

用压缩感知方法研究大地震的破裂过程 ——方法与研究进展

姚华建^{1,2}

(1. 中国科学技术大学地球和空间科学学院地震与地球内部物理实验室, 安徽合肥 230026;
2. 蒙城地球物理国家野外科学观测研究站, 安徽蒙城 233500)

摘要:通过观测方法来研究大地震的破裂过程是认识地震破裂物理规律最重要的手段之一. 本文较为详细地介绍了基于稀疏反演理论的压缩感知方法及其在研究大地震破裂过程中不同频率能量释放的时空分布中的应用, 着重介绍了采用压缩感知算法所获得的俯冲带特大逆冲型地震与频率及深度相关的能量释放过程, 并讨论了该过程与随深度变化的同震断层滑移量和早期余震分布之间的关系. 这为认识俯冲板块表面随深度变化的摩擦性质和俯冲带大地震的破裂规律提供了重要的观测结果. 最后本文讨论了通过观测手段研究大地震破裂过程的现状和未来, 并展望了压缩感知算法在研究地震破裂能量释放及其他地震学和地球物理学领域中的应用.

关键词:地震破裂过程; 压缩感知算法; 地震能量释放; 俯冲带逆冲大地震

中图分类号: P315.61 **文献标识码:** A doi:10.3969/j.issn.0253-2778.2013.11.006

引用格式: Yao Huajian. Compressive sensing of great earthquake rupture process: Methodology and research advances[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2013, 43(11):907-921.

姚华建. 用压缩感知方法研究大地震的破裂过程: 方法与研究进展[J]. 中国科学技术大学学报, 2013, 43(11):907-921.

特
约
评
述

Compressive sensing of great earthquake rupture process: Methodology and research advances

YAO Huajian^{1,2}

(1. Laboratory of Seismology and Physics of Earth's Interior, School of Earth and Space Sciences,
University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;
2. Mengcheng National Geophysical Observatory, Mengcheng 233500, China)

Abstract: The use of observational methods to investigate great earthquake rupture processes has been one

收稿日期: 2013-10-11; **修回日期:** 2013-10-25

基金项目: 国家自然科学基金(41374055), 中国科学院创新团队项目资助.

作者简介: 姚华建, 1979年生, 中国科学技术大学教授、博士生导师. 分别于2001和2004年获得中国科学技术大学固体地球物理专业学士和硕士学位, 2009年获得麻省理工学院地球物理学博士学位, 之后分别在麻省理工学院地球资源实验室和加州大学圣地亚哥分校斯克里普斯海洋研究所从事博士后研究. 2011年入选中组部首批“青年千人计划”, 并于2011年底回中国科学技术大学任教, 2012年获得国家自然科学基金委首批“优秀青年科学基金”资助. 主要从事地震学和地球物理学方面的基础研究和应用, 在背景噪声和面波成像、青藏高原岩石圈结构和形变及大地震破裂过程成像等领域取得了一系列国际性的研究成果, 在PNAS, JGR, GRL, GJI, PEPI等国际学术期刊发表论文20余篇, 其中2006年在GJI发表的噪声成像论文已成为国际上该领域被引用次数最多的论文之一, 多次在AGU年会及其他国际学术会议上作邀请报告. 2013年被教育部聘为高等学校地球物理学类专业教学指导委员会秘书长, 现担任美国地震协会国际学术期刊Seismological Research Letters的副主编. E-mail: hjyao@ustc.edu.cn



of the most important tools to study earthquake rupture physics. This review article gave a fairly detailed description about the compressive sensing technique, a method based on sparse inverse theory, and its application in studying the spatial and temporal distribution of seismic radiation at different frequencies during great earthquake ruptures. In particular, the main results about the frequency- and depth-dependent seismic radiation during rupture processes of subduction zone megathrust earthquakes that were revealed by the compressive sensing technique were reviewed as well as its correlation with depth-dependent co-seismic slip and early aftershocks distribution. These may provide important observational results for understanding the frictional properties of the subducting slab interface and rupture mechanisms of subduction zone great earthquakes. Finally, the current status and future directions on studying earthquake rupture process using observational methods were discussed. Some perspective researches about the use of the compressive sensing technique for studying seismic radiation during earthquake ruptures were also discussed as well as its application in some other fields in seismology and geophysics.

Key words: earthquake rupture process; compressive sensing; seismic radiation; subduction zone megathrust earthquake

0 引言

自从 21 世纪以来,地球上发生了近百次震级超过 7.5 级的大地震(图 1),超过 8 级的地震有 20 余次,其中包括多次破坏性极强的大地震,如 2004 年在印尼发生的苏门答腊(Sumatra)9.2 级地震、2008 年在中国四川发生的 8.0 级汶川地震以及 2011 年在日本发生的 9.0 级 Tohoku 地震。地震所引发的灾害有的是由于地震造成地表强烈运动而导致建筑物倒塌所造成的,例如汶川地震;有的是由于强震所引发的次生灾害所造成的,例如海啸、洪灾、山体滑坡、泥石流等。尤其是发生在俯冲带的特大逆冲型地震往往会使海底发生很大的位移,从而引发大海啸,并造成巨大的人员伤亡,例如 2004 年的印尼苏门答腊地震和 2011 年的日本 Tohoku 地震便是两个典型的代表。由于孕震环境的不同及发震断层面上物理性质的差异,大地震发生的机制及地震所导致的

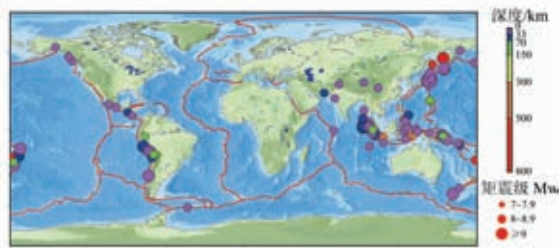


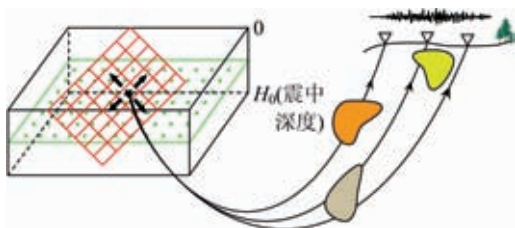
图 1 2000~2013 年全球发生的矩震级(Mw)等于或超过 7.5 级的地震分布

Fig. 1 Distribution of earthquakes with Mw 7.5 or above in the world between 2000~2013

断层破裂过程也存在较大的差异,如 2001 年在昆仑山发生的 8.1 级走滑型大地震及 2002 年在美国阿拉斯加发生的 7.9 级 Denali 走滑型大地震都是超剪切破裂的地震^[1],但很多发生在俯冲带的逆冲大地震(如苏门答腊 9.2 级地震、Tohoku 9.0 级地震等)都以低于 Rayleigh 波的速度(1.5~3 km/s)破裂^[2-3]。

为了更好地认识大地震的破裂范围和强度,并做好大地震的预警及震后灾害救援工作,地震学家需要在地震发生后很短的时间内给出地震破裂运动学过程的物理参数,如破裂面的大小和倾角、断层面滑移量大小、破裂速度、破裂所释放的能量大小和空间分布规律等。由于大地震破裂的断层区域范围较大,一般需要将断层面分成许多子块(子断层面,如图 2 所示),从而将大地震的破裂过程由每个子断层(一般近似为点源)破裂滑动效应的叠加来描述。目前通常用有限断层反演的方法^[4-11]去获得大地震破裂的运动学过程(图 3(b))。经过多年的发展和验证,该方法已经从传统的单一地震资料的反演演变为现今多种资料联合反演的方法;所使用的资料包括地震波资料、余震空间分布、大地测量资料(来自 GPS 和 InSAR 等)、地表破裂位移的观测资料及地质构造模型等。由于反演参数非常多,通常在反演过程中需要加入较多的假设和模型约束条件,以确保解的稳定性和可靠性。由此所得到的断层破裂信息的空间分辨率通常相对较低。

该方法所使用地震波资料通常为较低频(如频率低于 0.2 Hz)的体波和面波资料。虽然也有学



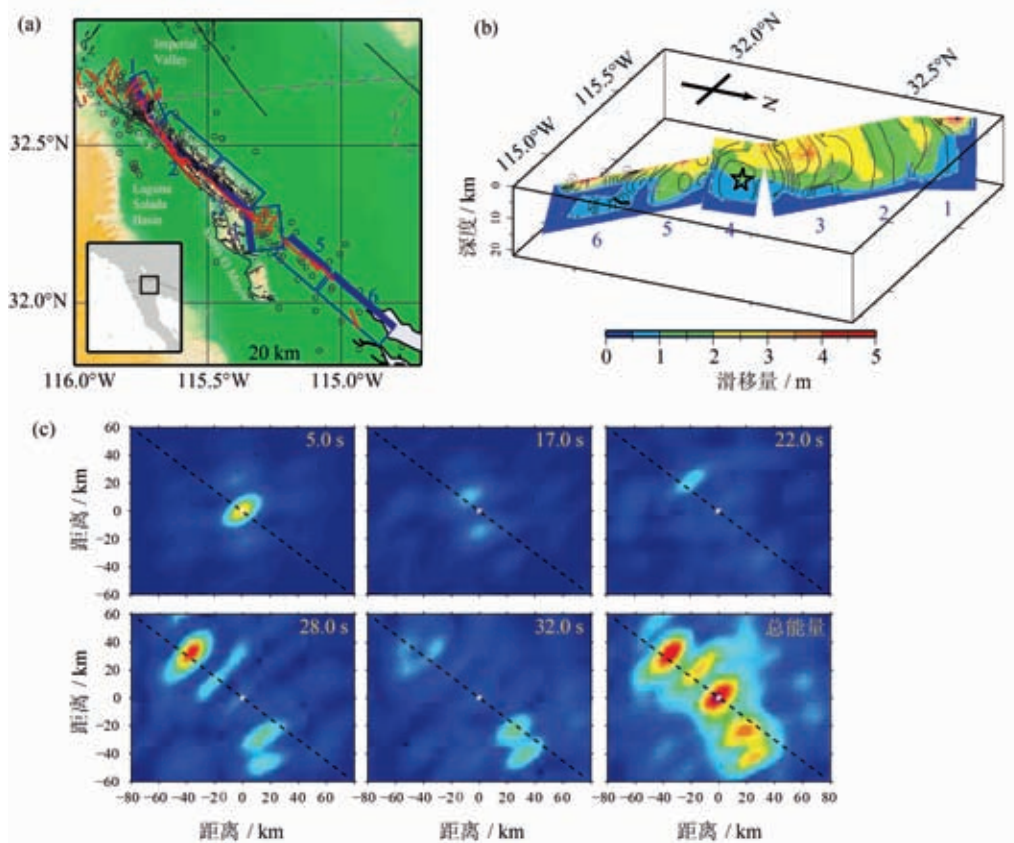
其中黑色五角星为起始震中位置,深度为 H_0 ; 红色网格区域显示地震破裂的断面,每个红色小网格对应于有限断层反演的子断层;黑色粗箭头为地震破裂的方向;绿色点为远震体波反投影方法时位于震中深度平面上的能量反投影网格点;射线路径上不同颜色的区域代表结构异常体;倒三角形为远震距离的接收台站

图 2 大地震破裂断面及波传播示意图

Fig. 2 Schematic illustration of the earthquake rupture plane and propagation of seismic waves

者尝试用一些近震的高频体波资料去研究地震的破裂过程,但难度很大,因为高频地震波的传播受介质非均匀性分布的影响很大.也有一些地震学家用小震(例如主震之后的余震)的波形作为经验格林函数去对高频体波的传播效应做校正,然后再去反演高频数据以获得断层破裂过程^[12],但目前这种方法的应用还比较有限.

另外一种常用的用于研究大地震破裂过程的方法是时间域的反投影算法(back-projection method)^[1-2,11,13-17].这种方法通常采用台阵接收的远震高频体波(通常为P波)资料的逆时回传和叠加来获得震源区域高频能量辐射的时空分布和迁移特征(图3(c)),从而可以很好地刻画地震破裂的区域和速度.传统的反投影方法需要在时间域和空间



(a) 2011年墨西哥 El-Mayor-Cucapah Mw 7.2 级地震震中位置及断层分布,图中不同断层面的用蓝色长方形表示,震中位于红色五角星处,黑色圆圈代表余震;(b)用近场波形数据反演得到的不同断层面上地震破裂所造成的总滑移量;

(c)用高频远震 P 波反投影方法得到的位于震中深度平面上的不同时间的能量辐射的空间分布,

其中右下图为总的高频 P 波能量辐射分布图,黑色虚线显示断层走向

图 3 用有限断层反演方法及高频远震 P 波反投影方法研究地震破裂过程的例子(修改自 Uchide 等^[11])

Fig. 3 Example of studying earthquake rupture process using the finite fault inversion and high-frequency teleseismic P-wave back projection methods (modified from Uchide et al^[11])

特约评述

域做平滑平均以获得较为可靠的能量辐射的时空分布,但这种处理会导致分辨率的下降.基于远震体波资料的反投影方法由于体波射线路径在震源区域出射时基本垂直于地表,所以用该方法研究震源破裂过程通常不具备深度分辨率^[14],通常的做法是把能量反投影至位于震中深度的平面上(图 2).但如果同时采用直达波震相和深度震相(例如 P 波和 pP 波),就可以用反投影方法取得较好的深度分辨率^[18].

Yao 等^[3]提出了一种迭代反投影的方法,可以用于更好地确定大地震破裂过程中子震(subevent)(对应于大的能量释放)的时空分布.该方法假设大地震整个破裂过程可以分解成若干个小的子震,并通过子震波形互相关及子震信号逐一剥离的方法去确定每个可靠子震的时空分布.该方法还通过所获取子震的到时对每个子震进行了重新定位来提高了子震位置分布的精度,从而可以更准确地确定地震破裂的物理参数(如破裂速度).有的研究采用频率域的高分辨率反投影算法去研究大地震的破裂过程,例如 Meng 等^[19]采用基于 MUSIC (multiple signal classification) 方法^[20]的反投影算法研究了 2011 年日本 Tohoku 地震破裂时的高频能量释放特征,该方法比传统的时间域或频率域反投影算法具有更高的空间分辨率.

反投影方法虽然可以用于研究不同频率能量释放的时空分布,但低频分辨率很低,通常很难得到周期大于 10 s 的低频能量辐射的可靠位置分布^[21-22].特别是如果多个源同时出现,会导致严重的干扰和混淆现象,从而使得源的定位出现错误.针对这一问题,Yao 等^[23]提出了一种新的基于频率域的压缩感知方法(compressive sensing)来直接反演大地震破裂中不同频率能量辐射的时空分布.该方法在较低频时仍然具有较高的分辨率,而且可以有效地同时区分几个源的空间位置,从而可以更好地用于研究地震破裂时不同频率能量释放的规律.压缩感知方法是当前国际上应用数学、信号分析和成像领域最为热门的研究课题之一^[24-27],该方法基于信号分布的空间(或时间)稀疏性假设,可以通过有限的数去准确恢复稀疏信号的分布,通常采用基于 $L_p(p \leq 1)$ 泛数的反演方法精确地反演得到信号的空间(或时间)分布和能量大小.

大地震在破裂过程中的能量辐射一般发生在破裂速度或滑移量发生突变的地方^[28-30],那么在有限的时间段内(如 5~10 s 时间),地震破裂所辐射的

能量的空间分布相对于整个地震的破裂区域而言是稀疏的.压缩感知方法正是利用了这一特性去研究地震破裂的能量释放过程.该方法被成功地应用于 2011 年的日本 Tohoku 大地震^[23]的研究中,系统地揭示了该地震存在与频率相关的能量辐射分布特征.Yao 等^[31]接着采用压缩感知方法对比研究了 4 个俯冲带特大逆冲地震,发现这几个大地震能量辐射都存在明显的随频率与深度变化的关系:高频能量辐射发生于俯冲板块较深的位置,而低频能量辐射主要集中在俯冲板块的浅部.通过对比同震滑移和早起余震的空间分布,更好地揭示了俯冲板块随深度变化的物理性质^[32-33].

本文首先将较为详细地介绍压缩感知方法,并通过测试数据说明该方法较传统的频率域反投影方法(即波束形成法(beamforming))在多个信号同时存在时具有更高的空间分辨率;之后我们介绍用压缩感知算法研究大地震破裂能量释放时空分布的数据分析方法,并着重介绍用压缩感知算法获得的俯冲带特大逆冲型地震破裂与频率和深度相关的能量释放过程;最后我们将讨论通过观测手段研究大地震破裂过程的现状和未来,并展望了压缩感知算法在研究地震破裂能量释放及其他地震学和地球物理学领域中的应用.

1 压缩感知方法

在本节中,我们将以研究大地震破裂过程中的能量辐射这个问题阐述压缩感知算法的基本原理、与反投影方法及波束形成方法的比较、理论测试结果及分辨率问题.

1.1 压缩感知方法基本原理

大地震在破裂过程中会向外辐射地震波能量,这些能量会被远场台阵中的 N 个台站接收到.假设 $\Theta = (\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_M)^T$ 为地震破裂断层面上选取的 M 个可能的震源(能量辐射)位置(如图 2 所示), $\mathbf{x}(\omega) = (x_1, x_2, \dots, x_M)^T$ 为这 M 个震源格点上的复震源向量(频率为 ω).在频率域中,远场 N 个台站接收到的地震波谱向量 $\mathbf{b}(\omega)$ 可以表示为

$$\mathbf{b}(\omega) = \mathbf{A}(\omega)\mathbf{x}(\omega) + \mathbf{n}(\omega) \quad (1)$$

式中, $\mathbf{A}(\omega)$ 为传播矩阵,其第 nm 个元素为 $A_{nm}(\omega) = e^{-i\omega\tau_{nm}}$, τ_{nm} 为第 m 个震源格点到第 n 个台站的某一震相(如 P 波)的走时; $\mathbf{n}(\omega)$ 为均值为 0 的高斯白噪声.对于台阵接收的波形,我们通常会振幅做适当的归一化,所以传播矩阵 $\mathbf{A}(\omega)$ 忽略振幅变化而仅考

虑波传播所引起的相位变化. 在很多情况下, 震源格点的数目 M 要大于观测台站的数目 N , 即 $N < M$, 所以式(1)在理论上会有无穷的震源向量可以满足该线性方程组. 如果考虑到地震破裂过程中能量辐射位置的稀疏性, 我们可以要求震源向量 $\mathbf{x}(\omega)$ 是稀疏的, 即仅有 K 个非零的元素, 且 $K \ll M$, 如图 4 所示, 从而恢复稀疏源向量 $\mathbf{x}(\omega)$ 的问题可以表达为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{x}}(\omega) &= \operatorname{argmin} \|\mathbf{x}(\omega)\|_0 \\ \text{s. t. } \quad &\|\mathbf{b}(\omega) - \mathbf{A}(\omega)\mathbf{x}(\omega)\|_2 < \varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中, $\|\mathbf{x}(\omega)\|_0$ 为 $\mathbf{x}(\omega)$ 的 L0 范数, 其值为 $\mathbf{x}(\omega)$ 中非零元素的个数; $\|\cdot\|_2$ 表示 L2 范数, 对于复向量 $\mathbf{a} = [a_1, \dots, a_N]^T$, 其 L2 范数为 $\|\mathbf{a}\|_2 = \sqrt{\sum_{k=1}^N |a_k|^2}$; ε 为一小量. 当 $\mathbf{x}(\omega)$ 的元素个数 M 很少时, 我们可以采用网格搜索或 Monte-Carlo 等方法去搜索得到满足式(2)的解, 但通常情况下 M 的值会很大, 这种直接搜索方法的计算量往往巨大和难以实现. 且式(2)是属于非凸函数类型的, 理论上非常难求解, 而且在噪声存在时解是非常不稳定的^[34].

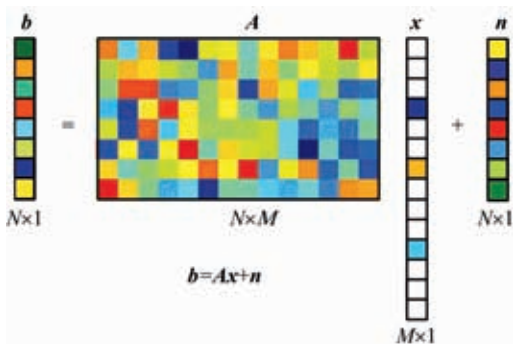


图 4 模型参数向量为稀疏时的线性系统示意图
Fig. 4 Schematic illustration of a linear system with a sparse vector of model parameters

为了有效地求得稀疏解 $\mathbf{x}(\omega)$, 我们通常采用基于 L1 范数的反演方法, L1 范数本身为凸函数, 可以采用凸函数优化的方法去求解. 在 L1 范数框架下, 式(2)可以变换为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{x}}(\omega) &= \operatorname{argmin} \|\mathbf{x}(\omega)\|_1 \\ \text{s. t. } \quad &\|\mathbf{b}(\omega) - \mathbf{A}(\omega)\mathbf{x}(\omega)\|_2 < \varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中, L1 范数定义为 $\|\mathbf{a}\|_1 = \sum_{k=1}^N |a_k|$. 引入拉格朗日乘子 $\lambda > 0$, 式(3)的求解可以等效表达为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{x}}(\omega) &= \operatorname{argmin} (\|\mathbf{b}(\omega) - \mathbf{A}(\omega)\mathbf{x}(\omega)\|_2 + \lambda \|\mathbf{x}(\omega)\|_1) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中, 右边第 1 项表示 L2 范数下的观测数据与理论数据的误差; 第 2 项为 L1 范数下模型参数的正则化约束, 其目的是使得解向量 $\mathbf{x}(\omega)$ 稀疏. 很多反演问题通常采用基于 L2 范数的数据误差和基于 L2 范数的模型正则化约束, 例如绝大部分层析成像反演问题, 其类似于式(3)的数学表达为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{x}}(\omega) &= \operatorname{argmin} \|\mathbf{x}(\omega)\|_2 \\ \text{s. t. } \quad &\|\mathbf{b}(\omega) - \mathbf{A}(\omega)\mathbf{x}(\omega)\|_2 < \varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

求解式(5)通常会得到模型参数的非稀疏解, 即 $\tilde{\mathbf{x}}(\omega)$ 的非零元素的个数较大. 对于一个三维的实数域反演问题, 即 $\mathbf{x}, \mathbf{A}, \mathbf{b}$ 均为实数, 且噪声为零的情况下, 式(5)的解为模型向量 \mathbf{x} 的 L2 范数所对应的球面在逐渐增大其半径 $\|\mathbf{x}\|_2$ 时与解平面 $\mathbf{Ax} = \mathbf{b}$ 的交点(如图 5(a)所示的黄色交点), 很显然在绝大多数情况下, 其解的 3 个坐标数值均为非零, 即解是非稀疏的. 但对于式(3)模型的 L1 范数问题, 由于 $\|\mathbf{x}\|_1$ 对应于是正八面体的面, 当逐渐增大 $\|\mathbf{x}\|_1$ 八面体与解平面相交时所得到的交点即为式(3)的解, 通常情况下交点即为正八面体的顶点(如图 5(b)所示的黄色交点), 因为顶点仅有一个坐标是非零的, 从而所得的解是稀疏的.

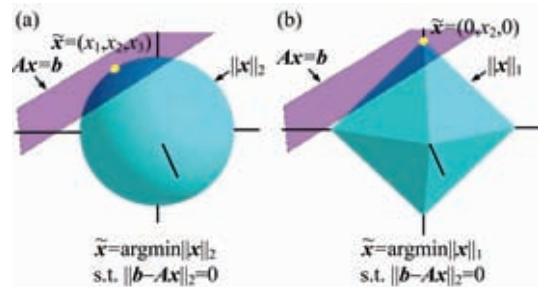


图 5 三维情况下模型参数的 L2 范数(a)和 L1 范数(b)约束反演问题求解的几何示意图
Fig. 5 Geometrical illustration of solving an inverse problem in a 3-D space with L2 norm (a) and L1 norm (b) constraints on model parameters

基于模型 L1 范数的反演问题式(4)可以采用内点方法(interior points solver)^[35]有效地求解, 这里我们采用 CVX(convex optimization)软件包^[36]进行迭代求解. 拉格朗日乘子 λ 的选取对于获得式(4)的有意义的解非常关键. 对于仅有一个信号源存在的情况下, Yao 等^[23]给出 $\lambda = r \sqrt{N}$ (r 近似等于噪声幅度相对于信号幅度的比值)可以很好地权衡式(4)中数据误差项与模型正则化约束项的比重, 从而给出合适的解. 在多个源存在的情况下, 我们一般可

以采用 L -曲线 (L -curve) 方法 (即对应于不同 λ 时反演的数据误差 $\|b - Ax\|_2$ 与模型约束 $\|x\|_1$ 之间关系的曲线) 去选择合适的 λ .

1.2 与波束形成及反投影方法的比较

对于式(1)所对应的复线性系统,其最小二乘解为 $\tilde{x} = (A^H A)^{-1} A^H b$, 其中上标 H 表示复矩阵的复共轭转置 (Hermitian) 算子. 考虑到传播矩阵 A 的表达式, $A^H A$ 的对角线元素值均为 N , 如果我们做如下近似: $A^H A \approx NI$ (I 为单位矩阵) 或者 $A^{-1} \approx A^H / N$, 则可以得到式(1)的近似解,

$$\tilde{x}(\omega) \approx \frac{1}{N} A(\omega)^H b(\omega) \quad (6)$$

式(6)通常被称为式(1)的伴随解 (adjoint solution), $A(\omega)^H$ 为伴随算子 (adjoint operator)^[37]. 式(6)第 m 个元素 (即位置在 θ_m 的信号源的解) 为

$$\tilde{x}_m(\omega) \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N e^{i\omega\tau_{mn}} b_n(\omega) \quad (7)$$

其物理含义是把观测数据 (谱) 做相应的走时相移后再线性叠加并求平均来获得 θ_m 位置的信号. 式(7)的反傅立叶变换结果等同于某一频率下时间域波形反投影^[2-3] 叠加的结果 $s_m(t) \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N b_n(t + \tau_{mn})$, 但传统的时间域反投影为一定频率范围内的接收信号时移叠加后的结果.

波束形成 (beamforming) 方法是台阵信号分析与检测领域经典的算法^[38], 已被广泛地应用于雷达、声呐、通信、地球物理、天文、生物医学等领域. 对于传统的波束形成方法, 在 θ_m 位置其波束形成能量 (beamforming power) 可以表达为

$$B_m(\omega) = \left| \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N e^{i\omega\tau_{mn}} b_n(\omega) \right|^2 = w^H(\theta_m, \omega) b(\omega) b^H(\omega) w(\theta_m, \omega) \quad (8)$$

其中导向矢量 (steering vector) $w(\theta_m, \omega) = \frac{1}{N} [A_{1m}, A_{2m}, \dots, A_{Nm}]^T$. 对比式(7)和式(8), 可以把波束形成方法理解为式(1)的伴随解的能量值, 其值在空间上是平滑分布的, 其大小可以近似对应于可能存在于 θ_m 位置的信号源的强度. 通常情况下, 我们选取波束形成能量的一些全局或区域极大值点作为可能的信号源位置. 在没有噪声且仅有一个信号源存在的情况下, 波束形成能量最大值的位置对应着输入信号源的位置, 但其分辨率随着频率的减小而降低. 在实际多个源存在的情况下, 位于不同位置

的信号可能相互干扰, 使得波束形成能量极大值的位置并不对应于真正的信号位置.

很多高分辨率的自适应波束形成 (adaptive beamforming) 方法可以有效地检测多个信号源的位置^[38-39], 例如 MUSIC 方法^[20]. 但是这些方法通常需要信号是稳态的 (stationary), 需要对信号进行多次快照 (snapshot) 以获得准确的互谱密度矩阵 (cross-spectral density matrix) $R = E\{b(\omega)b^H(\omega)\}$, 其中 E 表示对 $\{\}$ 内表达式的均值求期望值, 但这对于以瞬态信号特征为主的地震信号而言一般很难准确得到互谱密度矩阵 R . 对于 MUSIC 算法, 还需要很好地估计噪声子空间 (noise subspace) 特征, 但压缩感知算法或很多其他波束形成方法直接对主要信号空间进行操作运算. 关于高分辨率自适应波束形成的细节问题, 我们不在此详述, 请参阅上述相关文献.

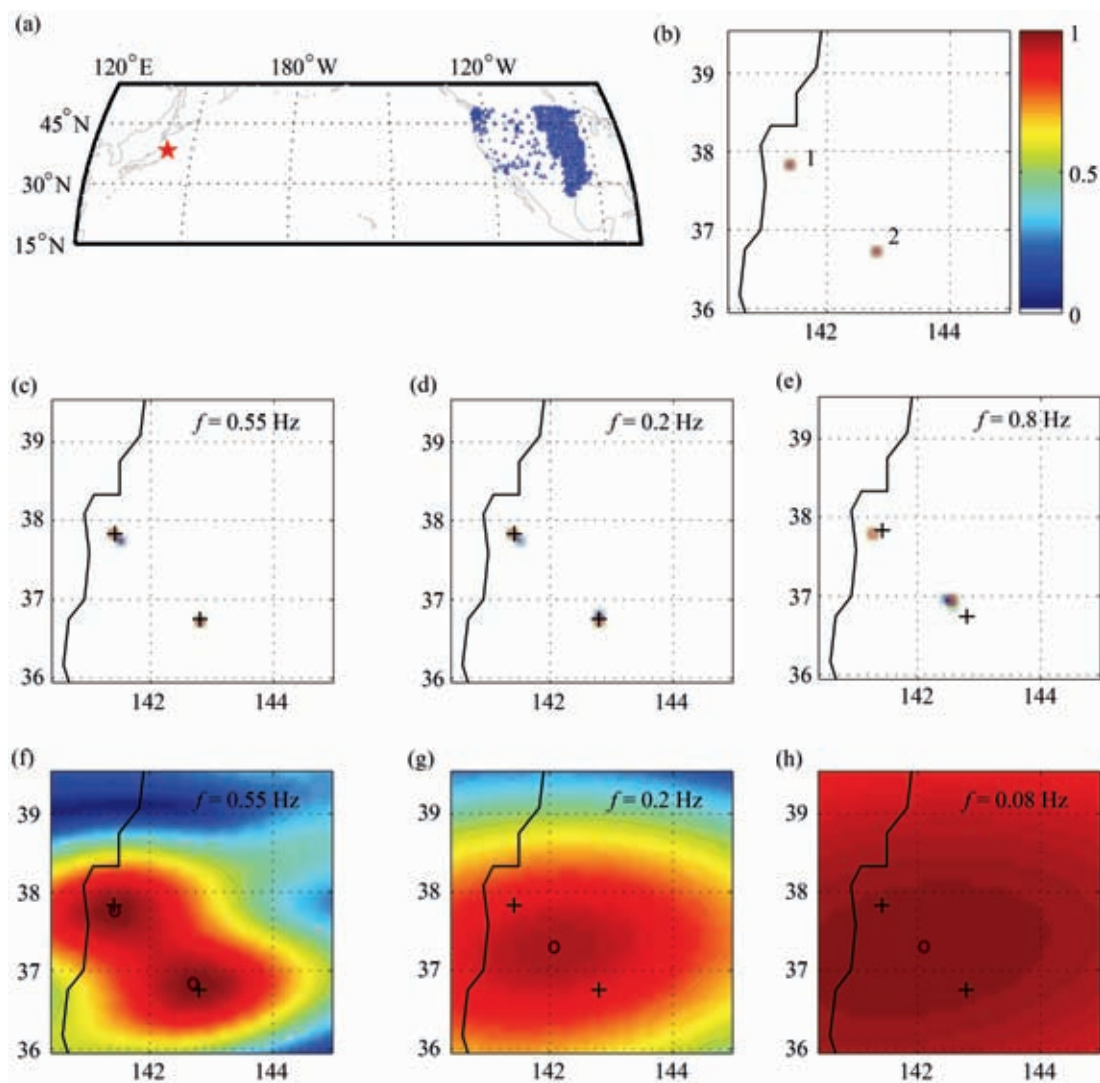
1.3 测试结果及分辨率

基于频率域的压缩感知方法相对于传统的频率域波束形成 (或时间域反投影) 方法而言具有更高的空间分辨率. 在仅有一个源存在的情况下, 波束形成方法得到的能量最大值点对应于源的真实位置, 但通常在高频情况下, 该方法本身的台阵响应函数 (array response function) 会产生很多区域极大值假象^[14], 从而对实际分析中源的辨识产生很大的干扰, 尤其是在多个源同时存在的情况下. 但压缩感知方法通常在仅有一个源存在的情况下可以非常好地恢复源的空间位置分布和振幅, 并且不会产生其他众多的假象. 对于多个源同时存在的情况, 如图 6 所示的两个源同时存在时, 压缩感知方法可以更好地分辨不同频率下的两个源的位置和强度 (图 6(c)~(e)), 而波束形成方法很明显在较低频时由于信号的混淆而无法分辨出两个源的位置, 给出了错误的源的位置, 例如位于两个输入源之间 (图 6(g), (h)).

虽然压缩感知算法在很大的频率范围内较波束形成算法具有更高的空间分辨率, 但在较低频时, 也难以同时分辨出多个源的位置, 反映了该方法的分辨率仍然受物理分辨率的限制. 且因为压缩感知方法是一种基于反演的方法, 其本身也具有一定的不稳定性, 尤其是在较高频和噪声水平比较大的时候, 反演的结果可能会出现一定程度的假象, 这需要在后续结果分析中非常谨慎.

2 数据处理方法

目前我们提出的用压缩感知算法去研究地震的



(a)本测试以 2011 年日本 Tohoku 海域 9.0 级大地震的破裂区域为反演区域,其接收台站主要以美国 USArray 台站为主;
 (b)反演区域输入的两个信号源及其强度大小,在产生理论数据时,我们加入了 5% 的高斯随机噪声,源区被离散为 $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ 的网格点;
 (c)~(e)为用压缩感知算法恢复的不同频率下的信号源的位置和强度(如图中的有色小方块所示),黑色+为输入的信号源的位置;
 (f)~(h)为用波束形成算法计算得到的源区能量分布图,其中黑色 o 显示区域能量极大值点,黑色+为输入的信号源的位置

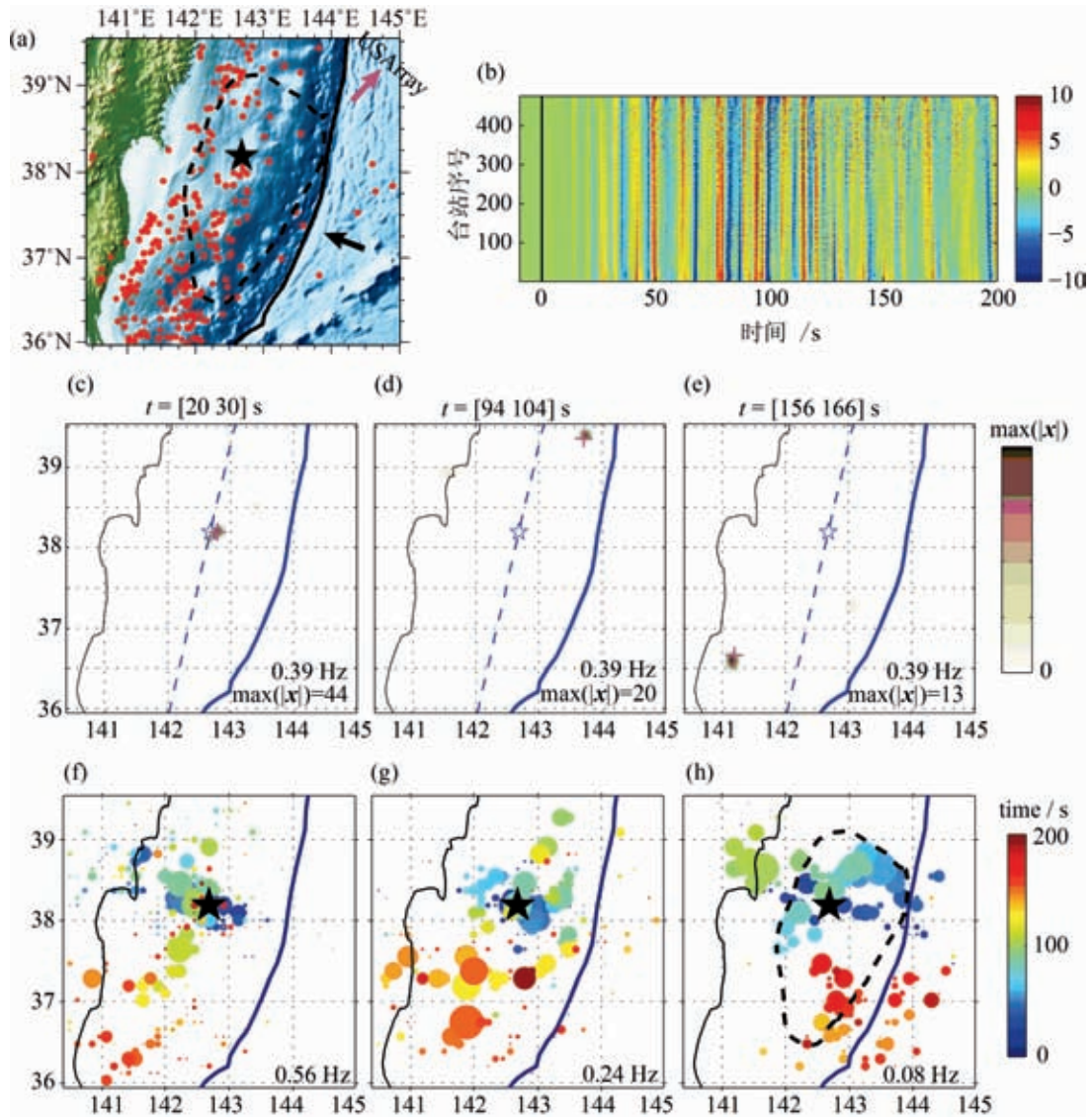
图 6 用压缩感知算法和波束形成算法恢复两个输入测试信号源的结果(修改自 Yao 等^[31])

Fig. 6 Results of recovering two input sources from compressive sensing and beamforming methods (modified from Yao et al^[31])

破裂过程是基于频率域频谱资料的反演方法,在反演之前我们需要对台阵接收到的时间域数据进行适当的预处理。预处理的主要流程包括:①对波形数据进行去均值、去倾斜、重采样、去仪器响应和带通滤波处理;②用大地震波形纪录的前面若干秒 P 波波形数据的互相关来对齐波形,从而有效去除掉从震中到不同台站的射线路径上三维结构差异对走时的影响^[2-3]。第 2 步非常重要,如果波形未对齐,很可能难以得到正确的和稳定的结果。一般我们将每个台站纪录到的前面若干秒 P 波波形和所有台站对齐之后 P 波叠加波形(通常称为参考叠加波形

(reference stack))做互相关,如果互相关系数低于 0.6,我们通常将该台站数据去掉,以减少相关性较差的数据或噪声水平比较大的波形数据对最终反演结果的干扰。图 7(b)给出了美国 USArray 台阵接收到并按照上述预处理方法对齐后的 2011 年日本 Tohoku 大地震的 P 波波形资料。

我们根据地震破裂的大致范围将源区反演平面离散为若干网格点,如 $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ 的网格点,其深度位于初始震中深度(如图 2 所示)。由于地震 P 波波形已经相对于震中位置的初始 P 波对齐,且初始 P 波的开始时间也对应于对齐后波形的零时刻



(a) 2011 年日本 Tohoku 大地震震中位置(黑色五角星)及主震后 48 小时内余震分布(红色点,震级均为 4 级或以上,地震目录来源于日本 NIED),其中黑色箭头显示板块运动方向,紫色箭头指示美国 USArray 台站相对于震中的方位,黑色实线为日本海沟的位置;

(b) 美国 USArray 接收到的 P 波波形数据(已经经过预处理和对齐,频带为 0.05~4 Hz);

(c)~(e) 用压缩感知方法反演得到的来自 3 个不同时间窗口(分别为 20~30 s, 94~104 s, 156~166 s)的 0.39 Hz 源的空间分布和振幅大小(如图中有色小方块所示),其中紫色十字显示最大幅度的源的位置,空心五角星为初始震中位置,蓝色虚线为 GCMT 给出的地震破裂断层的走向;

(f)~(h) 为用压缩感知算法反演得到的地震破裂所释放的 3 个不同频率的能量的大小和时空分布,其中圆圈面积正比于能量值(对不同频率能量均做了归一化),颜色代表时间,黑色五角星为初始震中位置。(c)~(h) 中蓝色实线为日本海沟的位置,黑线为日本岛海岸线。

其中(a)和(h)中的黑色虚线区域代表了地震破裂滑移量较大的区域^[33]

图 7 用压缩感知方法研究大地震破裂不同频率能量释放时空分布的例子(修改自 Yao 等^[23,31])

Fig. 7 Example of using compressive sensing technique to analyze the spatial and temporal distribution of seismic radiation at different frequencies during earthquake rupture (modified from Yao et al^[23,31])

(图 7(b)), 所以式(1)中的传播矩阵 \mathbf{A} 的第 nm 个元素应修改为 $A_{nm}(\omega) = e^{-i\omega\Delta\tau_{nm}} = e^{-i\omega(\tau_{nm} - t_n^0)}$, 这里 $\Delta\tau_{nm}$ 为从第 m 个源区格点到第 n 个台站的理论走时(τ_{nm})与从震中格点到第 n 个台站的理论走时(t_n^0)之差. 因为波形已经相对于震中初始的 P 波对齐,

所以反演得到其他时间段的震源位置也是相对于震中位置的, 如果初始震中位置有误差, 那么所得到的其他源的位置将同时存在系统的偏差. 对于 2011 年日本 Tohoku 地震而言, 研究表明不同方法和不同数据得到的初始震中的位置可能存在超过 50 km

的差异^[40],所以可靠的初始震中的位置对于获取准确的地震破裂中能量释放的绝对空间位置具有重要的意义。

我们对已经对齐的台阵 P 波数据采用一种移动窗的处理方法去获得不同时窗内不同频率的源的空间分布^[23],时间窗口的长度一般取决于研究频率的大小,通常的标准是窗口的时间长度至少要比研究的最长周期要大,例如对于研究 0.2~1 Hz 频带的源的分布,我们一般采用 5~10 s 长的时间窗口,对于研究 0.05~0.2 Hz 频带的源,我们通常选取 20 s 或更长的时间窗口,每次时窗的移动时间间隔约在 1~2 s,这样利于有效追踪整个地震破裂的过程。虽然越短的时间窗口其时间分辨率越高,但如果破裂区域和台阵的尺度较大,那么离震中较远的破裂区域的源到各个台站相对于震中到各个台站的走时差 $\Delta\tau_m$ 的变化会比较大,有时变化可达 10 s 以上,这时候为了使得大部分台站在同一时间窗内都能有效地包含源信号,我们往往会增加时窗的长度。我们对选取的时窗的各个台站的波形数据做傅立叶变换以得到不同频率的观测频谱资料,然后再用压缩感知算法反演得到该时窗内不同频率的源的分布,即稀疏复向量 $\mathbf{x}(\omega)$ 的值。图 7(c)~(e)给出了频率为 0.39 Hz 下的 2011 年日本 Tohoku 大地震破裂时 3 个不同时窗内的源的分布^[23],显示出该地震呈现明显的双向破裂特征,约在 25 s 时地震破裂辐射的能量在震中附近,100 s 时能量主要分布在震中东北方向约 100 km 处,在 160 s 时能量辐射主要在震中西南方向约 150 km 处。

对于采用移动窗方法去处理按震中初始 P 波对齐的台阵数据时,我们需要对反演得到的稀疏源的发生时间做一定的修正^[23],这是因为相对于震中位置离台阵距离更近(或更远)的源到达台阵的平均时间会比从震中到台阵的平均时间偏早(或偏晚),对于破裂尺度较大的地震(如几百公里),其时间差可以超过 10 s。对于某一移动时间窗 $[t_b, t_e]$,其中 t_b 为起始时间, t_e 为终止时间,如果该时间窗数据反演得到的源的位置位于震中,那么该源的发生时间近似为 $t_s = (t_b + t_e)/2$,如果源的位置在第 m 个格点上,那么该源的发生时间应近似为 $t_s = (t_b + t_e)/2 + \text{median}(t_n^0 - \tau_m)$,这里 median 表示对所有台站($n = 1, 2, \dots, N$)的走时差(括号内表达式)取中位数,该项即为因位置不在震中所增加的时间修正项。如果不做此时间修正,那么得到的震源时间会不准确,从

而影响到地震破裂速度的估算。

对同一频率,我们将所有不同时窗数据反演得到的源的结果(位置及修正后的时间)结合在一起可以得到该频率下地震破裂能量释放源的时空分布。图 7(f)~(h)显示了采用压缩感知方法得到的 2011 年 Tohoku 地震破裂过程中能量释放源在 3 个不同频率下的时空分布^[31],该逆冲大地震显示出明显的随频率变化的能量辐射机制,较高频(0.56 Hz)能量辐射主要发生在离日本岛更近的位置,但较低频(0.08 Hz)能量辐射主要发生在离海沟更近的位置。因为远震 P 波数据的反演结果在震源区域几乎没有深度分辨率,但如果我们假设同震能量辐射都发生在俯冲板块上,考虑到板块俯冲的方向,我们推断高频能量辐射主要发生在比震中位置更深的俯冲板块上,而低频能量辐射则主要发生在比震中深度浅的俯冲板块上,显示出该地震与深度和频率相关的同震破裂能量辐射特征。

3 俯冲带特大逆冲地震破裂及能量释放规律

俯冲带大地震的破裂模式主要受控于俯冲板块的几何特征和其表面的物理性质以及俯冲带的构造性质和化学组分的差异^[41-42]。对于大地震,其沿断层走向方向的破裂尺度一般要大于沿断层倾向(或深度方向)的破裂尺度,所以要确定沿断层倾角或深度方向的破裂特征相对而言比较困难,尤其在使用远震体波数据时。但因为俯冲板块表面的物理化学性质会随着板块俯冲深度的变化而发生系统的变化,如俯冲板块表面及周围介质的速度、正应力、温度、孔隙中流体的含量等,所以我们预期俯冲带发生的大地震也应该存在随深度变化的破裂特征。

地震学家早就发现^[43-44],发生在俯冲带浅部的地震(尤其是海啸地震)通常会比同等震级但发生在俯冲带较深部的地震具有更长的震源破裂持续时间,并且高频能量辐射很少。但关于俯冲带逆冲大地震随深度变化的破裂过程的细节却一直未能有效地获得,直到 2011 年在日本发生了 Mw 9.0 级的 Tohoku 地震之后,地震学家通过大量的全球和区域台阵数据以及不同的方法才逐渐清晰地认识到俯冲带逆冲大地震随深度变化的破裂规律。例如,Simons 等^[45]及 Koper 等^[46]均发现,通过低频数据(如频率低于 0.2 Hz)反演得到的 Tohoku 地震断层面上滑移量较大的区域与用高频体波数据(一般

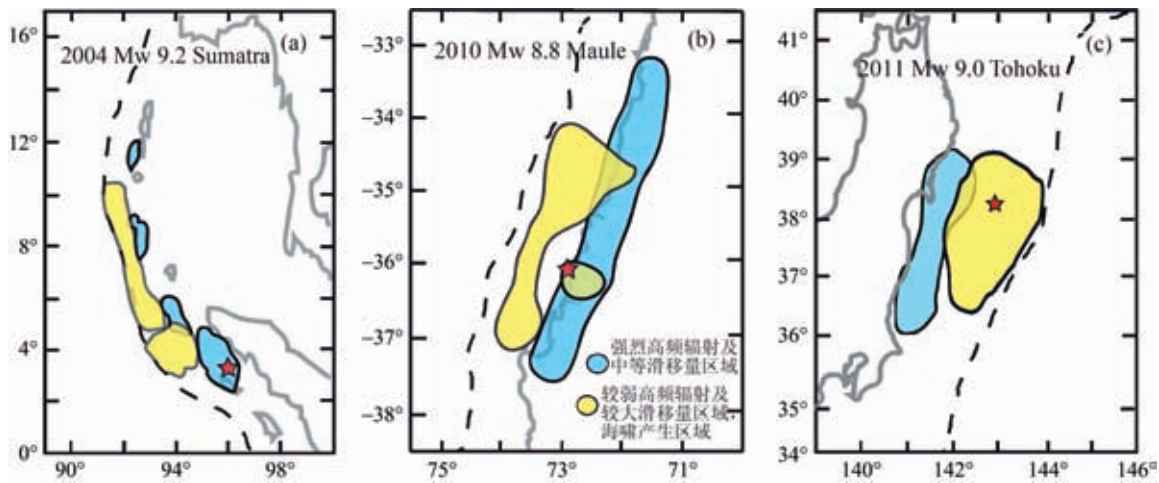


图 8 3 个俯冲带逆冲大地震高频能量辐射主要区域和较大同震滑移区域的比较 (修改自 Lay 等^[33])

Fig. 8 Comparison of major areas for high-frequency seismic radiation and large co-seismic slip of 3 subduction zone megathrust earthquakes (modified from Lay et al^[33])

特
约
评
述

频率在 1 Hz 附近)的反投影算法获得高频能量辐射的空间位置存在明显的差异,高频能量辐射主要位于比震中更深的位置(靠近日本岛),但同震滑移量较大的地区主要位于震中深度附近及更浅的位置(更靠近海沟),如图 8(c)所示. Lay 等^[33]发现,不仅仅是 2011 年的 Tohoku 地震,2004 年印尼的 Sumatra Mw 9.2 级地震及 2010 年智利的 Maule Mw 8.8 级地震均存在相似的特征(图 8). 这些结果表明,俯冲板块表面在不同深度的摩擦性质可能存在系统的变化(图 9),从而导致这些逆冲大地震的破裂和能量辐射在深度方向上存在显著差异^[33].

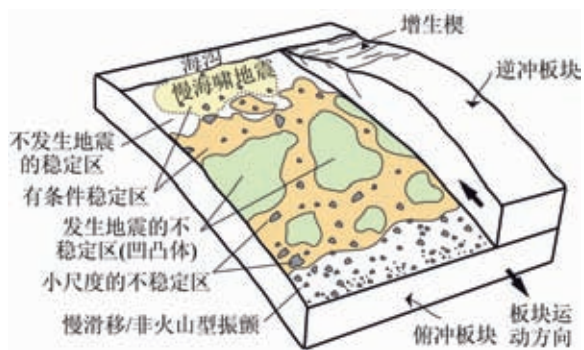


图 9 俯冲板块表面摩擦性质和稳定性的示意图 (修改自 Lay 等^[33])

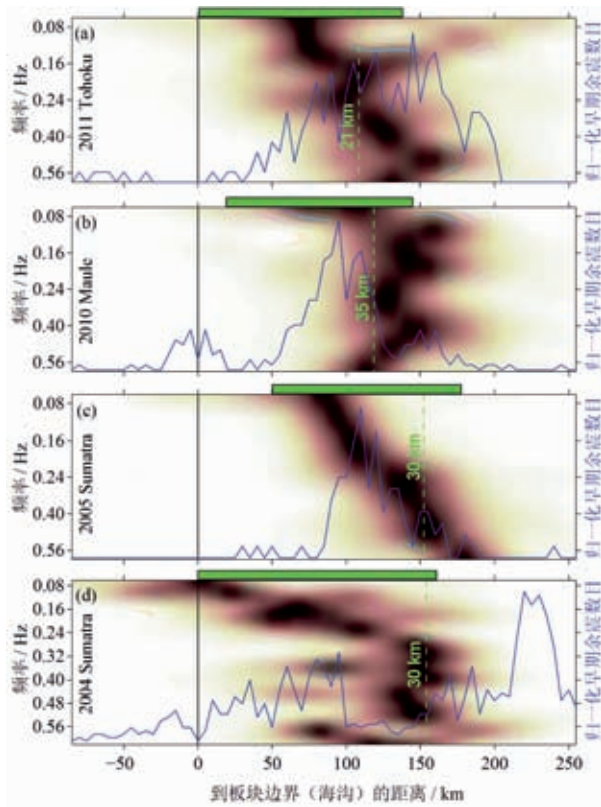
Fig. 9 Frictional properties and stability regimes of the subducting slab interface (modified from Lay et al^[33])

如果俯冲带逆冲大地震破裂存在随深度变化的规律,那我们应该可以观察到地震破裂释放的能量空间和频谱分布特征的差异. 但由于传统的时间

域或频率域的反投影算法在较低频率时(例如低于 0.2 Hz)的空间分辨率较低,所以很难准确获得较低频能量辐射可靠的空间位置分布. 在节 2 中,我们采用的压缩感知算法可以更为准确地获得地震破裂过程中不同频率能量辐射的时空分布,例如 2011 年日本 Tohoku 大地震^[23],从而可以有效地用于研究随频率和深度变化的同震破裂能量释放现象,对于系统研究俯冲带逆冲大地震随深度变化的破裂规律有着重要的意义.

本节将简单介绍用压缩感知算法系统研究全球近 10 年内发生的 4 个俯冲带特大逆冲地震的不同频率能量的辐射规律的主要结果^[31],这 4 个逆冲大地震分别是 2004 年在印尼发生的 Mw 9.2 级 Sumatra 地震、2005 年在印尼发生的 Mw 8.6 级 Sumatra 地震、2010 年在智利发生的 Mw 8.8 级 Maule 地震以及 2011 年在日本发生的 Mw 9.0 级 Tohoku 地震. 对于 2004 年和 2005 年的 Sumatra 大地震我们采用了密集的日本 Hi-net 台阵数据,对 2010 年的 Maule 和 2011 年的 Tohoku 地震,我们主要采用美国 USArray 及美国境内的其他地震台站的数据,具体的台站分布及数据处理流程请见 Yao 等^[31]及本文中的节 3.

我们的研究发现这 4 个俯冲带逆冲大地震均存在与频率和深度相关的能量辐射特征(图 10),较低频能量辐射(如低于 0.2 或 0.1 Hz)主要发生在俯冲板块上比震中深度小的较浅部位置(更靠近海沟),可能对应该区域破裂速度较慢及破裂尺度较大等物理现象,但较高频能量辐射(如高于 0.3 或 0.4



其中横坐标 0 值处的黑色直线代表板块边界(海沟)的位置, 绿色虚线显示初始震中的位置, 其深度用绿色数字表示

图 10 4 个俯冲带逆冲大地震不同频率归一化能量辐射 (背景颜色)、归一化早期余震数目(蓝色曲线)及主要同震滑移区域(绿色长条)沿板块倾角方向的分布关系 (修改自 Yao 等^[31])

Fig. 10 Along-dip distribution of normalized energy of seismic radiation at various frequencies (background color), normalized number of early aftershocks (blue lines), and major co-seismic slip area (green bars) for the 4 subduction zone megathrust earthquakes (modified from Yao et al^[31])

Hz)主要发生在震中深度附近或比震中更深的俯冲板块上,可能反映该区域破裂速度较快及破裂尺度

较小. Yagi 等^[47]通过一种改进的时间域反投影方法也证实了 2011 年日本 Tohoku 大地震辐射的 0.1~0.5 Hz 能量主要位于震中和海沟之间的较浅位置, 但 0.5~2 Hz 能量辐射主要位于比震中更深的位置. 这 4 个逆冲大地震较低频或中等频率的能量辐射的位置的深度也基本上对应着同震滑移量比较大的位置的深度(如图 10 所示绿色长条的分布), 在高频能量辐射占主导的深度, 同震滑移量相对比较小. 对比主震发生后开始两天的余震的深度和数量分布(如图 10 所示蓝色曲线), 我们发现在俯冲板块浅部(约在 15 km 深度之上), 即同震滑移较大和较低频能量辐射占优势的区域, 早期余震的数量很少, 但在主震深度附近或较浅的位置(约在 15~35 km 深度范围)存在数量众多的早期余震, 显示出主震断层破裂滑移后会造俯冲板块界面或之上的地壳内断层的应力应变状态的重新分布, 从而可能在某些断层面上触发余震. 尤其是在逆冲大地震发生后, 俯冲板块浅部的余震数量明显少于深部, 这可能意味着大地震基本释放了浅部板块在地震间歇期间所累积的应变.

图 11 总结了俯冲带逆冲大地震破裂和能量释放特征、余震分布及俯冲板块表面不同深度位置的摩擦性质之间的关系^[31,33]. 俯冲板块的浅部(深度约在 15 km 之上)是属于稳定(stable)的或有条件稳定(conditionally stable)的区域(图 9), 稳定区域难以发生地震, 但有条件稳定区域在某些情况下可以失稳发生大地震, 例如海啸地震. 该深度区域发生的地震一般伴随着较大同震破裂滑移、较慢的破裂速度、较少的高频能量辐射和余震数目. 该区域发生大的同震滑移主要可能是由于如下原因: ①俯冲沉积物的摩擦稳定性的变化, 即从浅部稳定的速度强化性质过渡到较深部的速度弱化性质, 断层泥的固

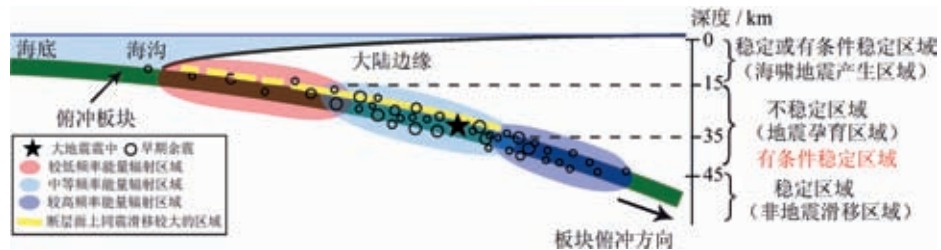


图 11 俯冲带逆冲大地震破裂同震滑移分布、能量释放特征、余震分布及俯冲板块表面不同深度位置的摩擦性质之间的关系示意图(修改自 Yao 等^[31])

Fig. 11 Schematic illustration of distribution of co-seismic slip, seismic energy radiation, and aftershocks as well as their relationship to the frictional properties of the slab interface at various depths (modified from Yao et al^[31])

结及岩化是其性质转变的主要原因^[48]；②孔隙流体的热增压机制^[49-51]，导致孔隙流体压力显著增加和有效正应力显著降低，从而使得破裂更容易发生；③俯冲板块浅部物质的动态孔隙流体压力变化及非弹性形变效应^[52-53]，该机制可以很好地解释地震、大地测量及海啸等观测资料。

俯冲板块中等深度(约在 15~45 km)是地震发生的主要非稳定区域，其中约在 15~35 km 的深度范围是俯冲带逆冲大地震孕育和发生的主要区域，在俯冲板块表面存在较大尺度的非稳定凹凸体^[33]，在大地震发生时通常会伴随着较大的同震滑移和中等及较高频率的能量辐射，该区域也是主震后余震发生的最主要深度区域。大地震在震中发生初始破裂后会朝各个方向传播并释放出大量的不同频率地震波能量，有的时候破裂能有效地到达俯冲板块浅部，例如冲破已经俯冲至某一深度的坚硬海山的阻挡^[54-55]，从而引发破坏性极大的海啸地震。深度约在 35~45 km 范围的俯冲板块较深部，是高频能量释放的主要区域，在地震破裂中滑动量一般较小，一般较难孕育和产生大的地震。这可能是由于深部断层面上存在数量众多但尺度较小的不稳定区域，这些小的凹凸体处在主要呈现塑性特征的介质中，但大地震发生时这些不稳定小区域可能会被触发发生破裂并释放出大量的高频能量^[17, 19, 22-23, 45-46]。

在某些年轻俯冲带的 30~45 km 深度之间，例如日本的 Nankai 和北美的 Cascadia 地区，俯冲板块表面的摩擦性质表现为一种有条件稳定的状态，研究表明该区域的孔隙流体压力比较大，从而使得有效正应力比较小，很多小的凹凸体处于临近破裂的状态，会频繁地或有规律地发生有周期性的非火山型颤动、慢滑移和低频地震^[56-57]。在此深度之下的俯冲板块表面的摩擦性质一般处于稳定的滑移状态，较难孕育和发生地震。

4 研究展望

从观测的角度去研究大地震的破裂过程对于认识地震破裂的物理机制有着非常重要的意义，它与从理论和数值模拟方面去认识地震孕育和破裂的机理互为补充和支持。目前我们可以通过地震资料(包括强震纪录、近场和远场波形数据、自由振荡数据、余震空间分布数据等)、大地测量资料(GPS, InSAR 等)、野外地质考察资料(地表断层信息、同震断层滑动数据等)、甚至海啸海潮高度资料等众多数据去单

独和联合约束大地震的破裂过程。但由于方法和数据的不同，不同研究小组得到的大地震破裂过程模型往往存在很多的差异，例如有限断层模型的反演，全世界有几十个研究小组都可以做，这些反演结果可能在大尺度上比较类似，但在很多中等或较小尺度的细节上差异较大。这些差异一方面来源于数据资料本身的差异，另一方面也可能来源于不同小组在反演过程中一些其他因素的影响，例如反演方法的差异、断层模型的差异、速度模型的差异、破裂模型约束的差异等。又如反投影算法的研究，虽然大致结果相似，但也存在一定的差异，主要来源于台站分布、初始震中位置、波形数据频带、预处理方法、处理方法(时间域或频率域)等不同因素的影响。

由于有限断层反演和反投影算法获得的地震破裂过程图像反映了两种不同的物理含义，所以很多情况下很难将两种结果直接进行比较；但这两种结果又存在着一些物理上的联系。因此，如何将这两种结果有机地结合在一起去更好地认识地震破裂的过程有着重要的意义。反投影方法一般简单快捷，可以很快地提供地震破裂速度和大致破裂范围等信息，为有限断层反演提供重要的模型约束；但反投影算法无法给出破裂断层面滑动的具体信息和地震破裂整体能量释放和震级大小等信息，这些信息却可以通过有限断层反演方法来有效地获得。另一方面，反投影算法给出的是震源区能量释放强度的时空分布，而地震在破裂过程中的能量释放主要发生在断层破裂过程发生变化较大的地方，例如破裂的起始和终止位置、破裂速度和滑移发生突变的时刻^[11, 28-30]；有限断层反演一般很难准确获得这些物理量剧烈变化的信息，且由于有限断层反演一般使用较低频的资料，所以获得的模型很难反映高频能量辐射的信息。如何从频率成分上拉近这两种方法的差异，从而使得两种方法能够更有效地相互解释和印证，是目前大地震破裂研究的一个非常重要的方向。比如说，能否通过有限断层反演得到的地震破裂滑移的模型去预测或印证远震或近震体波数据反投影得到的中高频能量辐射的图像？

压缩感知算法所获得的大地震破裂过程中不同频率的能量辐射的时空分布从数据的频率成分上拉近了反投影算法和有限断层反演方法的距离，使得两种方法在某种程度上可以进行有效的对比^[23, 31]，但压缩感知算法的空间分辨率仍然存在物理极限，在较低频且存在多个源的时候其结果可能很不准

确。因此,一个重要问题是如何使有限断层反演所使用的波形数据包括更多的高频数据;但加入更多的高频数据往往会使得反演的结果不稳定,如何克服这一技术难题是非常有意义的。

目前在对大地震的破裂过程的研究中所采用的压缩感知算法仍然是基于比较简单的假设和反演方法,在实际问题中该算法还需要进一步完善和改进,以形成新的更为有效和更具有物理含义的算法。例如低频能量的辐射区域可能并不是很稀疏分布的,而更可能对应于有一定面积的区域源,针对不同频率的源给出不同的稀疏定义会更有物理意义,例如在某些与频率和面积相关的基函数上是稀疏的,而不是在格点上稀疏的。此外,目前除了所假设的空间稀疏外,如何将时间域稀疏的概念也引入到压缩感知算法中也是非常有意义的,即源的分布在时空上都是稀疏的,这也符合某些大地震可以分成几个子震的概念。由于压缩感知算法是基于反演方法的,计算时间远高于传统的反投影算法,如何提高反演方法的稳定性和求解的速度也是十分重要的问题。

作为近 10 年来应用数学和信号分析领域蓬勃发展的新方法,基于稀疏反演理论的压缩感知算法在地球物理领域的应用还比较有限。但最近几年内该方法已经开始成功地被应用于多个地震学和地球物理的反演问题中,包括地震成像^[58]、大地震的破裂和能量释放过程研究^[23,31]、地震快速定位和震源机制解的反演^[59-60]、地震勘探领域波场的恢复和重建^[61-62]、地震信号分析与处理^[63]以及大地震同震及震后位移形变场的大地测量数据成像^[64]等领域。可以预见,压缩感知算法在地球物理学的研究中将发挥越来越大的作用,为地球物理反演问题提供新的思路和解决问题的新途径。

参考文献(References)

- [1] Walker K T, Shearer P M. Illuminating the near-sonic rupture velocities of the intracontinental Kokoxili Mw 7.8 and Denali fault Mw 7.9 strike-slip earthquakes with global P wave back projection imaging [J]. *J geophys Res*, 2009, 114: B02304; doi: 10.1029/2008JB005738.
- [2] Ishii M, Shearer P M, Houston H, et al. Extent, duration and speed of the 2004 Sumatra-Andaman earthquake imaged by the Hi-Net array [J]. *Nature*, 2005, 435:933-936.
- [3] Yao H, Shearer P M, Gerstoft P. Subevent location and rupture imaging using iterative back-projection for the 2011 Tohoku Mw 9.0 earthquake [J]. *Geophys J Int*, 2012, 190: 1 152-1 168.
- [4] Olson A H, R J Apsel. Finite faults and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake [J]. *Bull Seismo Soc Amer*, 1982, 72(6A):1 969-2 001.
- [5] Mendoza C, Hartzell S H. Aftershock patterns and main shock faulting [J]. *Bull Seismo Soc Amer*, 1988, 78(4):1 438-1 449.
- [6] Yao Zhenxing, Ji Chen. The inverse problem of finite fault study in time domain [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 1997, 40:691-701.
姚振兴, 纪晨. 时间域内有限地震断层的反演问题 [J]. *地球物理学报*, 1997, 40:691-701.
- [7] Ji C, Wald D J, Helmberger D V. Source description of the 1999 Hector Mine, California, earthquake, part I: Wavelet domain inversion theory and resolution analysis [J]. *Bull Seismo Soc Amer*, 2002, 92(4): 1 192-1 207.
- [8] 张勇, 许力生, 陈运泰. 2010 年青海玉树地震震源过程 [J]. *中国科学:地球科学*, 2010, 40(7):819-821.
- [9] 王卫民, 李丽, 赵连锋, 等. 2003 年 2 月 24 日新疆伽师 Ms6.5 级地震震源破裂过程研究 [J]. *地球物理学报*, 2005, 48(2):343-351.
- [10] 郝金来, 王卫民, 姚振兴. 2011 年 3 月 11 日日本东北沿海 Mw9.0 级地震震源破裂过程 [J]. *中国科学:地球科学*, 2011, 41:745-749.
- [11] Uchide T, Yao H, Shearer P. Spatio-temporal distribution of fault slip and high-frequency radiation of the 2010 El Mayor-Cucapah, Mexico earthquake [J]. *J Geophys Res*, 2013, 118(4):1 546-1 555.
- [12] Hartzell S H. Earthquake aftershocks as Green's functions [J]. *Geophys Res Lett*, 1978, 5(1):1-4.
- [13] Ishii M, Shearer P M, Houston H, et al. Teleseismic P wave imaging of the 26 December 2004 Sumatra-Andaman and 28 March 2005 Sumatra earthquake ruptures using the Hi-net array [J]. *J geophys Res*, 2007, 112:B11307; doi:10.1029/2006JB004700.
- [14] Xu Y, Koper K D, Sufri O, et al. Rupture imaging of the Mw 7.9 12 May 2008 Wenchuan earthquake from back projection of teleseismic P-waves [J]. *Geochem Geophys Geosyst*, 2009, 10: Q04006; doi: 10.1029/2008GC002335.
- [15] Zhang H, Ge Z. Tracking the rupture of the 2008 Wenchuan Earthquake by using the relative back-projection method [J]. *Bull Seismo Soc Amer*, 2010, 100(5B):2 551-2 560.
- [16] Zhang H, Ge Z, Ding L. Three sub-events composing the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake

- (Mw 9.0) inferred from rupture imaging by back projecting teleseismic P waves [J]. *Earth Planets Space*, 2011, 63:595-598.
- [17] Wang D, Mori J. Rupture process of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku earthquake (Mw 9.0) as imaged with back-projection of teleseismic P-waves [J]. *Earth Planets Space*, 2011, 63: 603-607.
- [18] Kiser E, Ishii M, Langmuir C H, et al. Insights into the mechanism of intermediate-depth earthquakes from source properties as imaged by back-projection of multiple seismic phases [J]. *J Geophys Res*, 2011, 16: B06310; doi:10.1029/2010JB007831.
- [19] Meng L, Inbal A, Ampuero JP. A window into the complexity of the dynamic rupture of the 2011Mw 9 Tohoku-Oki earthquake [J]. *Geophys Res Lett*, 2011, 38: L00G07; doi:10.1029/2011GL048118.
- [20] Schmidt R O. Multiple emitter location and signal parameter estimation [J]. *IEEE Trans Antennas Propag*, 1986, 34:276-280.
- [21] Wang D, J Mori. Frequency-dependent energy radiation and fault coupling for the 2010 Mw8.8 Maule, Chile, and 2011 Mw9.0 Tohoku, Japan, earthquakes [J]. *Geophys Res Lett*, 2011, 38: L22308; doi:10.1029/2011GL049652.
- [22] Koper K D, Hutko A R, Lay T. Along-dip variation of teleseismic short-period radiation from the 11 March 2011 Tohoku earthquake (Mw 9.0) [J]. *Geophys Res Lett*, 2011, 38:L21309; doi:10.1029/2011GL049689.
- [23] Yao H, Gerstoft P, Shearer P M, et al. Compressive sensing of the Tohoku-Oki Mw 9.0 earthquake; Frequency-dependent rupture modes [J]. *Geophys Res Lett*, 2011, 38 (20): L20310; doi: 10.1029/2011GL049223.
- [24] Donoho D. Compressed sensing [J]. *IEEE Trans Inf Theory*, 2006, 52:1 289-1 306.
- [25] Candès E J, Romberg J, Tao T. Robust uncertainty principles; Exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information [J]. *IEEE Trans Inf Theory*, 2006, 52:489-509.
- [26] Malioutov D M, Cetin M, Willsky A S. A sparse signal reconstruction perspective for source localization with sensor arrays [J]. *IEEE Trans Signal Process*, 2005, 53:3 010-3 021.
- [27] Lustig M, Donoho D L, Pauly J M. Sparse MRI: The application of compressed sensing for rapid MR imaging [J]. *Magn Reson Med*, 2007, 58: 1 182-1 195.
- [28] Yamashita T. High-frequency acceleration radiated by unsteadily propagating cracks and its near-source geometrical attenuation [J]. *J Phys Earth*, 1983, 31(1):1-32.
- [29] Sato T. Seismic radiation from circular cracks growing at variable rupture velocity [J]. *Bull Seismo Soc Amer*, 1994, 84(4):1 199-1 215.
- [30] Spudich P, Frazer L N. Use of ray theory to calculate high-frequency radiation from earthquake sources having spatially variable rupture velocity and stress drop [J]. *Bull Seismo Soc Amer*, 1984, 74(6):2 061-2 082.
- [31] Yao H, Shearer P, Gerstoft P. Compressive sensing of frequency dependent seismic radiation from subduction zone megathrust ruptures [J]. *Proc Nat Acad Sci*, 2013, 110(12):4 512-4 517.
- [32] Scholz C H. Earthquakes and friction laws [J]. *Nature*, 1998, 391:37-42.
- [33] Lay T, Kanamori H, Ammon C J, et al. Depth-varying rupture properties of subduction zone megathrust faults [J]. *J Geophys Res*, 2012, 117: B04311; doi:10.1029/2011JB009133.
- [34] Baraniuk R G. Compressive sensing [J]. *IEEE Signal Process Mag*, 2007, 24(4): 118-121.
- [35] Boyd S P, Vandenberghe L. *Convex Optimization* [M]. Cambridge, UK: Cambridge Univ Press, 2004.
- [36] Grant M, Boyd S P. CVX; Matlab Software for Disciplined Convex Programming (version 1.21) [CP/OL] [2013-10-12]. <http://cvxr.com/cvx>.
- [37] Claerbout J. Image Estimation Example: Geophysical Sounding Image Construction[M/OL]. Stanford, CA: Stanford University [2013-10-12]. <http://sepwww.stanford.edu/data/media/public/sep//prof/index.html>.
- [38] Van Veen B D, Buckley K M. Beamforming: A versatile approach to spatial filtering [J]. *IEEE Trans Acoust SpeechSig Proc*, 1988, 5(2):4-24.
- [39] Cox H, Zeskind R M, Owen M M. Robust adaptive beamforming [J]. *IEEE Trans Acoust SpeechSig Proc*, 1987, 35(10):1 365-1 376.
- [40] Chu R S, Wei S J, Helmberger D, et al. Beginning of the great Mw=9.0 Tohoku-Oki earthquake [J]. *Earth Planet Sci Lett*, 2011, 301:277-283.
- [41] Heuret A, Lallemand S, Funicello F, et al. Physical characteristics of subduction interface type seismogenic zones revisited [J]. *Geochem Geophys Geosyst*, 2011, 12(1):Q01004;doi: 10.1029/2010GC003230.
- [42] Stern R J. Subduction zones [J]. *Rev Geophys*, 2002, 40(4):1012;doi: 10.1029/2001RG000108.
- [43] Kanamori H, Kikuchi M. The 1992 Nicaragua earthquake: A low tsunami earthquake associated with subducted sediments [J]. *Nature*, 1993, 361(6414): 714-716.

- [44] Bilek S L, Lay T. Tsunami earthquakes possibly widespread manifestations of frictional conditional stability [J]. *Geophys Res Lett*, 2002, 29(14):1673; doi: 10.1029/2002GL015215.
- [45] Simons M, Minson S E, Sladen A, et al. The 2011 magnitude 9.0 Tohoku-Oki earthquake; Mosaicking the megathrust from seconds to centuries [J]. *Science*, 2011, 332(6036):1 421-1 425.
- [46] Koper K D, Hutko A R, Lay T, et al. Frequency-dependent rupture process of the 11 March 2011 Mw 9.0 Tohoku earthquake; Comparison of short-period P wave backprojection images and broadband seismic rupture modes [J]. *Earth Planets Space*, 2011, 63: 599-602.
- [47] Yagi Y, Nakao A, Kasahara A. Smooth and rapid slip near the Japan Trench during the 2011 Tohoku-oki earthquake revealed by a hybrid back-projection method [J]. *Earth Planet Sci Lett*, 2012, 355: 94-101.
- [48] Marone C, Saffer D M. The Seismogenic Zone of Subduction Thrust Faults [M]. Dixon T H, Moore J C. New York: Columbia Univ Press, 2007: 346-369.
- [49] Mitsui Y, Kato N, Fukahata Y, et al. Megaquake cycle at the Tohoku subduction zone with thermal fluid pressurization near the surface [J]. *Earth Planet Sci Lett*, 2012, 325:21-26.
- [50] Rice J R. Heating and weakening of faults during earthquake slip [J]. *J Geophys Res*, 2006, 111(B5): B05311;doi: 10.1029/2005JB004006.
- [51] Wibberley C A J, Shimamoto T. Earthquake slip weakening and asperities explained by thermal pressurization [J]. *Nature*, 2005, 436 (7051): 689-692.
- [52] Ma S, Hirakawa E T. Dynamic wedge failure reveals anomalous energy radiation of shallow subduction earthquakes [J]. *Earth Planet Sci Lett*, 2013, 375:113-122.
- [53] Ma S. A self-consistent mechanism for slow dynamic deformation and tsunami generation for earthquakes in the shallow subduction zone [J]. *Geophys Res Lett*, 2012, 39: L11310; doi:10.1029/2012GL051854.
- [54] Duan B. Dynamic rupture of the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake; Roles of a possible subducting seamount [J]. *J Geophys Res*, 2012, 117: B05311; doi:10.1029/2011JB009124.
- [55] Yang H, Liu Y, Lin J. Effects of subducted seamounts on megathrust earthquake nucleation and rupture propagation [J]. *Geophys Res Lett*, 2012, 39: L24302; doi:10.1029/2012GL053892.
- [56] Beroza G C, Ide S. Slow earthquakes and nonvolcanic tremor [J]. *Annu Rev Earth Planet Sci*, 2011, 39: 271-296.
- [57] Peng Z, Gomberg J. An integrative perspective of coupled seismic and aseismic slow slip phenomena [J]. *Nature Geosci*, 2010, 3:599-607.
- [58] Loris I, Nolet G, Daubechies I, et al. Tomographic inversion using l_1 -norm regularization of wavelet coefficients [J]. *Geophys J Int*, 2007, 170:359-370.
- [59] Rodriguez I V, Sacchi M, Gu Y. Continuous hypocenter and source mechanism inversion via a Green's function-based matching pursuit algorithm [J]. *Leading Edge*, 2010, 29:334-337.
- [60] Rodriguez I V, Sacchi M, Gu Y. Simultaneous recovery of origin time, hypocentre location and seismic moment tensor using sparse representation theory [J]. *Geophys J Int*, 2012, 188:1 188-1 202.
- [61] Herrmann F J, Hennenfent G. Non-parametric seismic data recovery with curvelet frames [J]. *Geophys J Int*, 2008, 173:233-248.
- [62] Wang Y, Cao J, Yang C. Recovery of seismic wavefields based on compressive sensing by an l_1 -norm constrained trust region method and the piecewise random subsampling [J]. *Geophys J Int*, 2011, 187(1): 199-213.
- [63] Wang Y F, Yang C C, Cao J J. On Tikhonov regularization and compressive sensing for seismic signal processing [J]. *Math Models Methods Appl Sci*, 2012, 22 (2): 1150008; doi: 10.1142/S0218202511500084.
- [64] Evans E L, Meade B J. Geodetic imaging of coseismic slip and postseismic afterslip; Sparsity promoting methods applied to the great Tohoku earthquake [J]. *Geophys Res Lett*, 2012, 39: L11314; doi: 10.1029/2012GL051990.