

朱德瀚, 张伟, 祝贺君, 罗扬, 陈晓非. 2010. 利用曲线网格有限差分方法研究三维倾斜断层的破裂动力学. 地震学报, 32(4): 401-411.

Zhu Dehan, Zhang Wei, Zhu Hejun, Luo Yang, Chen Xiaofei. 2010. 3-D rupture dynamics of dipping faults with curvilinear-grid finite difference method. *Acta Seismologica Sinica*, 32(4): 401-411.

利用曲线网格有限差分方法研究 三维倾斜断层的破裂动力学^{*}

朱德瀚¹⁾ 张 伟³⁾ 祝贺君¹⁾ 罗 扬¹⁾ 陈晓非^{2),*}

1) 中国北京 100871 北京大学地球与空间科学学院

2) 中国合肥 230026 中国科学技术大学地球和空间科学学院, 蒙城国家野外地球物理观测研究站

3) Graduate School of Oceanography, University of Rhode Island, RI 02882, USA

摘要 利用曲线网格有限差分方法, 研究了三维倾斜断层的破裂传播过程。基于断层面生成贴体曲线网格, 并通过坐标变换将含曲线网格的物理空间转换到含均匀直角网格的计算空间, 实现了有限差分方法对复杂界面的处理。通过模拟地震断层的自相似破裂和自发破裂, 并与已有发表的结果对比, 发现拟合程度较高, 验证了本方法的有效性和精确性。重点研究了不同倾角的倾斜断层破裂, 最后展望了今后用本方法对非均匀介质中和任意起伏地表下的任意非平面断层破裂动力学的进一步研究。

关键词 曲线网格 有限差分 破裂动力学 倾斜断层

doi:10.3969/j.issn.0253-3782.2010.04.003 中图分类号: P315.3⁺³ 文献标识码: A

3-D rupture dynamics of dipping faults with curvilinear-grid finite difference method

Zhu Dehan¹⁾ Zhang Wei³⁾ Zhu Hejun¹⁾ Luo Yang¹⁾ Chen Xiaofei^{2),*}

1) School of Earth & Space Sciences, Peking University, Beijing 100871, China

2) School of Earth & Space Sciences, Mengcheng State Geophysical Observatory, University of Science & Technology of China, Hefei 230026, China

3) Graduate School of Oceanography, University of Rhode Island, RI 02882, USA

Abstract: We use curvilinear-grid finite difference method (FDM) to study 3-D rupture dynamics of dipping faults. By generating boundary-conforming curvilinear grids based on fault plane and using coordinate transformation, physical space with curvilinear grids can be mapped to computational space with uniform orthogonal grids, so FDM can be implemented on complex surfaces. In order to verify the validity and accuracy of this method, we model self-similar and spontaneous rupture of earthquake faults and compare our results with previously published ones, and find them well fitted. We focus on discussing rupture dy-

* 基金项目 地震行业科研专项基金(20070804)和国家自然科学基金(40874019, 40821062)资助。

收稿日期 2009-05-25 收到初稿, 2009-06-19 决定采用修改稿。

† 通讯作者 e-mail: xfchen1@ustc.edu.cn

namics of the faults with different dip angles. We are expected to do further research on arbitrarily “non-planar” rupture dynamics in heterogeneous media and under arbitrarily curved surface using this method.

Key words: curvilinear grid; finite difference method; rupture dynamic; dipping fault

引言

震源破裂动力学数值模拟研究一直是地震学研究的重要前沿领域之一。基于弹性动力学原理并结合描述地震断层破裂准则的滑动弱化公式，模拟计算地震断层破裂的触发、传播和停止过程，对揭示地震的物理过程，开展强地面运动数值模拟，以及震害预测等防震减灾工作具有重要意义。

由于震源动力破裂过程的复杂性，针对这一领域里问题的研究，尚无完整的理论解析解。迄今，只有极少数简单模型下的特殊问题能够解析求解(Kostrov, 1964, 1966)。因而，一般的地震断层的破裂动力学问题需采用数值方法求解。目前，主要的数值方法包括：有限元法、边界积分方程法和有限差分方法。有限元法(Day, 1977; Oglesby *et al*, 1998; Aagaard *et al*, 2001; Aagaard, Heaton, 2004)的网格划分灵活，可以处理任意几何形态断层和起伏地表问题。利用有限元法，Oglesby 等(2000a, b) 研究了倾斜断层动力学；Duan 和 Oglesby(2006, 2007)研究了平行走滑断层和弯折断层。但是有限元法运算量巨大、计算时间过长、成本高，难以精确模拟三维实际问题。边界积分方法最早由 Das 和 Aki(1977) 用于模拟断层破裂动力学，它同样可以处理非平面断层问题(Aochi, 1999; Aochi *et al*, 2000a, b; Aochi, Fukuyama, 2002)。近年来的突破(张海明, 2004; Zhang, Chen, 2006a, b; Chen, Zhang, 2006; Zhang, Chen, 2009)使得该半解析方法能够模拟计算均匀半空间中任意倾斜断层的自发破裂动力学问题。但由于该方法需要知道格林函数的解析表达式，所以难以求解非均匀介质和具有起伏地表的断层破裂动力学问题。

有限差分法是计算地震破裂动力学的重要方法，具有计算效率较高、适用性较强的特点。最初将有限差分法应用到破裂传播问题的是 Andrews(1976a, b) 和 Madariaga(1976)；此后，Virieux 和 Madariaga(1982)、Day(1982a, b)、Olsen 和 Archuleta(1996)、Madariaga 等(1998)、Andrews(1999)、Miyatake 和 Kimura(2006)等对该方法进行了一系列改进；而现阶段交错网格分裂节点方法被用于模拟地震自发破裂动力学(Day *et al*, 2005; Dalguer, Day, 2007)，极大地促进了有限差分法在震源动力学中的应用。但是迄今为止，用于地震破裂动力学研究的有限差分法都是基于笛卡尔系下的直角坐标网格，对倾斜和非平面断层处理较困难。Zhang 等(2006)利用 Pitarka(1999)提出的非均匀有限差分网格对倾斜断层破裂问题进行了研究。但该法必须通过缩放网格间距将直角网格对角线上的点安置在断层面上，因此划分网格受限且难以灵活处理非平面断层和包括起伏地表的情况。Cruz-Atienza 和 Virieux(2004) 在直角交错网格基础上，利用坐标旋转变换和震源的点阵描述，尝试计算了二维非平面断层的破裂动力学问题。但他们的方法无法处理地表存在时地震断层的自发破裂动力学问题。

另一方面，为了准确计算任意起伏地形对地震波传播的影响，最近张伟和陈晓非提出了基于任意曲线坐标网格的有限差分方法(Zhang, Chen, 2006c; 张伟, 2006)。该方法中

所采用的任意曲线坐标网格不仅能够方便地用于准确处理起伏地形问题, 也可以方便地用于描述介质内部需要特别处理的任意曲面。因而该方法能够用于研究地壳内具有任意倾角的任意曲面断层的破裂传播动力学问题。罗扬(2007)曾将该方法用于模拟全空间中二维倾斜断层的自相似破裂和自发破裂; 祝贺君(2008)做了进一步研究并尝试了二维非平面断层的自发破裂模拟。本研究将该方法的基本思想推广到三维震源破裂动力学的模拟计算, 尝试开辟准确、高效、低成本计算复杂介质(含起伏地表)中任意倾斜非平面地震断层破裂传播的动力学问题的新途径。

1 理论方法简介

首先我们对任意曲线坐标网格有限差分方法做一简介, 更详细的介绍可参阅 Zhang 和 Chen(2006c)的文章。

1.1 弹性动力学方程在任意曲线坐标系下的表示形式

在笛卡尔坐标系中, 弹性动力学方程组为

$$\rho v_{i,t} = \sigma_{ij,j} + f_i \quad (1)$$

$$\sigma_{ij,t} = \lambda v_{k,k} \delta_{ij} + \mu (v_{i,j} + v_{j,i}) \quad (2)$$

式中, i, j 和 k 的取值范围为 1, 2, 3; δ_{ij} 是 Kronecker 符号; v 是速度, t 是时间, σ_{ij} 是应力张量的分量, f_i 是体力分量, λ 和 μ 是弹性常数, ρ 是介质密度。为了建立曲线坐标系($\xi-\eta-\zeta$)中求解上述方程的差分格式, 须做如下坐标变换(二维情形, 如图 1 所示):

$$x = x(\xi, \eta, \zeta) \quad y = y(\xi, \eta, \zeta) \quad z = z(\xi, \eta, \zeta) \quad (3)$$

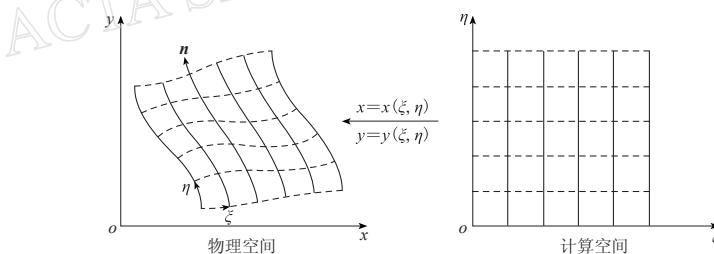


图 1 物理空间 $x=x(x, y)$ 中贴体网格和计算空间 $x=x(\xi, \eta)$ 中均匀网格的映射关系(Zhang, Chen, 2006c)

Fig. 1 Mapping between the boundary-conforming grid in physical space $x=x(x, y)$ and the uniform grid in computational space $x=x(\xi, \eta)$ (Zhang, Chen, 2006c)

可以证明如下关系(Thompson *et al* 1985; Zhang, Chen, 2006c; 张伟, 2006):

$$\begin{bmatrix} \xi_x & \xi_x & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \end{bmatrix} = \mathbf{D}^{-1} = \frac{\mathbf{D}^+}{J} \quad (4)$$

式中, \mathbf{D} 为坐标变换系数矩阵。

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} x_{,\xi} & x_{,\eta} & x_{,\zeta} \\ y_{,\xi} & y_{,\eta} & y_{,\zeta} \\ z_{,\xi} & z_{,\eta} & z_{,\zeta} \end{bmatrix} \quad (5)$$

\mathbf{D}^{-1} 是坐标反变换矩阵, \mathbf{D}^+ 是矩阵 \mathbf{D} 的伴随矩阵, 而坐标变换的雅戈比函数 J 是矩阵 \mathbf{D} 的行列式, 即 $J=|\mathbf{D}|$. 在任意曲线坐标中, 偏导数 $x_{,\xi}$, $x_{,\eta}$ 和 $x_{,\zeta}$ 可以在曲线坐标系中的差分算子数值计算获得. 同理可获得矩阵 \mathbf{D} 的其它所有元素.

利用由式(3)定义的曲线坐标变换, 并考虑 $f_i=0$ 的情况, 动量方程(1)在曲线坐标下表示为(张伟, 2006):

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = & \xi_{,x}\sigma_{xx,\xi} + \xi_{,y}\sigma_{xy,\xi} + \xi_{,z}\sigma_{xz,\xi} + \eta_{,x}\sigma_{xx,\eta} + \eta_{,y}\sigma_{xy,\eta} + \\ & \eta_{,z}\sigma_{xz,\eta} + \zeta_{,x}\sigma_{xx,\zeta} + \zeta_{,y}\sigma_{xy,\zeta} + \zeta_{,z}\sigma_{xz,\zeta}\end{aligned}\quad (6a)$$

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = & \xi_{,x}\sigma_{xy,\xi} + \xi_{,y}\sigma_{yy,\xi} + \xi_{,z}\sigma_{yz,\xi} + \eta_{,x}\sigma_{xy,\eta} + \eta_{,y}\sigma_{yy,\eta} + \\ & \eta_{,z}\sigma_{yz,\eta} + \zeta_{,x}\sigma_{xy,\zeta} + \zeta_{,y}\sigma_{yy,\zeta} + \zeta_{,z}\sigma_{yz,\zeta}\end{aligned}\quad (6b)$$

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = & \xi_{,x}\sigma_{xz,\xi} + \xi_{,y}\sigma_{yz,\xi} + \xi_{,z}\sigma_{zz,\xi} + \eta_{,x}\sigma_{xz,\eta} + \eta_{,y}\sigma_{yz,\eta} + \\ & \eta_{,z}\sigma_{zz,\eta} + \zeta_{,x}\sigma_{xz,\zeta} + \zeta_{,y}\sigma_{yz,\zeta} + \zeta_{,z}\sigma_{zz,\zeta}\end{aligned}\quad (6c)$$

广义虎克定律式(2)在曲线坐标下表示为

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = & (\lambda + 2\mu)\xi_{,x}v_{x,\xi} + \lambda\xi_{,y}v_{y,\xi} + \lambda\xi_{,z}v_{z,\xi} + (\lambda + 2\mu)\eta_{,x}v_{x,\eta} + \lambda\eta_{,y}v_{y,\eta} + \\ & \lambda\eta_{,z}v_{z,\eta} + (\lambda + 2\mu)\zeta_{,x}v_{x,\zeta} + \lambda\zeta_{,y}v_{y,\zeta} + \lambda\zeta_{,z}v_{z,\zeta}\end{aligned}\quad (6d)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} = \mu(\xi_{,y}v_{x,\xi} + \xi_{,x}v_{y,\xi}) + \mu(\eta_{,y}v_{x,\eta} + \eta_{,x}v_{y,\eta}) + \mu(\zeta_{,y}v_{x,\zeta} + \zeta_{,x}v_{y,\zeta}) \quad (6e)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial t} = & \lambda\xi_{,x}v_{x,\xi} + (\lambda + 2\mu)\xi_{,y}v_{y,\xi} + \lambda\xi_{,z}v_{z,\xi} + \lambda\eta_{,x}v_{x,\eta} + (\lambda + 2\mu)\eta_{,y}v_{y,\eta} + \\ & \lambda\eta_{,z}v_{z,\eta} + \lambda\zeta_{,x}v_{x,\zeta} + (\lambda + 2\mu)\zeta_{,y}v_{y,\zeta} + \lambda\zeta_{,z}v_{z,\zeta}\end{aligned}\quad (6f)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} = \mu(\xi_{,z}v_{x,\xi} + \xi_{,x}v_{z,\xi}) + \mu(\eta_{,z}v_{x,\eta} + \eta_{,x}v_{z,\eta}) + \mu(\zeta_{,z}v_{x,\zeta} + \zeta_{,x}v_{z,\zeta}) \quad (6g)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} = & \lambda\xi_{,x}v_{x,\xi} + \lambda\xi_{,y}v_{y,\xi} + (\lambda + 2\mu)\xi_{,z}v_{z,\xi} + \lambda\eta_{,x}v_{x,\eta} + \lambda\eta_{,y}v_{y,\eta} + \\ & (\lambda + 2\mu)\eta_{,z}v_{z,\eta} + \lambda\zeta_{,x}v_{x,\zeta} + \lambda\zeta_{,y}v_{y,\zeta} + (\lambda + 2\mu)\zeta_{,z}v_{z,\zeta}\end{aligned}\quad (6h)$$

$$\frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = \mu(\xi_{,z}v_{y,\xi} + \xi_{,y}v_{z,\xi}) + \mu(\eta_{,z}v_{y,\eta} + \eta_{,y}v_{z,\eta}) + \mu(\zeta_{,z}v_{y,\zeta} + \zeta_{,y}v_{z,\zeta}) \quad (6i)$$

1.2 曲线网格有限差分格式

在曲线坐标下采用同位网格差分格式数值求解方程(6a)–(6i). 为避免传统的中心差分带来的奇偶失联振荡, 采用 MacCormack 差分格式(MacCormack, 1969; 张伟, 2006). MacCormack 类格式在地震波模拟中已被广泛应用(Bayliss *et al*, 1986; Tsingas *et al*, 1990; Dai *et al*, 1995). 本文采用优化的高阶格式, 即 DRP/opt MacCormack 格式(Hixon, 1997). 该格式将差分算子分解为前向和后向两个单侧差分, 通过交替实施两个单边差

分获得高精度的中心差分效果，并且隐含了对非物理的高频成分的耗散，而无需显式人工耗散和滤波(Zhang, Chen, 2006c).

1.3 曲线网格有限差分法求解三维断层破裂动力学问题

在震源动力学模拟计算中，断层面是一个需要特别处理的几何面。因此，我们将断层面和地表界面作为划分网格的基本面，即断层面和地表面在新生成的任意曲线坐标系中为两个“平面”(例如， $\xi=0$ 和 $\zeta=0$)。如图 2 所示，其中斜线表示断层面，依照断层面和边界面生成曲线坐标网格，利用有限差分算法进行震源动力学计算。

我们采用 Madariaga 等(1998) 提出的厚断层模型对滑动速率的表示法：断层滑动速率可表示为断层面上一层格点的速率减去下一层格点的速率；并采用滑动弱化摩擦准则(Ida, 1972; Palmer, Rice, 1973; Andrews, 1976b; Day, 1982b)来描述断层面上滑动区域内应力与滑动速率之间的关系(图 3)。

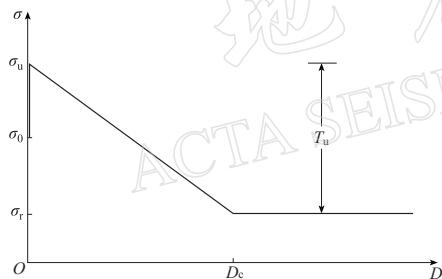


图 3 滑动弱化准则

Fig. 3 Slip-weakening law

$$\begin{cases} T(D) = T_u \left(1 - \frac{D}{D_c}\right) + \sigma_r & D < D_c \\ T(D) = \sigma_r & D \geq D_c \end{cases} \quad (7)$$

图中， σ_u 为断层最大剪切摩擦强度(剪切破裂强度)， σ_0 为背景剪切应力， σ_r 为滑动剪切应力， D 为滑动位移， D_c 为临界滑动距离。

数值模拟过程中，首先给定断层面上 σ_u ， σ_0 ， σ_r 和 D_c 等参数值。对于断层面已破裂区域上的网格点，本研究用滑动弱化准则计算；而对于断层外部点和断层面上未破裂区域上的网格点，仍然采用弹性动力学方程组(6a)–(6i)计算。

2 数值计算检验

为检验本方法的正确性和精确性，我们选择全空间平面断层的自相似破裂和自发破裂为参考模型，分别与 Kostrov(1964)的解析结果和 Madariaga 等(1998) 的有限差分数值结果进行对比。

2.1 自相似破裂

Kostrov(1964)研究自相似圆形剪切破裂的传播问题并给出了解析解。断层破裂区域的滑动位移为

$$u_x = \frac{C\beta\Delta\tau}{\mu\sqrt{t^2 - r^2/v_R^2}} \quad vt > |x| \quad (8)$$

式中， C 是常数， β 是 S 波速， $\Delta\tau$ 是应力降， μ 是剪切模量， v_R 是破裂传播速度。对于自相似破裂，破裂速度是预先给定的，已破裂的区域内的应力由初始应力 σ_0 突降为 σ_r 。

计算区域取 $12 \text{ km} \times 12 \text{ km} \times 12 \text{ km}$ ，断层破裂中心位于该区域中心，网格间距是

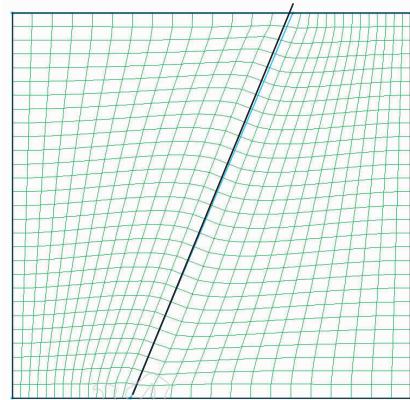


图 2 网格划分示意图

Fig. 2 Sketch of gridding

0.05 km, 介质的 P 波速度为 α , S 波速度为 $\beta = \alpha/\sqrt{3}$, 破裂传播速度 $v_R = 0.8\beta$, 应力降为 10 MPa. 为方便与 Kostrov 的解析结果对比, 我们将所有的物理量归一无量纲化, 即采用 $A/\max(|A|)$, 其中 A 为任意的比较的物理量数组. 这一问题利用笛卡尔坐标系下的传统有限差分算法可以获得正确的数值结果. 然而, 我们这里所要检验的是本文采用的基于任意曲线坐标网格的有限差分方法用于研究地震断层动力学破裂传播问题的有效性. 为此, 本研究基于倾角 δ 分别为 0° , 30° 和 45° 的断层生成了任意曲线坐标下的贴体网格(图 2), 在该曲线坐标网格下利用前述的有限差分算法(Zhang, Chen, 2006c; 张伟, 2006)计算不同倾角下地震断层的破裂动力学结果, 并与 Kostrov(1964)的解析解对比. 由对称性可知, 全空间中平面地震断层无论其倾角(相对于水平方向)如何, 其沿断层滑动方向的破裂滑动位移分布是相同的, 且与倾角无关. 图 4 表明, 本研究计算的三种结果几乎完全重合, 且与解析解差别较小. 由于本研究中任意曲线坐标网格的偏离直角网格($\delta=0$, 笛卡尔坐标)的程度正比于倾角大小, 上述 3 种倾角相差较大的断层模型破裂动力学模拟结果的一致性表明, 本研究所采用的基于任意曲线坐标网格有限差分算法能够有效地用于地震破裂动力学模拟.

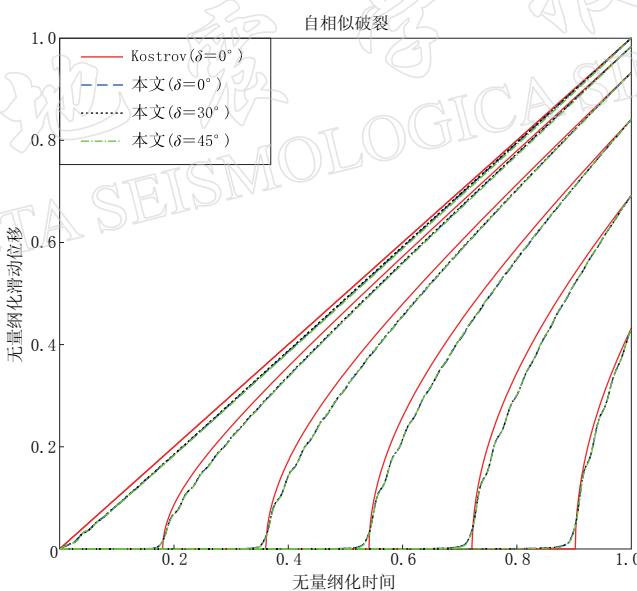


图 4 自相似破裂的无量纲化的结果对比. 6 条曲线是滑动位移随时间的变化, 分别对应于距断层破裂中心 0, 1, 2, 3, 4, 5 km 的 6 个点

Fig. 4 Comparison of non-dimensional results for self-similar rupture. 6 curves represent slip displacements vs. time, corresponding to 6 points 0, 1, 2, 3, 4, 5 km from rupture center, respectively

2.2 自发破裂

Madariaga 等(1998)基于笛卡尔坐标下交错网格有限差分方法, 研究了三维断层自发破裂问题. 根据 Madariaga 等(1998)研究结果, 断层初始破裂区(凹凸体)的半径为 10 个网格空间步长($R=10\Delta s$), 初始剪切应力 $T_0=1.6\sigma_u$, σ_u 是剪切破裂强度; 在初始破裂区外部的背景剪切应力 $\sigma_0=0.5\sigma_u$; 临界滑动距离 $D_c=4\times(2\sigma_u\Delta s/\mu)$. 模拟计算中, σ_u 取 80 MPa, Courant-Friedrichs-Lowy 系数(CFL)取 0.35, 且假定初始应力沿走滑方向. 图 5 和图 6 分

别给出了 Madariaga 等(1998)和本研究的对比结果，且所有量均采用 Madariaga 等(1998)的无量纲化方法：滑动位移/($2\sigma_u \Delta s / \mu$)，时间/(CFL $\times \Delta s / \alpha$)，应力/ σ_u ，距离/ Δs 。

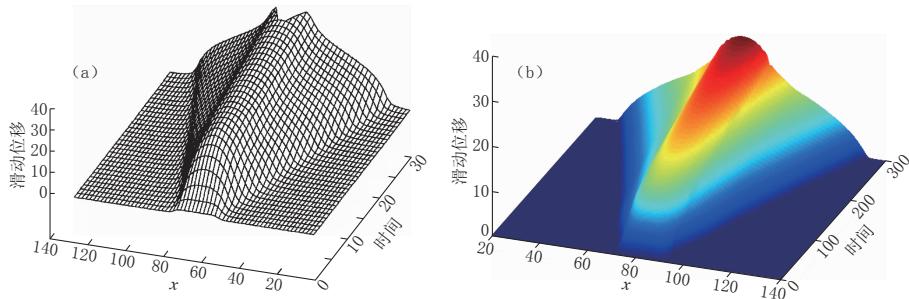


图 5 经过断层中心的走向测线上各个点的滑动位移随时间的变化

(a) Madariaga 等(1998)计算结果；(b) 本文计算结果

Fig. 5 Slip displacement vs. time of points on the strike line through rupture center

(a) Results by Madariaga *et al* (1998); (b) results by this study

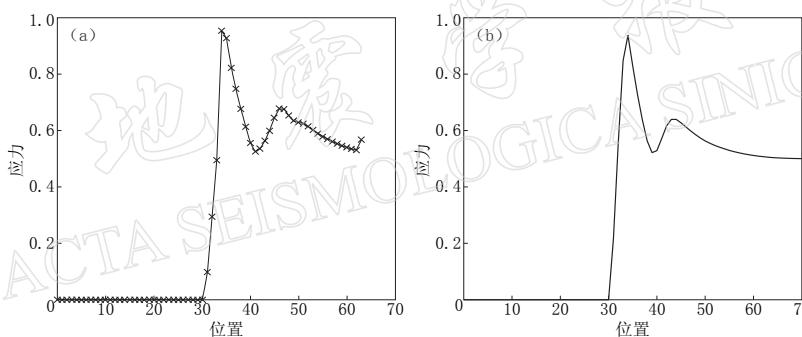


图 6 $t = 200$ 时刻，经过断层中心走向测线上的剪切应力分布图

(a) Madariaga 等(1998)计算结果；(b) 本文计算结果

Fig. 6 Distribution of shear stress vs. position on the strike line through rupture center

(a) Results by Madariaga *et al* (1998); (b) results by this study

对比本研究与 Madariaga 等(1998)的结果可以发现，应力分布与滑动位移近乎一致。但需要指出的是，Madariaga 等(1998)的无量纲化的时间标度有误(Dalguer, 2002; 张海明, 2004)，其中 30 大致对应于本实验的 300。

章文波等(Zhang *et al*, 2006)提出利用笛卡尔坐标下非均匀交错网格有限差分算法(Pitarka, 1999)模拟计算全空间中倾斜断层的破裂问题，并与 Madariaga 等(1998)的结果进行了比较。基于矩形网格，Zhang 等(2006)通过改变矩形网格的长宽间距，使得给定倾角的倾斜断层面恰好通过矩形的斜边，即

$$\Delta x = \Delta y \cos \delta \quad \Delta z = \Delta y \sin \delta \quad D_c = \frac{D_0}{\sqrt{V/V_0}} \quad (9)$$

式中， δ 是断层倾角， D_0 和 V_0 是水平情况下的临界滑动位移和立方网格体元体积，而 D_c 和 V 是倾斜情况下的物理量。Zhang 等(2006)通过式(9)改变三维矩形网格间距，因此导致 D_c 的值需要根据网格体积作相应调整；而本研究同样采用 Zhang 等(2006)的计算模型，唯一不同的是利用坐标变换生成曲线网格，由于网格间距趋向正交且均匀，所以无须对 D_c

进行改动。图 7a 是 Zhang 等(2006)计算的倾角分别为 0° , 15° , 30° 和 45° 的断层的自发破裂的剪切应力场分布；图 7b 是本文提出的曲线坐标网格有限差分方法计算的结果。可以看出，尽管各个结果的整体趋势是一致的，但 Zhang 等(2006)的结果中不同倾角对应的曲线有所差别，而本研究得到的对应不同倾角的曲线几乎完全重合。与全空间断层自相似破裂情况类似，由于该模型的空间对称性，不同倾角断层的破裂过程相对于断层滑动方向应当完全相同，本研究结果再次印证了这一点。

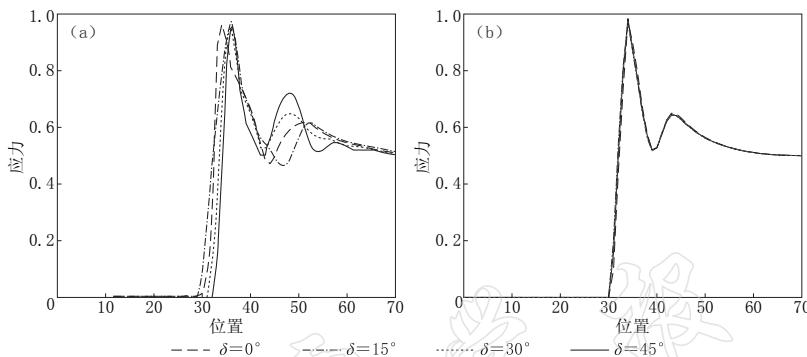


图 7 某一时刻经过断层中心走向测线上的剪切应力分布图

(a) Zhang 等 (2006) 计算结果；(b) 本文计算结果

Fig. 7 Distribution of shear stress vs. position on the strike line through rupture center

(a) Results by Zhang *et al* (2006); (b) results by this study

3 模拟自由表面半空间中三维倾斜断层的破裂问题

为了考察自由地表对倾斜断层的影响，我们基于断层面和自由地表面生成三维曲线坐标网格，其侧视图如图 8 所示，并选取断层破裂中心点 A，及距断层面上且位于地表下

6 km 和 2 km 处的 B 点和 C 点为观测点。模型参数设置如下：

几何模型参数：计算区域 $24 \text{ km} \times 36 \text{ km} \times 24 \text{ km}$ ，网格间距 0.1 km ，断层中心位于计算区域中心，断层面倾斜度为约 67° ，断层初始破裂区域(凹凸体)半径 1.0 km ，如图 8 所示。

物理模型参数：仍然采用 Madariaga 等 (1998) 的参数设置和无量纲化方案，所有的初始应力沿倾滑方向。

计算成本：MPI 并行计算，采用 27 个 CPU，计算时间为 10 小时。

针对同样的断层，我们分别采用了全空间和半空间两种模型，滑动速率与位移的对比结果如图 9 所示。

图 9 表明地表对破裂的速率和滑动位移影响显著，当观测点与地表越近时(如 C 点)，影响越大。从能量守恒的观点出发，本研究认为，相对于全空间模型，从半空间自由地表

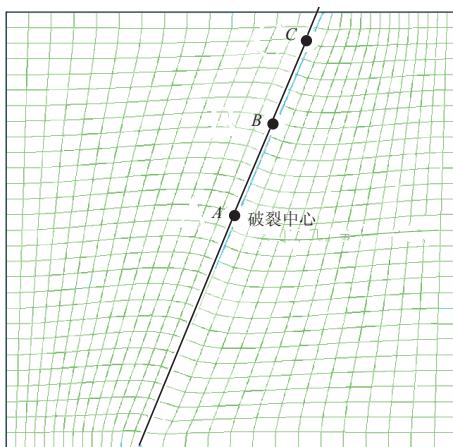


图 8 弯曲地表下，倾斜断层侧面图

Fig. 8 Profile of a dipping fault under curved surface

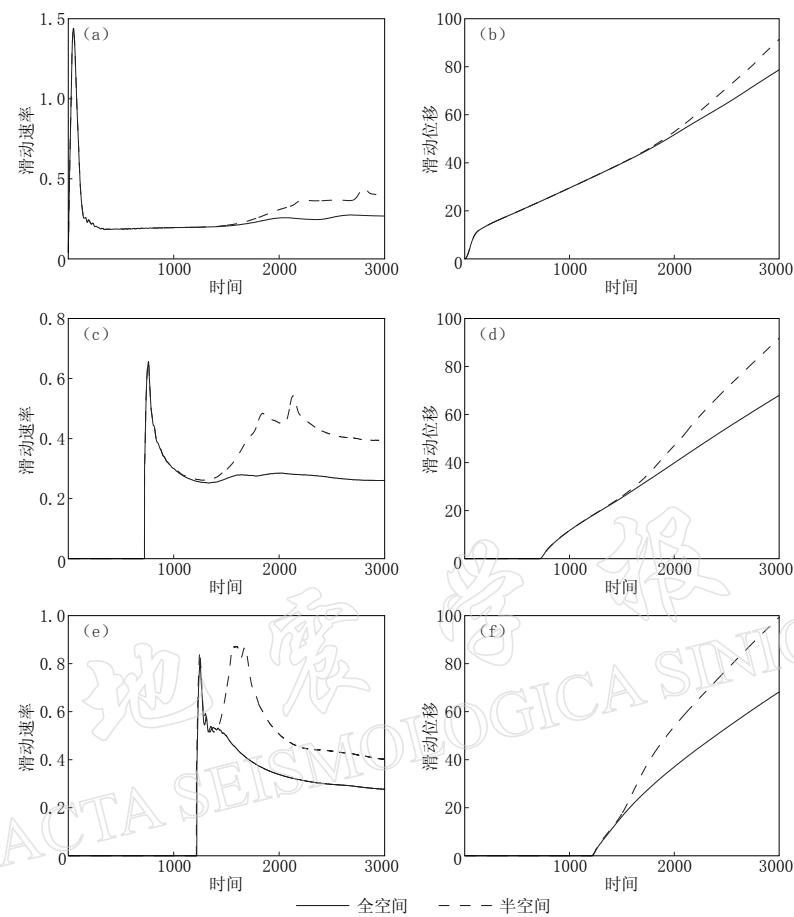


图 9 滑动速率和滑动位移随时间的变化

图(a)、(c)、(e)分别为A, B, C点的滑动速率随时间的变化; 图(b)、(d)、(f)分别为A, B, C点的滑动位移随时间的变化;

Fig. 9 Variation of slip rate and slip displacement with time

(a), (c), (e) Slip rate *vs.* time for point A, B, C, respectively; (b), (d), (f) slip displacement *vs.* time for point A, B, C, respectively

而来的反射波增加了破裂区域的“能量”，进而增大了破裂滑动速率和位移。但是，从图中的时间轴来看，地表对破裂传播的速度影响不明显，如C点（靠近地表），都大约在1300时刻开始破裂。这一结果与边界积分方程方法所得结果一致(Zhang, Chen, 2006b)。

4 结论

本研究利用张伟和陈晓非等提出的基于任意曲线坐标的有限差分算法(Zhang, Chen, 2006c; 张伟, 2006)，提出了以断层破裂面为约束面的断层面贴体网格有限差分算法模拟计算具有任意倾角的地震断层破裂动力学问题，并通过与前人结果的比较验证了该方法的可行性和正确性。该方法的核心是利用任意曲线坐标网格划分的灵活性，将复杂几何形态的断层及其破裂过程映射到计算空间的水平或垂直的“平面断层”进行模拟计算，即由物理空间的曲面转变为计算空间的水平或垂直平面，大大简化了破裂动力学问题的求解。

由于基于任意曲线坐标计算网格划分的灵活性,本研究所提出的断层动力学模拟计算的方法不仅适用于全空间、半空间中任意倾斜断层的动力学破裂问题,也适用于含地形变化的三维非均匀半空间中具有任意倾角、走向的“非平面”地震断层的破裂动力学问题。我们将在后续论文中介绍相应的研究进展。

参 考 文 献

- 罗扬. 2007. 有限差分方法求解断层动力学问题[D]. 北京: 北京大学地球物理系: 12–43.
- 张海明. 2004. 半无限空间中平面断层的三维自发破裂传播的理论研究[D]. 北京: 北京大学地球物理系: 19–36.
- 张伟. 2006. 含起伏地形的三维非均匀介质中地震波传播的有限差分算法及其在强地面震动模拟中的应用[D]. 北京: 北京大学地球物理系: 10–75.
- 祝贺君. 2008. 使用有限差分方法研究地震波传播和震源动力学问题[D]. 北京: 北京大学地球物理系: 7–38.
- Aagaard B T, Heaton T H, Hall J F. 2001. Dynamic earthquake ruptures in the presence of lithostatic normal stresses: Implications for friction models and heat production[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **91**(6): 1765–1796.
- Aagaard B T, Heaton T H. 2004. Near-source ground motions from simulations of sustained intersonic and supersonic fault ruptures[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **94**(6): 2064–2078.
- Andrews D. 1976a. Rupture propagation with finite stress in antiplane strain[J]. *J Geophys Res*, **81**(20): 3575–3582.
- Andrews D. 1976b. Rupture velocity of plane strain shear cracks[J]. *J Geophys Res*, **81**(32): 5679–5687.
- Andrews D J. 1999. Test of two methods for faulting in finite difference calculations[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **89**(4): 931–937.
- Aochi H. 1999. *Theoretical Studies on Dynamic Rupture Propagation Along a 3D Non-Planar Fault System*[D]. Tokyo: University of Tokyo: 25–45.
- Aochi H, Fukuyama E. 2002. Three-dimensional nonplanar simulation of the 1992 Landers earthquake[J]. *J Geophys Res*, **107**(B2): 2035, doi:10.1029/2000JB000061.
- Aochi H, Fukuyama E, Matsus'ura M. 2000a. Spontaneous rupture propagation on a non-planar fault in 3-D elastic medium[J]. *Pure Appl Geophys*, **157**: 2003–2027.
- Aochi H, Fukuyama E, Matsus'ura M. 2000b. Selectivity of spontaneous rupture propagation on a branched fault[J]. *Geophys Res Lett*, **27**(22): 3635–3638.
- Bayliss A, Jordan K E, LeMesurier B J, Turkel E. 1986. A fourth-order accurate finite-difference scheme for the computation of elastic waves[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **76**(4): 1115–1132.
- Chen X F, Zhang H M. 2006. Modelling rupture dynamics of a planar fault in 3-D half space by boundary integral equation method: An overview[J]. *Pure Appl Geophys*, **163**: 267–299.
- Cruz-Atienza V, Virieux J. 2004. Dynamic rupture simulation of nonplanar faults with a finite-difference approach[J]. *Geophys J Int*, **158**(3): 939–954.
- Dai N, Vafidis A, Kanasewich E R. 1995. Wave-propagation in heterogeneous, porous-media-a velocity-stress, finite-difference method[J]. *Geophysics*, **60**(2): 327–340.
- Dalguer L. 2002. A Full Dynamic Shear and Tensile Crack Propagation During an Earthquake Using a 3D Discrete Element Method[D]. Kyoto: University of Kyoto: 34–37.
- Dalguer L, Day S. 2007. Staggered-grid split-node method for spontaneous rupture simulation[J]. *J Geophys Res*, **112**(B02302), doi:10.1029/2006JB004467.
- Das S, Aki K. 1977. A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation[J]. *Geophys J R astr Soc*, **50**(3): 643–668.
- Day S. 1977. *Finite Element Analysis of Seismic Scattering Problems*[D]. San Diego: University of California San Diego: 4–50.
- Day S. 1982a. Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: Rectangular faults with fixed rupture velocity[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **72**(3): 705–727.
- Day S. 1982b. Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: The effect of nonuniform prestress[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **72**(6): 1881–1902.

- Day S, Dalguer L, Lapusta N, Liu Y. 2005. Comparison of finite difference and boundary integral solutions to three-dimensional spontaneous rupture[J]. *J Geophys Res*, **110**(B12307), doi:10.1029/2005JB003813.
- Duan B, Oglesby D. 2006. Heterogeneous faults stresses from previous earthquakes and the effect on dynamics of parallel strike-slip faults[J]. *J Geophys Res*, **111**(B05309), doi:10.1029/2005JB004138.
- Duan B, Oglesby D. 2007. Nonuniform prestress from prior earthquakes and the effect on dynamics of branched fault systems[J]. *J Geophys Res*, **112**(B05308), doi:10.1029/2006JB004443.
- Hixon R. 1997. On increasing the accuracy of MacCormack schemes for aeroacoustic applications[J]. *AIAA Paper*, (97-1586): 29–39.
- Ida Y. 1972. Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy[J]. *J Geophys Res*, **77**(20): 3796–3805.
- Kostrov B. 1964. Self-similar problems propagation of shear cracks[J]. *J Appl Math Mech*, **28**(5): 1077–1087.
- Kostrov B. 1966. Unsteady propagation of longitudinal shear cracks[J]. *J Appl Math Mech*, **30**(6): 1241–1248.
- MacCormack R W. 1969. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering[J]. *AIAA Paper*, (69-354): 1–7.
- Madariaga R. 1976. Dynamic of an expanding circular fault[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **66**(3): 639–667.
- Madariaga R, Olsen K, Archuleta R. 1998. Modeling dynamic rupture in a 3D earthquake fault model[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **88**(5): 1182–1197.
- Miyatake T, Kimura T. 2006. Improvement in the boundary conditions for a staggered grid finite-difference method[J]. *Pure Appl Geophys*, **163**: 1977–1990.
- Oglesby D D, Archuleta R J, Nielsen S B. 1998. Earthquakes on dipping faults: the effect of broken symmetry[J]. *Science*, **280**: 1055–1059.
- Oglesby D D, Archuleta R J, Nielsen S B. 2000a. Dynamics of dip-slip faulting: Explorations in two dimensions[J]. *J Geophys Res*, **105**(B6): 13643–13653.
- Oglesby D D, Archuleta R J, Nielsen S B. 2000b. The three-dimensional dynamics of dipping faults[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **90**(3): 616–628.
- Olsen K, Archuleta R. 1996. Three-dimensional simulation of earthquakes on the Los Angeles fault system[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **86**(3): 575–596.
- Palmer A C, Rice J R. 1973. The growth of slip surface in the progressive failure of over-consolidated clay[J]. *Proc Roy Soc Lond A*, **332**(1591): 527–548.
- Pitarka A. 1999. 3D elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered grids with nonuniform spacing [J]. *Bull Seism Soc Amer*, **89**(1): 54–68.
- Thompson J F, Warsi Z U A, Mastin C W. 1985. *Numerical Grid Generation-Foundations and Applications*[M]. New York: North Holland Publishing Co, New York: 31–35.
- Tsingas C, Vafidis A, Kanasewich E R. 1990. Elastic wave-propagation in transversely isotropic media using finite-difference[J]. *Geophys Prospecting*, **38**(8): 933–949.
- Virieux J, Madariaga R. 1982. Dynamic faulting studied by a finite difference method[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **72**(2): 345–369.
- Zhang H M, Chen X F. 2006a. Dynamic rupture on a planar fault in three-dimensional half space-I. Theory [J]. *Geophys J Int*, **164**(3): 633–652.
- Zhang H M, Chen X F. 2006b. Dynamic rupture on a planar fault in three-dimensional half space-II. Validations and numerical experiments[J]. *Geophys J Int*, **167**(2): 917–932.
- Zhang W, Chen X F. 2006c. Traction image method for irregular free surface boundaries in finite difference seismic wave simulation[J]. *Geophys J Int*, **167**(1): 337–353.
- Zhang H M, Chen X F. 2009. Dynamic rupture process of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake[J]. *Earthq Sci*, (1): 3–12.
- Zhang W B, Iwata T, Irifura K. 2006. Dynamic simulation of a dipping fault using a three-dimensional finite difference method with nonuniform grid spacing[J]. *J Geophys Res*, **111**(B05301), doi:10.1029/2005JB003725.