中国科学: 地球科学 2015 年 第 45 卷 第 7 期: 881 ~ 899
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

专题: 大陆俯冲带

论 文

俯冲隧道中物质运移和流体-熔体活动的动力学数值模拟

李忠海[①*], 刘明启[①], Taras GERYA[②]

① 大陆构造与动力学国家重点实验室, 中国地质科学院地质研究所, 北京 100037;
② Institute of Geophysics, ETH-Zurich, Zurich 8092, Switzerland
* E-mail: li.zhonghai@outlook.com

收稿日期: 2015-01-05; 接受日期: 2015-05-08; 网络版发表日期: 2015-06-16
国家重点基础研究发展计划项目(编号: 2015CB856106)、国家自然科学基金项目(批准号: 41304071, 41425010)、中国地质调查工作项目(编号: 12120114057301)、中国地质科学院地质研究所黄汲清青年人才计划项目和中央组织部青年千人计划项目资助

摘要 俯冲隧道是指在会聚板块边缘、俯冲板片与上覆板片之间的剪切带及其中发生运动的物质, 这些物质在俯冲隧道中经历了复杂的温度、压力、应力和应变等的演化以及流体和熔体的作用, 而后部分物质可以从>100 km 的深度处折返至地表, 从而形成自然界中出露的高压-超高压变质岩带. 动力学数值模拟是定量化的研究该俯冲隧道过程的重要手段, 前人的研究大多基于热动力学模型, 但是一般不包含流体的活动和影响, 因此上覆岩石圈物质很少参与到俯冲隧道过程中, 这些模型与地质概念模型之间尚存较大差异. 本文采用了新的包含流体-熔体活动的数值模型, 对俯冲隧道的精细过程进行模拟研究. 结果表明, 俯冲隧道中的物质既包含了从俯冲板块拆离的表壳岩, 也包含了从上覆板块刮擦、蚀变的地幔岩, 从而形成一个构造混杂岩体. 在特定条件下, 俯冲隧道中的混杂岩既可近垂直向上穿过地幔楔侵入上覆地壳中, 亦可近平行于俯冲隧道斜向上折返, 形成靠近缝合带的高压-超高压变质岩. 基于该数值模型及前人的地质概念模型, 首先对大洋俯冲隧道和大陆俯冲隧道的特征进行了细致的对比和总结. 而后, 又对含水模型与无水模型进行了对比, 主要区别在于无水模型中由于缺少流体-熔体活动而产生的弱化作用, 上覆岩石圈的变形很小, 在俯冲隧道过程中的参与程度也很低. 最后, 对数值模型中的一个重要的边界条件, 即板块会聚速率, 进行数值模拟研究. 结果表明快速会聚导致上覆岩石圈剧烈变形, 造山带主要沿上盘单侧生长; 相反, 在慢速会聚条件下, 上覆岩石圈变形较小, 造山带主要沿下盘单侧生长; 而在中等会聚速率下, 造山带沿上盘、下盘同时生长.

关键词
俯冲隧道
流体活动
部分熔融
地形起伏
数值模拟

板块会聚动力学包含了从大洋俯冲至大陆碰撞的整个过程以及期间发生的一系列重要的物理、化学和地质变化, 例如俯冲板块的脱水作用、俯冲隧道和地幔楔的水化作用、部分熔融作用、岩浆作用、高压-

中文引用格式: 李忠海, 刘明启, Gerya T. 2015. 俯冲隧道中物质运移和流体-熔体活动的动力学数值模拟. 中国科学: 地球科学, 45: 881–899
英文引用格式: Li Z H, Liu M Q, Gerya T. 2015. Material transportation and fluid-melt activity in the subduction channel: numerical modeling. Science China: Earth Sciences, 58: 1251–1268, doi: 10.1007/s11430-015-5123-5

超高压变质作用, 隧道内物质的弱化、拆离和折返过程等(李忠海, 2014). 在会聚板块边缘, 俯冲板片与上覆板片之间的剪切带及其中发生运动的物质称为“俯冲隧道”(郑永飞等, 2009, 2013). 在传统的俯冲隧道地质模型中, 俯冲大洋和大陆岩石圈板片的上地壳物质由于受浮力作用和/或地幔楔隧道壁的机械刮削作用而拆离成不同大小的地壳碎块, 同时由于俯冲带内的流体和熔体的弱化作用导致不同大小的地幔岩石从地幔楔底部被刮削下来. 这些不同来源的壳幔物质在俯冲隧道内发生混合, 并可能经历不同程度的变质、变形乃至部分熔融作用, 形成一个构造混杂岩体(Zheng, 2012; Zheng等, 2012). 俯冲隧道中的物质(混杂岩)既可近垂直向上穿过地幔楔侵入上覆地壳之中(Chatterjee和Jagoutz, 2015), 亦可近平行于俯冲隧道斜向上折返形成近地表的高压-超高压变质岩(Agard等, 2009; Liou等, 2004; Zheng, 2012).

对于俯冲隧道过程的研究, 在系统的地质学和岩石地球化学的研究基础上, 数值模拟越来越成为研究该地球动力学过程的重要手段. 前人的数值模型大多是基于俯冲隧道中的力学和温度控制, 而忽略隧道中的流体活动及其影响(例如, Beaumont等, 2001; Toussaint等, 2004; Burg和Gerya, 2005; Yamato等, 2008; Burov和Yamato, 2008; Warren等, 2008; Li和Gerya, 2009; Li等, 2010, 2011; Butler等, 2013). 基于对这些模型的总结, 李忠海(2014)将俯冲隧道中物质的运移和高压-超高压岩石的折返综述为以下模式: (1) 在俯冲前陆形成一系列逆冲断裂, 并伴随物质折返; (2) 会聚地壳或岩石圈褶皱引发的挠曲折返; (3) 楔形俯冲隧道中地壳物质回旋折返至地表或地壳深度; (4) 楔形隧道底部的构造增压模式; (5) 在俯冲板块的根部形成一个薄弱带及逆冲断层, 伴随着俯冲地壳物质的整体折返; (6) 俯冲隧道中高压-超高压岩石在浮力的作用下, 从不同的深度、多期次的韧性挤出; (7) 俯冲的岩石圈发生断离, 从而导致剩余板块在浮力的作用下向相反的方向“后撤”. 这些数值模型对俯冲隧道过程提供了一系列定量化的约束, 从而极大的促进了人们对于该过程基本动力学机制的理解. 然而由于忽略俯冲隧道中的脱水-水化作用, 上覆岩石圈的弱化和破坏机制相对较弱, 因此地幔楔的物质一般没有卷入俯冲隧道过程中来, 并且上覆岩石圈的水化、部分熔融以及岩浆作用也同样缺失. 从而, 这类俯冲隧道数值模型与前文所述的传统地质模型之间仍然存在相对较大的差异性.

基于前人的研究(综述如Wang, 2010; Faccenda, 2014), 俯冲隧道中的脱水-水化作用对于整个俯冲碰撞动力学的演化具有非常重要的影响. 流体和熔体可以引起俯冲带物质的弱化及相变, 从而很大程度上促进俯冲带中壳幔物质混合及相互作用, 进而影响上覆板块岩浆作用以及隧道内高压-超高压变质岩石的折返(Zheng, 2012; 郑永飞等, 2013). 近来, 一些新的“含水”模型和算法开始逐渐涌现, 譬如Gerya和Meilick(2011)通过数值模拟对活动大陆边缘的流体-熔体活动及其对俯冲模式的影响进行了初步探讨. Angiboust等(2012)也认为, 大洋俯冲隧道中的流体活动可以很大程度地促进俯冲洋壳的拆离和折返. Sizova等(2012)进一步得出, 在水和部分熔融的作用下, 上覆岩石圈比较容易发生弱化和破裂, 从而导致俯冲隧道中的地壳物质穿过上覆板块的破裂带向上折返. Vogt等(2012)又对大洋俯冲带的岛弧岩浆作用和新生地壳的形成与俯冲隧道内的脱水和水化作用的关系进行了定量化的模拟和探索, 并计算了挤压型、伸展型和稳定型三种岛弧构造背景下的新生地壳生长速率. 这些新兴的数值算法和模型, 更好的结合了俯冲隧道中的实际地质演化, 缩短了与地质概念模型之间的差异.

本文将重点探讨包含脱水-水化-相变等的俯冲隧道数值模型, 首先简要介绍相关数值模拟方法, 然后设计了一组从大洋俯冲至大陆俯冲碰撞的数值模型, 探讨其俯冲带中的物质运移、流体-熔体活动以及综合动力学演化, 最后结合地质模型对数值模拟结果进行分析, 并对数值模型的流体-熔体活动和板块会聚速率这两个重要参数的影响进行探讨.

1 数值模拟方法简介

1.1 控制方程

对于板块俯冲碰撞相关的动力学数值模型, 一般对三组控制方程进行求解, 包括斯托克斯流体动力学方程、物质守恒方程以及热量守恒方程. 本文中, 对这些方程在不规则的欧拉网格节点上采用有限差分算法进行离散化和近似求解, 具体的算法可见Gerya和Yuen(2007)以及Gerya(2010).

1.1.1　斯托克斯方程

$$\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \sigma'_{xy}}{\partial y}=\frac{\partial P}{\partial x},$$
$$\frac{\partial \sigma'_{yx}}{\partial x}+\frac{\partial \sigma'_{yy}}{\partial y}=\frac{\partial P}{\partial y}-\mathrm{g}\rho(C,M,P,T), \quad (1)$$

式中, x和y分别表示水平和垂向坐标. g是重力加速度. 密度ρ依赖于温度T, 压力P, 岩石类型C, 以及部分熔融比例M. 另外, σ'_{xx}, σ'_{xy} 和 σ'_{zz} 是偏应力张量, 其本构方程为

$$\sigma'_{xx}=2\eta_{\mathrm{eff}}\dot{\varepsilon}_{xx},\ \sigma'_{xy}=2\eta_{\mathrm{eff}}\dot{\varepsilon}_{xy},\ \sigma'_{yy}=2\eta_{\mathrm{eff}}\dot{\varepsilon}_{yy},$$
$$\dot{\varepsilon}_{xx}=-\dot{\varepsilon}_{yy}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}-\frac{\partial v_y}{\partial y}\right),\ \dot{\varepsilon}_{xy}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}+\frac{\partial v_y}{\partial x}\right), \quad (2)$$

式中, η_{eff}表示一个等效黏滞系数, 整合了黏性形变、塑性屈服形变以及Peierls形变机制(如下文1.2所述), 而不是传统意义上的单纯黏性体的属性.

1.1.2　可压缩流体物质守恒方程

$$\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_y}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{D}t}, \quad (3)$$

式中, v_x和v_y表示水平速度和垂向速度. Dρ/Dt是密度对时间的物质导数, 主要应用于部分熔融的提取. 物质的可压缩性计算方法可见Gerya和Yuen(2007).

1.1.3　热量守恒方程

$$\rho C_p\left(\frac{\mathrm{D}T}{\mathrm{D}t}\right)=-\frac{\partial q_x}{\partial x}-\frac{\partial q_y}{\partial y}+H_r+H_a+H_S,$$
$$q_x=-k(T,P,C)\frac{\partial T}{\partial x}, q_y=-k(T,P,C)\frac{\partial T}{\partial y},$$
$$H_a=T\alpha\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t},\ H_S=\sigma'_{xx}\dot{\varepsilon}_{xx}+\sigma'_{yy}\dot{\varepsilon}_{yy}+2\sigma'_{xy}\dot{\varepsilon}_{xy}, \quad (4)$$

式中, C_p是等压热容. DT/Dt表示温度对时间的物质导数. q_x和q_y代表热流值. k是热传导率, 依赖于温度T, 压力P和岩石类型C.

H_r表示放射性生热, 假设为依赖于岩石类型的常量:

$$H_r=\mathrm{constant}(C), \quad (5)$$

H_a表示绝热变压生热, 即为伴随着压力的变化(增压或减压)而导致的热量生成或消失:

$$H_a=T\alpha\left(v_x\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}x}+v_y\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}y}\right). \quad (6)$$

H_S表示摩擦生热, 代表了黏性形变中机械能转化为热能:

$$H_S=\sigma'_{xx}\dot{\varepsilon}_{xx}+\sigma'_{yy}\dot{\varepsilon}_{yy}+2\sigma'_{xy}\dot{\varepsilon}_{xy}, \quad (7)$$

式中, σ'_{xx}, σ'_{yy} 和 σ'_{xy} 是偏应力张量, $\dot{\varepsilon}_{xx}$, $\dot{\varepsilon}_{yy}$ 和 $\dot{\varepsilon}_{xy}$ 是应变率张量.

值得一提的是, 由于熔融或结晶而导致的潜热加热或潜热冷却在算法中主要通过调控等效热容(Cp_{eff})和热膨胀系数(α_{eff})而实现:

$$Cp_{\mathrm{eff}}=Cp+Q_L\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{P=\mathrm{cnst}},\ \alpha_{\mathrm{eff}}=\alpha+\rho\frac{Q_L}{T}\left(\frac{\partial M}{\partial P}\right)_{T=\mathrm{cnst}}, \quad (8)$$

式中, Q_L表示熔融物质的潜热.

1.2　黏-塑性流变学性质

1.2.1　黏性形变

数值模型中的流变学关系采用整合的黏-塑性本构关系. 其中, 黏性流变性质取决于温度、压力和应变率, 其错位流变的黏滞系数定义为

$$\eta_{\mathrm{ductile}}=(\dot{\varepsilon}_{II})^{\frac{1-n}{n}}(A_D)^{-\frac{1}{n}}\exp\left(\frac{E+PV}{nRT}\right), \quad (9)$$

式中, $\dot{\varepsilon}_{II}=(0.5\dot{\varepsilon}_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij})^{1/2}$ 是应变率张量的二阶不变量. A_D, E, V和n是实验岩石学所得到的流变参数, 分别表示物质常数、活化能、活化体积和应力指数. R代表气体常数.

1.2.2　塑性形变

上述的黏性流变需要与塑性流变相结合, 从而形成实际的黏-塑性流变特征, 这里采用改进的Drucker-Prager屈服准则(e.g., Ranalli, 1995):

$$\eta_{\mathrm{plastic}}=\frac{\sigma_{\mathrm{yield}}}{2\dot{\varepsilon}_{II}},\ \sigma_{\mathrm{yield}}=C_0+P\sin(\varphi_{\mathrm{dry}})\lambda_{\mathrm{fluid/melt}},$$
$$\lambda_{\mathrm{fluid/melt}}=1-\frac{P_{\mathrm{fluid/melt}}}{P}, \quad (10)$$

该方程组中, σ_{yield}表示屈服应力. $\dot{\varepsilon}_{II}$ 表示应变率张量二阶不变量. P是总压力. C_0是P=0条件下的岩石剩余强度. φ_{dry}是岩石无水状态的内摩擦角. $\lambda_{\mathrm{fluid/melt}}$是孔隙流体/熔体系数, 它控制着含流体孔隙介质的脆性强度. 这可以用(10)中第3式中的孔隙流体(P_{fluid})或熔

体压力(P_{melt})来解释, 它们会降低含流体/熔体孔隙介质的屈服强度(σ_{yield}). 但是, 值得注意的是, 由于实际动力学模型中的孔隙流体-熔体压力难于求解, 即公式(10)中的第3式难以得到, 因此, 这里我们采用近似的参数指代$\lambda_{\mathrm{fluid/melt}}$. 前人对该参数的选择进行了系统的对比研究(如Gerya和Meilick, 2011; Vogt等, 2012), 基于此, 本文中采用了$\lambda_{\mathrm{fluid/melt}}$=0.01. 即对于一个示踪点(粒子), 一旦它吸收了自由水或在自由水运移的路径上, 抑或它发生了部分熔融或者在熔融提取的路径上, 那么它的$\lambda_{\mathrm{fluid/melt}}$即从1降低至0.01, 从而也就降低了屈服应力, 进而降低了塑性形变的等效黏滞系数.

1.2.3 Peierls 形变

在高压条件下, 岩石强度受控于Peiperls形变机制(Katayama和Karato, 2008), 它是在高应力条件下, 取代位错蠕变的一种塑性形变模式. Peierls形变主要控制俯冲板块中温度较低而应力较高区域的形变(Karato等, 2001).

$$\eta_{\mathrm{peierls}}=\frac{1}{2A_{\mathrm{peierls}}\sigma_{II}}\exp\left(\frac{E+PV}{nRT}\left(1-\left(\frac{\sigma_{II}}{\sigma_{\mathrm{peierls}}}\right)^{p}\right)^{q}\right). \quad (11)$$

1.2.4 形变机制的整合

基于η_{ductile}, η_{plastic}和η_{peierls}, 对于模型区域中的某一点来讲, 其黏-塑性流变关系的最终等效黏滞系数可以定义为他们之中的最小者(Ranalli, 1995):

$$\eta_{\mathrm{eff}}=\min(\eta_{\mathrm{ductile}},\eta_{\mathrm{plastic}},\eta_{\mathrm{peierls}}). \quad (12)$$

1.3 脱水-水化作用及水的迁移

俯冲带中的水主要包括两部分, 一种是自由水, 一种是矿物水.

1.3.1 自由水

对于自由水, 假设沉积物和大洋上地壳玄武岩在地表含1 wt.%(质量百分含量)的水, 并且随着深度的增加而减少, 直至75 km的自由水含量降为零. 对此, 假设线性的定量化关系式:

$$X_{\mathrm{H_2O(wt.\%)}}=\left(1-\frac{\Delta z}{75}\right)X_{\mathrm{H_2O}(p_0)}, \quad (13)$$

式中, $X_{\mathrm{H_2O}(p_0)}$代表地表的自由水含量1 wt.%. Δz是深度(0~75 km). 对于其他的岩石属性(大陆地壳, 大洋下地壳, 地幔), 假设其自由水含量为零.

1.3.2 矿物水

对于矿物水, 采用了PerpleX(Connolly, 2005)所计算的4种典型岩性的含水量随温度和压力的变化, 这些数据是依据吉布斯自由能最小化原理, 对特定岩石成分和热力学数据计算而得(Gerya和Meilick, 2011). 随着俯冲的进行, 矿物水析出后保存在新生成的示踪点中, 并独立的运移, 当其遇到由于水化或部分熔融作用而产生的水不饱和岩性的时候,该活动的水就会被吸收. 水的运动速度由该位置处的压力梯度进行计算, 具体算法如下:

$$v_{x(\mathrm{water})}=v_x-A\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right),\ v_{y(\mathrm{water})}=v_y-A\left(\frac{\partial P}{\partial y}-\rho_{\mathrm{fluid}}g\right),$$

$$A=\frac{v_{\mathrm{percolation}}}{g\left(\rho_{\mathrm{mantle}}-\rho_{\mathrm{fluid}}\right)}, \quad (14)$$

式中, $v_{x(\mathrm{water})}$和$v_{y(\mathrm{water})}$分别是水在x和y方向的速度. v_x和v_y是该位置处的岩石速度. A是一个水的渗透参数, 主要取决于渗透速度($v_{\mathrm{percolation}}$)以及岩石和水的密度差, 根据前人的研究, 假设$v_{\mathrm{percolation}}$=10 cm/a(Gorczyk等, 2007; Peacock, 1990).

1.4 部分熔融及熔体析出

1.4.1 岩石部分熔融

数值模型中包含了多种岩石类型的部分熔融计算(Gerya和Meilick, 2011; Li等, 2013). 对于蚀变(水化)的地幔橄榄岩, 采用了Katz等(2003)的算法和参数. 对于其他岩石类型, 基于实验岩石学的约束条件, 作为一种近似算法, 假设部分熔融的体积比例与温度之间存在一种线性关系:

$$\begin{aligned}&M=0,\ T\leqslant T_{\mathrm{solidus}},\\&M=\frac{(T-T_{\mathrm{solidus}})}{(T_{\mathrm{liquidus}}-T_{\mathrm{solidus}})},\ T_{\mathrm{solidus}}<T<T_{\mathrm{liquidus}},\\&M=1,\ T\geqslant T_{\mathrm{liquidus}},\end{aligned} \quad (15)$$

式中, T_{solidus}和T_{liquidus}分别代表特定岩性的固相线温度和液相线温度.

进而, 部分熔融岩石的等效密度取决于熔融比例:

$$\rho_{\mathrm{eff}}=\rho_{\mathrm{solid}}-M(\rho_{\mathrm{solid}}-\rho_{\mathrm{molten}}), \quad (16)$$

式中, ρ_{solid}和ρ_{molten}分别代表固相和熔融岩石的密度, 它们是温度和压力的函数:

$$\rho_{P,T}=\rho_0\left[1-\alpha(T-T_0)\right]\left[1+\beta(P-P_0)\right], \qquad (17)$$

该式中的ρ_0代表岩石在P_0=0.1 MPa和T_0=298 K温压条件下的标准密度. α和β分别代表热膨胀系数和可压缩系数.

1.4.2　熔体析出和侵位

尽管部分熔融物质可以积累并形成比较大的熔融体, 但是它们更可能通过较小尺度的管道模式析出并运移(Schmeling, 2006, 2010). 在模型中, 设定了部分熔融含量的极值, M_{max}=4%和M_{min}=2%. 那么, 对于某一点在一定的温度和压力条件下, 当部分熔融含量$M>M_{max}$时, 就把$(M-M_{min})$的熔体析出(例如, Nikolaeva等, 2008), 这样部分熔融的含量就变为$M=M_{min}$, 随着温度的升高, M会继续增加, 直至超过M_{max}, 然后再一次析出.

由于析出熔体的运移速率远远大于岩石的形变速率(Elliott等, 1997; Hawkesworth等, 1997), 因此模型中把析出的岩浆岩直接侵位于相应的地壳深度. 在这里, 为了简化模型, 将析出的岩浆岩直接置于地表.

2　初始模型和边界条件

基于要研究的俯冲隧道过程的动力学背景, 我们设计了一组从大洋俯冲至大陆俯冲碰撞的数值模型, 模型空间宽度为3000 km, 深度为400 km. 模型中的大洋地壳由厚度2 km的上地壳玄武岩和5 km的下地壳辉长岩所组成. 大陆地壳由20 km的上地壳和10 km的下地壳组成. 地壳表面之上, 与自由滑动的模型顶界面之间, 设计有一层相对高黏滞度的伪空气层, 其与上地壳的接触面用以模拟地形起伏面, 该地形起伏面包含了近似的剥蚀和沉积作用(如Li和Gerya, 2009). 基于伪空气层理论(Schmeling等, 2008)及初始模型重力均衡的考虑, 大陆地壳之上的伪空气层厚度设计为8 km, 大洋地壳之上为12.5 km. 具体的初始物质场和温度场设计如图1所示, 各种不同岩石类型的属性见表1和2.

模型中除了底部边界, 其他边界均采用自由滑

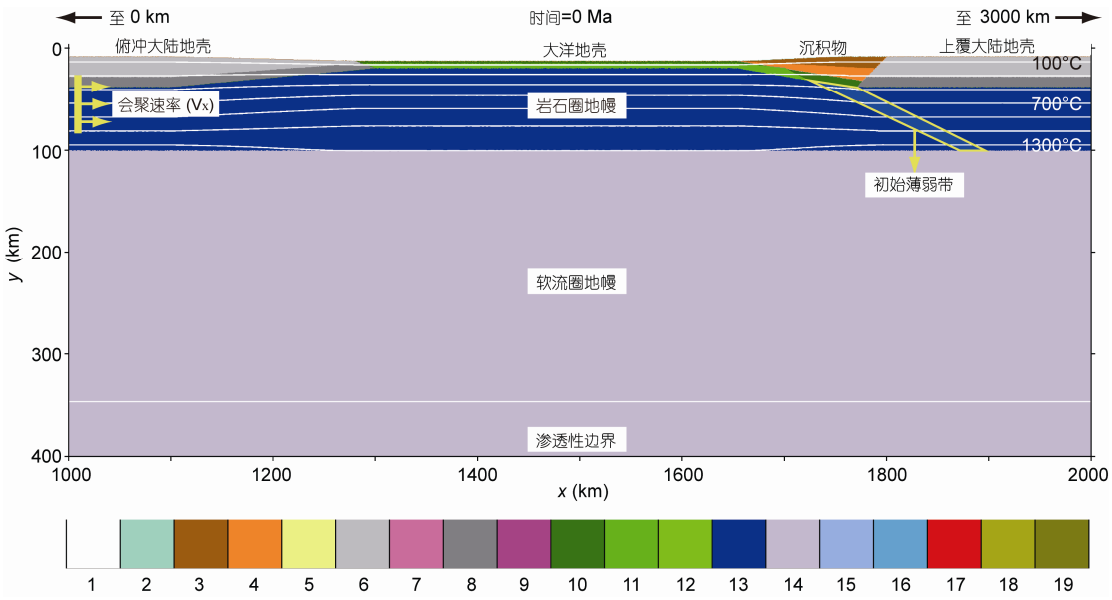

图 1　初始数值模型和边界条件

模型的空间尺度为 3000 km×400 km, 数值模型的网格节点采用不均一的空间分辨率, 俯冲碰撞核心区域的分辨率为 1 km×1 km, 并向两端逐渐减小至 5 km×1 km. 白色线条是等温线, 单位是℃. 模型中颜色代表不同的岩石组成, 岩性色标如下: 1, 空气; 2, 水; 3, 4, 沉积物; 5, 部分熔融沉积物; 6, 大陆上地壳; 7, 部分熔融大陆上地壳; 8, 大陆下地壳; 9, 部分熔融大陆下地壳; 10, 大洋上地壳(玄武岩); 11, 大洋下地壳(辉长岩); 12, 部分熔融大洋地壳; 13, 岩石圈地幔; 14, 软流圈地幔; 15, 水化蚀变地幔; 16, 蛇纹石化地幔; 17, 部分熔融地幔; 18, 来自中酸性岩石部分熔融的岩浆岩(5, 7); 19, 来自(超)基性岩石部分熔融的岩浆岩(9, 12, 17)

表 1　数值模型采用的黏滞性流变参数 a)

标示符号	流变性质	E (kJ mol^{-1})	V (J MPa^{-1} mol^{-1})	n	A_D (MPa^{-n} s^{-1})	η_0 (Pa s)
A*	空气/水	0	8	1.0	1.0×10^{-12}	1×10^{18}
B*	湿石英岩	154	8	2.3	3.2×10^{-4}	1.97×10^{17}
C*	斜长石An_{75}	238	8	3.2	3.3×10^{-4}	4.80×10^{22}
D*	无水橄榄岩	532	8	3.5	2.5×10^{4}	3.98×10^{16}
E*	含水橄榄岩	470	8	4.0	2.0×10^{3}	5.01×10^{20}

a) η_0为参考黏滞系数, 通过下式计算: $\eta_0=(1/A_D)\times10^{(6n)}$. 参考文献Kirby(1983), Kirby和Kronenberg(1987), Ranalli和Murthy(1987), Ji和Zhao(1993), Ranalli(1995)

动的速度边界条件. 底部边界是渗透性边界, 采用近无限深度的外部自由滑动边界条件, 这意味着在计算模型区域的下面(例如100 km处)满足自由滑动条件(如Li等, 2010). 与普通的自由滑动边界条件相同, 外部自由滑动条件也将满足计算区域内的物质守恒. 模型自初始条件开始, 俯冲岩石圈受到一个向右的推力作用, 该推力主要通过在俯冲板块的远端施加一个固定的速率(V_x)而实现(图1).

对于热量守恒方程的边界条件, 模型顶部为固定温度(0℃), 两侧边界的水平方向温度梯度为零(即零热流). 底部边界采用的是外部边界固定温度条件, 即在模型底边界(400 km)之下的1000 km处, 假设一个固定的地幔温度, 这样就可以使得在400 km的底部渗透边界处, 温度和热流都可以据模型演化而动态调整. 关于外部边界的理论和应用可见Li等(2010).

3　数值模型结果

前面设计的初始数值模型在边界条件的控制下, 将随时间而演化, 这里我们从数值模型的物质场、温度场、密度场和等效黏滞系数场以及地形起伏五个方面来探讨大洋俯冲至大陆碰撞的动力学演化过程.

初始阶段, 大洋板块沿着薄弱带俯冲进入地幔之中(图2(a)和(b)), 同时部分大洋沉积物被拖曳进入俯冲隧道, 隧道中的大洋表壳岩会发生一定程度的部分熔融. 在俯冲过程中, 洋壳及沉积物发生脱水作用, 进而引起上覆地幔楔物质的水化蚀变, 并伴随着蚀变地幔的部分熔融. 因此, 大洋俯冲隧道混杂岩包含了下盘的大洋沉积物和上地壳物质, 也包含了上盘水化蚀变的地幔物质(图2(b)). 该大洋俯冲隧道具有温度较低(图3(b)), 密度总体较小(图4(b)), 流变强度较低(图5(b))等特点.

随着大洋俯冲的继续进行, 部分熔融作用增强, 达到熔融提取的临界值, 从而产生了地表的岩浆岩, 它既包含了俯冲的大洋上地壳和沉积物熔融所产生的中酸性岩浆岩, 也包含了地幔物质部分熔融所产生的基性岩浆岩(图2(c)). 同时, 由于俯冲板块的脱水引发上覆岩石圈明显的弱化(图5(b)和(c)), 以及俯冲海沟的后撤所造成的上盘一定程度的伸展, 最终大洋俯冲隧道物质穿过上覆地幔楔运移至地壳深度(图2(c)), 并伴随着热的软流圈物质的上涌(图3(c))和上覆岩石圈的破坏(图5(c)).

随着大洋俯冲的完结, 大陆边缘物质逐步俯冲进入隧道之中(图2(c)和(d)). 俯冲隧道的宽度逐渐增大, 进而在隧道中积聚更多低密度、低流变强度的大陆地壳物质(图2(d), 4(d)和5(d)), 而后这些物质在不同的深度处从俯冲板块拆离下来, 并发生折返, 形成地壳深度处的高压-超高压变质岩(图2(d)和(e)), 该过程引起俯冲隧道整体一定程度的温度抬升(图3(d)和(e)).

伴随着大陆碰撞的进行, 下盘和上盘的中上地壳都发生缩短和增厚(图2(e)和(f)). 关于地壳的增厚变形机制, 中、上地壳具有明显的区别, 上地壳主要由一系列应变集中所产生的逆冲断裂所控制, 而中地壳主要是低黏滞度的挤压增厚(图5(e)和(f)). 大陆下地壳的增厚不明显, 主要原因在于黏滞系数相对较高, 并且与坚硬的岩石圈地幔上部耦合较好(图5(d)). 所以直至大陆深俯冲的后期, 伴随着中上地壳的折返, 俯冲隧道深部的下地壳物质才开始从岩石圈地幔拆离, 并发生一定程度的折返(图5(e)和(f)).

从大洋俯冲至大陆碰撞过程中的地形演化历史

表 2　数值模型采用的物质参数 a)

物质	状态	ρ_0 (kg m^{-3})	C_p (J kg^{-1} K^{-1})	k (W m^{-1} K^{-1})	$T_{solidus}$ (K)	$T_{liquidus}$ (K)	Q_L (kJ kg^{-1})	H_r (μW m^{-3})	α (K^{-1})	β (MPa^{-1})	黏滞性流变性质	塑性流变性质 C_0 (MPa)	塑性流变性质 sin (φ_{dry})
空气	–	1	3.33×10^6	200	–	–	–	0	0	0	A*	0	0
水	–	1000	3.33×10^3	200	–	–	–	0	0	0	A*	0	0
沉积物	固相(3, 4)	2600	1000	K_1	T_{S1}	T_{L1}	300	1.5	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	10~1	0.1~0.05
	部分熔融(5)	2400	1000	K_1	T_{S1}	T_{L1}	300	1.5	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	1	0
大陆上地壳	固相(6)	2700	1000	K_1	T_{S1}	T_{L1}	300	1.0	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	10~1	0.15~0.075
	部分熔融(7)	2400	1000	K_1	T_{S1}	T_{L1}	300	1.0	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	1	0
大陆下地壳	固相(8)	2800	1000	K_1	T_{S3}	T_{L3}	380	1.0	3×10^{-5}	1×10^{-5}	C*	10~1	0.15~0.075
	部分熔融(9)	2400	1000	K_1	T_{S3}	T_{L3}	380	1.0	3×10^{-5}	1×10^{-5}	C*	1	0
大洋上地壳	固相(10)	3000	1000	K_2	T_{S2}	T_{L2}	380	0.25	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	10~1	0.1~0.05
	部分熔融(12)	2900	1000	K_2	T_{S2}	T_{L2}	380	0.25	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	1	0
大洋下地壳	固相(11)	3000	1000	K_2	T_{S3}	T_{L3}	380	0.25	3×10^{-5}	1×10^{-5}	C*	10~1	0.6~0.3
	部分熔融(12)	2900	1000	K_2	T_{S3}	T_{L3}	380	0.25	3×10^{-5}	1×10^{-5}	C*	1	0
地幔	固相(13, 14)	3300	1000	K_3	T_{S4}	T_{L4}	400	0.022	3×10^{-5}	1×10^{-5}	D*	10~1	0.6~0.3
	水化蚀变(15, 16)	3200	1000	K_3	T_{S4}	T_{L4}	400	0.022	3×10^{-5}	1×10^{-5}	E*	10~1	0.1~0.05
	部分熔融(17)	2900	1000	K_3	T_{S4}	T_{L4}	400	0.022	3×10^{-5}	1×10^{-5}	D*	1	0
新生地壳(岩浆岩)	中酸性(18)	2600	1000	K_1	T_{S1}	T_{L1}	300	1.5	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	10~1	0.1~0.05
	基性(19)	3000	1000	K_2	T_{S2}	T_{L2}	380	0.25	3×10^{-5}	1×10^{-5}	B*	10~1	0.1~0.05
参考文献	–	1,2	–	3	5,6	5,6	1,2	1	–	–	4	–	–

a) 岩石类型的标号与图 1 相同. K_1=[0.64+807/(T_K+77)]exp(0.00004P_{MPa}); K_2=[1.18+474/(T_K+77)]exp(0.00004P_{MPa}); K_3=[0.73+1293/(T_K+77)]exp(0.00004P_{MPa}). T_{S1}={889+17900/(P+54)+20200/(P+54)^2, P<1200 MPa}或{831+0.06P, P>1200 MPa}; T_{S2}={973−70400/(P+354)+778×10^5/(P+354)^2, P<1600 MPa}或{935+0.0035P+0.0000062P^2, P>1600 MPa}; T_{S3}=1327+0.0906P; T_{S4}=KATZ2003. T_{L1}=1262+0.09P; T_{L2}=1423+0.105P; T_{L3}=1423+0.105P; T_{L4}=KATZ2003. 黏滞性流变参数见表 1. 塑性流变性质, 包含了应变弱化作用, 即随着应变率的增加, C_0和 sin(φ_{dry})都将减弱. 参考文献分别为: 1, Turcotte 和 Schubert(1982); 2, Bittner 和 Schmeling(1995); 3, Clauser 和 Huenges(1995); 4, Ranalli(1995); 5, Schmidt 和 Poli(1998); 6, Katz 等(2003)

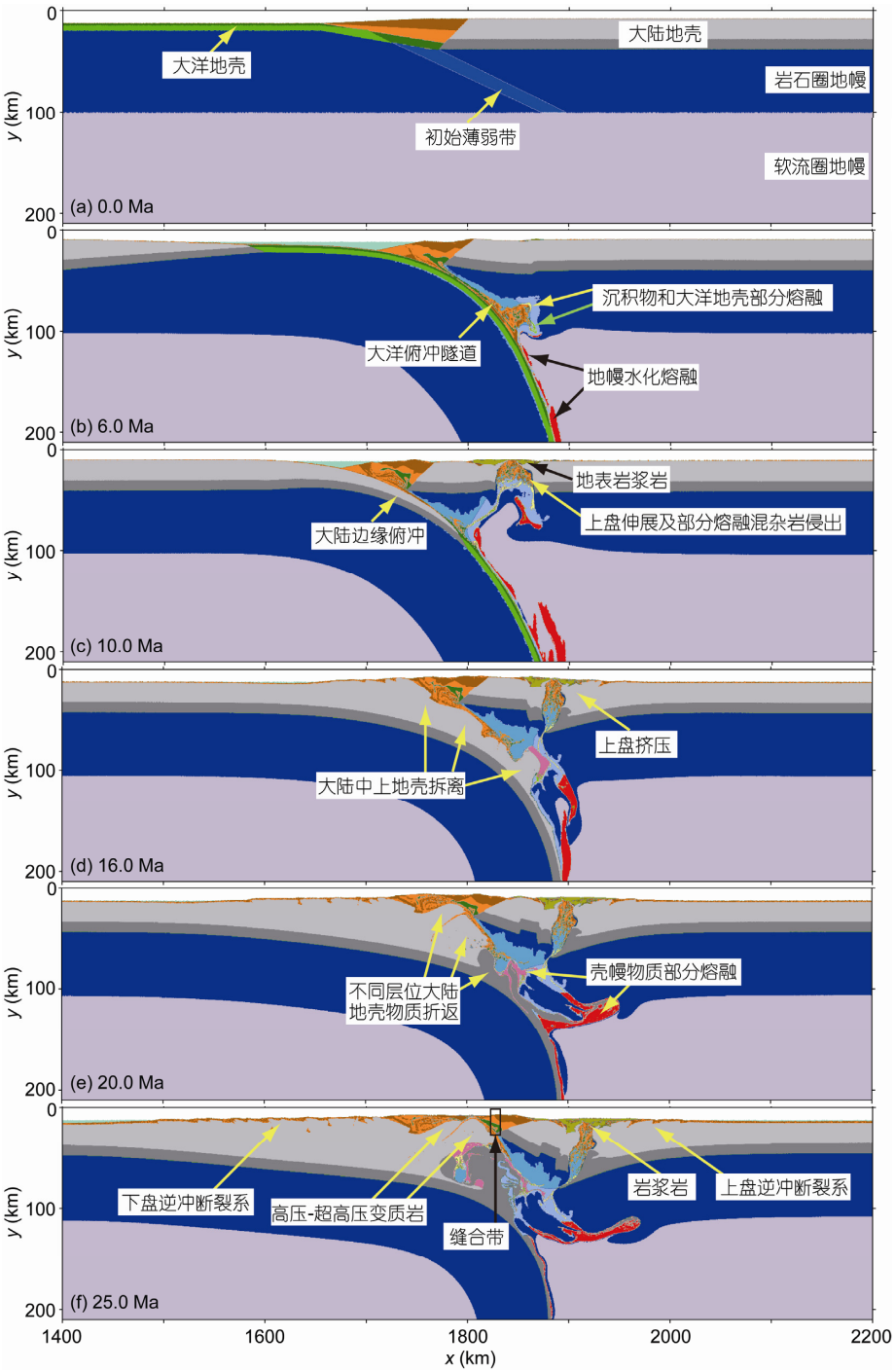

图 2　数值模型的物质场演化

颜色代表岩石类型, 色标同图 1. 模型的演化时间如图左下角所示

如图6所示. 在初始大洋俯冲阶段, 上覆岩石圈受到挤压作用, 并伴随着地表岩浆岩的形成, 因此上盘地形发生一定程度的抬升. 而后伴随着俯冲海沟的后撤, 上盘发生伸展, 地形总体沉降. 大陆碰撞阶段, 地形逐渐达到峰值, 而后向缝合带两侧扩展, 从而引发造山带的生长.

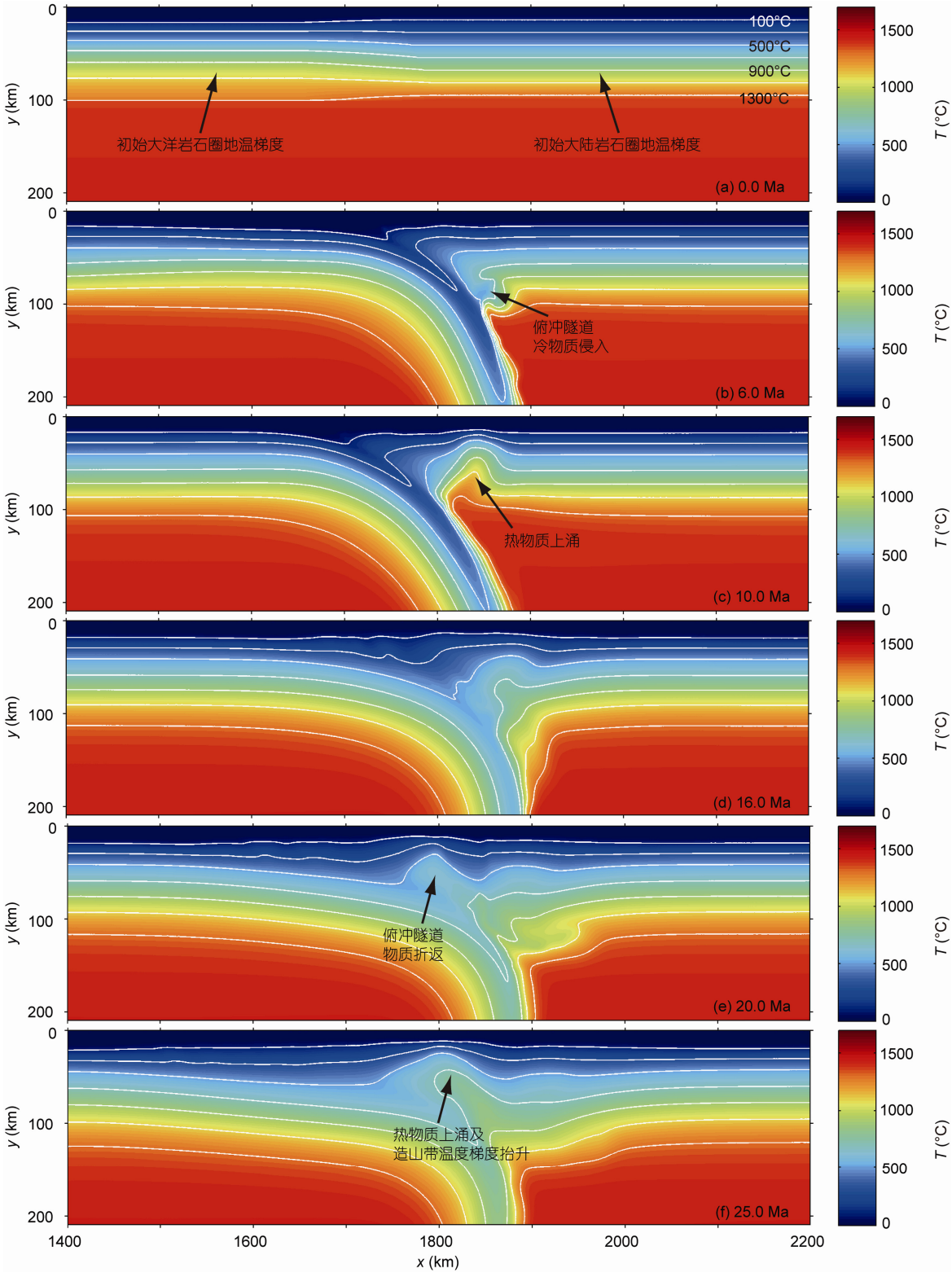

图 3　数值模型的温度场演化

颜色代表温度, 如右侧色标. 白色线是等温线, 分别为 100, 300, 500, 700, 900, 1100 和 1300℃. 模型的演化时间如图右下角所示

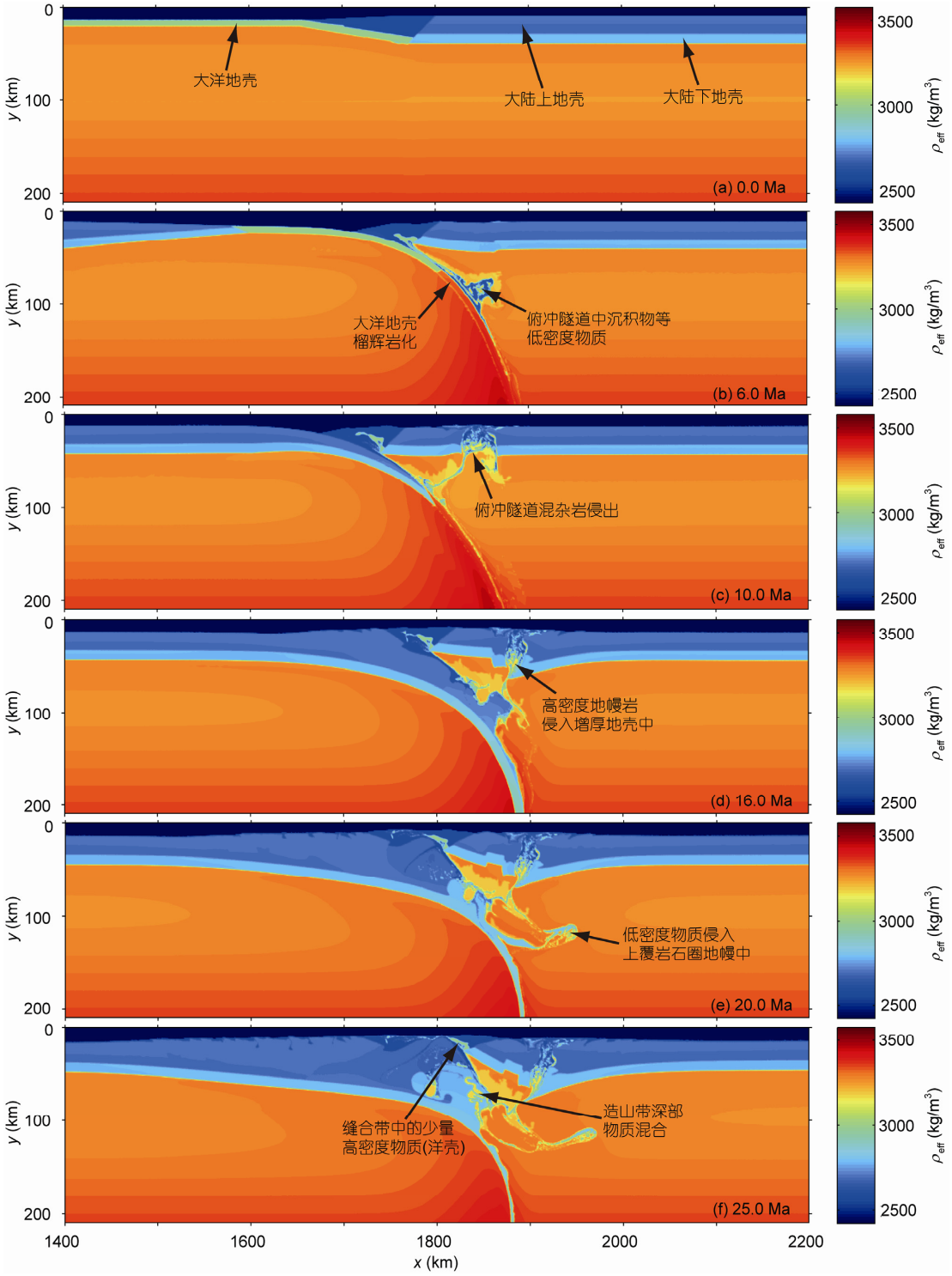

图 4　数值模型的密度场演化

颜色代表密度, 如右侧色标. 模型的演化时间如图右下角所示. 值得注意的是, 图中地幔的密度呈现一种微弱的中间低(约 100 km), 向上和向下都变高的特征, 这主要是由于数值模型中密度是一个既依赖于温度又依赖于压力的函数(公式(17)). 在地幔的顶部(如<100 km), 温度梯度大, 从而温度是密度的主控因素, 所以密度随深度(温度)的增加而些许减小. 随着深度继续增加, 压力逐渐成为密度的主控因素, 因此随着深度(压力)的增加, 密度逐渐增大

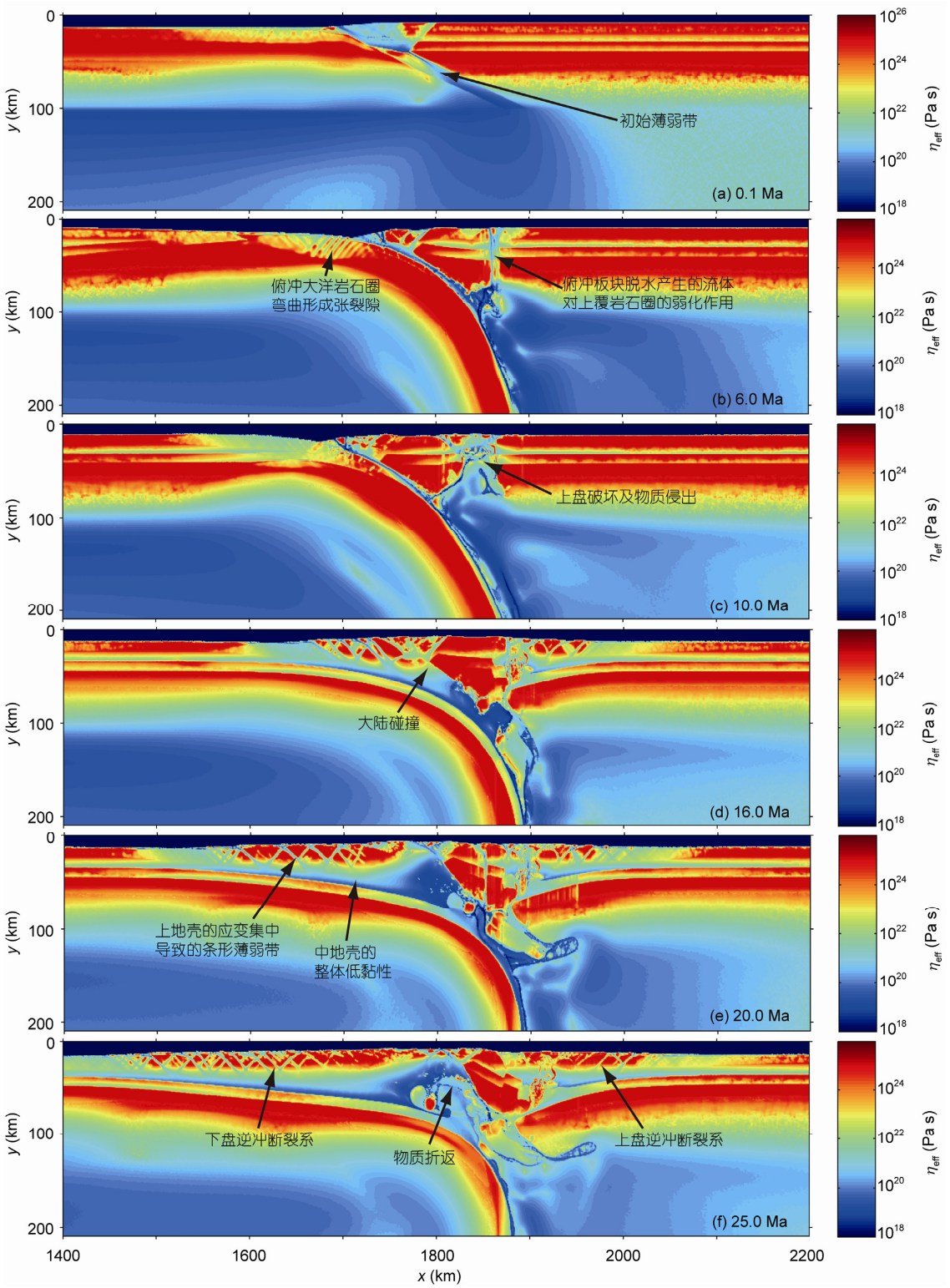

图 5　数值模型的等效黏滞系数场演化

颜色代表等效黏滞系数, 如右侧色标. 图(b)~(f)的演化时间与图 2 相同; 图(a)不同, 为 t=0.1 Ma, 主要是因为初始时刻(t=0)的应力、应变率等尚未稳定, 而等效黏滞系数(公式(9)~(12))依赖于应力和应变率等, 所以选取延迟一个很小的时间(0.1 Ma)进行计算

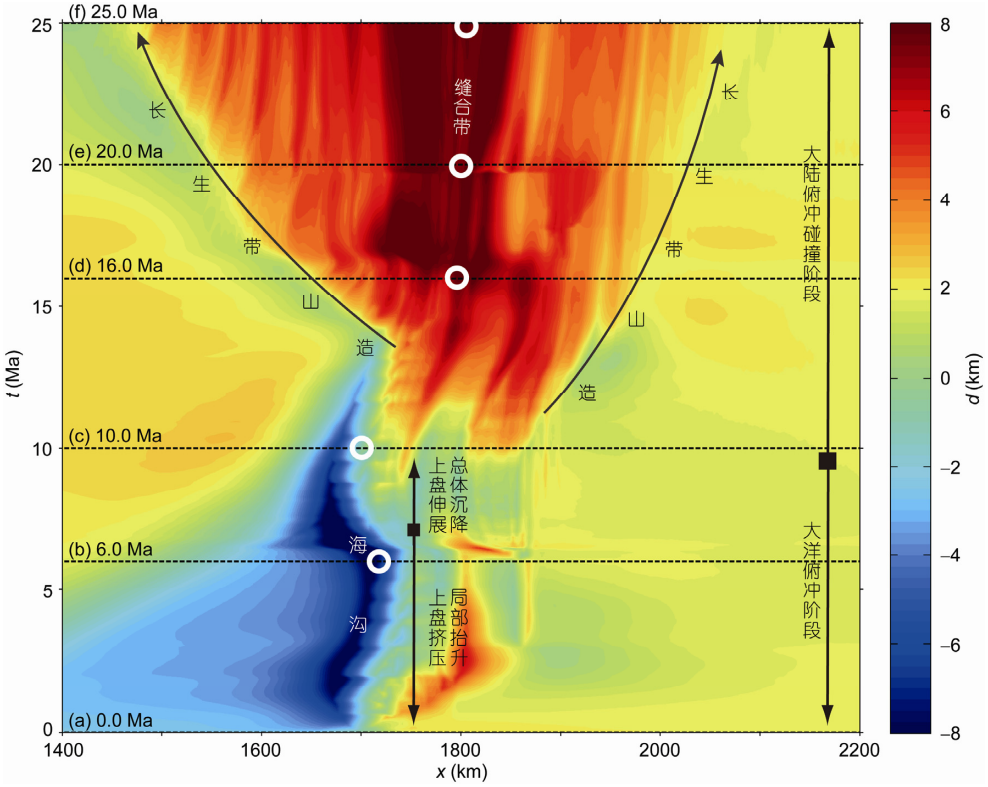

图 6　数值模型的地形演化

颜色代表地形起伏, 如右侧色标. 横轴是截取的模型宽度(1400~2200 km), 与图 2~5 相同. 纵轴是时间轴(0~25 Ma), 虚线指示图 2 中的 6 个时间点. 圆圈指示不同时间点的上、下板块的交界

4　讨论

4.1　大洋和大陆俯冲隧道的特征对比

从大洋俯冲至大陆碰撞的动力学数值模型中可见, 大洋俯冲隧道和大陆俯冲隧道具有非常明显的区别. 一个最基本差异在于大陆地壳的密度比大洋地壳小很多, 因此大陆地壳物质难于无限制的俯冲, 而易于发生高压-超高压物质的折返以及碰撞造山; 相反, 大洋地壳却可以持续的俯冲至地幔中. 另一个很重要的差异在于流体活动, 大洋地壳的含水量比大陆地壳高的多, 因此大洋地壳的俯冲过程中可以发生强烈的脱水作用、上覆地幔楔的水化蚀变以及岩浆作用. 结合前人的研究(如郑永飞等, 2013)和本文数值模型结果, 将大洋和大陆俯冲隧道的动力学特征进行总结, 其概念模型如图7所示.

4.2　俯冲隧道中水的作用

为了更好地探讨俯冲隧道中水的作用, 计算了另外一组数值模型, 其初始和边界条件与图1完全一致, 所不同的是该模型中取消了脱水/水化和部分熔融作用, 即关闭了数值算法中的1.3和1.4两个部分.

数值模型的结果显示, 俯冲隧道过程主要发生于下盘, 即俯冲板块一侧, 产生了高压-超高压变质岩石的折返以及造山带的单侧生长(图8). 但是, 由于缺乏流体和熔体的弱化作用, 上覆岩石圈的变形很小, 没有产生逆冲断裂系和地壳的缩短增厚, 当然也不会产生相应的岩浆作用. 这与前人的大部分数值模拟结果类似(综述见李忠海, 2014), 重点探讨俯冲下盘的演化过程, 而上盘主要当作是一个相对比较强硬的阻挡物质.

从地形演化上看, 流体-熔体活动对大洋俯冲阶段的上盘地形演化影响不大, 都是从局部抬升到总体沉降(图6, 图9). 但是无流体-熔体模型中的海沟位置随时间相对稳定(图9), 这与含流体-熔体模型差别较大(图6). 在大陆碰撞阶段, 无流体-熔体模型主要

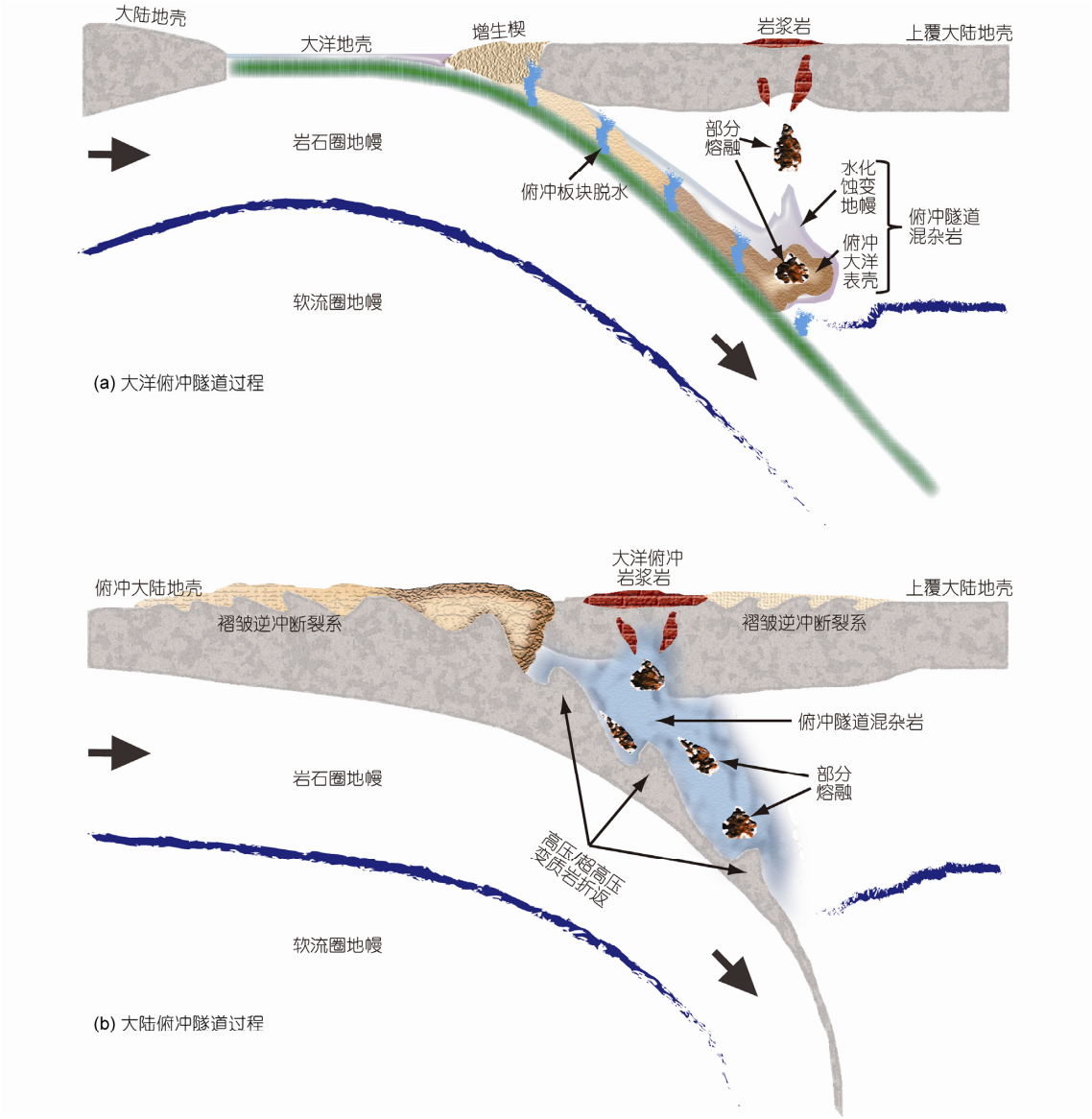

图 7　大洋和大陆俯冲隧道模型主要特征总结

(a) 大洋俯冲隧道. 伴随着俯冲板块的脱水和上覆地幔楔的水化蚀变, 形成大洋俯冲隧道混杂岩, 它包含了俯冲的大洋上地壳和沉积物, 以及蚀变的上覆地幔物质. 同时, 在俯冲隧道和上覆地幔楔中产生部分熔融体, 进而形成岩浆作用, 在上覆地壳中产生岩浆岩及新生地壳. (b) 大陆俯冲隧道. 大陆俯冲导致密度较小的大陆地壳物质进入俯冲带, 而后产生高压-超高压岩石的折返. 大陆俯冲隧道一般比大洋俯冲隧道的宽度大, 其中也包含混杂岩的部分熔融. 同时, 大陆碰撞在上盘和下盘都能产生一定宽度(数百千米)的褶皱逆冲断裂系, 伴随地形的隆升及造山带的生长

显示的是造山带的单侧(下盘)生长(图9), 上覆岩石圈地形在俯冲隧道物质快速折返阶段产生比较强烈的抬升(12~16 Ma), 而后又趋于正常(16~22 Ma), 最后俯冲隧道折返的物质向上盘顶部运移(约23~25 Ma), 又会产生地形的抬升(图8(f)和9), 但是这与含流体-熔体模型中的造山带生长样式(图6)具有本质的差别.

4.3　会聚速率对俯冲隧道过程的影响

板块的会聚速率是大陆俯冲碰撞动力学的关键因素之一, 它对于高压-超高压岩石的形成和折返具有非常重要的影响(Li 等, 2011). 这里, 设计了一个慢速会聚模型(V_x=2 cm/a, 图10)和一个快速会聚模型(V_x=10 cm/a, 图11), 并将其结果与前文的参考模

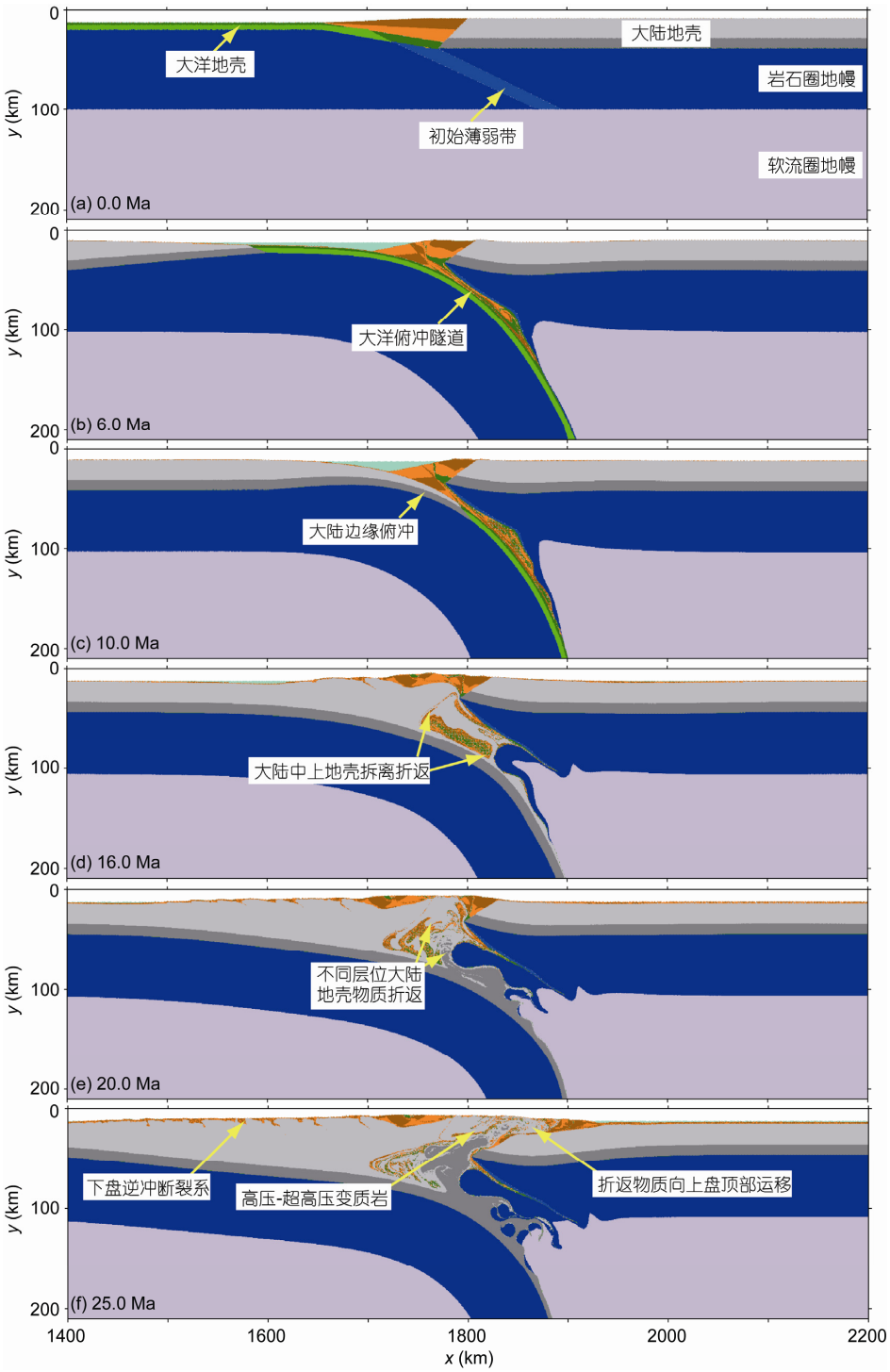

图 8　无流体-熔体数值模型的物质场演化

颜色代表岩石类型, 色标同图 1. 模型的演化时间如图左下角所示

型(V_x=5 cm/a, 图2~6)进行对比.

在慢速会聚模型中, 大洋板块俯冲也产生脱水作用, 并伴随着流体的运移和上覆地幔楔的水化蚀变, 以及俯冲隧道混杂岩的形成(图10(a)). 而后大陆

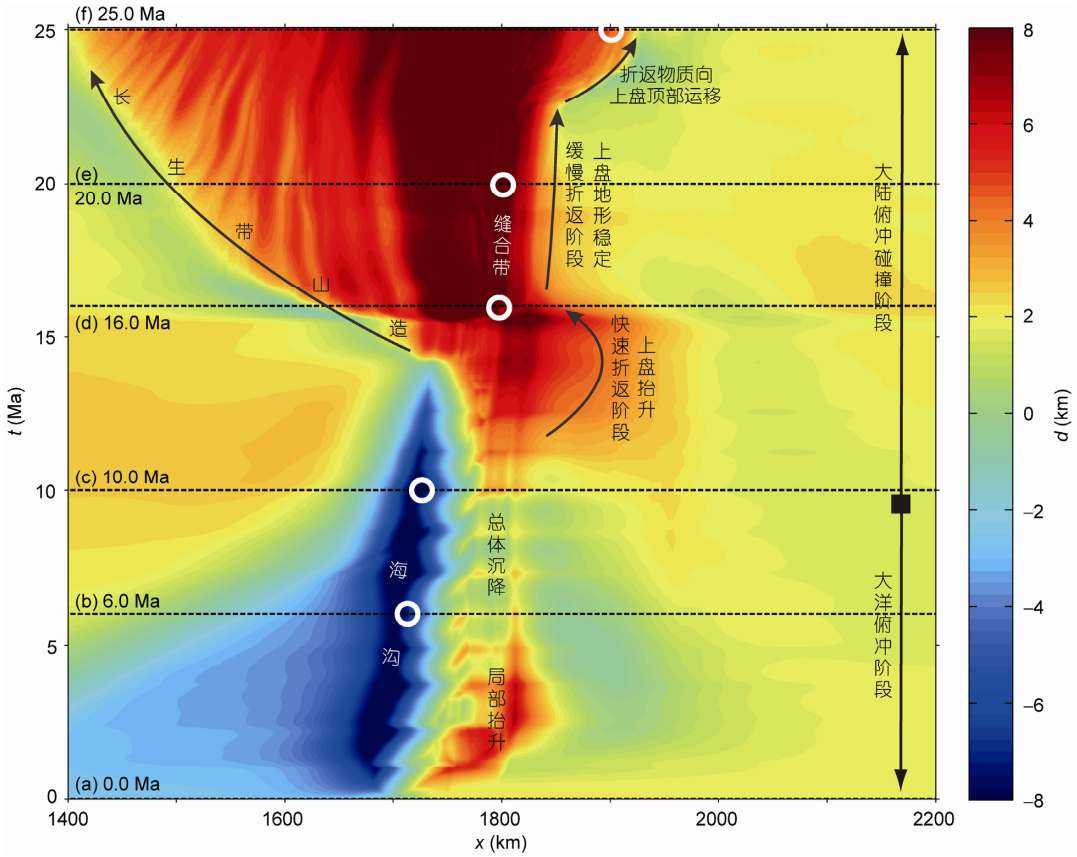

图 9　无流体-熔体数值模型的地形演化

颜色代表地形起伏, 如右侧色标. 横轴是截取的模型宽度(1400~2200 km), 与图 8 相同. 纵轴是时间轴(0~25 Ma), 虚线指示图 8 中的 6 个时间点. 圆圈指示不同时间点的上、下板块的交界

地壳物质发生俯冲, 并从不同深度处拆离折返, 同时伴随着前陆地区逆冲断裂系的生长(图10(b)~(d)). 与参考模型(图2)的主要差别在于, 慢速会聚导致上覆岩石圈的变形不大, 从而没有发生俯冲隧道混杂岩沿着地幔楔的薄弱带向上侵出(图10(a)~(d)). 从地形演化上来看, 该模型中造山带主要沿着下盘单侧生长, 上盘的地形起伏总体变化不大(图10(e)).

快速会聚模型中, 大洋俯冲阶段所产生的俯冲隧道混杂岩沿着上覆地幔楔中由于流体的弱化作用所产生的薄弱带向上侵出至地壳深度(图11(a)). 而后, 两侧大陆板块发生快速俯冲碰撞, 下盘的大陆上地壳俯冲至约200 km的深度处, 而后沿俯冲隧道发生多期次的折返(图11(b)~(d)). 与此同时, 上覆岩石圈发生强烈变形, 并沿着流体弱化带发生一定程度的错断(图11(b)). 大量的俯冲隧道混杂岩向上侵入上覆岩石圈, 并到达地壳深度处, 该过程伴随着强烈的部分熔融(图11(c)和(d)). 从地形演化来看, 该模型中的造山带生长主要发生于上覆岩石圈, 而俯冲板块一侧发育相对缓慢, 这与慢速模型(图10)和参考模型(图6)具有比较大的差别.

综上对比可见, 板块的俯冲速率可以很大程度地影响上覆岩石圈的变形以及造山带深部的部分熔融等地质过程. 同时, 它对于地形演化, 尤其是造山带生长极性的影响非常明显: (1) 快随会聚模型中, 上盘造山带生长占主导(图11); (2) 慢速会聚模型中, 下盘造山带生长占主导(图10); (3) 中速模型中, 两侧造山带同时并大致同等程度的发育(图6).

4.4　未来研究

综上所述, 流体和熔体活动对于俯冲隧道过程, 尤其是上覆岩石圈的破坏和岩浆作用起关键性的作用. 因此, 接下来将采用包含流体-熔体活动的数

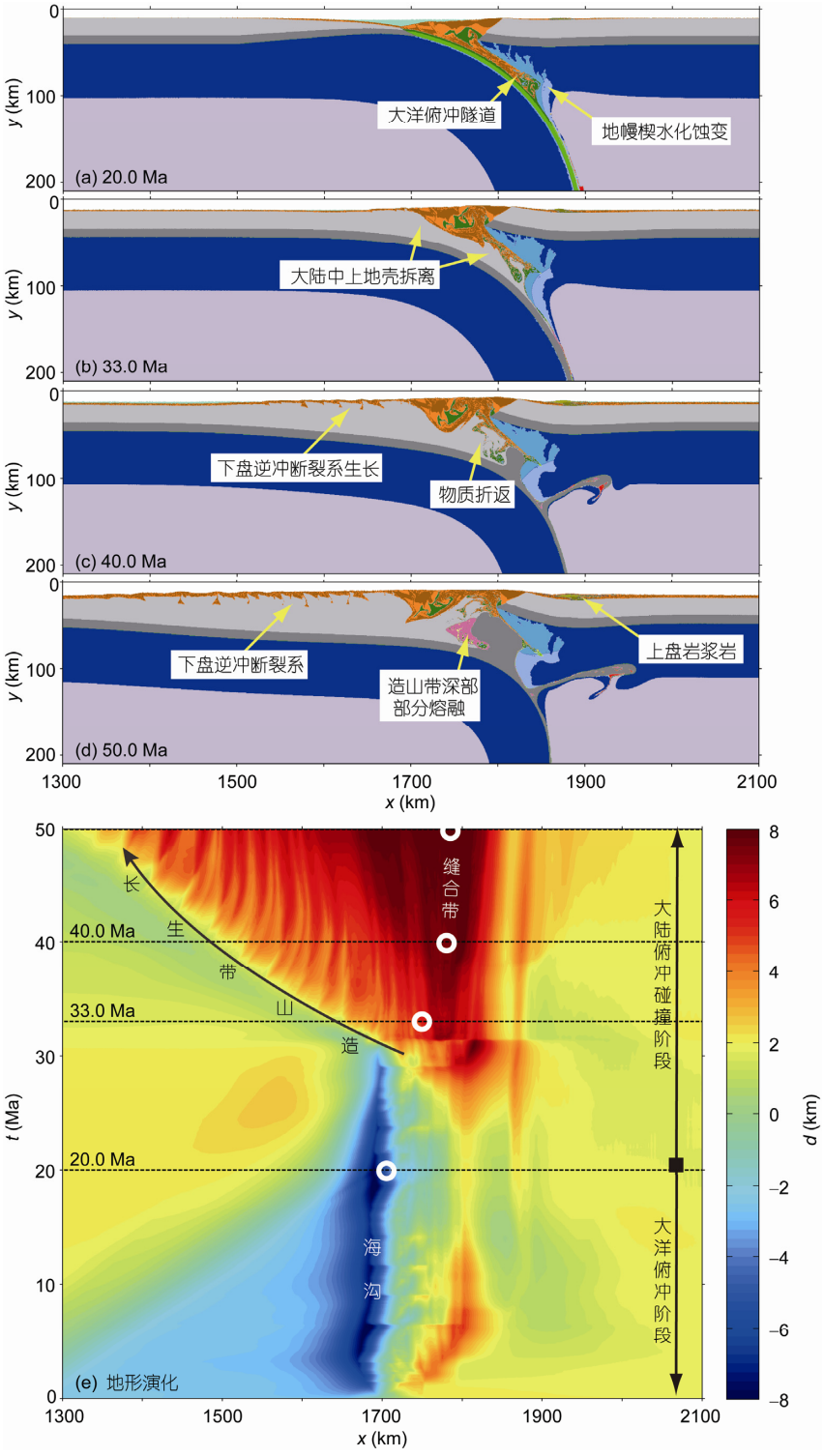

图 10　慢速会聚数值模型的物质场和地形演化

(a)~(d) 颜色代表岩石类型, 色标同图 1. 模型的演化时间如图左下角所示. (e) 颜色代表地形起伏, 如右侧色标. 横轴是截取的模型宽度(1300~2100 km), 与图(a)~(d)相同. 纵轴是时间轴(0~50 Ma), 虚线指示图(a)~(d)中的时间点. 圆圈指示不同时间点的上、下板块的交界

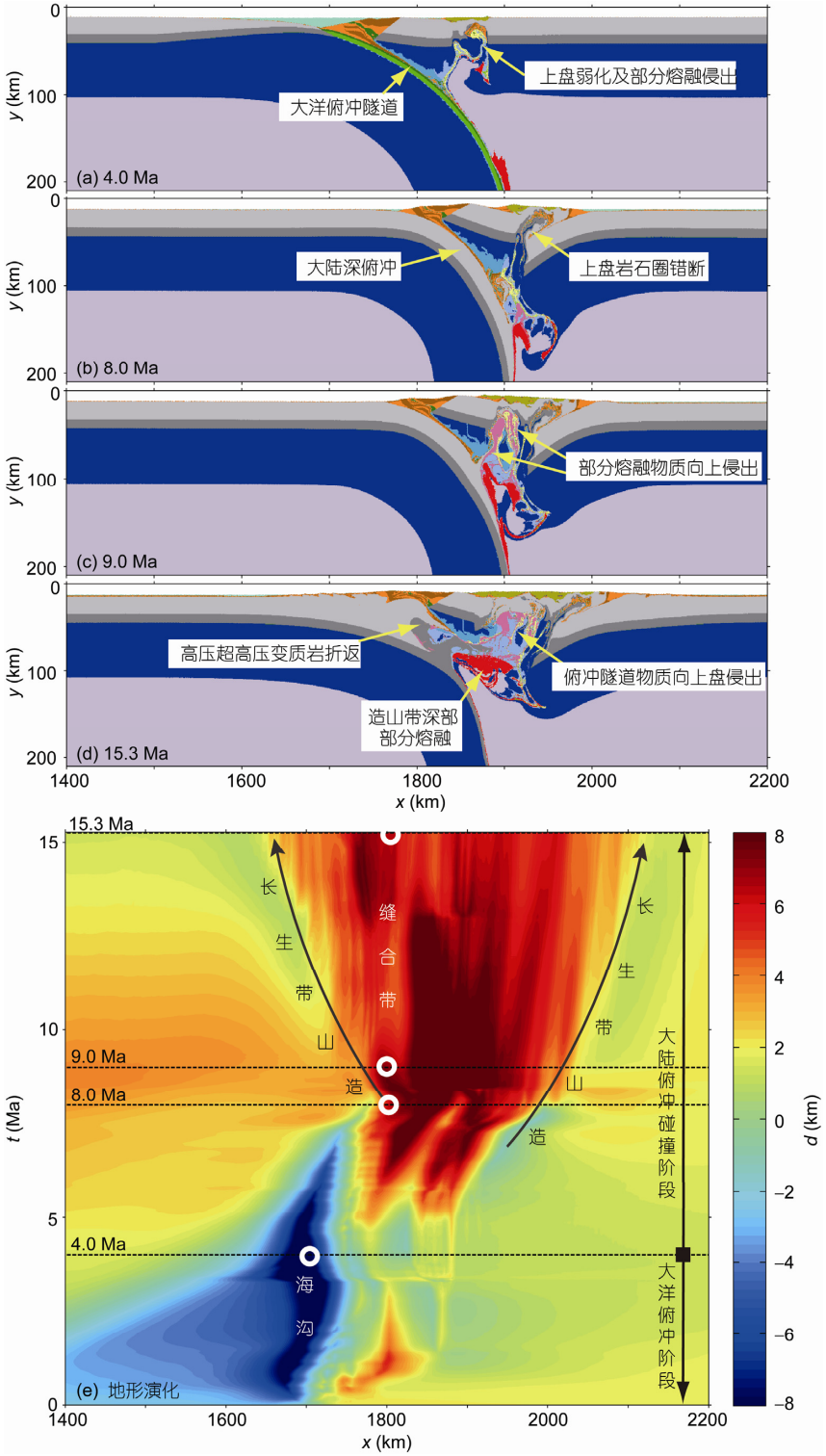

图 11　快速会聚数值模型的物质场和地形演化

(a)~(d) 颜色代表岩石类型, 色标同图 1. 模型的演化时间如图左下角所示. (e) 颜色代表地形起伏, 如右侧色标. 横轴是截取的模型宽度(1400~2200 km), 与图(a)~(d)相同. 纵轴是时间轴(0~15.3 Ma), 虚线指示图(a)~(d)中的时间点. 圆圈指示不同时间点的上、下板块的交界

值模拟算法, 针对大洋俯冲至大陆碰撞的动力学过程进行详细的数值模拟研究, 主要包含以下几个方面: (1) 上覆岩石圈的热-流变结构对于俯冲隧道部分熔融和岩浆作用的控制; (2) 俯冲板块的热-流变结构对于俯冲隧道岩浆作用和变质作用的影响; (3) 俯冲隧道动力学过程随着岩石圈含水量多少的变化规律等.

致谢 感谢郑永飞、张立飞、曾令森、向华、陈希节和周信等的有益讨论和帮助, 感谢三位评审人提出的建设性的修改意见.

参考文献

李忠海. 2014. 大陆俯冲-碰撞-折返的动力学数值模拟研究综述. 中国科学: 地球科学, 44: 817–841

郑永飞, 叶凯, 张立飞. 2009. 发展板块构造: 从洋壳俯冲到大陆碰撞. 科学通报, 54: 1799–1803

郑永飞, 赵子福, 陈伊翔. 2013. 大陆俯冲隧道过程: 大陆碰撞过程中的板块界面相互作用. 科学通报, 58: 2233–2239

Agard P, Yamato P, Jolivet L, Burov E. 2009. Exhumation of oceanic blueschists and eclogites in subduction zones: Timing and mechanism. Earth-Sci Rev, 92: 53–79

Angiboust S, Wolf S, Burov E, Agard P, Yamato P. 2012. Effect of fluid circulation on subduction interface tectonic processes: Insights from thermo-mechanical numerical modeling. Earth Planet Sci Lett, 357–358: 238–248

Beaumont C, Jamieson R A, Nguyen M H, Lee B. 2001. Himalayan tectonics explained by extrusion of a low-viscosity crustal channel coupled to focused surface denudation. Nature, 414: 738–742

Bittner D, Schmeling H. 1995. Numerical modeling of melting processes and induced diapirism in the lower crust. Geophys J Int, 123: 59–70

Burg J P, Gerya, T V. 2005. The role of viscous heating in Barrovian metamorphism of collisional orogens: Thermomechanical models and application to the Lepontine Dome in the Central Alps. J Metamorph Geol, 23: 75–95

Burov E, Yamato P. 2008. Continental plate collision, *P-T-t-z* conditions and unstable vs. stable plate dynamics: Insights from thermo-mechanical modelling. Lithos, 103: 178–204

Butler J, Beaumont C, Jamieson R. 2013. The Alps 1: A working geodynamic model for burial and exhumation of (ultra) high-pressure rocks in Alpine-type orogens. Earth Planet Sci Lett, 377–378: 114–131

Chatterjee N, Jagoutz O. 2015. Exhumation of the UHP Tso Morari eclogite as a diapir rising through the mantle wedge. Contrib Mineral Petrol, 169: 3

Clauser C, Huenges E. 1995. Thermal conductivity of rocks and minerals. In: Ahrens T J, ed. Rock Physics and Phase Relations. Washington D C: American Geophysical Union. Reference Shelf 3. 105–126

Connolly J A D. 2005. Computation of phase equilibria by linear programming: A tool for geodynamic modeling and an application to subduction zone decarbonation. Earth Planet Sci Lett, 236: 524–541

Elliott T, Plank T, Zindler A, White W, Bourdon B. 1997. Element transport from slab to volcanic front at the mariana arc. J Geophys Res, 102: B7

Faccenda M. 2014. Water in the slab: A trilogy. Tectonophys, 614: 1–30

Gerya T V, Yuen D A. 2007. Robust characteristics method for modeling multiphase visco-elasto-plastic thermo-mechanical problems. Phys Earth Planet Inter, 163: 83–105

Gerya T V. 2010. Introduction to Numerical Geodynamic Modelling. New York: Cambridge University Press. 345

Gerya T V, Meilick F I. 2011. Geodynamic regimes of subduction under an active margin: Effects of rheological weakening by fluids and melts. J Metamorph Geol, 29: 7–31

Gorczyk W, Willner A P, Gerya T V, Connolly J A D, Burg J P. 2007. Physical controls of magmatic productivity at Pacific-type convergent margins: Numerical modelling. Phys Earth Planet Inter, 163: 209–232

Hawkesworth C J, Turner S, McDermott F, Peate D W, van Calsteren P. 1997. U-Th isotopes in arc magmas: Implications for element transfer from the subducted crust. Science, 276: 551–555

Ji S, Zhao P. 1993. Flow laws of multiphase rocks calculated from experimental data on the constituent phases. Earth Planet Sci Lett, 117: 181–187

Karato S I, Riedel M, Yuen D. 2001. Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone: Implications for mantle circulation and deep earthquakes. Phys Earth Planet Inter, 127: 83–108

Katayama I, Karato S I. 2008. Low-temperature, high-stress deformation of olivine under water-saturated conditions. Phys Earth Planet Inter, 168: 125–133

Katz R F, Spiegelman M, Langmuir C H. 2003. A new parameterisation of hydrous mantle melting. Geochem Geophys Geosys, 4: 1073

Kirby S H. 1983. Rheology of the lithosphere. Rev Geophys Space Phys, 21: 1458–1487

Kirby S H, Kronenberg A K. 1987. Rheology of the lithosphere: selected topics. Rev Geophys, 25: 1219–1244

Li Z, Gerya T V. 2009. Polyphase formation and exhumation of high- to ultrahigh-pressure rocks in continental subduction zone: Numerical modeling and application to the Sulu UHP terrane in eastern China. J Geophys Res, 114: B09406

Li Z H, Gerya T V, Burg J P. 2010. Influence of tectonic overpressure on *P-T* paths of HP-UHP rocks in continental collision zones: Thermomechanical modeling. J Metamorph Geo, 28: 227–247

Li Z H, Xu Z Q, Gerya T V. 2011. Flat versus steep subduction: Contrasting modes for the formation and exhumation of high- to ultrahigh-pressure rocks in continental collision zones. Earth Planet Sci Lett, 301: 65–77

Li Z H, Xu Z Q, Gerya T V, Burg J P. 2013. Collision of continental corner from 3-D numerical modeling. Earth Planet Sci Lett, 380: 98–111

Liou J G, Tsujimori T, Zhang R Y, Katayama I, Maruyama S. 2004. Global UHP metamorphism and continental subduction/collision: The Himalayan Model. Int Geol Rev, 46: 1–27

Nikolaeva K, Gerya T, Connolly J. 2008. Numerical modelling of crustal growth in intraoceanic volcanic arcs. Phys Earth Planet Inter, 171: 336–356

Peacock S M. 1990. Fluid processes in subduction zones. Science, 248: 329–337

Ranalli G, Murphy D C. 1987. Rheology stratification of the lithosphere. Tectonophys, 132: 281–295

Ranalli G. 1995. Rheology of the Earth, Deformation and Flow Processes in Geophysics and Geodynamics. 2nd ed. London: Chapman & Hall. 413

Schmeling H. 2006. A model of episodic melt extraction for plumes. J Geophys Res, 111: B03202

Schmeling H. 2010. Dynamic models of continental rifting with melt generation. Tectonophysics, 480: 33–47

Schmeling H, Babeyko A Y, Ennsa A, Faccenna C, Funiciello F, Gerya T, Golabek G, Grigull S, Kaus B, Morra G, Schmalholz S, van Hunen J. 2008. A benchmark comparison of spontaneous subduction models-Towards a free surface. Phys Earth Planet Inter, 171: 198–223

Schmidt M W, Poli S. 1998. Experimentally based water budgets for dehydrating slabs and consequences for arc magma generation. Earth Planet Sci Lett, 163: 361–379

Sizova E, Gerya T, Brown M. 2012. Exhumation mechanisms of melt-bearing ultrahigh pressure crustal rocks during collision of spontaneously moving plates. J Metamorph Geol, 30: 927–955

Toussaint G, Burov E, Avouac J P. 2004. Tectonic evolution of a continental collision zone: A thermomechanical numerical model. Tectonics, 23: TC6003

Turcotte D L, Schubert G. 1982. Geodynamics: Application of Continuum Physics to Geological Problems. New York: Cambridge University Press. 450

Vogt K, Gerya T, Castro A. 2012. Crustal growth at active continental margins: Numerical modeling. Phys Earth Planet Inter, 192-193: 1–20

Wang Q. 2010. A review of water contents and ductile deformation mechanisms of olivine: Implications for the lithosphere-asthenosphere boundary of continents. Lithos, 120: 30–41

Warren C J, Beaumont C, Jamieson R A. 2008. Modelling tectonic styles and ultra-high pressure (UHP) rock exhumation during the transition from oceanic subduction to continental collision. Earth Planet Sci Lett, 267: 129–145

Yamato P, Burov E, Agard P, Le Pourhiet L, Jolivet L. 2008. HP-UHP exhumation during slow continental subduction: Self-consistent thermodynamically and thermomechanically coupled model with application to the Western Alps. Earth Planet Sci Lett, 271: 63–74

Zheng Y F. 2012. Metamorphic chemical geodynamics in continental subduction zones. Chemical Geol, 328: 5–48

Zheng Y F, Zhang L F, McClelland W C, Cuthbert S. 2012. Processes in continental collision zones: Preface. Lithos, 136-139: 1–9