（台间距 1.5–100 m）。利用面向列车移动源的地震干涉和连续小波变换方法，我们提取了不同尺度测线的虚拟炮集与振幅变化规律，结果表明：在沿铁路线方向的千米级测线上，提取的波场主导成分是一个波导式传播的高速震相，其可稳定传播 5 km 以上，且具有约 2900 m/s 波速的单枝 S 形频散与能量泄漏特征；而在百米级台阵内，则观测到桥墩间的局域波场，以低速面波为主，形成了强干涉图样，并整体以高速波导的速度移动。为了解释这种多尺度波场的耦合现象，我们将局域波场等效为高速波导上的质量附加谐振子并引入局域共振理论，所得理论频散曲线与观测到的 S 形频散基本吻合。背景噪声结果表明，局域波场内的公路源也可激发高速波导，符合局域共振机制中的双向耦合特征，表明多尺度波场在观测与理论两个层面均与弹性超材料的局域共振特征相符。上述结果表明，高铁沿线波场具有明显的跨尺度耦合特征，局域共振为解释其频散与能量转换提供了一种可行的理论框架，并为筛选铁路基础监测的敏感波场参数提供了依据。

关键词： 高速铁路，地震波场，局域共振，多波场耦合，浅地表结构

项目资助： 克拉通破坏与陆地生物演化（第二阶段）（编号：E211512601）资助

1 引言

新世纪以来，中国陆续建成了世界最大规模的高速铁路网，承担了大量的客运任务。高速铁路对桥梁及路基基础的长期稳定性提出了严格要求，因为铁路结构与地下基础的微弱变化都可能影响列车的舒适性与安全性。因此，需要一种对铁路基础的有效监测手段，为当前路网的全寿命稳定运行提供地下图像，并为新一代高速铁路建设提供基础数据。地震波作为弹性波的一种，能够有效穿透复杂的铁路基础，并从信号的振幅与相位等多个方面反映传播路径上结构与变化信息，在原理上具备对基础的监测能力。

震源是开发基于地震波的基础监测手段的前提。在铁路线附近，列车是最主要的振动源，能量大，重复性强，信号特征明显，是首要的研究对象 (陈棋福 等, 2004; 李丽 等, 2004)。高速列车在匀速行驶中，周期性的车厢与轮组持续激发振动，形成以分立谱为主要特征的震源子波 (温景充, 鲍铁钊, 等, 2019; 徐善辉 等, 2017; Y. Liu et al., 2021b)，其频率成分与谱线宽度由列车速度与车厢长度决定。此外，列车振动经桥墩传导入地下，因此周期的铁路结构也会调制列车震源。等间距分布的桥墩构成了沿铁路线的周期震源阵列，在匀速列车驱动下，桥墩源依次被激发并产生空间干涉，使波场呈现出以多普勒效应为核心的频率选择特性，从而形成车前车后的辐射差异 (石永祥 等, 2022; 温景充, 宁杰远, 等, 2019; 温景充 等, 2021; Jiang et al., 2022)。

可见，高铁震源耦合了列车振动与铁路结构，具有较为复杂的辐射花样，从中直接分离不同震相较为困难。为此，当前主流的技术路径是地震干涉：通过台站间记录的互相关与叠加，可将移动源转化为虚拟固定源，消除震源的移动与干涉特性，从而提取特定传播路径上的震相信号 (殷常阳 等, 2024; Y. Liu et al., 2021a)。实际数据的地震干涉结果发现，高速铁路沿线可以提取到两类主要震相。一类是接近 P 波速度的高速震相 (鲍铁钊 等, 2019; 张唤兰 等, 2019; Jiang et al., 2022; Mi, Xia, 2023a; Mi et al., 2026)。在不同地区的观测中，这类高速震相速度普遍在 2000 m/s 以上，且表现出一定的频散特性，多被认为与地下基岩中的体波震相有关。另一类则以低频区间（如 5 Hz 以下）的面波震相为主 (Mi, Xia, et al., 2023b; Shao et al., 2022)。基于这两类震相，可以分别反演出浅层的 P 波与 S 波速度。

此外，另一种技术路径是通过对高铁震源进行精细化建模，利用全波形反演直接成像而不依赖特定震相的分离，目前已在合成数据与小规模实际数据上取得进展 (胡光辉 等, 2019; 王磊 等, 2025; Hao et al., 2025; He et al., 2026)。与地震干涉法类似，这一路径也以提取地下速度结构为核心目标，但较依赖于初始建模。

除了传统的连续分层地下介质外，高铁沿线还存在大量周期性人造结构，如桥墩、桩基础等。已有高铁地震学研究主要关注铁路结构对震源辐射的调制作用，鲜有涉及结构自身的介质属性及其在波场中的作用。虽然铁路结构的单一尺寸远小于波长，但当其大量且周期性存在时，也可以形成规模效应。在弹性超材料领域，已经在周期结构中观测到了局域共振效应，即局域的小尺度弹性体可以通过特定构造，在特定频率区间内大幅改造整体介质的模量与密度参数，从而形成禁带与 S 形频散等典型特征 (Fang et al., 2006; Huang et al., 2009; Z. Liu et al., 2000)。而在地震学方面，地表结构体也可以与地震波发生强烈的局域共振效应 (Colombi et al., 2016; Zhang et al., 2025)。如尺寸远小于波长的树木、桩基础等人造结构，在大量重复时，能够显著影响特定频率区间内的波速与传播方向 (Chen et al., 2022; Colquitt et al., 2017)。因此，要利用列车震源进行准确的铁路基础监测，还需要深入分析周期性人造结构在波场内的作用。

为了研究铁路结构在波场内的作用，本研究在京广高铁沿线布设了多期不同尺度的密集台阵数据，收集了大量列车事件，以系统分析高铁波场的多尺度特征及其形成机制。我们针对列车移动源开发了地震干涉与振幅分析方法，发现高铁波场由波导式传播的高速震相与局域波场两个不同尺度的成分构成，而桥墩是二者的耦合点。为了解释多尺度波场的耦合现象，我们将局域波场等效为附

着在高速波导上的 Lorentz 型谐振子，建立了等效密度频散模型，简化的局域共振理论模型基本再现了高速震相的 S 形频散特征。后续公路背景噪声结果也检验了局域共振理论机制中存在的双向耦合特征。这一机制将铁路结构纳入了波的传播模型，为利用运营列车进行更准确的铁路基础健康监测提供物理基础。

2 多尺度观测台阵与列车源处理方法

2.1 观测台阵与列车事件

为了全面提取高铁震源与波场的特征，我们在 2023 年至 2024 年开展了多期野外地震资料采集。三期观测的台间距分别约为 100 m、32 m 与 1.5 m，覆盖了从桥墩间距到千米级的多个观测尺度，以刻画高铁波场在不同尺度与观测条件下的特征。野外观测场地位于河北省保定市望都县境内，可以收集到京广高铁线上石家庄至北京的列车记录（图1）。场地内的铁路线整体呈直线形态，包含桥梁与少量的路基段两种基础形式。其中，付家营特大桥长约 11 km，包含有 349 个桥墩-简支梁单元，单元长约 32 m，是华北平原地区典型的高铁桥梁结构。第一期野外观测在 2023 年 3 月进行，观测时长约 3 周，采集到约 5970 个列车事件。台阵由 160 个 5 Hz Z 分量节点式地震仪组成，包含 A-E 5 条台间距约 100 m 的测线，其中 C 测线沿铁路线分布，位于付家营特大桥一侧。第二期观测在 2024 年 6 月进行，观测时长约 4 周，采集了约 8505 个列车事件。二期观测使用 320 个 5 Hz Z 分量地震仪，并全部位于铁路线的桥墩旁，组成了 F 测线。F 测线的台间距与桥墩间距基本相同，约 32 m。为了进一步提取高铁波场的尺度特征，2024 年 8 月，我们又在 121-126 号桥墩附近进行了第三期观测。此次观测包含沿铁路（P）与垂直铁路（T）两条测线，台间距为 1.5 m。此次观测约两天，收集了约 629 个列车事件。

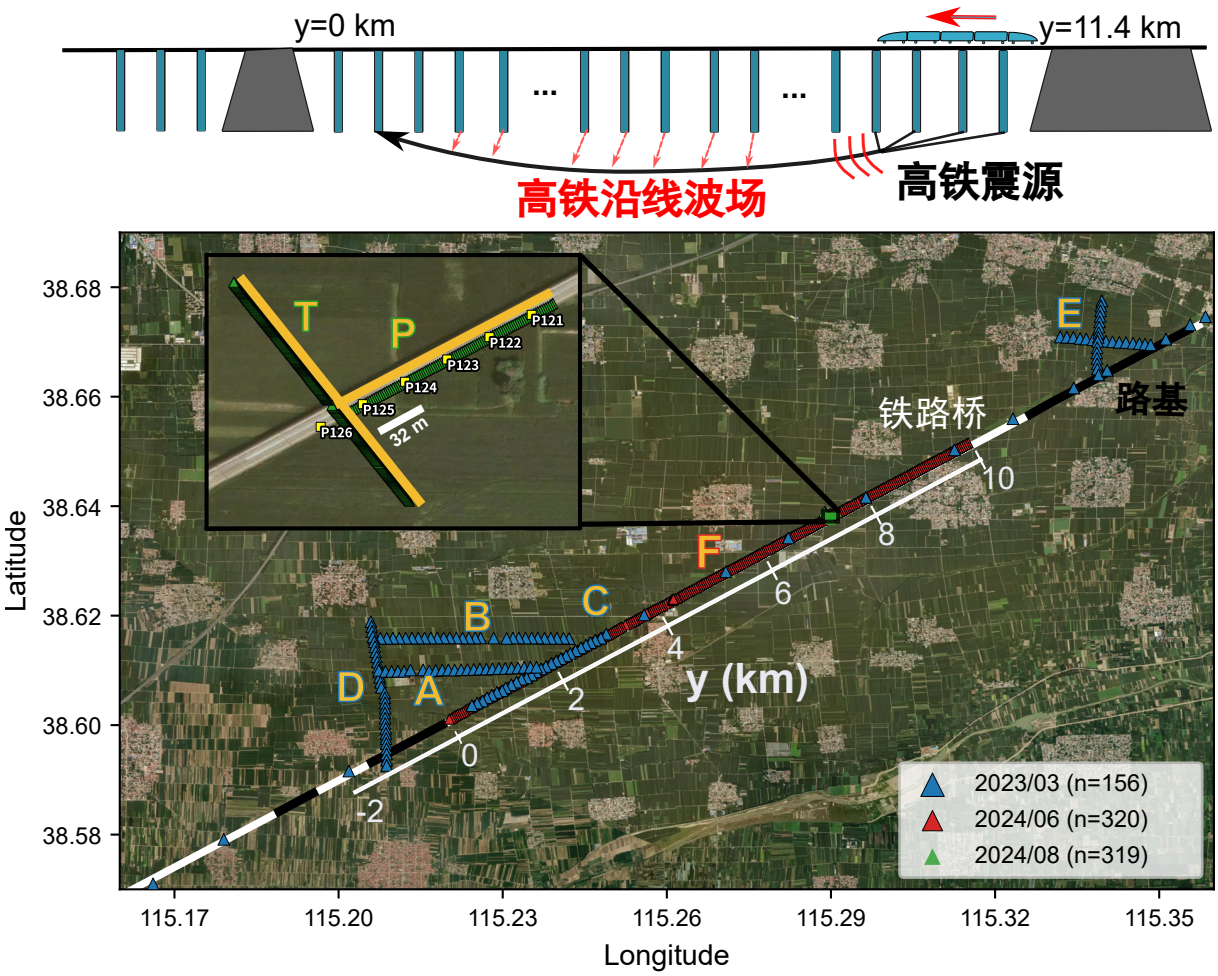


图 1: 观测台阵与测线分布图。观测围绕保定市京广高铁付家营特大桥展开，三角形标记了全部的台站位置。蓝色台站对应 2023 年 3 月的一期观测，由 A-E 五条测线组成。红色台站为 2024 年 6 月的二期观测，包含一条沿铁路线的 F 测线，长约 10 km；绿色台站为 2024 年 8 月布置的小尺度台阵，包含沿铁路线的 P 测线与近垂直的 T 测线。沿铁路线的坐标轴以付家营特大桥的南端为原点，记为 y。在铁路线上，白色线标记桥梁形式，黑色线标记路基形式。

我们整理了原始的波形记录，并利用沿铁路线的大量台站记录识别列车事件，拟合事件的速度与到时信息（图2）。从实际数据看，由于观测场地远离车站，列车速度变化较小，可以将列车的到时曲线近似为直线，然后通过滑动窗口 Radon 变换在时间-速度域搜索相干能量极大值确定候选事件，再由逐台站到时线性拟合精化速度和方向参数（见附录图S1）。以二期观测为例，拟合的列车到时与原始波形记录基本一致（图2a），表明事件检测基本完整。全部 8505 次列车的速度呈三峰分布，与高铁 250、300、350 km/h（69、83、97 m/s）三档运营速度对应（图2b）。事件密度分布显示列车集中于日间运行，凌晨时段极少（图2c），为利用凌晨时段进行背景噪声干涉提供了天然窗口。

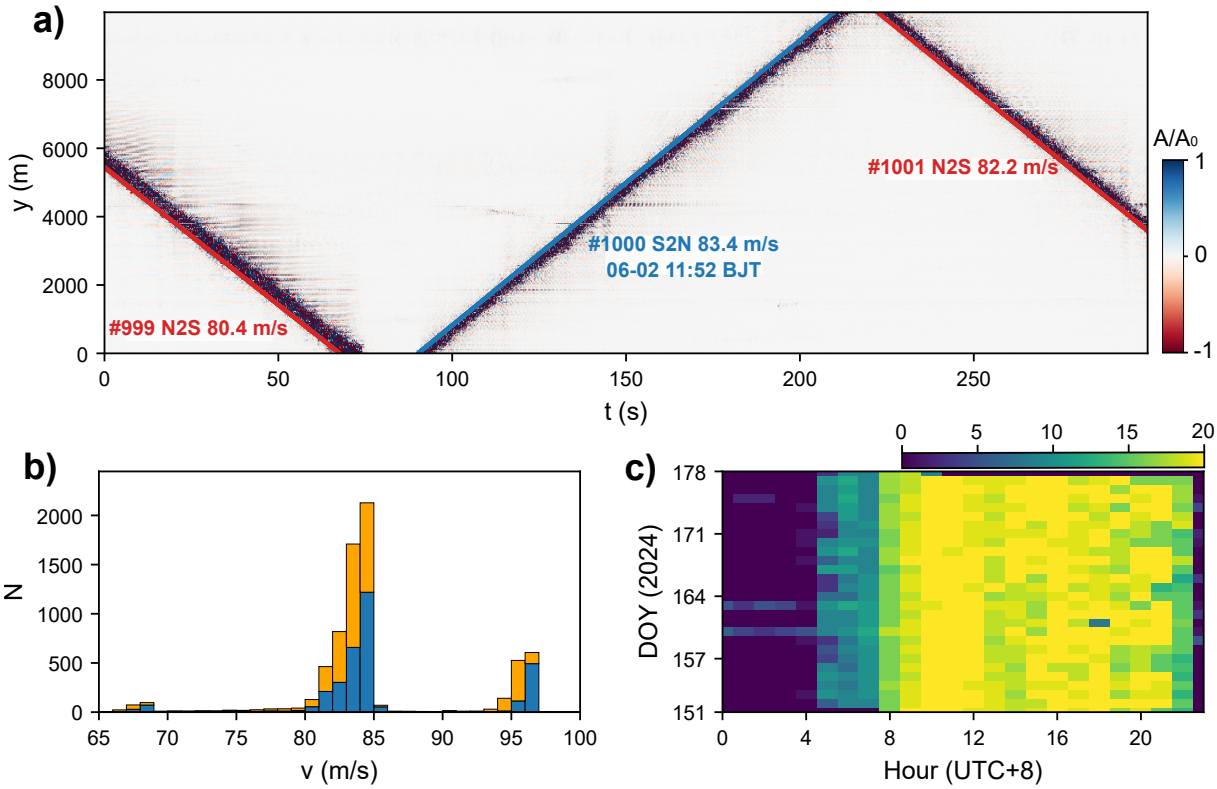


图 2: 沿铁路测线采集的高铁地震记录与事件统计。图 a 为 F 测线 300 s 的记录，标记了三个事件及其速度信息，图中蓝色线与红色线为不同的列车到时。图 b 展示了二期观测收集到的列车速度分布，其中蓝色代表南向北方向（S2N），橙色为北向南方向（N2S）。图 c 为二期观测时列车事件的密度分布，单位为辆/小时。

基于已识别的列车事件信息，我们可将每一次列车通过视为一次已知时空轨迹的可重复主动源。对于地震记录的利用，我们从相位与振幅两个方面开展分析。当专注于相位信息时，控制列车相对于虚拟源的方位，采用地震干涉方法，并通过大量事件叠加形成虚拟炮集。而对于振幅信息，则结合列车震源的时空位置，采用连续小波变换提取瞬时振幅，研究波场的振幅变化规律。

2.2　列车移动源的地震干涉方法

地震干涉通过台站间记录的互相关与叠加，可将移动源转化为虚拟固定源，从而消除源的时程复杂性。前人理论分析已证实，高铁列车同样满足地震干涉的条件 (殷常阳 等, 2024; Y. Liu et al., 2021a)。然而，与常规背景噪声干涉不同，高铁震源的干涉特性会部分保留在互相关结果中，需要针对性的记录选取策略。

高铁震源的主要特征是子波分立谱与干涉特性。子波分立谱源于周期性车厢的重复激励 (Y. Liu et al., 2021b)，其谱线位置可近似为：

$$f_c^n = nv/L_c, \quad n \in Z, \tag{1}$$

其中 v 为车速，L_c 为车厢长度（约 25 m），此频谱称为车厢叠加频率（车频）。干涉特性则与列车的快速移动及周期性的桥墩震源有关，其谱线呈现多普勒效应 (Jiang et al., 2022)，车前与车后分别向

高频与低频偏移，中心频率可近似为：

$$f_I^m = mv/L, \quad m \in Z, \tag{2}$$

其中 L 为桥墩间距（约 32 m），此频率称为桥墩干涉频率（桥频）。

如图3所示，在 F 测线采集的 40 s 高铁地震记录中，当记录处于列车正上方附近时，频谱以多阶车频为主；而当记录位于车前或车后区间时，能量则明显由桥频主导。车前与车后的能量差异源于高铁震源的辐射花样。由于车频反映的是震源子波而非传播路径信息，在地震干涉中应排除列车正上方附近的记录，仅使用车前与车后记录。

在地震干涉中，我们统一选取虚拟源以北或以南的 40 s 记录进行互相关（图3a），以控制列车与虚拟源的相对方位，避免因源位于不同方位而产生非因果成分。不同事件的互相关结果在叠加前，预先进行谱白化处理。这是因为车前与车后记录的能量集中于少数桥频附近，虽然列车速度差异可一定程度拓宽频谱，但改善有限，谱白化能进一步扩展有效频带。虽然这一过程会引入噪声，但可通过大量列车事件进行叠加压制。

由此，对于每一对虚拟源记录与接收点记录，谱白化后的高铁地震干涉 $C(\omega)$ 可表达为：

$$\begin{aligned} C(\omega) &= \sum_j \frac{A_j^s A_j^r \, e^{-i(\phi_j^s - \phi_j^r)}}{A_j^s A_j^r + \epsilon} \\ &\approx \sum_j e^{-i(\phi_j^s - \phi_j^r)}, \end{aligned} \tag{3}$$

其中 j 为事件编号，A_j^s、ϕ_j^s 与 A_j^r、ϕ_j^r 分别为第 j 次事件中虚拟源记录与接收点记录的振幅谱和相位谱，ϵ 为防除零稳定项。分子中的振幅项被分母约去后，互相关结果退化为纯相位叠加，即地震干涉叠加仅利用相位信息，叠后幅值取决于不同事件结果的相位一致性，而非原始幅值。为便于分析震相的速度-频率特征，对虚拟炮集进一步做频率-速度域（FV）变换，将时间-偏移距域的波场转换为相速度-频率域的能谱分布。

该干涉方法可统一应用于不同尺度的测线，其虚拟炮集将反映各观测尺度下的波场特征。

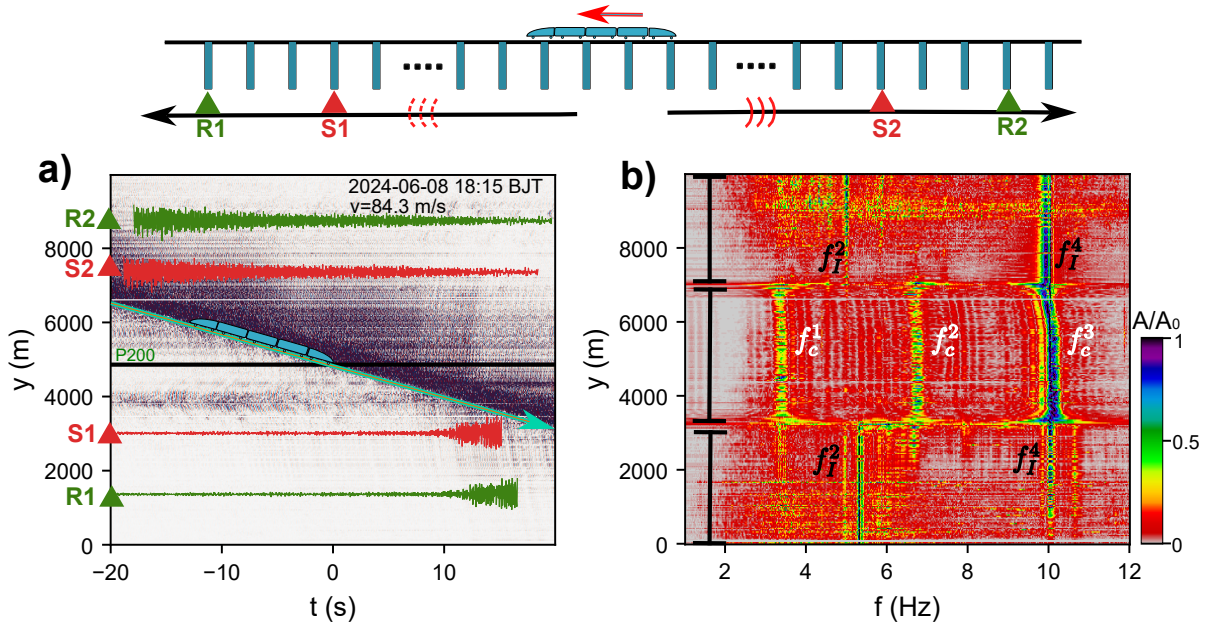


图 3: 高铁地震干涉方法与信号特征。图 a 为 F 测线采集的一列车事件的原始记录，列车从北向南行驶，速度约 84 m/s，16 节车厢，t=0 代表列车到达 P200 台站（黑色线）的时刻。S1/R1、S2/R2 台站对分别用于示意车前与车后地震干涉中的虚拟源与接收点位置，红色线与绿色线分别代表互相关中源与接收点对应的不同记录。图 b 为图 a 中不同记录对应的频谱图。当列车在此时间段内驶过台站时，其频谱会表现出明显的列车震源分立谱，$f_c^n, n \in Z$（约 3.3 Hz 及其倍频）。而在车前车后的记录中，则以震源干涉对应的谱线为主，即 $f_I^m, m \in Z$（约 2.5 Hz 及其倍频），图 b 只观测到 f_I^2 与 f_I^4，其他阶存在缺失。

2.3　列车移动源的振幅分析方法

经谱白化处理的地震干涉方法主要利用了记录的相位信息，振幅信息则被忽略。原始记录的振幅本身蕴含着衰减与场地效应等丰富的传播路径信息，与相位信息互为补充。因此，我们利用高铁震源的移动特性，开发了基于移动源振幅变化规律的分析方法。

对于一个静止的震源，假定其波场由单一震相主导，则距离 r 处接收点（$r > 0$）所收到的信号振幅 $A(f, r)$ 由以下几个影响因素构成：

$$A(f, r) = C_0 S_0(f) \frac{\mathbf{e}^{-\alpha(f) \cdot r}}{r^{\beta}}, \tag{4}$$

其中 $\alpha(f)$ 为距离衰减系数，与品质因子 $Q(f)$ 存在 $\alpha = \pi f/(cQ)$ 的关系，c 为波速。β 为震相的几何扩散指数，球面体波 $\beta = 1$，柱面面波 $\beta = 0.5$，一维波导内传播则趋近于 0。$S_0(f)$ 代表震源辐射强度，C_0 为场地效应等非传播项（图4a）。

对于移动的列车震源，其辐射强度还会随铁路结构变化，存在位置依赖，因此 $S_0 = S_0(f, r)$。当列车以近匀速驶过铁路线下的台站时，震源与接收点之间的距离 r 随时间变化。在 $r(t)$ 远大于列车长度（200–400 m，对应 8 节或 16 节车厢）的远场状态，列车可视为点源。而且 $v \ll c$，可以近似 $r(t) \approx v(t - t_0)$，将时间域记录映射为空间距离，其中 t_0 为列车到时。借助这一关系，我们可以利用时间域记录的瞬时振幅 $A(f, t)$ 来重建波场的振幅变化规律（图4）：

$$A_j(f, r) = A_j(f, v_j(t - t_{j,0})), \tag{5}$$

其中 j 代表不同事件，v_j 与 $t_{j,0}$ 代表 j 号列车事件的车速与台站到时。这里保留了 r 的正负，以区分车前车后等不同方位产生的差异。瞬时振幅 $A(f,t)$ 可以利用连续小波变换（Continuous Wavelet Transform, CWT）从原始记录中提取。本文采用 Morlet 小波（无量纲中心频率 $w_0 = 12$，小波基函数见图S2），通过调节中心频率 f_0 可提取不同频段的瞬时振幅，其结果如图4b 所示，由此可直接得到振幅随列车位置的变化 $A(f,r)$。

公式4表明振幅是各项因子的乘积，取对数后可将其转化为线性叠加，便于逐项分离：对于单一台站的结果，其振幅规律中各项可表述为：

$$\ln A(f,r) = \ln C_0 + \ln S_0(f,r) - \alpha(f)\cdot r - \beta \ln r, \tag{6}$$

公式6中有四项未知（C_0, S_0, α, β），难以从单一台站的 $A(f,r)$ 中同时求解。根据分析尺度不同，我们采用逐层约束的策略：大尺度上通过单台对数振幅拟合整体衰减趋势，小尺度上则借助相邻台站的振幅比消除震源项 $S_0(f,r)$。

具体而言，虽然铁路桥结构在特定地点存在结构变化，但整体依然是相对均一的。当忽略局部的震源辐射强度变化时，单台 $A(f,r)$ 的大尺度变化趋势将由衰减项 $-\alpha(f)\cdot r - \beta \ln r$ 控制。在实际数据上，列车震源本身具有数百米的长度，且车速测量存在误差，r 的估算具有一定不确定性。因此单台提取的振幅变化反映的是百米级空间尺度的整体趋势。

对于小尺度的分析，相邻台站能够提供精确的相对距离 δr，同时通过振幅比消除源项 $S_0(f,r)$ 的影响，即：

$$\ln \frac{A(f,r+\delta r)}{A(f,r)} = \delta \ln C_0 - \alpha(f)\cdot \delta r - \beta \frac{\delta r}{r}, \tag{7}$$

其中 $\delta \ln C_0$ 为两个台站的场地与仪器响应差异。当台间距 δr 较小时（如本研究中 PT 测线的 1.5 m），衰减项 $\alpha(f)\delta r$ 和几何扩散项 $\beta \delta r/r$ 均趋于零，振幅比趋近于 $\delta \ln C_0$，即主要由两个台站的局域场地效应差异主导。$\delta \ln C_0$ 反映的是两个台站所处介质环境的差异：若两站处于相同的介质条件下，其场地响应相近，$\delta \ln C_0 \approx 0$，振幅比接近 1；若台站之间存在桥墩等结构体改变了局部介质条件，两站的场地响应将出现差异，$\delta \ln C_0$ 将显著偏离零值。因此，通过振幅比的幅值变化规律，可以判断台站对是否处于同一连续介质单元内。

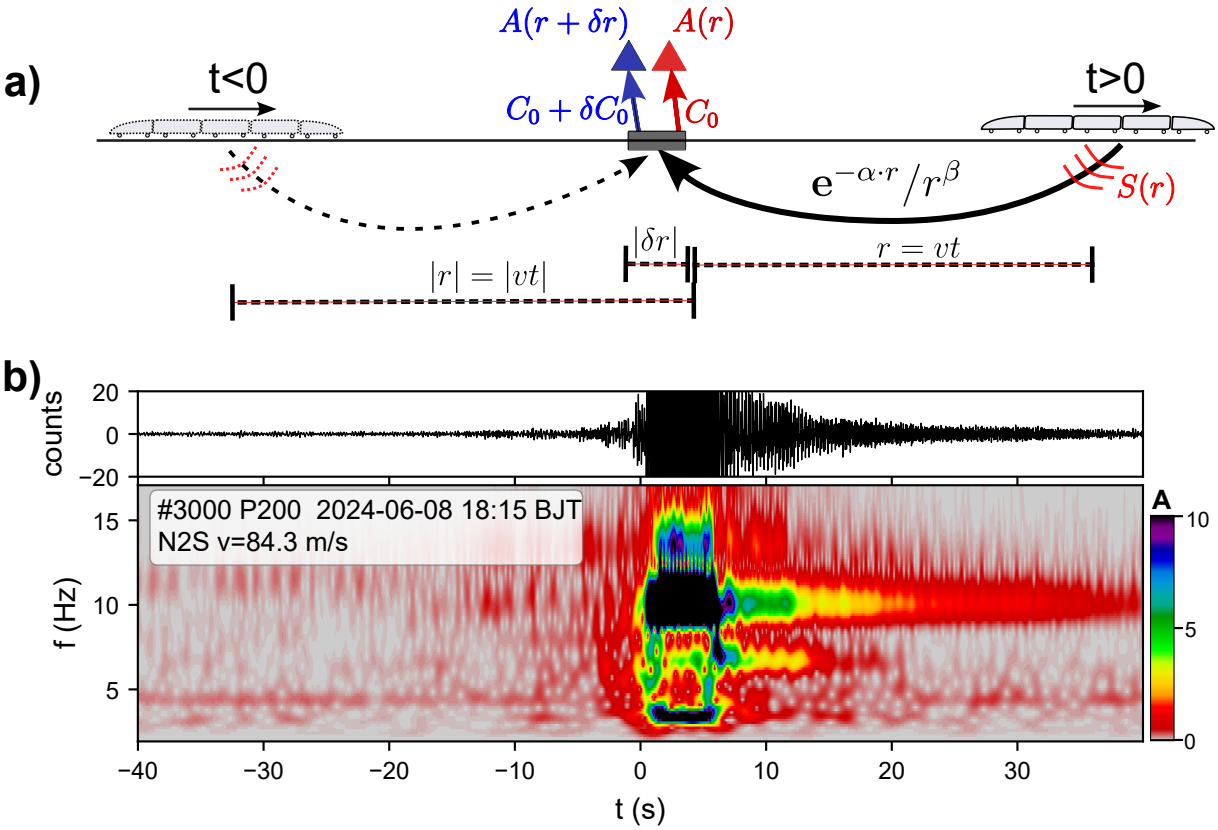


图 4: 移动源振幅 $A(r)$ 影响因素与瞬时振幅 $A(f,t)$ 示意。图 a 为列车移动过程中，振幅的影响因素示意图，$S(r)$ 为源，$e^{-\alpha r}/r^{\beta}$ 为传播项，C_0 为局域场响应。图中红色与蓝色三角分别为两个相邻台站，δr 为台站间距，其局域场响应也用对应颜色表示。图 b 为 F 测线 P200 台站记录的 N2S 方向列车的原始记录与使用 Morlet CWT 得到的瞬时振幅（时频图），事件同图3，10 Hz 对应的小波基函数如图S2。此事件列车为 16 车厢长度，行驶速度约为 84 m/s，t=0 约为列车车头到达台站的时间。

3　高铁地震波场中的多尺度特征：高速波导与局域波场

3.1　铁路沿线的高速波导：S 型频散与指数衰减

我们将列车移动源的地震干涉方法应用于多期数据。其中 F 测线沿铁路线布设，台站密集，观测条件最佳，结果最具代表性。以同一台站为虚拟源，控制列车位于一侧，得到的 F 测线虚拟炮集如图5所示。

当列车位于虚拟源南北两个方位时，虚拟炮集内波的传播方向明显相反，具有明显的因果性（图5a、c）。而在 3–25 Hz 的 FV 域内，高铁虚拟炮集的主要成分是一个相速度约 3000 m/s 的高速震相，能量显著大于近距离处的面波信号。当接收点与虚拟源间距超过 5 km 时，这一震相信号依然稳定存在。该高速震相的频散曲线在 7–8 Hz 之间存在一个明显的速度间断，该频段的幅值也明显较小，从而将曲线分为两个模态（图5b）：低频模态（4–7 Hz）相速度从约 3500 m/s 快速下降至约 2700 m/s；高频模态（>8 Hz）从约 3200 m/s 缓慢趋近于约 2700 m/s。两模态均为正频散，群速度明显低于 3000 m/s。但与面波等分层介质中常见的多模态频散不同，此震相在任意频率上仅由单一模态主导，不存在多阶频散共存的现象，整体呈单枝 S 形，与局域共振材料在禁带附近的表现相似。

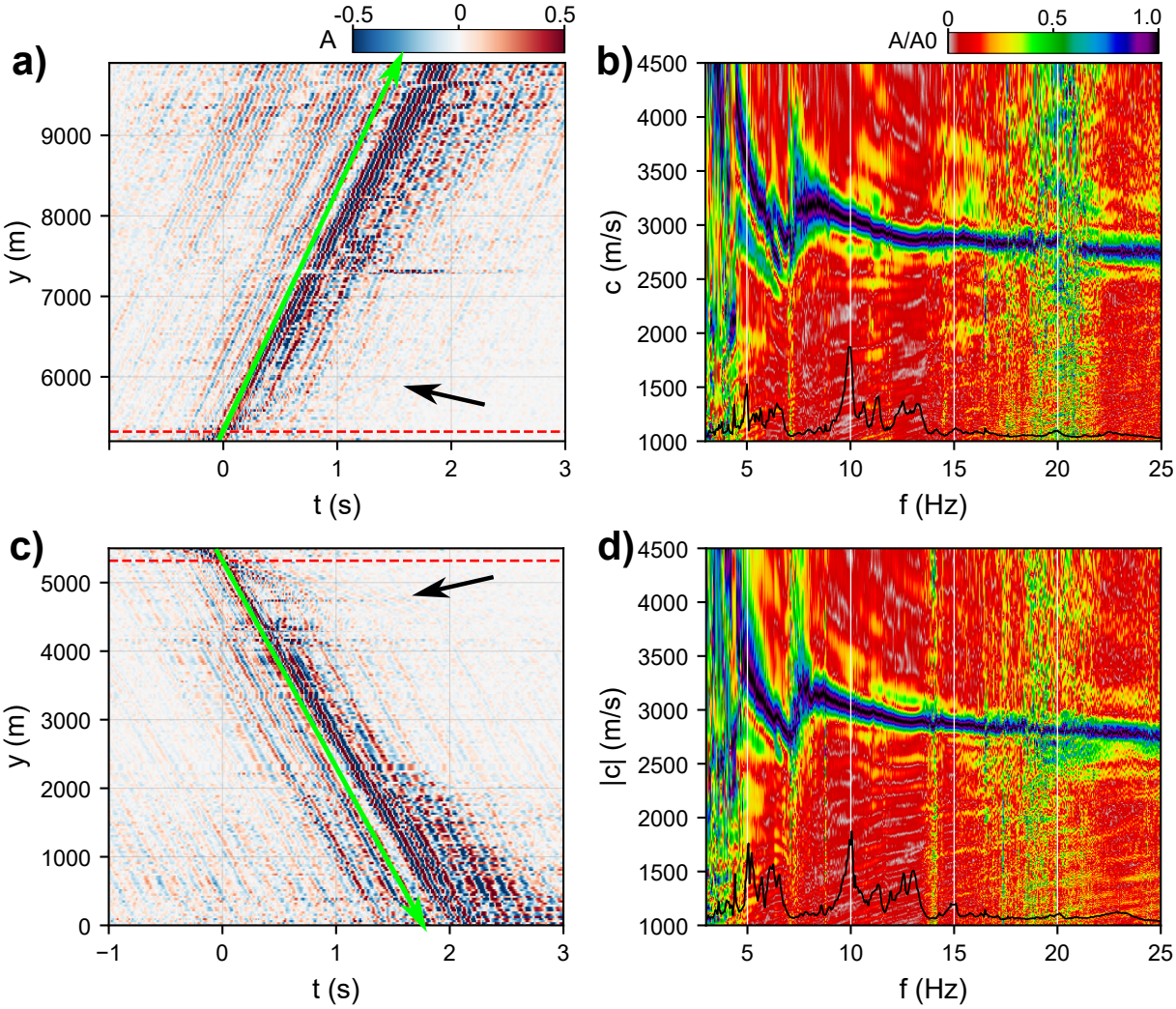


图 5: F 测线获取的虚拟炮集记录。图 a 为桥梁北段测线（约 y>5 km）的虚拟炮集结果，红色线为虚拟源的位置，列车震源在虚拟源以南（约 1 km<y<5 km）。图中绿色为 c=3000 m/s 的参考线，黑色箭头标记了微弱的面波信号。图 b 为虚拟炮集的 FV 域变换结果，不同频率的能量进行了归一化，原始幅值如图中黑色线所示。图 c 为桥梁南段测线（约 y<5 km）的虚拟炮集，虚拟源与图 a 相同，列车震源在虚拟源以北（约 5 km<y<9 km 处）。图 d 为图 c 的 FV 域能量分布。图 a、c 每图叠加了超 6000 个列车事件。

虚拟炮集表明高铁沿线在长距离下的地震波场由具有波导式传播特征的高速震相主导，本文暂将其称为高速波导，但该名称并不预设其具体介质属性。为了研究震相在波导中的衰减规律，我们选择了铁路桥下 P180（y=5.5 km）与 P050（y=9.8 km）两个台站，以分析其振幅变化规律（图6）。由于列车车前与车后记录中 10 Hz 附近的能量最大（图3、4），我们设置 CWT 小波的中心频率 $f_0 = 10$ Hz。

从结果可以看到，同一方向的结果中，车尾辐射区振幅整体高于车前（图6）。这种不对称性源于列车震源在 10 Hz 附近的能量主要向车后传播，造成车后辐射强度整体高出前部辐射约一个量级，属于震源的辐射花样特征。此外，还可以明显观测到由铁路桥梁结构变化引起的振幅异常情况（图6a），如 y=4.2 km 处公路与铁路交汇，桥墩间距变为 24/48 m 并为连续梁结构（图S3），说明其辐射强度易受铁路结构影响。同时，当列车由路基进入桥梁段时，车前辐射强度快速增加（图6b）。因此，受震源的辐射花样与辐射强度影响，单一台站的振幅变化规律具有较高的多样性。

除了多样性，图6中还有着一个规律且一致的现象，即当列车位于两台之间（6 km<y<9.5 km）时，

车尾辐射的振幅呈现明显的对数线性变化，表现出随距离的指数衰减特征。我们拟合了其衰减参数（图6），发现 10 Hz 附近的衰减系数 $\alpha \approx 1 \times 10^{-3}/m$ (公式6)，$R^2 > 0.99$，同时 β 接近零，可较好地描述整体的衰减趋势。若取波速 $c \approx 3000$ m/s，对应的等效品质因子 $Q = \pi f/(c\alpha) \approx 10.5$，该 Q 值为包含介质耗散、能量泄漏在内的等效品质因子。对于高波速的波导，这种低 Q 值难以用单纯的介质耗散解释，因此我们认为，其与波导的能量泄漏有关。

综上，我们发现铁路沿线波场的主要成分是一个呈现 S 形频散的高速波导，其相速度超过 2700 m/s，同时波在波导内传播时，呈现出较为明显的指数衰减，表明波导内能量存在泄漏。诚然，列车的振幅变化规律中还有很多特征值得挖掘，车前车后、不同台站以及不同频率的振幅变化都蕴含着复杂而规律的现象（如图S4、S5、S6所示），不过 10 Hz 车尾辐射区的信号能量最强，而其指数衰减的变化规律也最显著，因此本文聚焦这一特征。

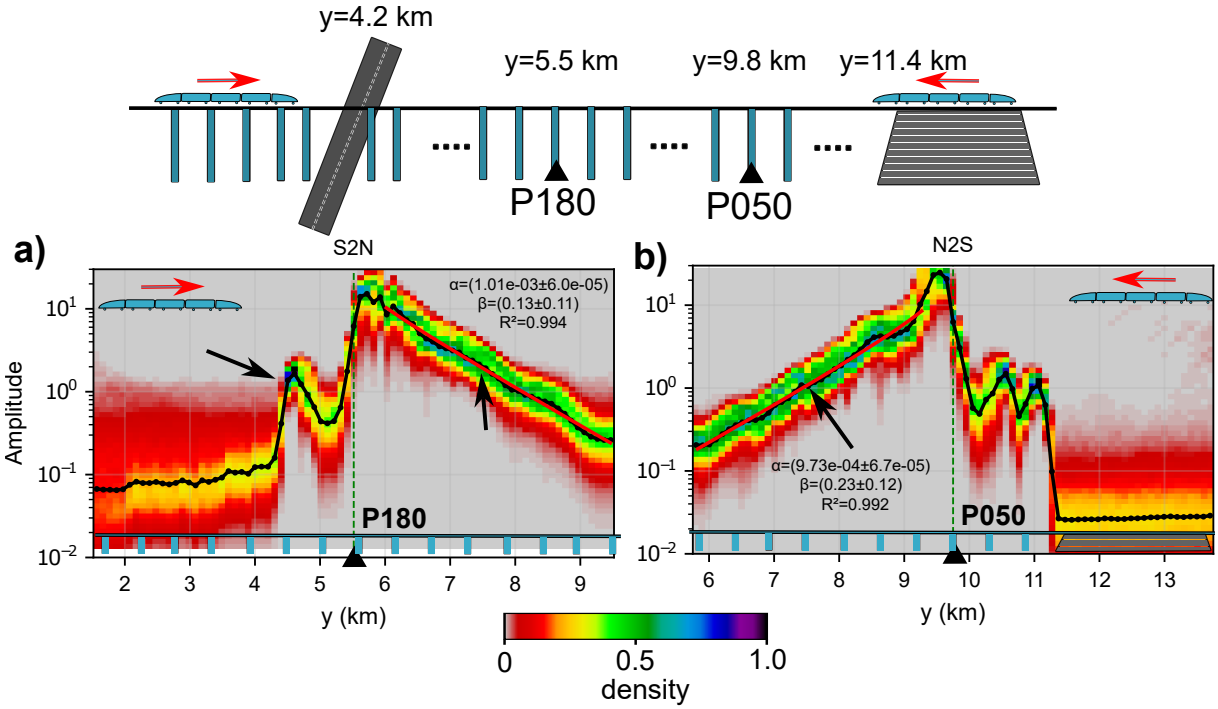


图 6: 铁路桥下台站的振幅变化规律。CWT 所使用的 $f_0 = 10$ Hz。图 a 为 F 测线中心的 P180 台站，列车运行方向为 S2N。图 b 为测线北端的 P050 台站，列车运行方向为 N2S。子图纵轴为台站幅值大小，单位为 count，横轴为列车车头的绝对位置，并标记了台站位置。底图为同一距离上，不同列车事件的振幅分布，黑色线标记了中值的位置，每图约使用 3000 个单向列车事件。我们在车尾辐射区间拟合了振幅变化，结果用红色实线表示。y=4.2 km 处为公路与铁路交汇处。更全面的台站与频率的对比图见附录图S4、S5和S6。

3.2 桥墩间的局域波场：干涉图样与振幅比

我们利用 2024 年 8 月布设的小台阵研究高铁波场的小尺度特征（图1，约在 y=7.3 km 处）。由于台阵整体尺度较小，在地震干涉中，我们控制列车位于台阵的南北两侧，谱白化后叠加了 600 多个列车事件的地震干涉结果，不同测线其虚拟炮集的结果如图7所示。

同样沿铁路方向，与长距离 F 测线的高速波导主导特征不同，P 测线的虚拟炮集则是由多个局域波场组成的。虚拟炮集内部并非是单一方向的高速震相，而是由正传波和反传波混杂而形成的干涉图样，图样的节点是桥墩（图7a、b）。不同桥墩之间的干涉图样则存在时移，大致对应了高速波导的传播速度（约 3000 m/s）。在桥墩之间，正传与反传波的速度略低于 300 m/s，显著低于高速震

相，更类似于浅地表的面波震相。而当高速震相从不同方向传播而来时，其干涉图样是不同的。列车在测线以北时，桥墩间干涉图样的正反向传播大致对称；列车位于测线以南时，则桥墩之间的局域波场明显呈现出单向传播特征，且与高速震相的传播方向相反。这一点在 10–20 Hz 频段内的虚拟炮集中表现更加明显（图S7）。这表明桥墩之间的干涉效应并非简单的多源信号叠加，可能还包含了复杂的场地与共振效应。

与 P 测线的干涉图样不同，垂直铁路线方向的 T 测线虚拟炮集表现出显著的次级面波特征，即以铁路线为中心的对称结构，且不同方向的事件叠加对虚拟炮集的影响较小（图7c、d）。炮集的主要震相为面波，传播速度同样在 300 m/s 附近，与桥墩之间的局域波场的速度相近。由于高速震相沿铁路线的传播速度（约 3000 m/s）远大于局域面波的传播速度（约 300 m/s），高速震相依次激发相邻桥墩时，各桥墩次级源辐射的面波波前会叠加形成类似 Mach 锥的辐射特征：锥角 $\theta = \arcsin(300/3000) \approx 5.7°$，辐射方向近乎垂直于铁路线。这与 T 测线观测到的面波形态方向一致。我们认为这一模型可以解释当前 Z 分量 P/T 两条测线的虚拟炮集特征差异，后续可通过二维密集台阵和三分量观测进一步明确形成机制。

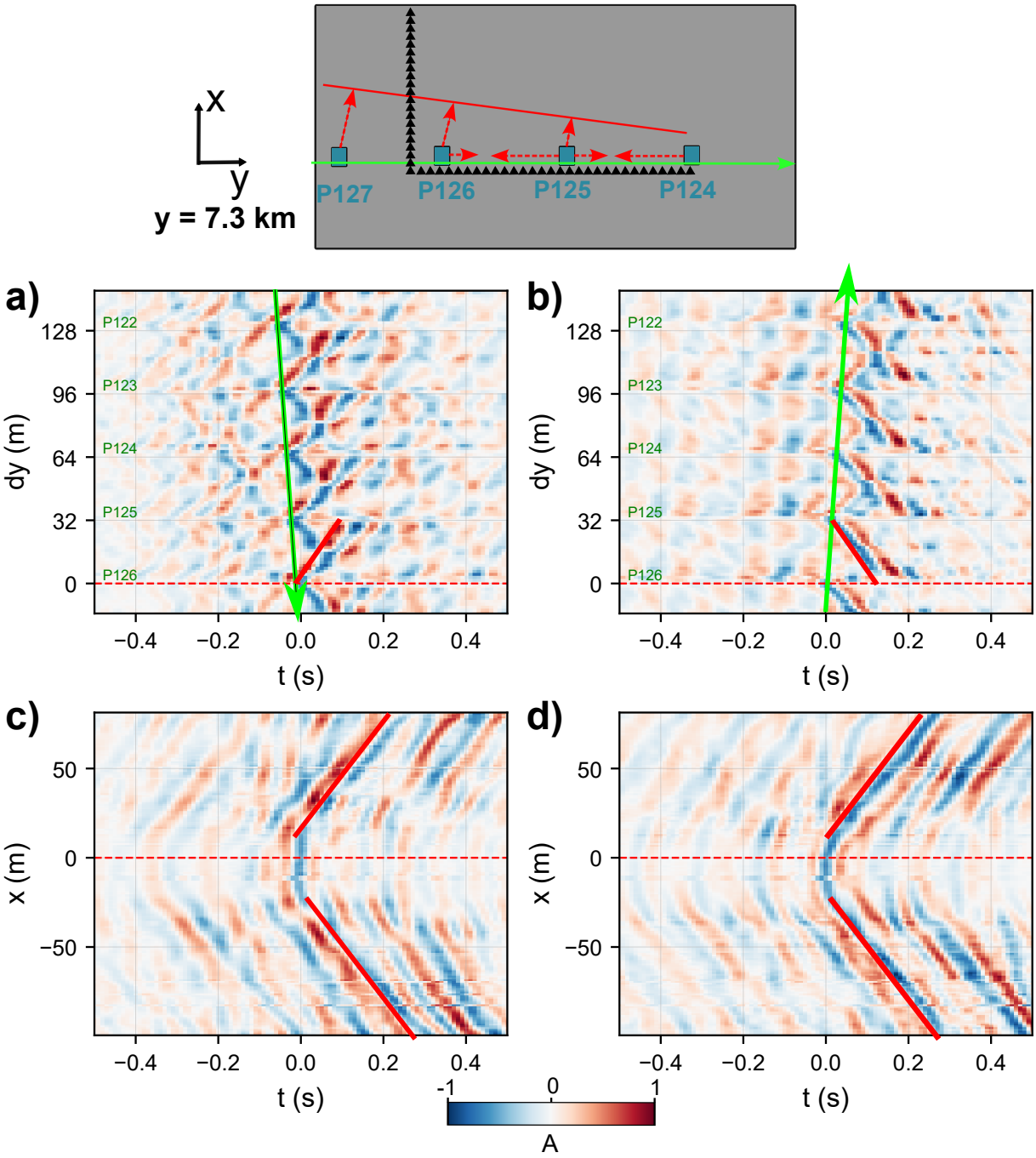


图 7: 小尺度台阵的虚拟炮集。图 a、b 为沿铁路的 P 测线结果，图 c、d 为垂直铁路的 T 测线，频率区间为 5-20 Hz，每图约使用 200 个列车事件叠加。图 a、c 中，列车位于北侧（dy>800 m），绿色线为高速震相的到时线（取速度 c=3000 m/s），桥墩位于 $dy = 0, 32m$ 及其倍数处。图 b、d 中，列车位于南侧（dy<-800 m），其纵坐标为与铁路线的距离。图中红色虚线为虚拟源的位置，红色实线代表速度 c=300 m/s 的震相到时线。图 a、b 的分频结果如图S7、S8所示。

为了进一步明确局域波场特征，我们同步分析了沿铁路线不同台站的 Z 分量振幅比特征，其结果如图8所示。台站对间距均为 1.5 m，在桥墩附近，其振幅比明显可分为三段（图8a、b）：当列车位于台站对以南时（dy<0），振幅比明显小于 1；当列车在正上方驶过时（dy=0），振幅比约为 1；当列车位于北侧时（dy>0），振幅比升至大于 1。这一形态基本不受列车运行方向影响，而只与列车的相对方位有关，说明主要影响因素是波的入射方位。当台站对稍微远离桥墩时（图8c、d），其振幅

比便不再呈现出明显的三段式分布，两个台站的振幅比基本相当，更符合一般连续波场的振幅分布规律。若进一步分析相同台站对的相位差（图S9），其结果与图8的现象基本类似。

结合以上结果，我们可以进一步总结高铁波场的特征。在 F 测线这种可以忽略桥墩间距的大尺度上，高铁波场以带频散的高速波导为主。而小尺度的观测结果则表明，桥墩间距以内还存在一个完全不同的波场，我们推测是在桥墩分割下形成的一个个独立的局域波场单元，其激发时刻沿铁路线以约 3000 m/s 的表观速度迁移。而在小单元内部，波的速度接近面波，波长与桥墩间距处于同一量级，从而在正传波与反传波的作用下呈现出显著的干涉形态，且干涉形态会随波的入射方位变化。桥墩表现为小单元的分界，从而在 Z 分量观测上造成了振幅与相位的跳变。

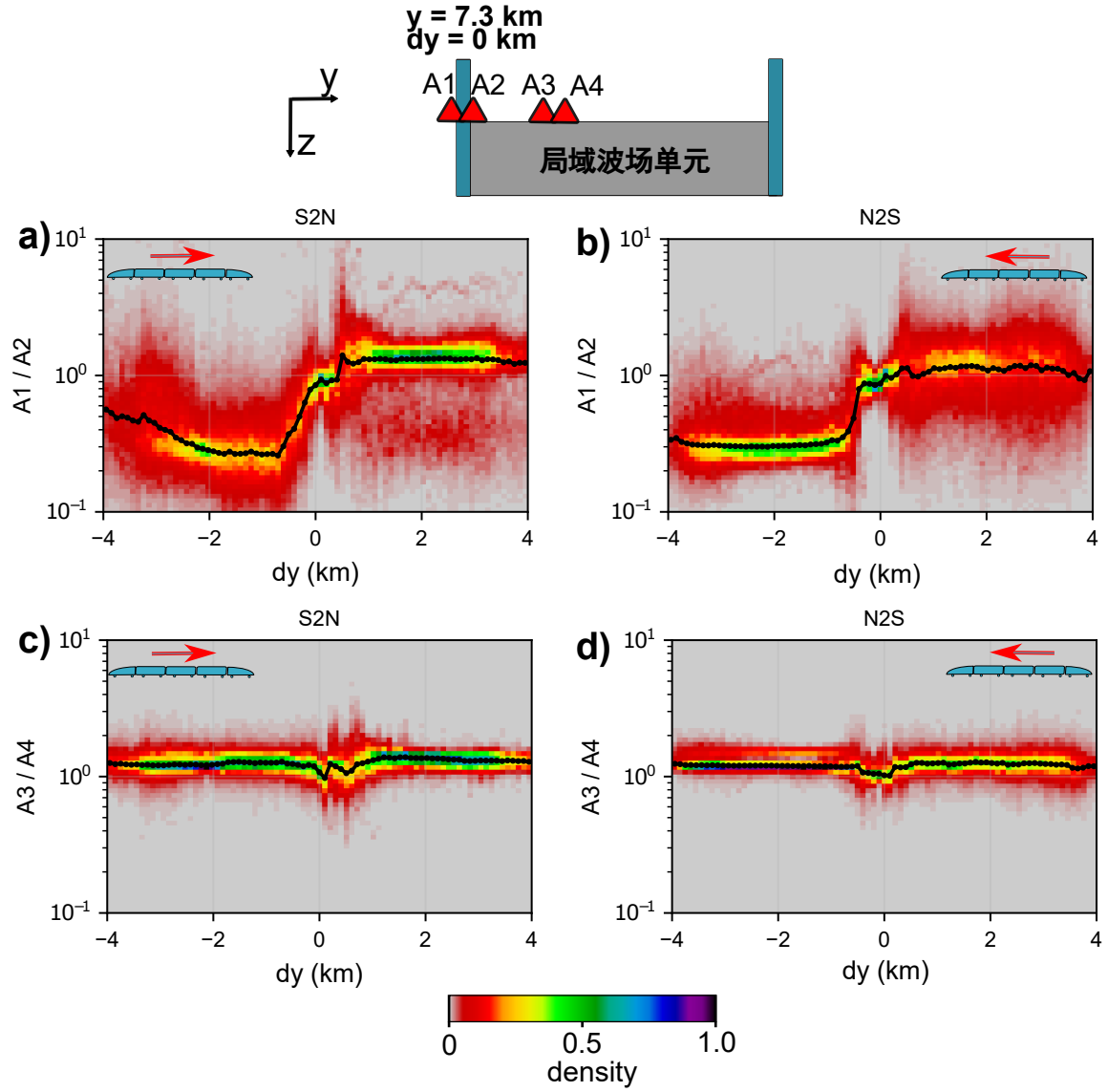


图 8: 铁路测线相邻台站的瞬时振幅比变化，频率为 10 Hz。图 a、b 为两个桥墩附近台站的振幅比变化，台间距为 1.5 m，列车方向分别为 S2N 与 N2S。而在图 c、d 中，两个台站则距离桥墩约 10 m。底图为列车在固定位置时，其振幅比的分布密度，色标同图6，黑色线为其中值位置，每图约使用了 200 个列车事件。横轴为列车头部与台站对的相对距离，dy=0 对应位置为 y=7.3 km 处。其相位差见图S9。

4 关于高铁沿线波场形成机制的讨论

4.1 局域共振机制的提出与 S 形频散曲线拟合

在前文结果中，我们从不同尺度测线采集的实际数据出发，给出了高铁沿线的多尺度地震波场特征：高速波导的单枝 S 形频散与能量泄漏、桥墩间的局域波场及其干涉图样，以及两类波场通过桥墩形成的耦合关系。对于其物理图像，可以认为局域波场单元通过高速波导串联在一起，当列车激发高速波导时，局域波场单元被一并激发，并以面波形式向外泄漏能量。因此，要准确描述这一复合波场的内在机制，应当将局域波场与高速波导视为一个整体，分析它们的耦合作用与整体表现。

而这种高速波导与周期性低速体的耦合体系，正是局域共振理论的应用范围 (Chen et al., 2022; Colombi et al., 2016; Colquitt et al., 2017; Z. Liu et al., 2000)。借助局域共振机制，我们可以统一地定性解释高铁波场内存在的多尺度特征。图5中，高速波导呈现出特殊的 S 形频散曲线，这与局域共振机制在谐振子共振频率附近出现的强吸收禁带与相速度变化特征一致 (Fang et al., 2006)。高速波导的能量泄漏现象则对应着，垂直铁路方向的开放局域波场在不断泄漏面波（图6）。而对于局域波场内部特征，其 32 m 的尺度与当地面波波长相当，可将局域波场简化为一个谐振腔，其内部的干涉图样反映的近似为不同模态的叠加。当波从不同方向入射时，可以在局域波场内激发出不同的模态，从而形成虚拟炮集的不对称现象以及相位与振幅的三段式变化规律（图7、8）。

在上述定性框架的基础上，需要进一步证明其理论模型能够定量拟合实际数据表现。F 测线观测到的 S 形频散（图5）是局域共振的核心特征之一，且易于量化比较，因此我们尝试用局域共振理论拟合该频散曲线，并分析其参数是否具有合理性。

我们将单个桥墩间距内的局域波场简化为一维 Lorentz 型等效谐振子（图9a）。尽管谐振子会同时影响波导的等效模量与等效质量 (Fang et al., 2006; Huang et al., 2009)，但两种效应在最终结果上相似，为简化起见，我们仅考虑其对高速波导产生的附加质量效应。在谐振子的作用下，波导的等效密度不再为常数，而是频率的函数（具体推导过程见附录 B）：

$$\rho_{\text{eff}}(\omega) = \rho_\infty \Big(1 + \sum_j \gamma_j \frac{\tilde{\omega}_j^2}{\tilde{\omega}_j^2 - \omega^2}\Big), \tag{8}$$

其中 $\tilde{\omega}_j$ 为第 j 阶复数本征频率，满足 $\tilde{\omega}_j^2 = \omega_j^2 - i\omega_j\omega/Q_j$；$\omega_j$ 为无衰减共振频率，Q_j 为品质因子，反映振子内部的能量耗散。γ_j 为单个周期内谐振子与波导的等效质量比，表征耦合强度。当 $\omega \to \infty$ 时，振子对振动无响应，$\rho_{\text{eff}} \to \rho_\infty$；当 $\omega \to \omega_j$ 且 $Q_j \to \infty$ 时，$\rho_{\text{eff}} \to \infty$，波被完全阻止，形成禁带；在有限 Q_j 下则表现为共振频率附近的强衰减。

根据 $c = \sqrt{E/\rho}$，等效相速度可写为：

$$c_{\text{eff}}(\omega) = c_0 \Big/ \sqrt{1 + \sum_j \gamma_j \frac{\tilde{\omega}_j^2}{\tilde{\omega}_j^2 - \omega^2}}, \tag{9}$$

其中 c_0 为谐振子解耦时波导的自有波速。

将模型与第 3.1 节的实测频散曲线对比，其中两个共振频率取自观测频散曲线的特征位置：$f_1 = 4.4$ Hz 对应低频模态的左边界，$f_2 = 7.5$ Hz 对应 7–8 Hz 处的速度间断。取 $c_0 = 2900$ m/s，在 4–15 Hz 内调整 γ_j 和 Q_j 后，理论曲线与观测结果基本吻合（图9b），拟合参数为 $\gamma_1 = 0.1$、$\gamma_2 = 0.02$、$Q_1 = 30$、$Q_2 = 15$。4.4 Hz 的耦合强度显著高于 7.5 Hz，前者主导了 5–7 Hz 处相速度的剧烈下降，后者仅引起小幅波动；更高频段频散曲线逐渐收敛至 c_0。整条理论曲线呈 S 形且单枝无重叠，与观测特征一致（图5、10）。

关于两个共振频率的物理意义，可以结合图7中局域波场内的面波速度来讨论。桥墩间基阶面波速度在大于 4Hz 时要低于 300 m/s（参见列车源虚拟炮集与背景噪声虚拟炮集，图S8与S10），32 m 桥墩间距与 4.4 Hz 的半波长及 7.5 Hz 的全波长相接近，因此两个共振频率可能对应了桥墩间距内地表介质的半波长奇模与全波长偶模两个介质模态（图9a）。同时，4.4 Hz 处的耦合强度（$\gamma_1 = 0.1$）远大于 7.5 Hz（$\gamma_2 = 0.02$），则可能与低频面波的穿透更深、与桥墩基础相互作用更强有关。

因此，我们的理论模型结果表明，简化的局域共振理论模型能够再现实测 S 形频散的主要特征，其参数量级与桥墩间局域波场的尺度关系基本相容。当然，目前的地表观测资料仅支持就面波共振展开讨论，尚不足以排除其他结构模态机制。而且瑞利面波（R 波）的偏振位于竖直-径向平面，且在 1-2 个波长范围内未必能充分发育，因此认为桥墩间面波共振形成了谐振子是一种简化理解。而要研究其他可能性，还需要进一步明确高速波导的介质属性，开展更多桥梁观测，以分析其他结构形成谐振子的机制。此外，观测频散曲线在 $f > 12$ Hz 处要低于 $c_0 = 2900$ m/s，实际趋近于 2700 m/s，可能是由于波导内 c_0 也存在弱的频率依赖性。这一问题需要确定波导属性后才能进一步讨论。

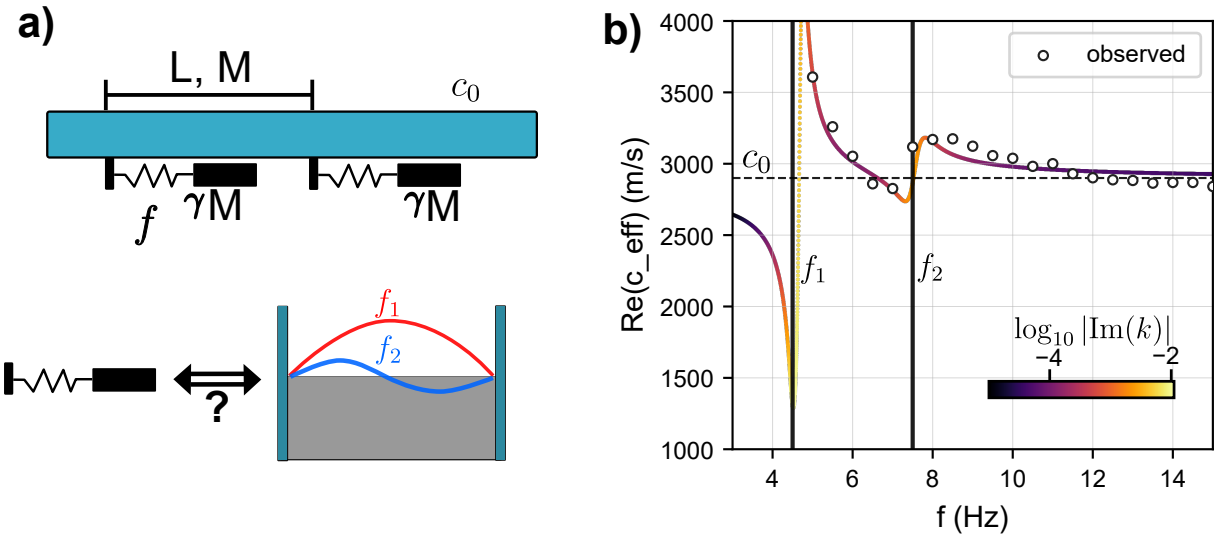


图 9: 局域共振波场的理论模型。图 a 为局域共振机制示意，弹簧振子间距为 L，c0 为高速波导内的原始波速。振子包含两个共振频率，可能对应了桥墩间介质的不同模态。图 b 为理论频散曲线和实际的对比图，彩色实线为拟合的频散曲线，其颜色代表波数的虚部，反映了衰减情况。白色点为实际观测到的频散曲线（图5）。在拟合曲线中，$c_0 = 2900m/s$。对于不同的共振频率，耦合强度与衰减系数分别设置为 $\gamma_1 = 0.1, Q_1 = 30; \gamma_2 = 0.02, Q_2 = 15$。

4.2 对局域共振机制中双向耦合关系的检验

上文我们提出高铁沿线存在的局域共振机制，并通过理论模型拟合了观测到的 S 形频散曲线，从而说明了机制的合理性。在局域共振理论中，S 形频散曲线形成的本质在于，高速波导与谐振子是一个紧密耦合的整体，谐振子既能从波导吸收能量，又能向波导发射能量。当谐振子将能量再发射时，相位的滞后或超前造成波导出现了频散 (刘娇 等, 2015)。可以说，谐振子与波场的双向耦合是形成局域共振的必要条件，也是一个重要的检验方式。列车的虚拟炮集基本验证了高速波导会向局域波场（谐振子）发射能量（图7），但局域波场向高速波导发射能量的现象还缺少直观展示。

我们在前文中认为局域波场以面波成分为主，因此要直观展示局域波场对高速波导发射能量的现象，需要在局域波场内放置一个独立的面波源，检验其能否反向激发高速波导及整个局域共振体系。考虑到铁路线处于实时运营状态，我们以面波信号强烈的背景噪声地震干涉来代替面波主动源。

依据图2c 的列车密度统计，凌晨时段为事件空窗期。我们去除少量列车事件后，将台站原始记

录以 300 s 为单位分割为 1680 段，对各段进行台站间互相关、谱白化与叠加，并输出 3–15 Hz 频带内的结果，得到背景噪声虚拟炮集，结果如图10所示。在铁路桥约 y=4.2 km 处，有一南北向的县级公路与铁路桥交错而过（图1、S3）。从虚拟炮集的结果看，此公路是夜间主要的背景噪声源，炮集中的面波与高速震相都以此位置向四周传播。与高铁虚拟炮集结果一样（图5），公路源的虚拟炮集在 5–15 Hz 的主要成分也是高速震相，而且频散曲线高度吻合（图10b）。此外，公路源虚拟炮集在 7.5 Hz 附近也存在明显的能量缺失，与第 3.1 节列车源虚拟炮集在 7–8 Hz 间断处的能量减弱特征相互印证（图5b），并与前文拟合的谐振子共振频率 $f_2 = 7.5$ Hz 基本一致。因此，可以认为公路源与列车震源一样，都可以激发高速波导与局域波场形成的局域共振体系。

与列车震源不同，公路噪声源并非直接通过桥墩作用于波导，而是作用于地表，其波场一般以面波为主，可以视为面波源。因此其物理图像可以理解为，公路源产生不同频率的面波，从而激发了附近的局域波场，再由局域波场激发高速波导，进而带动整个局域共振体系（图10c）。因此，我们认为图10是局域波场向高速波导发射能量的一种直观证据，检验了局域共振体系存在的双向耦合关系。

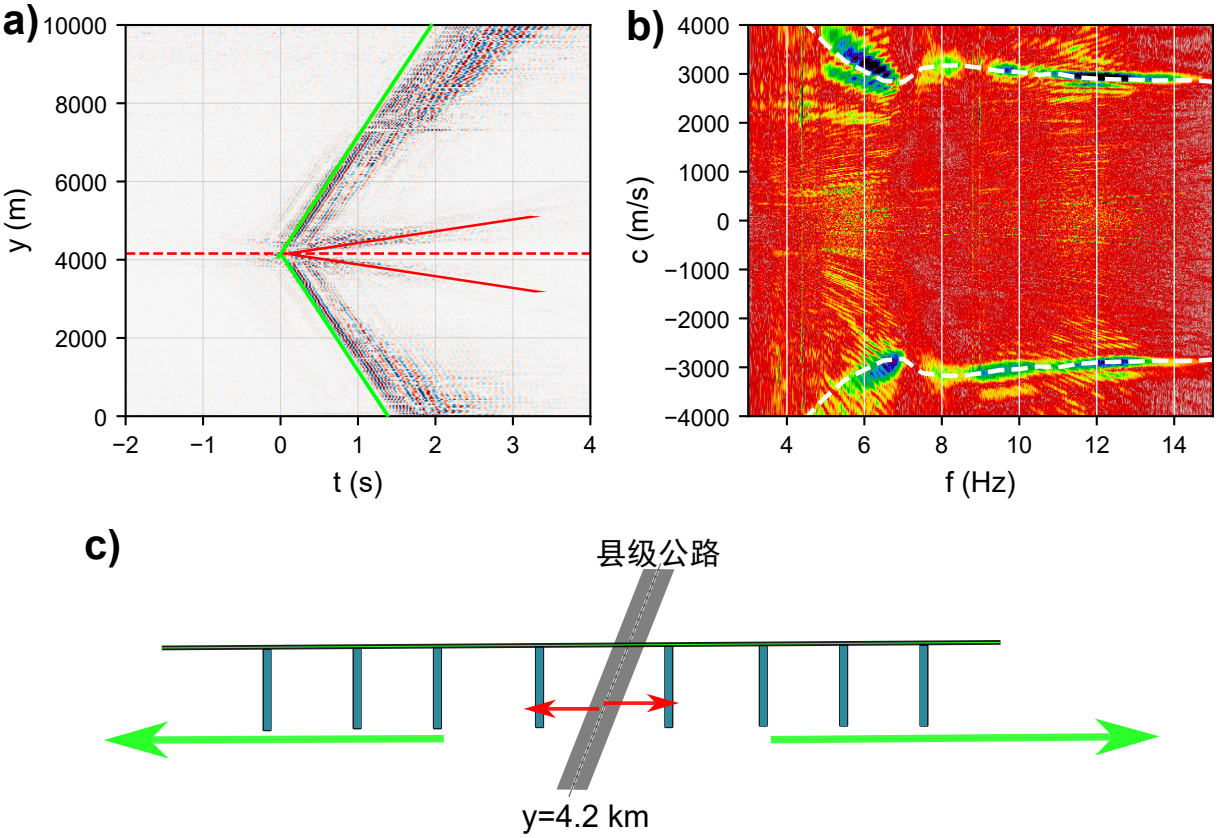


图 10: 铁路测线的夜间背景噪声虚拟炮集，频率范围为 3–15 Hz。图 a 为 F 测线的背景噪声炮集，图 b 为其 FV 域的能量分布。图 a 中红色虚线标记了虚拟源的位置，绿色线为 c=3000 m/s 的示意线，红色实线为 c=300 m/s 的面波示意线。图 b 中白色线为高铁炮集中高速震相的频散曲线（图5）。图 c 为噪声源与震相示意图。

4.3 高铁沿线高速波导的介质属性

针对高铁沿线的地震波场，前文建立了局域共振理论，并分析了局域波场形成的谐振子，但局域共振还需要一个波速约 2900 m/s 的高速波导。这一波导在现实中对应什么结构，是本节讨论的核心问题。前人研究中提出了地下 P 波与铁路桥梁上的结构波两类猜想 (鲍铁钊 等, 2019; Jiang et al.,

2022; Mi, Xia, 2023a; Mi et al., 2026)，以下结合观测数据分别讨论。

高铁产生的地下 P 波类信号在多个地区的观测中都有发现。其机制的合理性在于，实际观测中的传感器多放置于地表而非桥梁上，不易受桥梁结构影响。张唤兰等 (2019) 利用高铁地震干涉，在垂直铁轨方向提取到了 1600 m/s 的信号，认为是直达 P 波。蒋一然等 (2022) 在河北雄安地区利用高铁震源的多普勒效应，在沿铁路线方向提取到了波速约 2500 m/s 的信号，并发现其偏振方向为沿铁路线的水平分量，因此判断为地下基底的直达 P 波信号。Mi et al. (2023; 2026) 利用与本文类似的 T 形台阵（沿铁路与垂直铁路各约 70 台、间距 4 m），从高铁震动中提取了 3000–4000 m/s 的高速 P 波类信号，初期将其解释为虚拟折射 P 波，后通过更完整的频散分析将其识别为浅层波导内的 P 导波，并成功反演了浅层 P 波速度结构。可见，不同地区的研究都表明，高铁震源可以产生较强的体波信号，且多为 P 波类震相。

在本地区，我们在铁路线以外的测线上应用了高铁地震干涉方法，也观测到了约 3000 m/s 的显著信号（图11）。首先是观测区域南侧的 A、B、D 测线，我们以铁路桥中间的 DZ155 台站（y=5.5 km）为虚拟源，当列车位于虚拟源北侧时，其虚拟炮集如图11a 所示。对于观测区域北侧的 E 测线，采用同样的虚拟源，列车位于源的南侧，其虚拟炮集如图11c 所示。两个方向的虚拟炮集，都观测到较强的约 3000 m/s 高速信号，且在有效信号的区间内，没有观测到显著的频散情况。在这种情况下，将高速波导的介质属性解释成地下的 P 波震相，如基底内的折射 P 波或者特定模态的 P 导波，是具有合理性的。

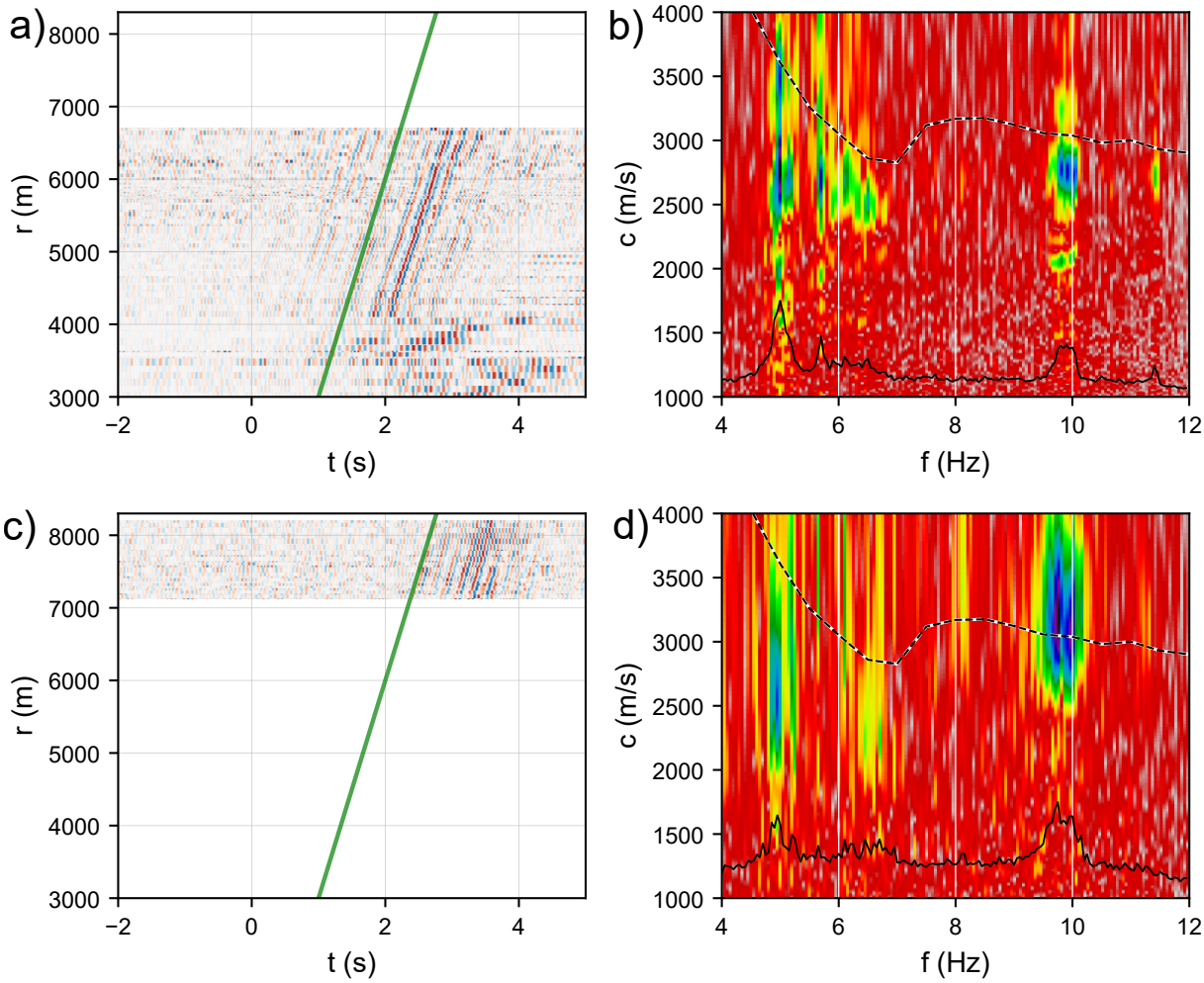


图 11: 铁路线外测线的高铁虚拟炮集。图 a 为 A、B、D 测线结果，图 c 为 E 测线结果，其虚拟源均为铁路线附近的 DZ155 台站（y 约为 5.5 km，同图5）。在叠加时，筛选了列车处于一侧的时段，以确保波从虚拟源按因果性传播到测线。图 b，d 为图 a、c 的 FV 域能量分布，其色标同图5。绿色线为 c=3000 m/s 的参考线。

然而，单一的地下 P 波机制意味着其传播过程不受铁路结构与梁的影响。虽然地表谐振子的能量泄漏可以解释沿铁路线方向振幅的指数衰减，但是高铁震源的振幅变化规律显示，当列车不在桥梁上时，其振幅相比于在桥梁上显著下降（图12、S4、S5和S6）。更关键的是，当传播路径上存在路基时，即使列车与接收点处的铁路结构均为桥梁，其振幅也没有完全恢复到无路基的状态（图12a）。这意味着，铁路结构可能对波的振幅存在源与传播路径的双重影响，这是难以用地下 P 波机制解释的。这主要是因为当前地震学上的局域共振研究多以面波为波导 (Chen et al., 2022; Colquitt et al., 2017)，P 波/P 导波等震相与地表周期结构的耦合机制缺乏研究，难以评估其局域共振条件与传播表现。

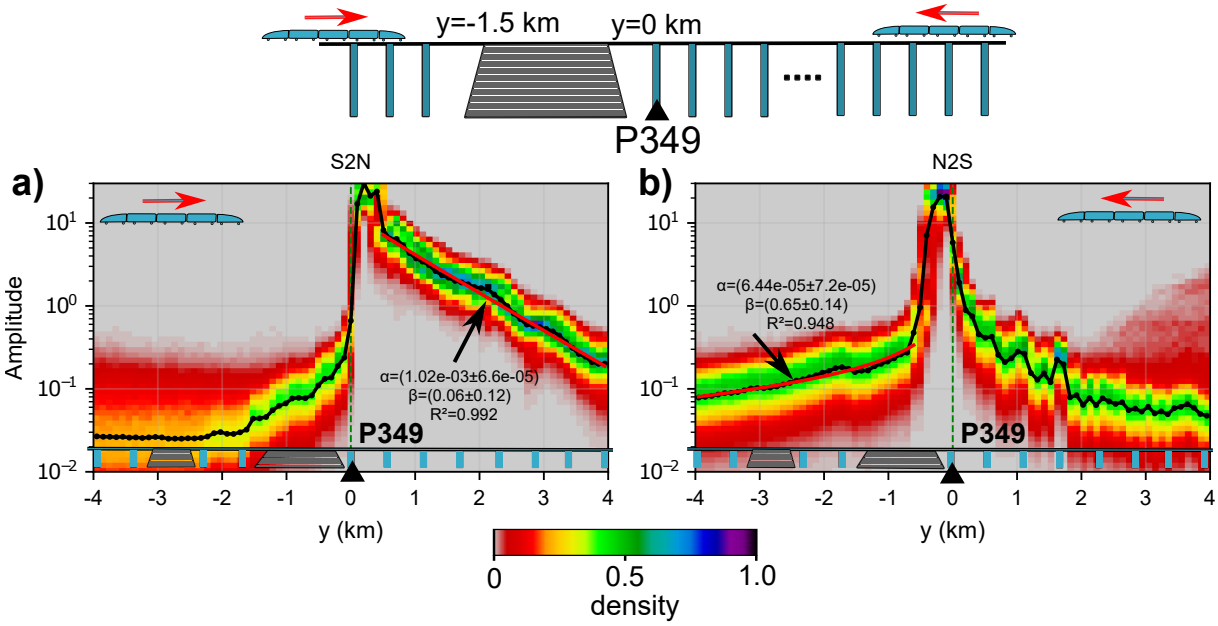


图 12: 台站在路基附近的振幅变化规律，其中 $f_0 = 10$ Hz。图中接收点为 F 测线南端的 P349 台站，其南段为约 1.5 km 长的路基（-1.5 km<y<0），其北段为桥梁，图 a、b 分别对应了不同的列车运行方向（S2N/N2S）。子图纵轴为台站幅值大小，单位为 count，横轴为列车车头的绝对位置，并标记了台站位置及铁路结构示意图。底图与图注同图6，图 a 中测得车尾辐射区的 $\alpha \approx 1 \times 10^{-3}/m$，与图6中结果基本相同。

对高速波导的另一种猜想是铁路高架桥的梁结构 (鲍铁钊 等, 2019)。当波在梁上传播时，桥梁可以形成一个波导结构，并存在不同的模态成分。其中，S0 模态是梁内的 Lamb 波的纵波形态 (Lamb, 1917)，在波长远大于梁的厚度时，其波速近似为常数。结合前文，局域共振机制测得的波导内波速为 2900 m/s，接近混凝土桥梁内 S0 模态的速度量级。以梁体内的 S0 模态为高速波导，桥墩与周围土体则构成了谐振子。在传播中，梁体只与桥墩及周围介质接触，存在较强的耦合效应，有利于形成局域共振，从而诱发 S0 模态的频散。以 S0 模态为高速波导，桥墩与周围土体构成的谐振子向外泄漏能量，原理上也支持形成振幅的指数衰减规律（图6、12）。同时，由于波主要在梁上传播，波的传播与梁的结构存在强耦合，当传播路径上存在路基时，高速震相的能量因传播路径中断而大幅下降，与实际数据特征一致（图12）。

然而，单一 S0 机制同样面临问题。首先是铁路线外信号的来源问题。梁内 S0 模态自身局限在梁体中传播，不直接产生铁路线外的信号。对于本文观测到的铁路线外的面波与体波信号，均需以桥墩的次级辐射来解释（图13）。而次级辐射应当与 T 测线一样形成以铁路线为中心的辐射锥（图7），即离铁路线近的台站先到的趋势，但这一特征在铁路线外的虚拟炮集中并不明显（图11），因而没有形成排他性的证据。同时，当列车行驶在路基上时，振幅并没有完全消失，而依然显著大于背景值，说明传播没有被完全阻断（图S4,S5和S6），单一 S0 震相难以解释这一现象。此外，本文测得的波导波速（2900 m/s）低于混凝土梁 S0 模态的典型速度（超过 3500 m/s）(J. Liu et al., 2025)；且若波导为高铁桥梁上的 S0 模态，则由于高铁桥梁结构基本一致，其他地区的高铁观测应同样包含这一信号，但前人研究并没有发现 (Mi, Xia, 2023a; Mi et al., 2026)。

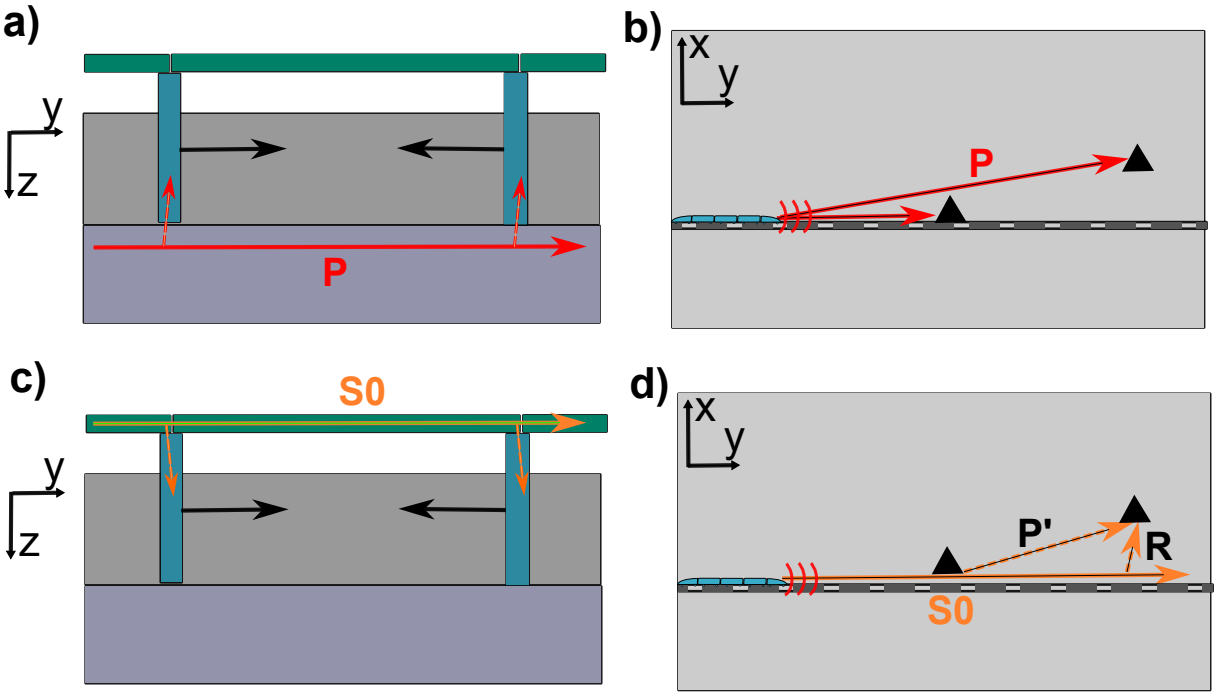


图 13: 不同机制下的高铁波场示意图。图 a、b 分别为 P 波类机制主导下，铁路沿线波场剖面示意图与俯视图，红色线为地下的 P 波类信号，黑色线代表局域波场内的面波信号。图 c、d 为桥梁结构波（S0 模态）主导下的波场示意图。图 d 中橙色虚线代表次级的 P 与面波震相。图 b、d 中标记沿铁路线台与远离铁路线台，代表地震干涉中的虚拟源与虚拟接收点。

综上，P 波与梁-S0 两种机制各有其支持的观测和面临的困难。P 波假说可解释铁路线外的体波信号，且与多数前人观测的台站条件一致，但难以解释路基段振幅骤降。梁-S0 假说则与沿桥墩布设的 F 测线观测较为一致，但缺少排他性证据，且其他地区没有观测到类似信号。当然，从图13可以看出，两种机制在物理上并不互斥：P 波类信号和梁内 S0 模态可以共存于同一体系中，并在不同地区与观测条件下，呈现特定信号占据主导的现象。就本研究而言，受限于观测条件，尤其是缺少桥梁上的直接观测资料，尚无法给出定论。

5 结论

综上所述，本研究利用沿京广高铁付家营特大桥的多期密集台阵观测数据，结合地震干涉、振幅分析与局域共振理论建模，系统分析了高铁地震波场的多尺度特征，并探讨了其形成机制。主要结论如下：

（1）以桥墩间距为特征尺度，高铁地震波场在该尺度内外呈现出截然不同的特征，且两个尺度的波场通过桥墩相互耦合。在远大于桥墩间距（约 32 m）的尺度上，沿铁路线传播着一个速度约 2900 m/s 的高速震相，其频散曲线呈单枝 S 形结构，能量可稳定传播 5 km 以上，是全局波场的主导成分。在桥墩间距尺度以内，桥墩之间形成了以面波为主的局域波场，其干涉图样受桥墩位置和高速震相入射方向共同调制，表明桥墩是连接两个尺度波场的耦合节点。

（2）高速波导的振幅特征从多角度印证了这一耦合关系：桥梁段内振幅随传播距离指数衰减（10 Hz 处约 1×10^{-3} /m，等效 $Q \approx 10$），与高速波导能量持续向周围介质和局域波场泄漏的解释相一致；路基段振幅较桥梁段显著下降，则反映铁路周期结构对波传播路径的显著影响。在桥墩间距尺度以内，桥墩两侧相邻台站的振幅比随列车方位呈现规律性变化，远离桥墩时则趋近于 1，表明桥墩是局域波场的边界。

（3）高速波导与局域波场的耦合体系可用局域共振机制描述。将单个桥墩间距内的局域波场抽象为 Lorentz 型谐振子，建立等效密度频散模型，引入两个共振频率（4.4 Hz 和 7.5 Hz）后所得理论频散曲线与观测的 S 形频散基本吻合，表明局域共振模型能够统一解释部分观测特征。公路源背景噪声结果进一步检验了局域共振机制存在的双向耦合效应，其中公路源虚拟炮集在 7.5 Hz 附近的能量缺失与拟合的谐振子共振频率一致，为理论参数提供了独立观测支持。

上述结果表明，高铁地震波场表现出强烈的高速波导与桥墩局域波场的耦合特征，而局域共振机制为理解这一耦合体系提供了一种可行的理论框架。然而，受观测数据所限，局域共振机制在以下方面仍存在不确定性：高速波导的介质属性（地下的 P 波类信号或梁内 S0 模态）尚未最终确定，两个共振频率所对应的具体物理模态也有待进一步确认。

在未来的研究中，我们认为应该布设密集的三分量传感器并结合主动源实验，对比不同地区的速度与频率差异，检验波导的介质属性，验证谐振子的物理模型。在应用层面，无论高速波导最终对应于哪一种结构，本文建立的局域共振框架均有望为桥梁基础监测提供理论工具：共振频率 f_1、f_2、波速 c 与衰减系数 α 均对基础状态敏感，可作为后续桥梁基础连续监测和状态评估中值得检验的候选观测参数。此外，在局域共振机制下，两个尺度的波场在桥墩耦合下形成一个整体，监测到的参数变化同时受波导介质属性与局域波场介质状态的共同影响，能够为变化现象的成因解释提供新的理论基础。

数据与代码可用性

本文全部图件的绘图脚本、虚拟炮集、事件记录、理论模拟计算脚本已存放于 Zenodo（DOI: 10.5281/zenodo.21492504），可以完整复现本文图件与结果。

致谢

本研究衷心感谢中科院地质与地球物理研究所朱日祥院士对高铁波场研究工作的支持与资助。本研究感谢中科深源（苏州）科技股份有限公司对二期的 F 测线与三期观测提供的仪器支持。此外，中国科学院地质与地球物理研究所的田晓波研究员、张旺高级工程师，浙江大学的宓彬彬研究员，南方科技大学的孟浩然副教授，针对数据处理方法、现象解释、作用机制、以及论文写作提出了独到的见解，进一步完善了本工作，在此对他们表示感谢。北京大学地球与空间科学学院的赵琰喆、周启明博士参与了二期与三期的数据采集，感谢他们的辛勤付出与积极参与。

参考文献

鲍铁钊, 宁杰远, 张献兵, 2019. 高架桥下方高铁地震波场的特征量提取[J]. 北京大学学报自然科学版, 55(5): 839. DOI: 10.13209/j.0479-8023.2019.073.

陈棋福, 李丽, 李纲, 等, 2004. 列车振动的地震记录信号特征[J]. 地震学报, 26(6): 651-659. DOI: 10.3321/j.issn:0253-3782.2004.06.011.

胡光辉, 张固澜, 孙思宇, 等, 2019. 高铁地震信号直达波波形反演建模[J]. 地球物理学报, 62(12): 8. DOI: 10.6038/cjg2019N0163.

李丽, 彭文, 李纲, 等, 2004. 可作为新震源的列车振动及实验研究[J]. 地球物理学报, 47(4): 680-684.

刘娇, 侯志林, 傅秀军, 2015. 局域共振型声学超材料机理探讨[J]. 物理学报, 64(15): 154302. DOI: 10.7498/aps.64.154302.

石永祥, 宁杰远, 温景充, 2022. 高铁震源地下介质成像的理论分析[J]. 中国科学: 地球科学, 52(5): 893-902. DOI: 10.1360/SSTe-2021-0065.

王磊, 任志明, 包乾宗, 2025. 高铁地震数据瑞雷面波全波形反演浅地表速度建模[J]. 地球物理学报, 68(4): 1444-1456. DOI: 10.6038/cjg2024S0160.

温景充, 鲍铁钊, 冯永革, 等, 2019. 北京大学道路地震学观测台阵设计及数据特点[J]. 北京大学学报：自然科学版, 55(5). DOI: 10.13209/j.0479-8023.2019.078.

温景充, 宁杰远, 张献兵, 2019. 高铁地震波场特点的理论分析[J]. 北京大学学报自然科学版, 55(5): 813-822. DOI: 10.13209/j.0479-8023.2019.074.

温景充, 石永祥, 宁杰远, 2021. 高铁地震面波相速度频散曲线提取[J]. 地球物理学报, 64(9): 3246-3256. DOI: 10.6038/cjg2021P0252.

徐善辉, 郭建, 李培培, 等, 2017. 京津高铁列车运行引起的地表振动观测与分析[J]. 地球物理学进展, 32(1): 421-425. DOI: 10.6038/pg20170160.

殷常阳, 石永祥, 伍晗, 等, 2024. 关于高铁地震波场虚拟道集生成的理论分析[J]. 地球物理学报, 67(1): 251-260. DOI: 10.6038/cjg2023P0377.

张唤兰, 王保利, 宁杰远, 等, 2019. 高铁地震数据干涉成像技术初探[J]. 地球物理学报, 62(6): 2321-2327. DOI: 10.6038/cjg2019M0676.

CHEN Z, LIM C W, SHI F, 2022. A review on seismic metamaterials: From natural toartificial structures[J]. Chinese Science Bulletin, 67(12): 1264-1278. DOI: 10.1360/TB-2021-0517.

COLOMBI A, ROUX P, GUENNEAU S, et al., 2016. Forests as a Natural Seismic Metamaterial: Rayleigh Wave Bandgaps Induced by Local Resonances[J]. Scientific Reports, 6(1): 19238. DOI: 10.1038/srep19238.

COLQUITT D J, COLOMBI A, CRASTER R V, et al., 2017. Seismic Metasurfaces: Sub-wavelength Resonators and Rayleigh Wave Interaction[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 99: 379-393. DOI: 10.1016/j.jmps.2016.12.004.

FANG N, XI D, XU J, et al., 2006. Ultrasonic Metamaterials with Negative Modulus[J]. Nature Materials. DOI: 10.1038/nmat1644.

HAO W, JINGBO C, 2025. Frequency-Domain Elastic-Wave Full-Waveform Inversion Based on the Synthetic Data from High-Speed Train[J]. Chinese Journal of Geophysics, 68(4): 1430-1443. DOI: 10.6038/cjg2024R0515.

HE C, BOHLEN T, CHEN J, et al., 2026. High-Speed Train Elastic Full Waveform Inversion over Viaducts: New Source Implementation and Resulting near-Surface Multiparameter Resolution[J]. Geophysical Journal International, 246(2): ggag220. DOI: 10.1093/gji/ggag220.

HUANG H, SUN C, HUANG G, 2009. On the Negative Effective Mass Density in Acoustic Metamaterials[J]. International Journal of Engineering Science, 47(4): 610-617. DOI: 10.1016/j.ijengsci.2008.12.007.

JIANG Y, NING J, WEN J, et al., 2022. Doppler Effect in High-Speed Rail Seismic Wavefield and Its Application[J]. Science China Earth Sciences. DOI: 10.1007/s11430-021-9843-0.

LAMB H, 1917. On Waves in an Elastic Plate[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 93(648): 114-128. DOI: 10.1098/rspa.1917.0008.

LIU J, AGGARWAL J, HWANG D, et al., 2025. Bridge Monitoring Using Existing Telecom Fiber-Optic Networks[EB]. (2025-09-16).

LIU Y, YUE Y, LUO Y, et al., 2021a. Effects of High-Speed Train Traffic Characteristics on Seismic Interferometry[J]. Geophysical Journal International, 227(1): 16-32. DOI: 10.1093/gji/ggab205.

LIU Y, YUE Y, LUO Y, et al., 2021b. The Seismic Broad-Band Signature of High-Speed Trains Running on Viaducts[J]. Geophysical Journal International, 226(2): 884-892. DOI: 10.1093/gji/ggab144.

LIU Z, ZHANG X, MAO Y, et al., 2000. Locally Resonant Sonic Materials[J]. Science, 289(5485): 1734-1736. DOI: 10.1126/science.289.5485.1734.

MI B, XIA J, 2023a. Extraction of Rayleigh, Love, and Virtual Refraction Waves From 3C High-Speed-Train-Induced Vibrations for Near-Surface Characterization[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 61: 1-10. DOI: 10.1109/TGRS.2023.3318989.

MI B, XIA J, 2026. Estimation of Near-Surface P-wave Velocities from Train-Traffic-Induced Guided P-waves[J]. Geophysics, 91(4): KS89-KS97. DOI: 10.1190/GEO-2025-0003.

MI B, XIA J, XU Y, et al., 2023b. Retrieval of Surface Waves from High-Speed-Train-Induced Vibrations Using Seismic Interferometry[J]. Geophysics, 88(5): KS113-KS126. DOI: 10.1190/geo2022-0603.1.

SHAO J, WANG Y, CHEN L, 2022. Near-Surface Characterization Using High-Speed Train Seismic Data Recorded by a Distributed Acoustic Sensing Array[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 60: 1-11. DOI: 10.1109/TGRS.2022.3153831.

ZHANG X C, ZHENG N, JI C Y, et al., 2025. First Full-Scale Field Experiments: Topologically Amplified Seismic Surface Waves via Interface States in a 1D Metamaterial[J]. Chinese Physics Letters, 42(12): 120603. DOI: 10.1088/0256-307X/42/12/120603.

作者贡献

- 石永祥：一、二、三期的数据采集；实际数据处理；特征分析与可视化；理论解释；撰写文章。
- 温景充：一、二、三期的数据采集；修改文章。
- 伍晗：学术与进度讨论；二、三期的数据采集；修改文章。
- 喻志超：学术讨论；修改文章。
- 赵志远：主持并实施了一期数据采集。
- 何川：二、三期数据采集与野外资助。
- 陈凌：项目组织；修改文章。
- 宁杰远：项目组织；修改文章。

A 附图列表

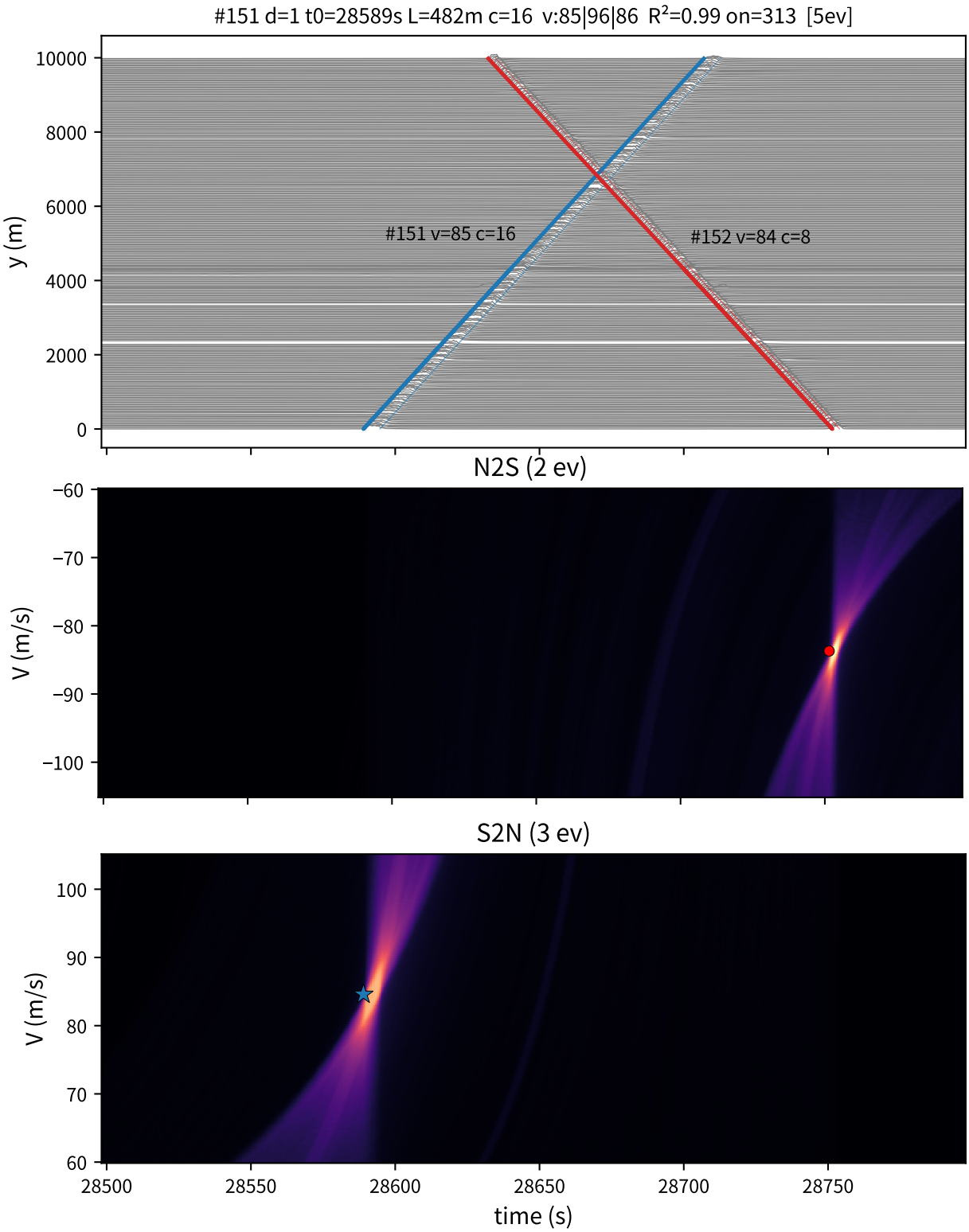


图 S1: 事件速度检测方式。我们采用多台站相干 Radon 变换进行高铁事件检测。对连续波形进行 1–40 Hz 带通滤波后计算 RMS 包络，在滑动窗口内以 dv=0.3 m/s 的步长搜索速度范围 60–105 m/s，沿铁路线方向（y 轴）做倾斜叠加（slant stack），得到时间–速度域相干能量图。通过局部极大值检测、合并去重后，再以包络 slant stack 和逐台到时线性拟合对速度进行精化，最终确定每次列车的到达时间 t0、运行速度 v 和行驶方向（S2N/N2S）。根据列车长度（8 节组约 200 m，16 节组约 400 m）进一步区分编组类型。该方法利用高铁信号沿台阵的空间相干性，在 320 台站、约 10 km 尺度上实现了高精度的事件识别。

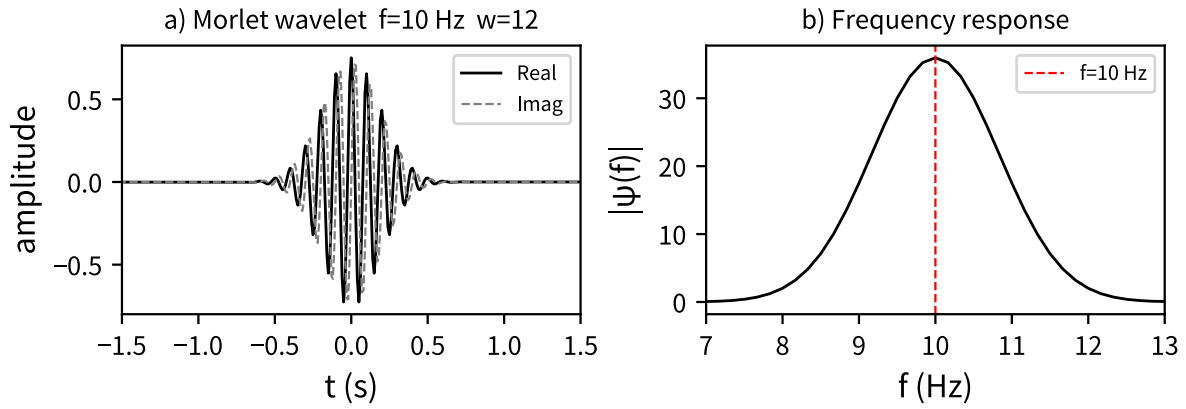


图 S2: CWT 时频分析所使用的 Morlet 小波基函数及其频率分布。图 a 为基函数的时域波形，主频为 10Hz, 无量纲中心角频率 w0 采用 12。图 b 为其频域响应。

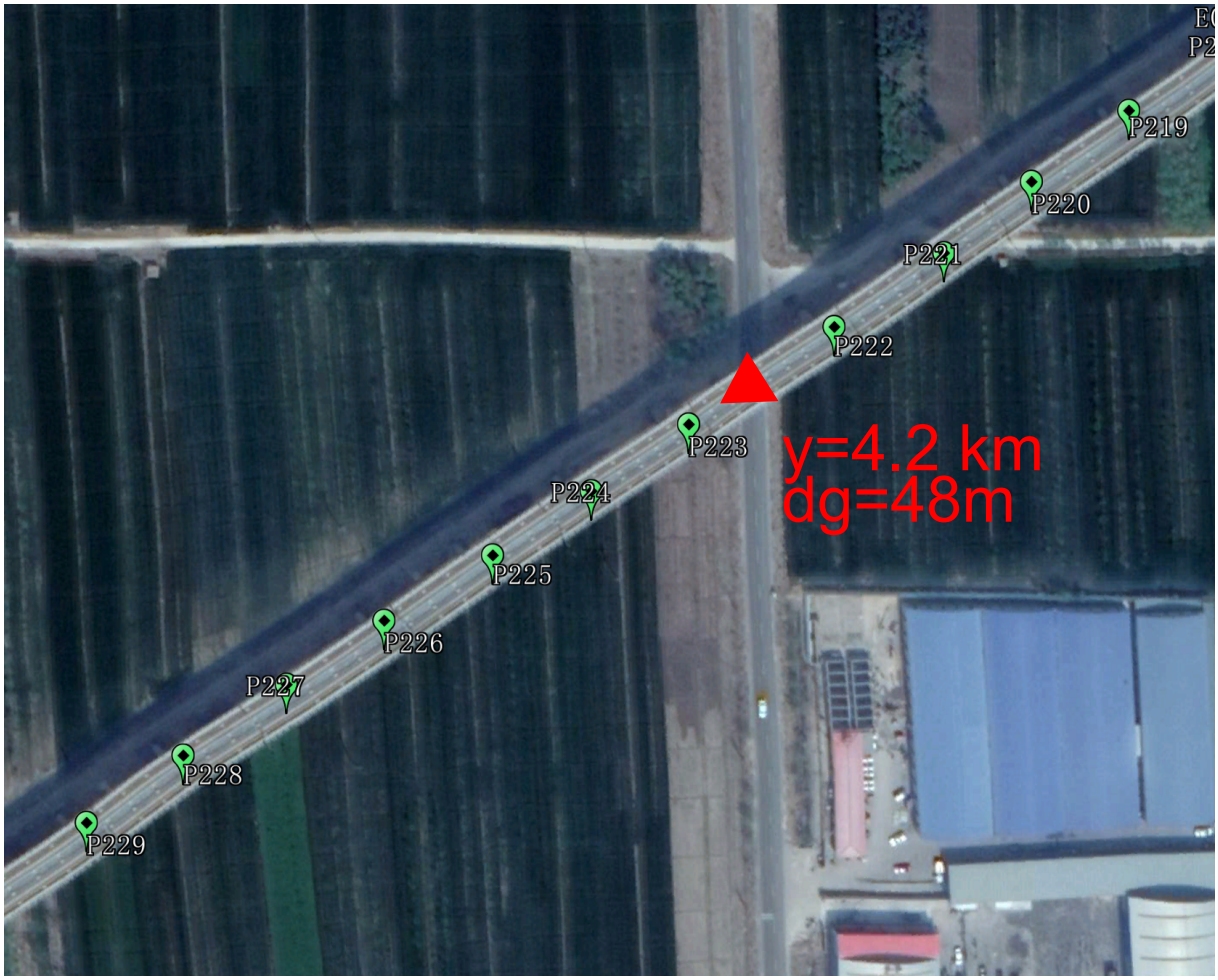


图 S3: y 约为 4.2 km 处的公路。P223 与 P222 两个桥墩的间距为 48m, 且为连续梁结构。

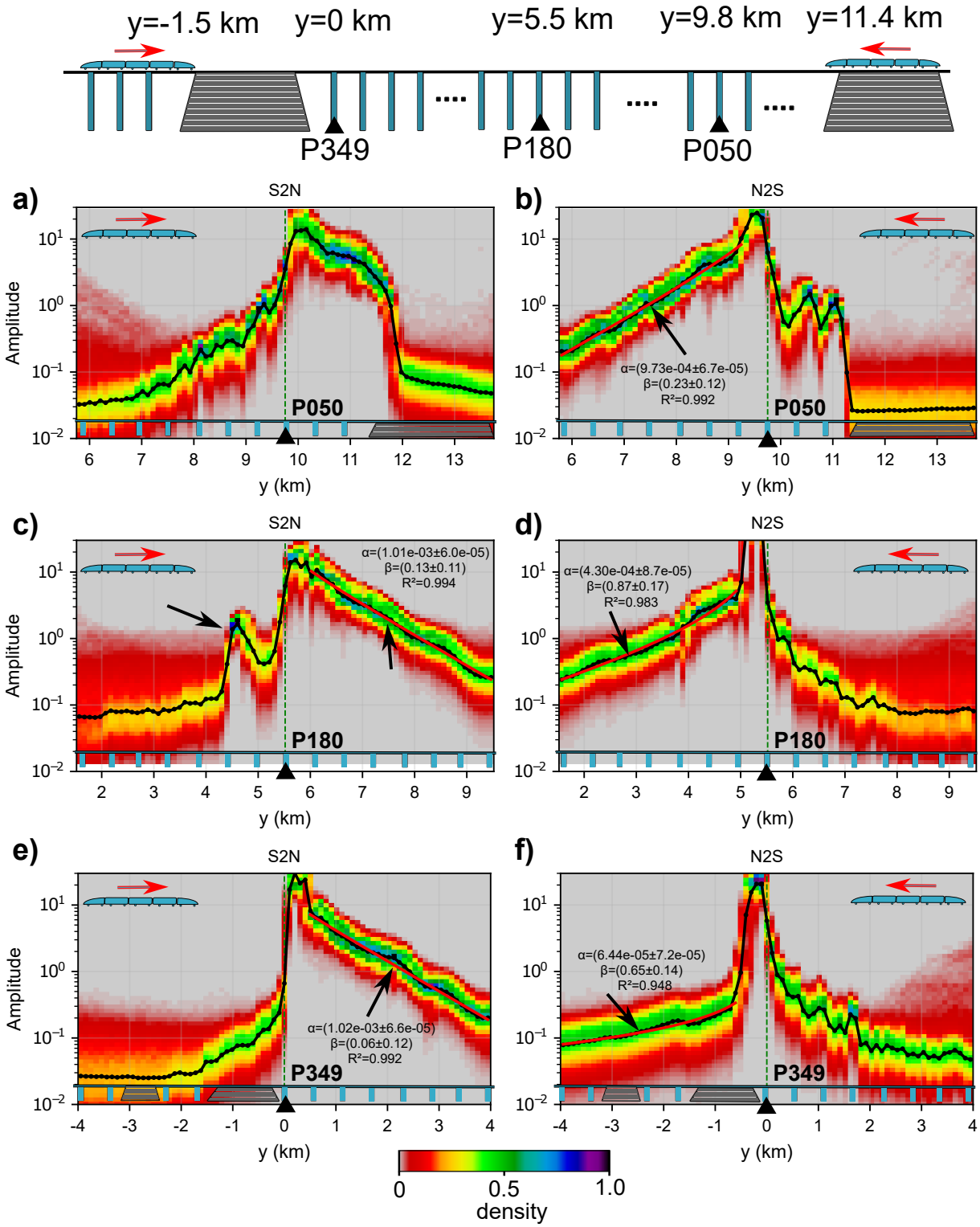


图 S4: 铁路桥不同位置台站的振幅变化规律。CWT 变换所使用的 $f_0 = 10Hz$。其中，图 a、b 同为 F 测线北端的 P050 台站的结果，分别对应了 S2N 与 N2S 方向的事件统计结果。图 c、d 为测线中心的 P180 台站，e、f 为测线最南端 P349 台站结果。底图与图注同正文中图6。

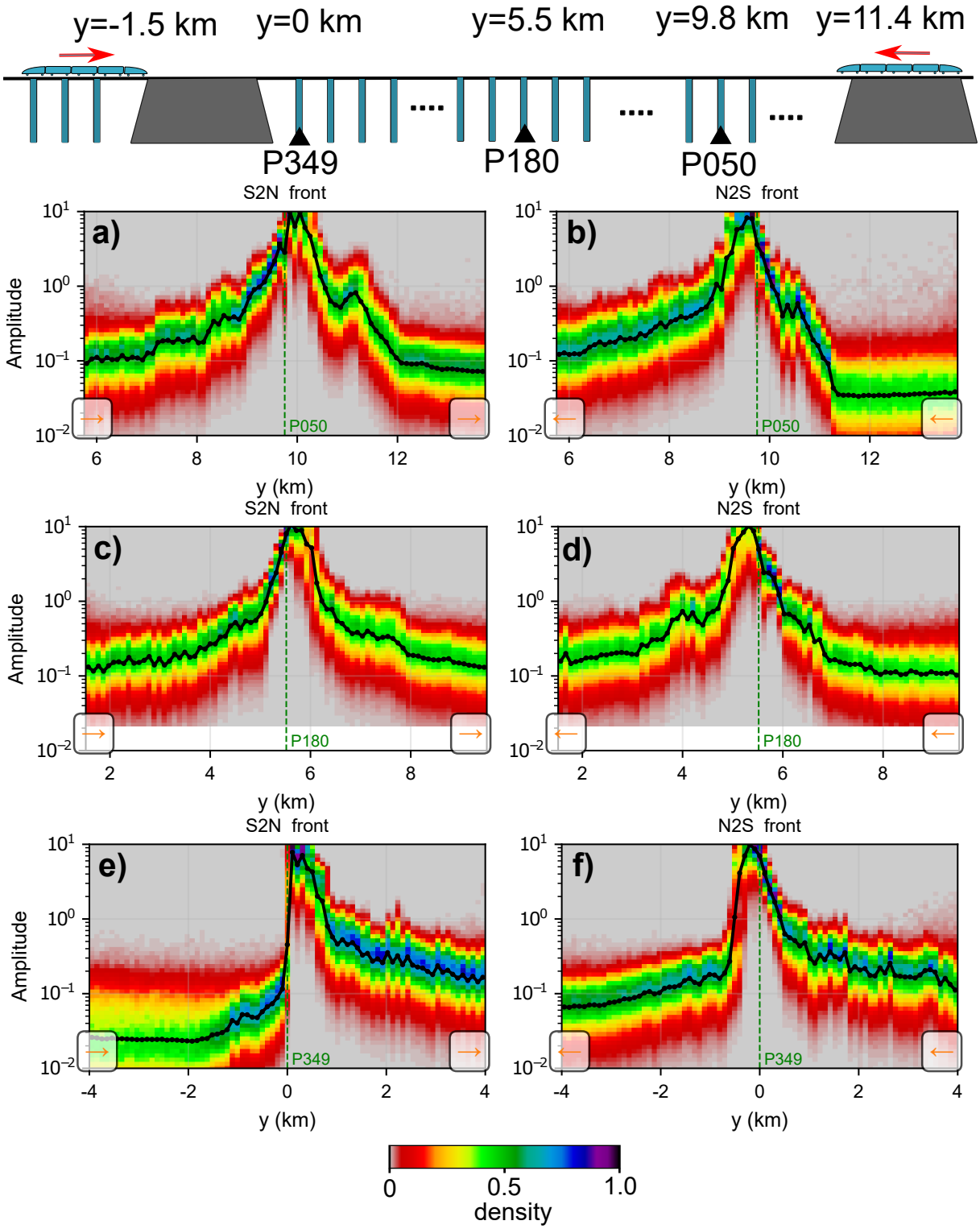


图 S5: 铁路桥不同位置台站的振幅变化规律。CWT 变换所使用的 $f_0 = 6Hz$。子图顺序同图S4。其中，图 a、b 同为 F 测线北端的 P050 台站的结果，分别对应了 S2N 与 N2S 方向的事件统计结果。图 c、d 为测线中心的 P180 台站，e、f 为测线最南端 P349 台站结果。

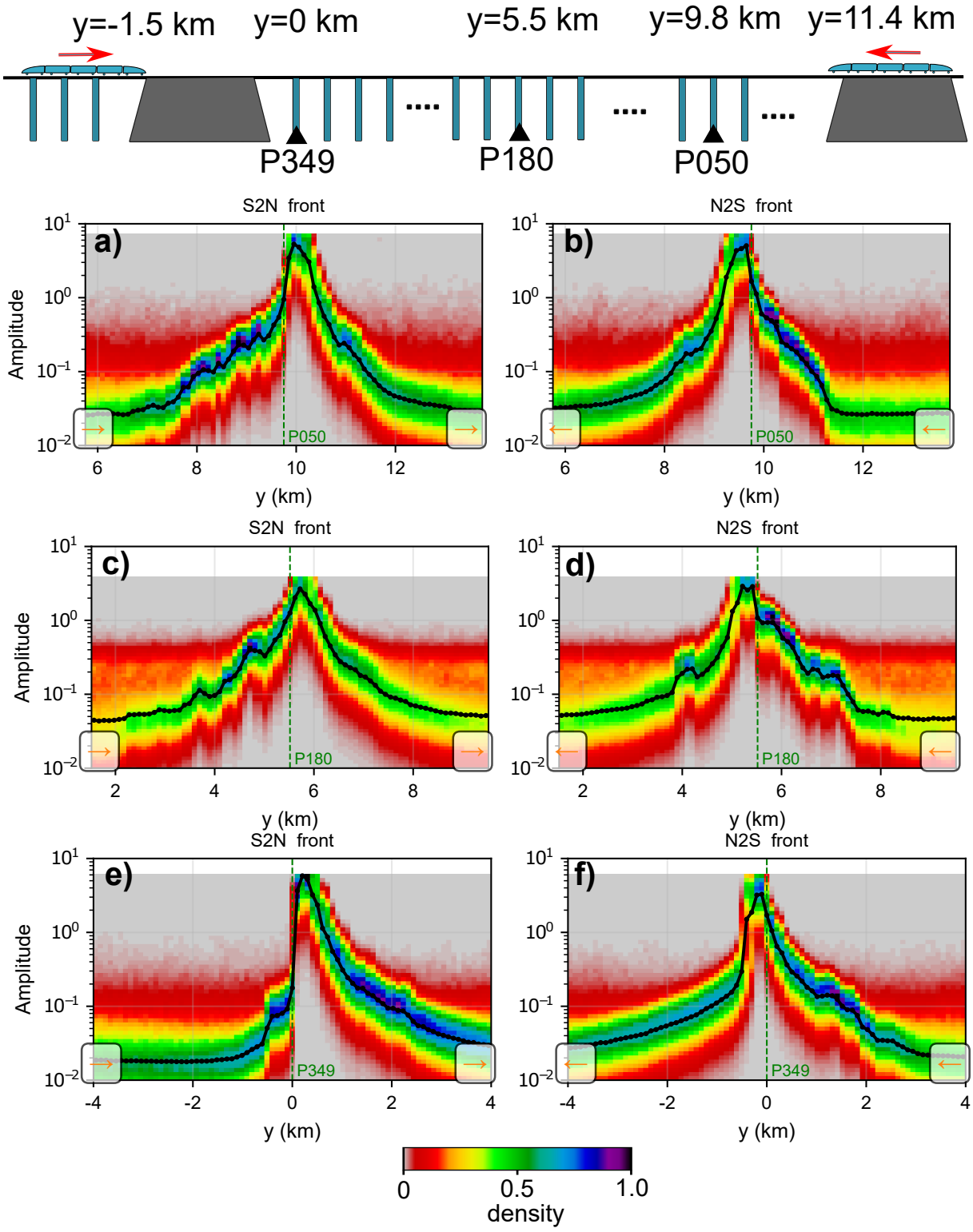


图 S6: 铁路桥不同位置台站的振幅变化规律。CWT 变换所使用的 $f_0 = 15Hz$。子图顺序同图S4。其中，图 a、b 同为 F 测线北端的 P050 台站的结果，分别对应了 S2N 与 N2S 方向的事件统计结果。图 c、d 为测线中心的 P180 台站，e、f 为测线最南端 P349 台站结果。

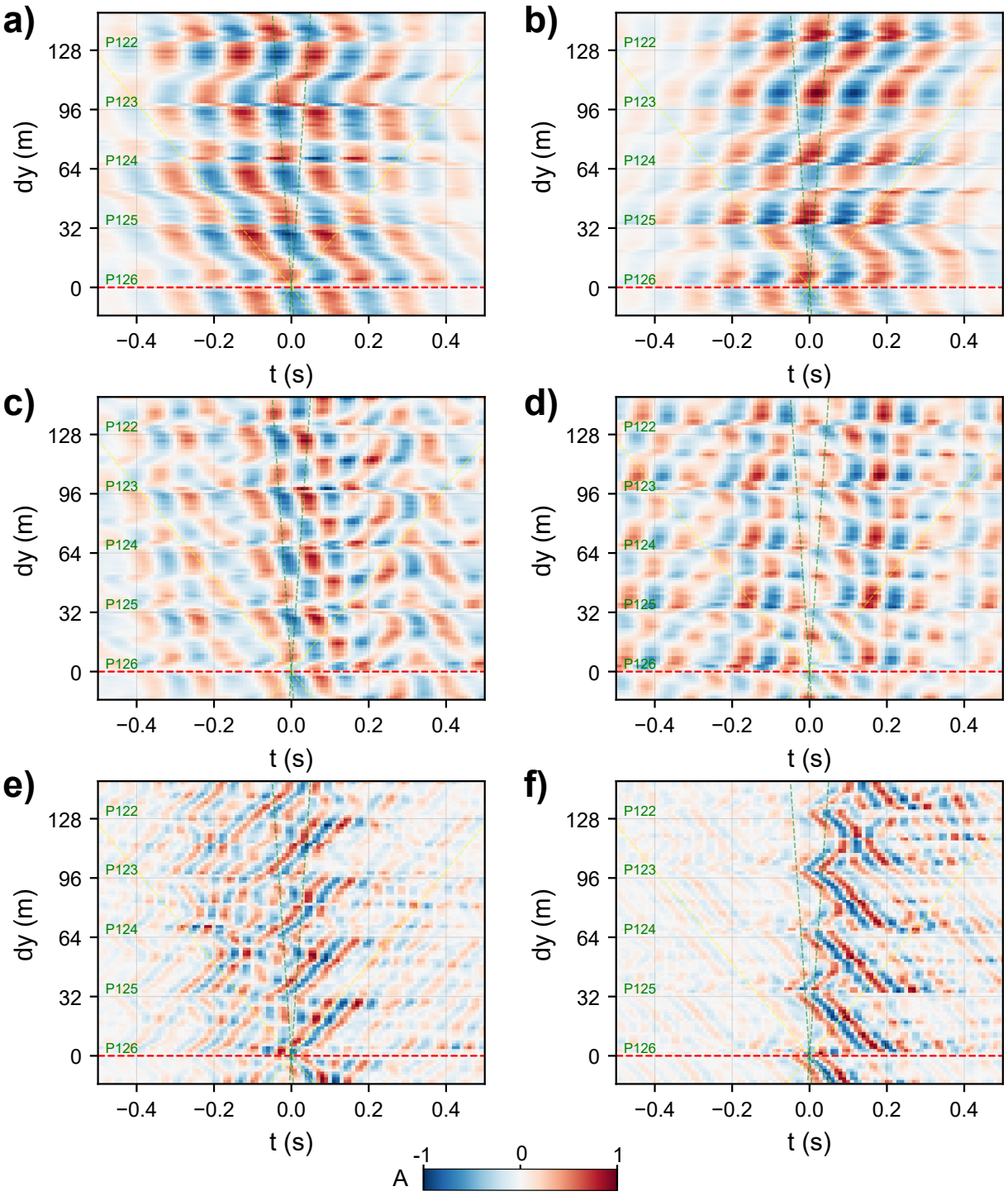


图 S7: P 测线不同频率区间内的虚拟炮集。图 a,c,e 为北侧的列车事件叠加，图 b,d,f 为测线南侧的列车事件叠加，其频率范围从上到下分别为 4-6 Hz, 6-10Hz, 10-20Hz。

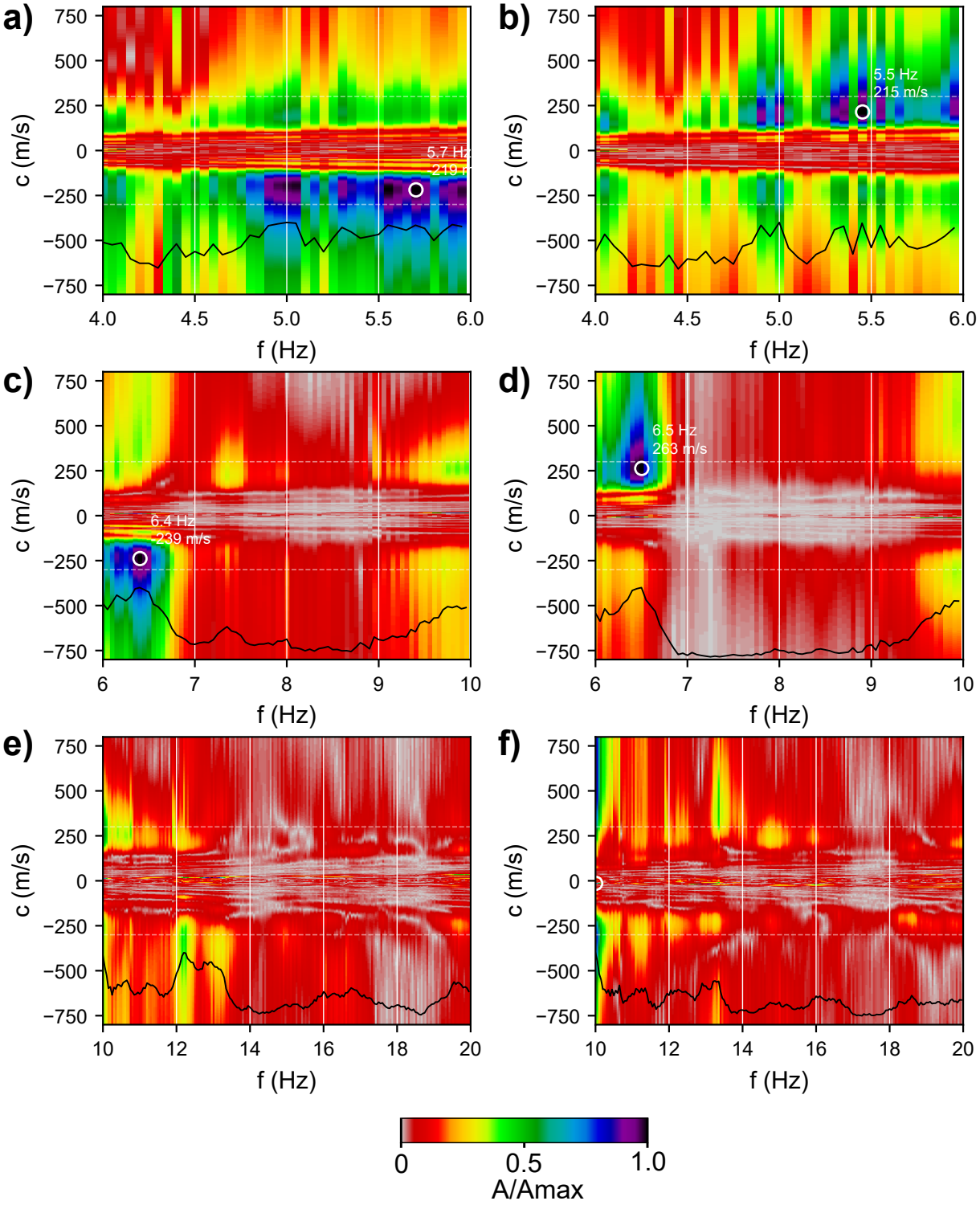


图 S8: P 测线不同频率区间内的虚拟炮集的 FV 域能量谱。图 a-f 对应的虚拟炮集同图S7。在进行 FV 变换时，考虑到桥墩的边界性，我们对坐标 y 取 32m 的模, 以折叠不同的局域波场。色标同正文中图5。图 a-d 的结果表明，局域波场内的面波相速度要低于 300m/s，约 250m/s，但是受桥墩边界影响，其结果波动较大。

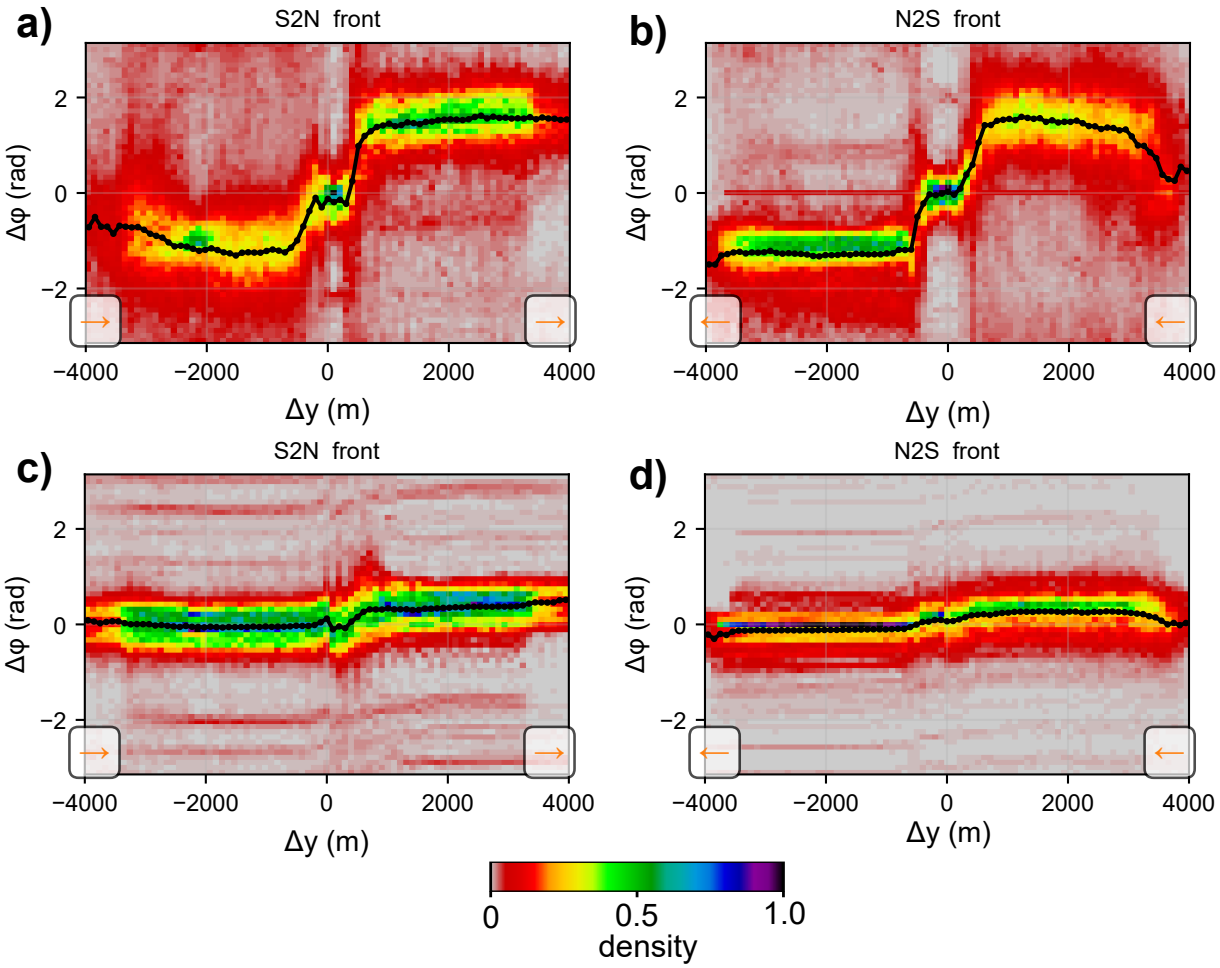


图 S9: 列车处于不同位置时，铁路测线相邻台站的瞬时相位差变化，频率为 10 Hz。图 a-d 的数据来源同8。

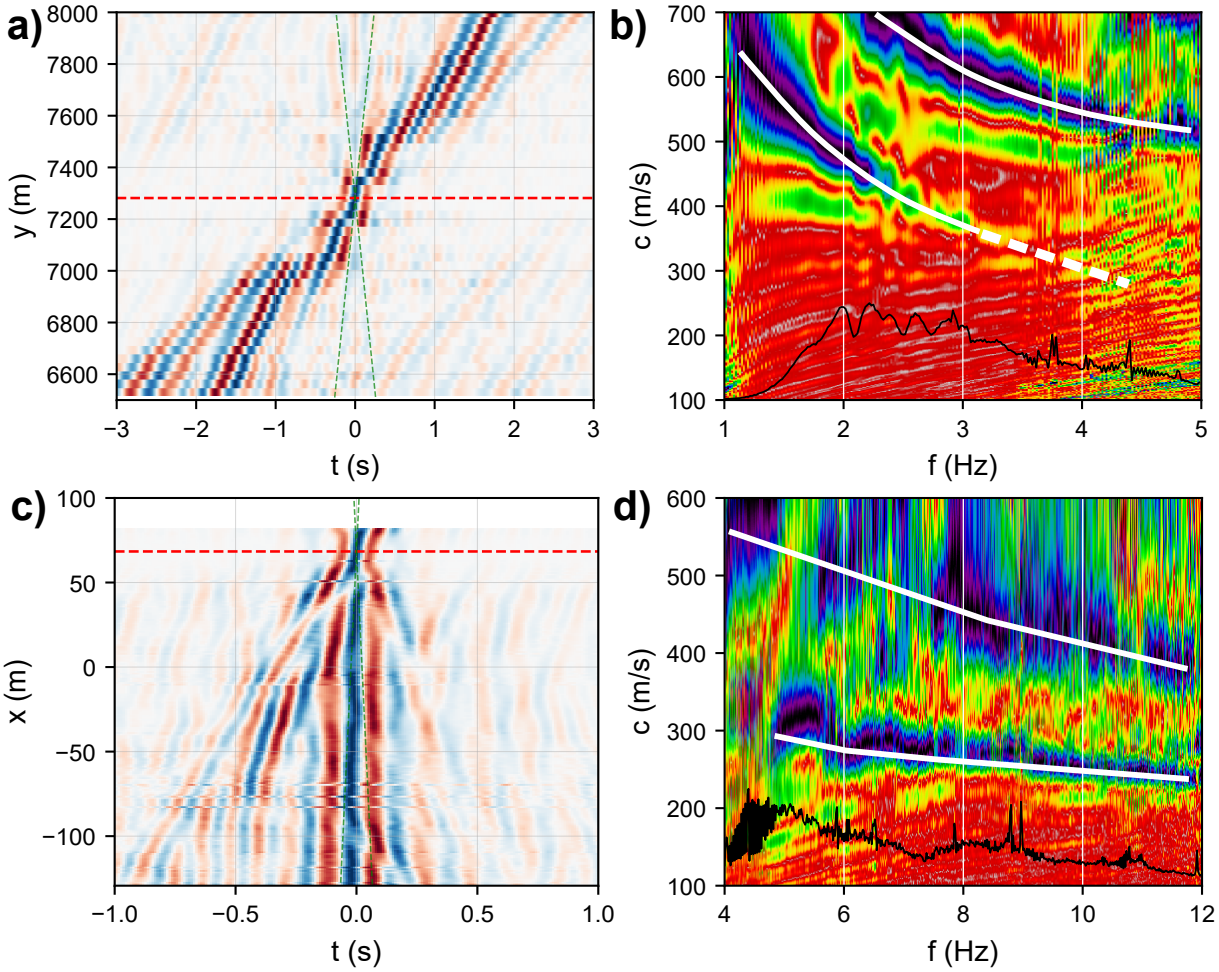


图 S10: 铁路线附近的背景噪声面波与频散曲线。图 a 为 F 测线的背景噪声虚拟炮集，频率范围为 1-5 Hz，其频散曲线如图 b。图 c 为垂直铁路的 T 测线背景噪声虚拟炮集，频率范围为 4 12 Hz，其频散曲线如图 d。以此结果估算，基阶面波在 4.4 Hz 的相速度低于 300 m/s，7.5Hz 的相速度接近 250 m/s。底图色标同正文中图5，红色虚线标记了虚拟源的位置

B Lorentz 等效密度模型的推导

本附录根据 Huang 和 Sun (2009) 及 Fang 等 (2006) 中理论公式，针对一维周期振子链这一简单情况，展示等效密度的理论公式推导过程，以方便读者理解正文8式的物理含义。

B.1 物理模型

考虑一维弹性杆（线密度 ρ_∞，弹性模量 E），间距 L 处附着质量-弹簧-阻尼振子 (m,k,c)。在长波极限（$\lambda \gg L$）下，离散振子可连续化为等效介质。

振子固定在基座上，感受基底的加速度 $-\ddot{u}(x_n,t)$。令 ξ_n 为相对于基底的位移，振子绝对位移为 $u+\xi_n$，运动方程为：

$$m\ddot{\xi}_n + c\dot{\xi}_n + k\xi_n = -m\ddot{u}(x_n,t) \tag{10}$$

B.2 频域解

取简谐运动（$\ddot{u} = -\omega^2\hat{u}$，$\dot{\xi} = -\mathrm{i}\omega\hat{\xi}$，$\ddot{\xi} = -\omega^2\hat{\xi}$），相对位移响应为：

$$\hat{\xi}(\omega) = \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - \mathrm{i}\eta\omega_0\omega}\hat{u}(\omega) \tag{11}$$

其中 $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ 为固有频率，$\eta = c/(m\omega_0) = 1/Q$ 为无量纲阻尼。

B.3 等效密度的导出

取一个长度为 L 的单元 (质量为 $M = L\rho_\infty$)，外力 F_{ext} 等于单元内全部质量的惯性力之和：

$$F_{\text{ext}} = M\ddot{u} + m(\ddot{u} + \ddot{\xi}) \tag{12}$$

在频域中，$\ddot{u} = -\omega^2\hat{u}$，$\ddot{\xi} = -\omega^2\hat{\xi}$。将式(11)代入，整理得：

$$\hat{F}_{\text{ext}} = -\omega^2\Big[M + m\,\frac{\omega_0^2 - \mathrm{i}\eta\omega_0\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 - \mathrm{i}\eta\omega_0\omega}\Big]\hat{u} \tag{13}$$

等效质量定义为 $m_{\text{eff}} = \hat{F}_{\text{ext}}/\ddot{\hat{u}}$，频域中 $\ddot{\hat{u}} = -\omega^2\hat{u}$，等效线密度 $\rho_{\text{eff}} = m_{\text{eff}}/L$：

$$\boxed{\rho_{\text{eff}}(\omega) = \rho_\infty\Big(1 + \frac{m}{M}\frac{\omega_0^2 - \mathrm{i}\eta\omega_0\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 - \mathrm{i}\eta\omega_0\omega}\Big)} \tag{14}$$

引入耦合强度 $\gamma = m/M$，即正文8式。无阻尼极限退化为：

$$\frac{\rho_{\text{eff}}(\omega)}{\rho_\infty} = 1 + \gamma\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \tag{15}$$

这与 Huang et al.(2009) 中公式 2 及 Fang 等 (2006) 中公式 1 具有相同形式。