

范小平, 李清河, 杨从杰. 2009. S波包络时间差影响因素的数值分析. 地震学报, 31(4): 367-376.
Fan Xiaoping, Li Qinghe, Yang Congjie. 2009. Numerical simulation on the factors influencing duration time of S wave envelope. *Acta Seismologica Sinica*, 31(4): 367-376.

S波包络时间差影响因素的数值分析^{*}

范小平^{1,2),†} 李清河²⁾ 杨从杰²⁾

1) 中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所

2) 中国南京 210014 江苏省地震局

摘要 介质非均匀性可引起高频S波包络的展宽, S波包络展宽是定量研究岩石圈中随机速度非均匀性的有力工具。S波的初至与其均方根包络最大振幅的一半之间的时间延迟定义为S波包络时间差, 该时间的大小可反映介质非均匀性强弱。采用有限差分算法模拟了2D von Kármán型随机介质中S波包络的展宽现象, 统计分析了影响S波包络时间差的主要因素。结果表明, 随机介质中S波传播的距离、随机介质速度扰动率及S波频率均可对S波包络时间差产生影响。相比较而言, 速度扰动率对S波包络时间差影响程度最大, S波传播距离次之, S波频率影响程度最小。

关键词 随机介质 非均匀性 S波包络展宽 数值分析

文章编号: 0253-3782(2009)04-0367-10 **中图分类号:** P315.3⁺1 **文献标识码:** A

Numerical simulation on the factors influencing duration time of S wave envelope

Fan Xiaoping^{1,2),†} Li Qinghe²⁾ Yang Congjie²⁾

1) Institute of Geophysics, China Earthquake Administration, Beijing 100081, China

2) Earthquake Administration of Jiangsu Province, Nanjing 210014, China

Abstract: High-frequency S-wave envelope is broadened by medium inhomogeneity. Analysis of S wave envelope broadening can be a powerful tool for quantitative study of random velocity inhomogeneity in the lithosphere. Defining the duration time of S-wave envelope as the time lag from the direct S-wave arrival to the time when the maximum RMS envelope amplitude decays to its half. The length of the S-wave envelope duration may indicate the degree of medium inhomogeneity. The phenomena of S wave envelope broadening in 2D von Kármán-type random medium was simulated using finite difference algorithm, and main factors affecting the S-wave envelope duration were statistically analyzed. The result shows that the travel distance of S wave in random medium, the fractional velocity fluctuation of the medium and the frequency of S wave can affect the S wave envelope broadening. Relatively, the fractional velocity fluctuation of

* 基金项目 科技部攻关项目(2006BAC01B04)和地震科学联合基金(A08026, A07138)资助. 中国地震局地球物理研究所论著 09AC1013.

收稿日期 2008-05-23 收到初稿, 2008-12-15 决定采用修改稿.

† 通讯作者 e-mail: ni_fxp@163.com

the random medium affects the envelope broadening mostly, and S wave travel distance in random medium secondly, while the lightest is the S wave frequency.

Key words: random medium; inhomogeneity of medium; S wave envelope broadening; numerical simulation

引言

大量的观测资料表明, 地球内部的非均匀性非常普遍。由地震波所揭示的非均匀尺度达 8 个数量级(吴如山, 安艺敬一, 1993; Sato, Fehler, 1998)。地球内部非均匀体将引起地震波的散射, 这些散射携带了大量的关于地球内部非均匀结构的信息。弹性性质的非均匀性是造成散射的最可能起因, 也是引起近震地震图中尾波的主要原因(Aki, Chouet, 1975)。因此, 可以通过研究地震波的散射效应来研究地球内部介质结构的非均匀性。地球内部的非均匀性分为两类: 长波长非均匀性和短波长非均匀性。长波长非均匀性的研究通常采用确定性方法, 研究方法和理论已经比较成熟; 短波长非均匀性的研究通常采用一些非常规、非确定性的方法。包络展宽法是目前研究短波长非均匀性的一种重要方法。

非均匀介质速度的微扰动空间谱可详细描述地球介质的非均匀性。人们发现绕射和多级前向散射造成了随机介质中 S 波包络展宽(Lee, Jokipii, 1975), 而弹性性质的非均匀性可造成 S 波的散射和绕射, 因此可以通过研究 S 波包络展宽来获取介质非均匀性特征。S 波包络展宽是定量研究岩石圈中随机速度非均匀性的有力工具(Sato, 1989)。S 波包络时间差是指 S 波的初至与其均方根(root mean square, 简写为 RMS)包络最大振幅的一半之间的时间延迟, 是用来量化 S 波包络展宽现象的重要参数。该时间的大小反映了地震波传播路径上介质非均匀性强弱程度。许多学者对 S 波包络展宽现象进行了大量的观测、理论研究(Sato, 1984, 1989; Sato, Nohechi, 2001; Saito *et al*, 2002, 2003; Saito *et al*, 2004)、数值模拟(Fehler *et al*, 2000; Saito *et al*, 2003; Korn, Sato, 2005)以及应用(Takahashi *et al*, 2007)研究, 但对量化 S 波包络展宽现象的重要参数 S 波包络时间差影响因素的分析和讨论并不多见。理论研究多基于单散射模型对弱非均匀介质中的 S 波包络展宽现象进行了探讨, 数值计算也主要分析了随机介质中 S 波包络线展宽现象, 并与理论结果相比较, 确定数值模拟方法和结果的有效性。Fehler 等(2000)以及 Korn 和 Sato (2005)在研究中提及了介质速度扰动率对 S 波包络时间差的影响, 但并未对此影响因素作进一步的分析讨论。实际上影响 S 波包络时间差的因素除了 S 波传播距离、介质速度扰动率外, S 波包络时间差还具有频率特性。考虑到有限差分算法直接对波动方程进行离散, 可以处理随机介质中的全波场传播, 包括所有的散射波、衍射波及转换波, 而且能量守恒, 这样就可以避免对散射模式的假设造成尾部包络的能量损失。基于此, 本文将采用有限差分算法对随机介质中 S 波包络时间差影响因素进行分析讨论。深入认识 S 波包络时间差的影响因素, 一方面可以加深对地震波散射现象的认识, 另一方面也为通过 S 波包络时间差来定量研究介质的非均匀性奠定基础。

1 随机介质

1.1 随机介质的描述

随机介质可用地震波速变化的波数谱或其自相关函数来描述。在随机介质中, 波传播

速度可以表示为(Saito *et al*, 2003)

$$v(\mathbf{x}) = v_0[1 + \xi(\mathbf{x})] \quad (1)$$

式中, v_0 为介质的平均速度, $\xi(\mathbf{x})$ 为速度空间的随机扰动率。为了获取弹性波场的统计特征, 假定 $\xi(\mathbf{x})$ 为一具有零均值及一定自相关函数、方差的二阶随机平稳过程, 随机介质的统计特性由 $\xi(\mathbf{x})$ 的自相关函数或其功率谱密度来描述, 介质的非均匀性程度由 $\xi(\mathbf{x})$ 的方差(ϵ)来描述。描述随机介质的自相关函数可以根据研究需要自己构成, 而高斯型、指数型或 von Kármán 型自相关函数在地球物理学中已被广泛采用。研究发现, 非均匀介质速度微扰动的功率谱服从指数幂率(Wu, Aki, 1985), 而 von Kármán 型随机介质功率谱则在高波数段满足这一特征。在 2D von Kármán 型随机介质中, 其功率谱可以表示为(Saito *et al*, 2003)

$$P(m) = \frac{4\pi\kappa\epsilon^2 a^2}{(1 + a^2 m^2)^{\kappa+1}} \approx (am)^{-2\kappa-2} \quad am \gg 1 \quad (2)$$

式中, m 为波数; a 为自相关长度, 用来描述介质非均匀性的空间尺度; κ 为 Hurst 指数, 该参数控制着指数幂的大小。图 1 显示了不同 κ 值时速度扰动率的功率谱。由图 1 可以看出, 这些谱在拐角波数($\approx 1/a$)之前是平的, 不同的 κ 值, 则以不同的速率在下降。在高波数段下降速率的不同会引起随机介质的粗糙程度不同, 因而引起不同强度的地震波散射。同时观测表明, $\kappa=0.1$ 时的功率谱密度值与深度小于 10 km 的测井数据功率谱值比较接近(Shiomi *et al*, 1997), 而 $\kappa=0.5$ 时, 则与实际地震图包络比较一致(Gusev, Abubakirov, 1996; Saito *et al*, 2002)。因此, 本文对 $\kappa=0.5$ 时 S 波包络展宽现象进行研究。

1.2 随机介质模型的构造

随机介质模型的大小应满足各观测点上能记录到 S 波信号及能观测到 S 波包络的展宽现象, 但同时也应考虑数值模拟过程中计算时间问题。图 2 为 2D von Kármán 型随机介质模型, 其中实心圆代表激发源, 空心方框代表不同震中距的观测点。不考虑边界的模型尺度为 25 km × 25 km, 速度扰动率为 0.05, κ 为 0.5, 主频为 2 Hz 的 Ricker 子波激发, 介质背景 S 波速度 $v_0=2.0$ km/s, 波长 $\lambda=1.0$ km, 自相关长度为 5.0 km。色标为速度, 不同色标显示了速度的差异。可见该模型显示了较强的速度非均匀性。

2 数值模拟方法

采用以速度-应力为变量的 2D 交错网格有限差分法, 完美匹配层吸收边界条件, 空间网格宽度 $dx=20.0$ m, 时间采样率 $dt=0.001$ s, 计算模型尺度为 25 km × 25 km(图 2), 模拟满足空间 4 阶精度和时间 2 阶精度。2 Hz Ricker 子波激发。介质背景 S 波速度为

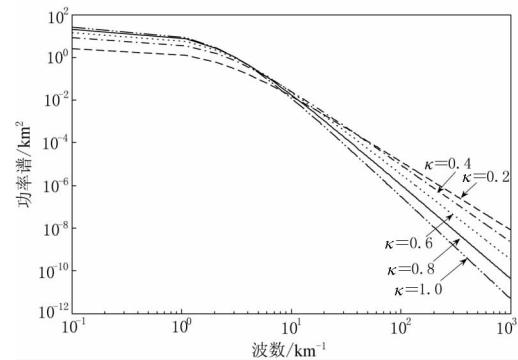


图 1 von Kármán 型随机介质($a=5.0$ km, $\epsilon=0.05$)功率谱

Fig. 1 Power spectrum density of von Kármán-type random medium ($a=5.0$ km, $\epsilon=0.05$)

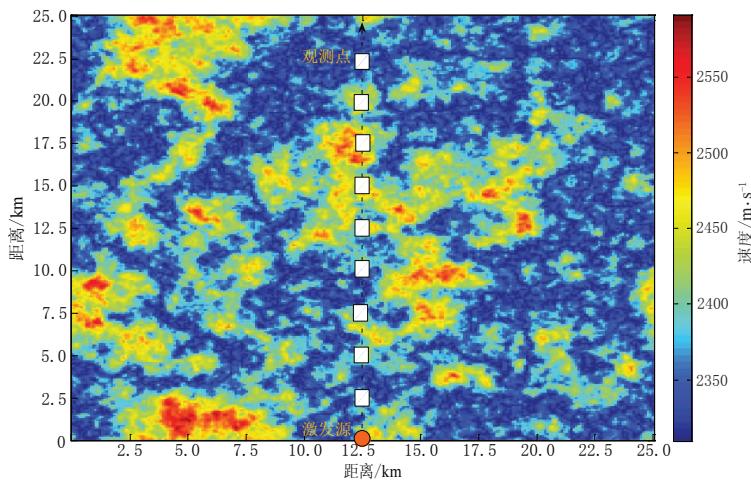


图 2 2D von Kármán 型随机介质($a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$)模型及观测系统(实心圆代表激发源、空心方框代表观测点)

Fig. 2 2D von Kármán-type random medium ($a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$) and observation system. Filled circle is source, blank square is observation point

$v_0=2.0 \text{ km/s}$, $a=5.0 \text{ km}$, $\kappa=0.5$, $\epsilon=0.05$. 图 3a 为均匀介质中典型 S 波记录, 图 3b 为 2D von Kármán 型随机介质中典型 S 波记录, 横轴为走时, 纵轴为震中距. 为了能清楚比较地震波的散射现象, 图 3a 和图 3b 中 S 波记录均进行了单道最大振幅归一化. 由图 3a 可以看出, 在均匀介质中每道记录只有 S 波, 随着震中距的增大, S 波波形并没有发生变化; 而在 von Kármán型随机介质中情况则明显不同, 每道记录除了 S 波以外, 还有许多振幅相对较小、频率较高的噪声包含在里面, 随着震中距的增大, S 波波形和噪声越来越复杂, 并且在 S 波尾部出现高频尾波(图 3b).

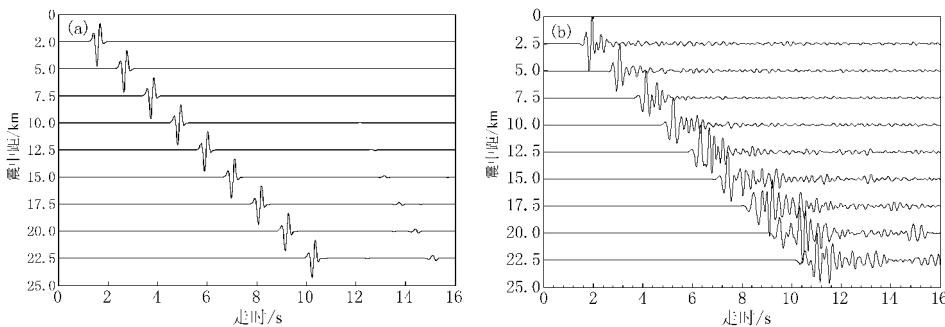


图 3 (a) 2D 均匀介质中典型 S 波记录; (b) 2D von Kármán 型随机介质($a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$)典型 S 波记录

Fig. 3 (a) Typical record of S wave in 2D homogeneous medium; (b) typical record of S wave in 2D von Kármán-type random medium ($a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$)

3 S 波包络展宽

所谓 S 波包络展宽是指 S 波随着传播距离的增大, 其 RMS 包络逐渐变宽(Saito *et al*, 2003). 引起 S 波包络展宽的因素有多种, 而 S 波频率、介质速度扰动率及 S 波传播距离则

影响明显。虽然波动方程的有限差分计算可以提供模型内任意一点完整的 S 波波场响应, 通过计算某一观测点 S 波 RMS 值, 便可获取相应点的 RMS 包络, 但为了能定量比较 S 波频率、介质特性及传播距离对 S 波包络展宽特征的影响, 我们定义直达 S 波的初至与其 RMS 包络最大振幅的一半之间的时间延迟为 S 波包络时间差(Sato, 1989; Saito *et al*, 2003)。如图 4 所示, t_q 则为 S 波包络时间差。这里重点考虑了 S 波的早期包络, 因为小角度散射对早期包络贡献最大, 而后期包络和尾波包络则由大角度散射而成。同时考虑在随机介质模型构造过程中有随机场的产生, 为了获取 S 波包络时间差与传播距离、介质速度扰动率及 S 波频率之间的确定关系, 减少随机误差, 本文对 25 个随机介质模型进行了模拟计算, 然后再统计 S 波包络时间差与传播距离、介质速度扰动率及 S 波频率之间的关系。图 5 为参与统计模型样本数与 S 波走时标准差之间的统计关系。由图 5 可以看出, 随着统计模型的增大, S 波走时标准差也越来越小。当模型样本数大于 20 时, S 波走时标准差的变化率逐渐减小和趋于稳定。基于此, 本文选取了 25 个随机介质模型参与分析和统计。

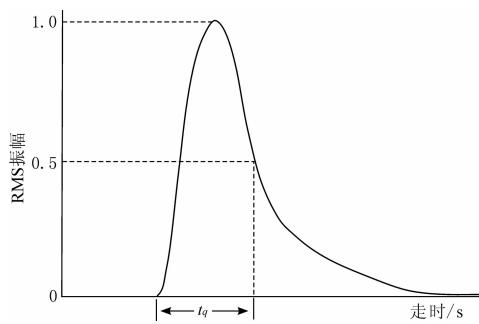


图 4 S 波包络时间差定义

Fig. 4 Definition of S wave envelope duration time

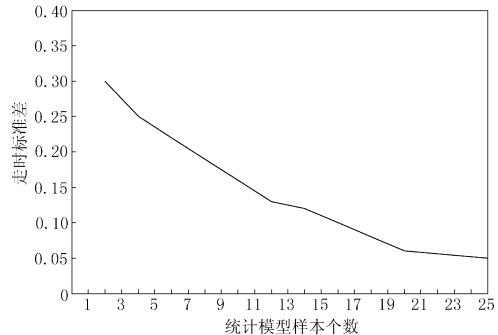


图 5 统计模型数目与 S 波走时标准差

Fig. 5 Numbers of statistical model and standard deviation of S wave travel time

3.1 传播距离对 S 波包络时间差的影响

图 6 为均匀介质中和随机介质中不同震中距处 S 波 RMS 包络。图中虚线为随机介质中 S 波 RMS 包络, 实线为均匀介质中 S 波 RMS 包络, 横坐标为 S 波在随机介质中的传播时间, 纵坐标为 S 波 RMS 包络振幅。由图 6 可以看出, 随机介质中 S 波包络时间差明显大于相同位置处均匀介质中 S 波包络时间差, 且随着 S 波传播距离的增大, 随机介质中 S 波包络时间差逐渐增大, 并在包络尾部, 随机介质 S 波 RMS 包络扰动明显变大。通过比较可以发现, S 波 RMS 包络振幅随着传播距离的增大而逐渐减小, 包络形状均由小震中距的尖而窄变为大震中距的宽而平。如图 6 所示, 在震中距 2.5 km 处, S 波在随机介质中的 RMS 包络时间差约为 0.32 s; 在震中距 17.5 km 处, 其包络时间差达到 1.13 s。同时, 震中距为 2.5 km 的 S 波 RMS 包络振幅大小是震中距 17.5 km 的 RMS 振幅的 10 倍左右。S 波包络的这种特征也可以从图 3a, b 中直观看出。在均匀介质中, 随着传播距离的增大, S 波波形并没有发生明显的变化(图 3a);而在随机介质中, 随着传播距离的增大, S 波持续时间(波形宽度)均逐渐增大, 且随机介质中 S 波记录中包含的次生震相和高频成分明显多于均匀介质, S 波包络展宽现象更加明显(图 3b)。

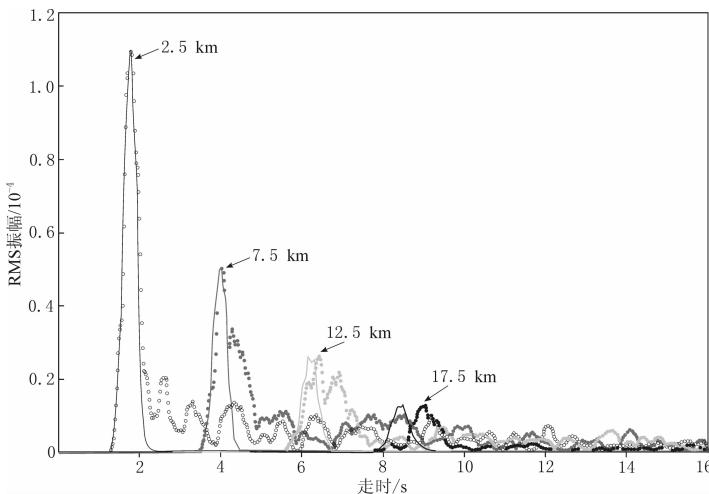


图 6 不同震中距处 S 波包络(实线表示均匀介质 S 波包络, 虚线表示随机介质中 S 波包络, $a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$)

Fig. 6 S wave envelopes for different hypocenters. Solid and dashed lines present the S wave envelope for homogeneous and inhomogeneous medium, respectively.

$$a=5.0 \text{ km}, \epsilon=0.05, \kappa=0.5$$

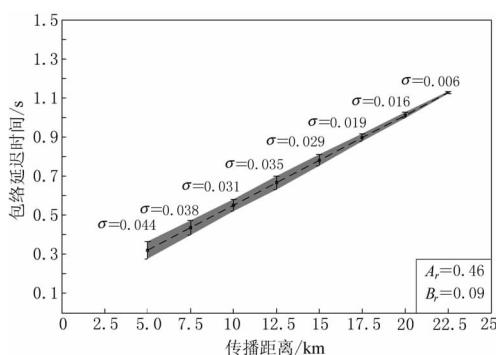


图 7 S 波包络时间差与传播距离之间的统计关系
Fig. 7 Statistical relationship between the time duration of S wave envelope and its propagation distance

从 25 个计算模型中分别读取不同震中距处的 S 波包络时间差, 统计 S 波包络时间差与传播距离之间的关系。图 7 为 S 波包络时间差与传播距离之间的统计关系, 不同传播距离处误差棒的长短代表了参与统计模型 S 波包络时间差在该传播距离处的扰动大小, 误差棒顶端的数据为 S 波包络时间差的标准差。阴影部分为 S 波包络时间差的分布范围, 不同传播距离处阴影范围的大小取决于该点 S 波包络时间差的标准方差, 标准差越大阴影范围就越大。由图 7 可以看出, 随着传播距离的增大, S 波包络时间差逐渐增大, S 波包络时间差标准差逐渐减小。这说明随着传播距离的增大, S 波包络时间差对传播距离的依赖性越来越强。取不同震中距处所有统计模型 S 波包络时间差的平均值进行回归分析(如图 7 中虚线所示), 则 S 波包络时间差与传播距离呈线性关系, 即随着 S 波传播距离的增大, S 波包络时间差逐渐增大。图中, A_r 和 B_r 分别表示直线的斜率及截距, 其下标 r 代表震中距。线性关系实际上是 S 波包络时间差与传播距离之间关系中的一种特例, 但这种特例隐含了二者关系的一种变化趋势。

3.2 速度扰动率对 S 波包络时间差的影响

计算介质速度扰动率 ϵ 为 0.01, 0.03, 0.05, 0.08 和 0.10 的 S 波波场, 并获取震中距 $r_0=12.5 \text{ km}$ 处 S 波包络时间差。由合成记录发现, 随着速度扰动率的增大, S 波记录越来

越复杂, 高速度扰动率下的 S 波记录高频成分明显增多; 同时随着速度扰动率的增大, S 波持续时间(波形宽度)均逐渐增大, S 波强相位振幅到时也明显增大。图 8 为不同速度扰动率下的 S 波包络。图中, 横坐标为走时, 纵坐标为归一化 RMS 振幅。由图 8 可以看出, 随着速度扰动率的增大, S 波包络时间差逐渐增大。同样, 对 S 波包络时间差与速度扰动率之间的关系进行了统计分析。图 9 为 S 波包络时间差与速度扰动率之间的统计关系。图中, 横轴为速度扰动率, 纵轴为 S 波包络时间差。误差棒的长度代表了该速度扰动率下 S 波包络时间差的变化幅度, 阴影部分代表了 S 波包络时间差可能的变化范围。由阴影变化趋势可以看出, 随着速度扰动率的增大, S 波包络时间差也逐渐增大。图中虚线为不同速度扰动率 S 波包络时间差的平均值与相应速度扰动率间的线性拟合; A_ϵ 和 B_ϵ 分别表示拟合直线的斜率及截距, 其下标 ϵ 代表速度扰动率。 A_ϵ 的大小反映了 S 波包络时间差对速度扰动率响应的变化率。

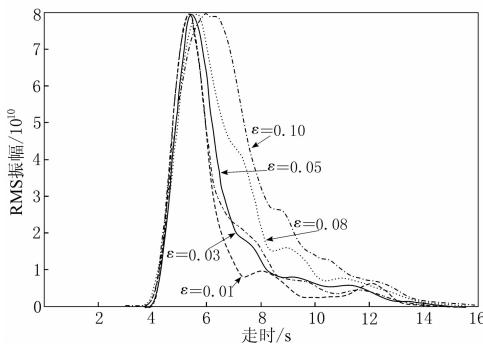


图 8 不同速度扰动率的 S 波包络

$$a=5.0 \text{ km}, f_s=2 \text{ Hz}, \kappa=0.5, r_0=12.5 \text{ km}$$

Fig. 8 S wave envelopes for different velocity fluctuations

$$a=5.0 \text{ km}, f_s=2 \text{ Hz}, \kappa=0.5, r_0=12.5 \text{ km}$$

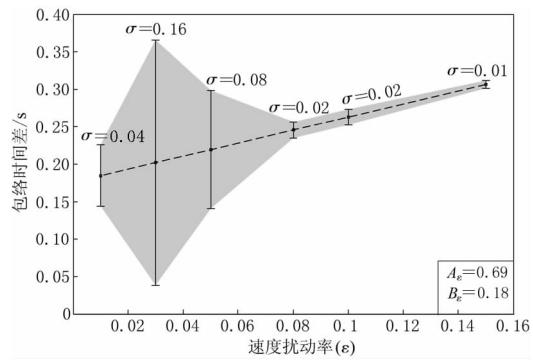


图 9 S 波包络时间差与速度扰动率之间的统计关系

Fig. 9 Statistical relationship between the duration of S wave envelop and velocity fluctuation ratio of medium

3.3 频率对 S 波包络时间差的影响

采用与上文同样的计算方法, 计算了不同激发源频率 S 波波场及其相应的 S 波包络。通过对合成记录的比较发现, 随着激发频率的增大, S 波持续时间在逐渐增大, S 波记录包含的高频成分也越来越复杂, 包含的次生震相也随之增多。图 10 为不同频率激发 S 波在震中距 $r_0=5 \text{ km}$ 的 S 波包络。图中, 横坐标为走时, 纵坐标为归一化 RMS 振幅。由图 10 可以看出, 随着激发频率的增大, S 波包络时间差、S 波尾部包络的扰动也随着增大, S 波尾部包络包含了许多次生震相的能量和信息。图 11 为 S 波包络时间差与其频率之间的统计关系。由图 11 可以看出, 随着 S 波频率的增大, S 波包络时间差逐渐增大。图 11 中虚线为不同频率激发的 S 波包络时间差平均值与相应激发频率的线性拟合, A_f 和 B_f 分别为拟合直线的斜率及截距, 其下标 f 代表频率。 A_f 的大小反映了 S 波包络时间差对激发频率响应的变化率。

4 分析讨论

在随机介质中, S 波包络时间差随着传播距离的增大逐渐增大, 如图 6、图 7 所示。当

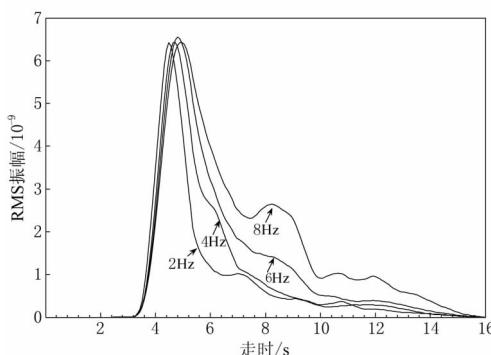


图 10 不同频率激发的 S 波包络线
 $a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$, $r_0=5.0 \text{ km}$

Fig. 10 S wave envelopes for different frequencies
 $a=5.0 \text{ km}$, $\epsilon=0.05$, $\kappa=0.5$, $r_0=5.0 \text{ km}$

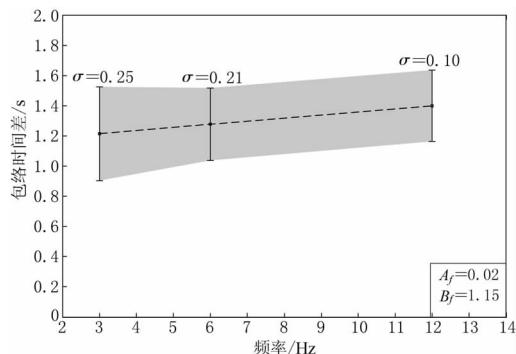


图 11 S 波包络时间差与频率之间的统计关系

Fig. 11 Statistical relationship between duration of S wave envelop and frequency

S 波在随机介质中传播时, 由于随机介质中非均匀体的存在, 在这些非均匀体边界上产生反射和绕射 S 波, 而反射和绕射 S 波又会在别的非均匀界面产生反射和绕射, 这样观测点记录的 S 波已经不是入射时的 S 波, 而是经过多次散射作用后的散射 S 波。当观测点逐渐远离激发点时, 入射 S 波与随机介质中非均匀体作用的次数逐渐增多, 散射损失的能量随之增大, S 波包络展宽现象也越明显。

S 波包络展宽是一种现象, 弹性介质的非均匀性则是其本质。随机介质中速度扰动率的变化实际上反映了介质密度的变化率, 因为根据 Birch 原理, 弹性波速度与介质密度具有线性关系。弹性波速扰动率的大小实际反映了介质密度梯度的变化。速度扰动率越大意味着单位体积内介质密度的变化率也越大。同时也表明单位体积内非均匀体数目越大, 介质非均匀性就越强, 对地震波的散射作用就越强, 表现在波形上即散射 S 波持续时间增大, 强相位走时增大及 S 波包络时间差增大(图 8、图 9)。

S 波频率与介质非均匀性类型和弹性波的散射模式有关。根据对分辨率(Sherif, Geldart, 1995)的定义可知, 短波长 S 波(高频)在随机介质中传播时具有较高的分辨率。S 波频率越高, S 波所能分辨的非均匀体数目就越多。这也就意味着高频 S 波在随机介质中传播时, 非均匀体与 S 波作用的概率与程度就越大越强。非均匀体对 S 波的这种作用表现在观测记录上即散射 S 波波形变宽, 能量衰减及 S 波包络时间差增大(图 10、图 11)。

Saito 等(2002)基于 Markov 抛物近似方法, 研究了 von Kármán 型随机介质中的 S 波包络展宽现象, S 波包络时间差 t_q 与随机介质参数之间关系式为

$$\lg(t_q) = C + D \lg(t_M) \quad (3)$$

其中, C 和 D 为与品质因子有关的常数, t_M 为随机介质特征时间

$$t_M = \frac{C(\kappa)^{\frac{2}{p}} v_0^{\frac{p-4}{p}}}{2} (\epsilon^{\frac{2}{p-1}} a^{-1})^{\frac{2p-2}{p}} \omega^{\frac{-2p+4}{p}} r_0^{\frac{p+2}{p}} \quad (4)$$

式中, a 为模型自相关长度, κ 为控制随机介质模型粗糙程度的变量, p 为变量 κ 的函数, ω 为频率, r_0 为震中距, v_0 为模型背景速度, ϵ 为模型速度扰动率。对具体模型而言, 特征时间 t_M 为角频率 ω 、震中距 r_0 及速度扰动率 ϵ 的函数; 而 a , p , κ 和 v_0 均为常数, 即 $t_M =$

$t_M(\epsilon, \omega, r_0)$. 而 $t_q = 10^C t_M^D$, 所以 $t_q = t_q(\epsilon, \omega, r_0)$. 即介质速度扰动率、震中距及激发源频率均可影响 S 波包络时间差的变化. 尽管式(3) 和式(4) 是在小角度散射假设下取得的 S 波包络线宽度与随机介质特征时间之间的关系, 但其结论仍然适用于随机介质中全波场模拟结果. 因为对早期包络贡献最大的是小角度散射, 而大角度散射则构成了后期包络和尾波包络能量的主要部分.

5 讨论与结论

本文利用有限差分算法对 von Kármán 型随机介质中 S 波包络展宽现象进行了数值模拟, 并对影响 S 波包络时间差的主要因素进行了统计分析. 统计结果表明, S 波在随机介质中传播距离、随机介质的速度扰动率以及 S 波频率均可对 S 波包络时间差产生影响. 相比较而言, 速度扰动率对 S 波包络时间差影响程度最大, S 波传播距离次之, 影响程度最小的是 S 波频率, 即: $A_\epsilon \approx 0.69$, $A_r \approx 0.46$, $A_f \approx 0.02$. 其中, A_ϵ , A_r 和 A_f 分别代表 S 波包络时间差与介质速度扰动率、S 波传播距离及 S 波频率之间拟合曲线的斜率.

由图 7、图 9 及图 11 可以看出, S 波包络时间差与 S 波传播距离、速度扰动率及 S 波频率之间关系非常复杂, 线性关系只是一种特例. 从这种特例关系以及它们之间的变化趋势可以看出, 在进行介质非均匀性反问题研究时, 要考虑到 S 波传播距离、速度扰动率及 S 波频率对 S 波包络时间差影响程度的差异, 同时也要考虑到非均匀介质中非均体多尺度特性.

S 波包络时间差与 S 波传播距离、介质速度扰动率及 S 波频率之间的关系是建立在 25 个 $\kappa=0.5$ 时的 von Kármán 型随机介质模型上的统计结果. 该结果得到了基于单散射 Markov 抛物近似所获取 S 波包络在理论上的支持. 但由于在建立模型时只考虑了 Hurst 指数 $\kappa=0.5$, 且功率谱在高波数段 von Kármán 型随机介质, 所以, S 波包络与 S 波传播距离、随机介质速度扰动率及 S 波频率之间的关系是否对随机介质模型、模型规模及 Hurst 指数有依赖性, 这些问题将在以后进行讨论.

参 考 文 献

- 吴如山, 安艺敬一. 1993. 地震波的散射与衰减[M]. 北京: 地震出版社: 1-5.
- Aki K, Chouet B. 1975. Origin of coda waves: Source, attenuation and scattering effects[J]. *J Geophys Res*, **80**: 3322-3342.
- Fehler M, Sato H, Huang Lianjie. 2000. Envelope broadening of outgoing waves in 2-D random media: A comparison between the Markov approximation numerical simulations[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **90**: 914-928.
- Gusev A A, Abubakirov I R. 1996. Simulated envelopes of non-isotropically scattered body waves as compared to observed ones: Another manifestation of fractal heterogeneity[J]. *Geophys J Int*, **27**: 49-60.
- Korn M, Sato H. 2005. Synthesis of plane vector wave envelopes in 2D random elastic media based on the Markov approximation and comparison with finite-difference simulations[J]. *Geophys J Int*, **161**: 839-848.
- Lee L C, Jokipii J R. 1975. Strong scintillations in astrophysics. II: A theory of temporal broadening of pulses[J]. *Astrophysical Journal*, **201**: 532-543.
- Saito T, Sato H, Fehler M C, Ohtake M. 2003. Simulating the envelope of scalar waves in 2D random medium having power-law spectra of velocity fluctuation[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **93**: 240-252.
- Saito T, Sato H, Ohtake M. 2002. Envelope broadening of spherically outgoing wave in three-dimensional media having power law spectra[J]. *J Geophys Res*, **107(B5)**: 3-1-3-16.

- Sato H. 1984. Attenuation and envelope formation of three-component seismograms of small local earthquakes in randomly inhomogeneous lithosphere[J]. *J Geophys Res*, **89**: 1221–1241.
- Sato H. 1989. Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation Southeast Honshu, Japan[J]. *J Geophys Res*, **94**: 17735–17747.
- Sato H, Fehler M C. 1998. *Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth* [M]. American: American Institute of Physics: 1–3.
- Sato H, Feheler M C, Saito T. 2004. Hybrid synthesis of scalar wave envelopes in two-dimensional random media having rich short-wavelength spectra[J]. *J Geophys Res*, **109**: B06303, doi: 10.1029/2003JB002673.
- Sato H, Nohechi H. 2001. Envelope formation of long-period Rayleigh waves in vertical component seismograms: Single isotropic scattering model[J]. *J Geophys Res*, **106**: 6589–6594.
- Sherif R E, Geldart L P. 1995. *Exploration Seismology* [M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press; 224–227.
- Shiomi K, Sato H, Ohtake M. 1997. Broad-band power-law spectral of well-log data in Japan[J]. *Geophys J Int*, **130**: 57–64.
- Takahashi T, Sato H, Nishimura T, Obara K. 2007. Strong inhomogeneity beneath Quaternary volcanoes revealed from the peak delay analysis of S-wave seismograms of microearthquakes in northeastern Japan[J]. *Geophys J Int*, **168**: 90–99.
- Wu R S, Aki K. 1985. The fractal nature of the inhomogeneities in the lithosphere evidenced from seismic wave scattering [J]. *Pure Appl Geophys*, **123**: 805–818.