中国科学: 地球科学 2017 年 第 47 卷 第 2 期: 135 ~ 153
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

# 大陆不稳定俯冲的动力学研究

皇甫鹏鹏[1,2], 王岳军[1,3*], 范蔚茗[3], 李忠海[2], 周永智[1]

1. 中山大学地球科学与地质工程学院, 广州 510275;
2. 中国科学院大学地球科学学院计算地球动力学实验室, 北京 100049;
3. 中国科学院青藏高原研究所卓越研究中心, 北京 100101

* 通讯作者, E-mail: wangyuejun@mail.sysu.edu.cn

收稿日期: 2016-04-15; 接受日期: 2016-10-26; 网络版发表日期: 2016-12-14
国家重点基础研究发展计划项目(编号: 2014CB440901和2015CB856106)、重点研发计划专题项目(编号: 2016YFC0600303)、国家自然科学基金项目(批准号: 41190073和41372198)、中央组织部青年千人计划项目和中山大学中央高校基本科研业务费专项资金资助

**摘要** 利用地球动力学数值模拟方法分析了大陆汇聚速率、地壳流变强度以及岩石圈热结构等三种主要动力学参数对大陆俯冲碰撞模式的影响和制约, 并以此为基础, 重点对大陆不稳定俯冲的发育条件、主要类型以及动力学演化过程进行探讨. 模拟结果表明, 有利于弱化大陆岩石圈流变强度的动力学条件, 如低流变强度地壳、岩石圈高温热结构或低汇聚速率等, 对大陆不稳定俯冲的形成均起到积极作用. 根据俯冲大陆的动力学演化特征可将大陆不稳定俯冲概括为"多阶段断离"型、"持续性流入"型和"大规模拆沉"型等三种类型. 这三种类型的发育分别与低汇聚速率、中-高速汇聚的大陆岩石圈高温热结构和低汇聚速率下的中等-高流变强度地壳有关. 模拟结果也显示, 大陆碰撞区域内岩石部分熔融的分布受地壳流变性质的显著影响. 这些模拟结果为认知特定地球动力学背景下不同俯冲条件孕育的大陆俯冲格局具有意义.

**关键词** 大陆不稳定俯冲, 大陆稳定俯冲, 板块断离, 拆沉, 部分熔融

## 1 引言

大陆岩石圈流变性质、岩石圈热结构以及构造演化等的差异性导致大陆俯冲与碰撞模式的复杂性和多样性, 因此大陆俯冲的动力学过程已成为板块构造研究领域的热点和难点(王鸿祯, 1997; 张国伟等, 2011; Burov等, 2014; 李忠海, 2014; 郑永飞等, 2015). 通常认为, 大洋俯冲是在板片拉力和洋中脊张力共同作用下的结果, 且大洋俯冲速率较大, 可达4~12cm/a (Lallemand等, 2005). 因而, 即使大洋板块俯冲到很深位置, 其仍能保持较低温度场和较高流变强度, 从而有利于持续稳定俯冲. 对于大陆俯冲而言, 低密度的厚陆壳在进入俯冲带后产生巨大正浮力, 并且较低大陆汇聚速率阻碍大陆俯冲的持续进行. 两者共同作用导致大陆俯冲碰撞模式较大洋俯冲更为复杂多样(Burov等, 2012).

大陆俯冲初期, 在未断离大洋板片拉力和(或)洋中脊张力等作用下(Turcotte和Schubert, 2002), 部分地壳物质随岩石圈地幔一起被带入俯冲带, 在大陆俯冲过程中地壳物质在不同深度发生三种不同的地壳拆

中文引用格式: 皇甫鹏鹏, 王岳军, 范蔚茗, 李忠海, 周永智. 2017. 大陆不稳定俯冲的动力学研究. 中国科学: 地球科学, 47: 135–153, doi: 10.1360/N072016-00014
英文引用格式: Huangfu P P, Wang Y J, Fan W M, Li Z H, Zhou Y Z. 2017. Dynamics of unstable continental subduction: Insights from numerical modeling. Science China Earth Sciences, 60: 218–234, doi: 10.1007/s11430-016-5014-6

© 2016 《中国科学》杂志社 

离作用, 包括盖层与基底间的拆离、上下地壳间的拆离以及地壳与下伏岩石圈地幔间的拆离(郑永飞等, 2013), 并在俯冲隧道内伴随着不同程度的变形变质作用. 在俯冲至地幔深度时, 俯冲隧道内的壳源物质与从地幔楔底部刮削下来的幔源岩石发生物理化学作用形成超高压变质杂岩, 随后部分超高压变质杂岩体在内、外力共同作用下差异性折返至地壳浅部(郑永飞等, 2013, 2015; Warren, 2013; Burov等, 2014; 李忠海, 2014). 大陆俯冲带处折返的超高压岩石的出露(Chopin, 2003; Liou等, 2009; Zheng, 2012), 不仅表征着大陆俯冲和大洋俯冲演化过程的巨大差异, 也为我们提供深部动力学过程的直接记录. 另外, 在相对低速汇聚条件下, 俯冲大陆板片与周围岩石圈之间的相互作用以热传导增温为主, 这一过程会导致大陆板片的流变强度在折返期间急剧降低, 造成板片变形和俯冲模式的多样性(Toussaint等, 2004), 从而与单一、稳定的大洋板片俯冲形成巨大差别.

Burov等(2012)提出了大陆俯冲碰撞的四种模式: 稳定俯冲(Faccenda等, 2008; Li等, 2010)、简单剪切增厚-俯冲(Burov等, 2012)、褶皱型俯冲(Burov和Molnar, 1998; Cloetingh等, 1999; Burg和Podladchikov, 2000)以及重力(瑞利-泰勒)不稳定型俯冲(Conrad和Molnar, 1997; Houseman和Molnar, 1997). 自然界中的大陆碰撞造山带并不局限于某一特定模式, 而往往表现为多种模式的叠加, 或在不同演化阶段表现为不同模式(Burov等, 2012). 对于前三种大陆俯冲模式, 大陆板块

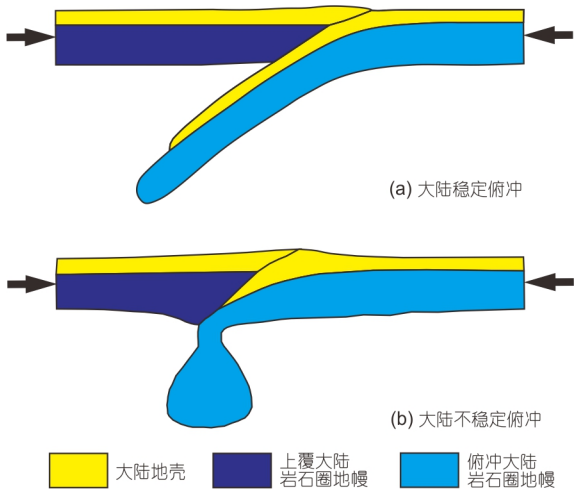


**图 1　大陆稳定俯冲和大陆不稳定俯冲示意图**

据Burov等(2012)修改

在俯冲过程中均能保持其几何和力学完整性而统称为大陆稳定俯冲(图1a), 没有大规模超高压变质岩的出露. 而第四种重力(瑞利-泰勒)不稳定型俯冲则以大陆板块的拆离或碰撞区域增厚岩石圈的拆沉为主要特征, 大陆板块在俯冲过程中不能保持自身几何和力学完整性(图1b), 导致在碰撞造山带出现不同温压条件的变质岩, 并往往包括超高压变质岩. 然而, 以往的动力学研究大多集中于大陆稳定俯冲(Babeyko和Sobolev, 2008; Li等, 2011; Gray和Pysklywec, 2012; Burov等, 2014; 李忠海, 2014), 对大陆不稳定俯冲关注较少(Conrad和Molnar, 1997; Houseman和Molnar, 1997; Cloetingh等, 2004; Toussaint等, 2004; 曾令森和刘静, 2006; Burov和Yamato, 2008; 郭安林和张国伟, 2010; Burov等, 2012). 大量变质岩石学研究已经认识到, 具有大陆地壳原岩属性的超高压变质岩在不同的碰撞造山带都有出露(Chopin, 2003; Liou等, 2009; Zheng, 2012), 因此大陆不稳定俯冲更加值得关注. 由于大洋板片牵引大陆岩石圈俯冲是一个基本规律(宋述光等, 2015; 郑永飞等, 2015), 在大陆板块俯冲过程中有可能在洋陆过渡带出现断离(Davies和von Blanckenburg, 1995; von Blanckenburg和Davies, 1995), 而在板片断离之前则可能出现俯冲地壳的多层次拆离(郑永飞等, 2013).

大陆板块的俯冲将导致在大陆汇聚边缘形成不同类型的碰撞造山带, 根据汇聚大陆性质可将碰撞类型分为弧陆碰撞和陆陆碰撞两类(Zheng, 2012; 郑永飞等, 2015). 前者为古老大陆与相对新生的岛弧/大陆弧块体之间的碰撞, 而后者为两个古老大陆之间的碰撞. 本文利用地球动力学数值模拟方法分析了大陆汇聚速率、地壳流变强度以及大陆岩石圈热结构等三种主要的动力学参数对大陆俯冲碰撞模式的影响和制约. 在上述模拟结果基础上, 对大陆不稳定俯冲的主要类型、发育条件以及动力学演化过程进行研究, 同时也对不稳定俯冲条件下大陆碰撞带内地壳部分熔融的演化规律进行探讨.

## 2　数值模拟方法介绍

### 2.1　控制方程

本文模型计算采用二维地球动力学数值算法“I2VIS”(Gerya和Yuen, 2003a). 该算法根据地球动力

学特点, 主要针对三组控制方程进行求解计算, 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.

(i) 斯托克斯方程:

$$\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \sigma'_{xz}}{\partial z}=\frac{\partial P}{\partial x},$$

$$\frac{\partial \sigma'_{zx}}{\partial x}+\frac{\partial \sigma'_{zz}}{\partial z}=\frac{\partial P}{\partial z}-\mathrm{g}\rho(C,M,P,T), \tag{1}$$

其中, g是重力加速度, 密度$\rho$依赖于温度$T$、压力$P$、岩石类型$C$和部分熔融比例$M$, $\sigma'_{xx}$、$\sigma'_{zz}$和$\sigma'_{xz}$是偏应力张量.

(ii) 不可压缩流体物质守恒方程:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_z}{\partial z}=0, \tag{2}$$

其中, $v_x$和$v_z$表示水平速度和垂向速度.

(iii) 热量守恒方程:

$$\rho C_p\left(\frac{DT}{Dt}\right)=-\frac{\partial q_x}{\partial x}-\frac{\partial q_z}{\partial z}+H_\mathrm{r}+H_\mathrm{a}+H_\mathrm{s}+H_\mathrm{L},$$

$$q_x=-k(T,P,C)\frac{\partial T}{\partial x},\ q_z=-k(T,P,C)\frac{\partial T}{\partial z},$$

$$H_\mathrm{a}=T\alpha\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t},\ H_\mathrm{s}=\sigma'_{xx}\dot{\varepsilon}_{xx}+\sigma'_{zz}\dot{\varepsilon}_{zz}+2\sigma'_{xz}\dot{\varepsilon}_{xz}, \tag{3}$$

其中, $C_p$是等压热容; $DT/Dt$表示温度对时间的物质导数; $q_x$和$q_z$代表水平方向和垂直方向热流值; $k$受热传导率, 受温度$T$、压力$P$和岩石类型$C$影响(Hofmeister, 1999); $H_\mathrm{r}$表示放射性生热, 是仅与岩石类型相关的常量; $H_\mathrm{a}$表示绝热变压生热, 与压力变化相关; $H_\mathrm{s}$表示剪切生热; $H_\mathrm{L}$表示潜热生热; $\dot{\varepsilon}_{xx}$、$\dot{\varepsilon}_{zz}$和$\dot{\varepsilon}_{xz}$是应变率张量.

## 2.2　岩体流变性质

偏应力张量和应变率张量采用粘-塑性本构方程, 对于不可压缩的粘滞性变形可表示为

$$\sigma'_{xx}=2\eta_\mathrm{eff}\dot{\varepsilon}_{xx},\ \ \dot{\varepsilon}_{xx}=\frac{\partial v_x}{\partial x},$$

$$\sigma'_{xz}=2\eta_\mathrm{eff}\dot{\varepsilon}_{xz},\ \ \dot{\varepsilon}_{xz}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_x}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial x}\right),$$

$$\sigma'_{zz}=2\eta_\mathrm{eff}\dot{\varepsilon}_{zz},\ \ \dot{\varepsilon}_{zz}=\frac{\partial v_z}{\partial x}, \tag{4}$$

式中, $\eta_\mathrm{eff}$为有效粘滞系数, 是关于温度、压力、物质成分、应变率和熔融程度的函数.

韧性流变的粘滞系数是一个与温度、压力、物质成分、应变率和熔融程度相关, 可表示为

$$\eta_\mathrm{ductile}=(\dot{\varepsilon}_\mathrm{II})^{\frac{1-n}{n}}F(A_D)^{-\frac{1}{n}}\exp\left(\frac{E+PV}{RT}\right), \tag{5}$$

式中, $\dot{\varepsilon}_\mathrm{II}=\left(0.5\dot{\varepsilon}_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}\right)^{1/2}$是应变率张量的二阶不变量; $A_D$、$E$、$V$和$n$是通过实验得到的岩体流变参数, 分别表示岩体的物质常数、活化能、活化体积和应力指数; $R$是气体常数; $F$是根据实验类型确定的无量纲系数, 三轴实验时$F=2^{(1-n)/n}/3^{(1+n)/2n}$, 简单剪切实验时$F=2^{(1-n)/n}$.

实际岩体的粘-塑性流变是韧性流变和脆性/塑性流变两者的结合. 因此, 我们在数值算法中采用改进的Drucker-Prager屈服准则(Ranalli, 1995):

$$\sigma_\mathrm{yield}=C_0+P\sin(\varphi_\mathrm{eff}),$$

$$\sin(\varphi_\mathrm{eff})=\sin(\varphi)(1-\lambda),$$

$$\eta_\mathrm{plastic}=\frac{\sigma_\mathrm{yield}}{2\dot{\varepsilon}_\mathrm{II}}, \tag{6}$$

式中, $\sigma_\mathrm{yield}$为屈服应力; $\dot{\varepsilon}_\mathrm{II}$表示应变率张量二阶不变量; $C_0$是$P$=0条件下的岩石剩余强度; $\varphi$是内摩擦角; $\lambda$是孔隙流体系数(Brace和Kohlstedt, 1980); $\varphi_\mathrm{eff}$表示有效内摩擦角, 与内摩擦角和孔隙流体系数相关.

基于$\eta_\mathrm{ductile}$和$\eta_\mathrm{plastic}$, 粘-塑性流变关系的最终粘滞系数定义为两者中的最小者(Ranalli, 1995):

$$\eta_\mathrm{creep}=\min\left(\eta_\mathrm{ductile},\eta_\mathrm{plastic}\right). \tag{7}$$

## 2.3　部分熔融

基于实验岩石学的约束条件, 该算法考虑了地壳岩石部分熔融行为(Gerya和Yuen, 2003b; Burg和Gerya, 2005). 并近似认为部分熔融体积比例与温度间存在如下线性关系:

$$M=\begin{cases}0, & \text{当}T\le T_\mathrm{solidus},\\ \dfrac{(T-T_\mathrm{solidus})}{(T_\mathrm{liquidus}-T_\mathrm{solidus})}, & \text{当}T_\mathrm{solidus}<T<T_\mathrm{liquidus},\\ 1, & \text{当}\ T\ge T_\mathrm{liquidus},\end{cases} \tag{8}$$

式中, $T_{\mathrm{solidus}}$和$T_{\mathrm{liquidus}}$分别代表特定岩性的湿固相线温度和干液相线温度.

部分熔融岩石的有效密度取决于熔融比例:

$$\rho_{\mathrm{eff}} = \rho_{\mathrm{solid}} - M(\rho_{\mathrm{solid}} - \rho_{\mathrm{molten}}), \tag{9}$$

式中, $\rho_{\mathrm{solid}}$和$\rho_{\mathrm{molten}}$分别代表固相和熔融岩石的密度, 是关于温度和压力的函数:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0))(1 + \beta(P - P_0)), \tag{10}$$

式中, $\rho_0$代表岩石在$P_0$= 0.1MPa和$T_0$= 298K温压条件下的标准密度; $\alpha$和$\beta$分别代表热膨胀系数和可压缩系数.

## 3 模型试验设计

初始模型长度为4000km, 深度为670km. 使用不规则的有限差分单元对模型进行离散化, 其中俯冲带区域采用2km×2km单元, 而在模型边界区域采用30km×30km 单元. 模型由左右两大陆板块组成, 长度分别为2300km和1700km, 如图2a所示. 俯冲大陆岩石圈厚度为130km (包括35km厚的大陆地壳和95km厚的岩石圈地幔, 而大陆地壳部分则由20km厚的上地壳和15km厚的下地壳组成) . 上覆大陆岩石圈的厚度一般为150~250km(郑永飞等, 2016). 在本研究中, 我们将上覆大陆岩石圈厚度设定为这一范围的中间值200km. 上、下地壳的流变性质分为三种岩石组合: 含水花岗岩和辉长岩, 含水石英岩和辉绿岩, 以及石英岩和基性麻粒岩, 分别代表弱地壳, 中等地壳和强地壳. 岩石圈地幔和软流圈地幔统一采用干橄榄岩的流变性质. 因为岩石圈流变学结构直接影响其流变强度, 所以在本次研究中我们将岩石圈的流变学结构近似等效为岩石圈流变强度(图2b). 不同岩石类型及其属性详见表1和表2, 不同模型中使用的流变参数组合详见表3. 另外, 该算法内嵌了地壳熔融模块, 其中上地壳采用高温脱水熔融模型(Hermann, 2002), 下地壳采用干玄武岩熔融模型(Green和Ringwood, 1967; 李忠海等, 2015), 具体参数详见表2.

模型底部边界为渗透性边界, 采用近无限深度的外部自由滑动边界条件: $\partial v_z / \partial z = 0$, $\partial v_z / \partial z = -v_z / \Delta z_{\mathrm{external}}$, 其中$\Delta z_{\mathrm{external}}$指的是模型底边界与外部自由边界的距离, 以满足在计算模型区域下方虚拟边界上(例如1000km处)的自由滑动条件(Burg和Gerya, 2005; Ueda等, 2008; Li等, 2010). 其他边界则采用自由滑动的速度边界条件($\partial v_x / \partial z = 0, v_z = 0$). 与普通的自由滑动边界条件一样, 外部自由滑动边界条件同样需要满足计算区域内的物质守恒. 模型计算过程中的大陆汇聚通过施加在左侧大陆岩石圈地幔内的汇聚速率来实现. 各模型的汇聚速率见表3.

地壳表面和模型顶界面之间, 设计了一层相对高粘滞度的伪空气层, 其与上地壳的接触面用来模拟模型计算过程中的地貌起伏变化, 且该地貌起伏面模拟包含简化的地表剥蚀和沉积作用, 其中沉积和剥蚀速率均为0.3mm/a (Gerya和Yuen, 2003a; Burg和Gerya, 2005). 伪空气层的初始厚度为10km. 需要说明的是, 由于本次研究的重点是大陆不稳定俯冲模式及其深部动力学过程, 并且动态的地貌演化对于大尺度的地球动力学过程的影响并不显著(Li和Gerya, 2009), 因此在模型结果部分并没有中展示相关地貌演化结果.

关于模型的初始热边界条件, 模型顶部为固定温度(0℃), 大陆岩石圈底边界温度为1300℃ (Turcotte和Schubert, 2002), 大陆岩石圈热结构用莫霍面温度表示, 模型设计的莫霍面温度值详见表3. 软流圈地幔的温度梯度为0.5℃/km, 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, 既在模型底边界之下的1000km处假设一个固定的地幔温度(根据地幔固定温度梯度计算得出), 这样就可以使得在670km处的底部渗透边界上, 温度和热流都可以随着模型计算而动态调整.

另外, 如图2所示, 我们在本次研究中规定俯冲大洋板片断离为大陆俯冲模型的初始条件, 这也与部分学者在关于大陆俯冲研究中的初始模型设置相一致(例如Gray和Pysklywec, 2012). 尽管大陆碰撞之前的大洋岩石圈的俯冲以及大洋板片的断离都会对后期大陆俯冲动力学过程产生一定影响, 例如大陆初始俯冲的构造极性、碰撞区域的初始热结构状态等, 但由于本文研究的重点是大陆俯冲过程中的动力学行为, 因此暂不考虑大陆碰撞之前的大洋俯冲阶段的影响.

## 4 模型结果

根据大陆汇聚速率大小, 将模拟实验分为两组, 并分别对每一组均展示地壳流变性质及其岩石圈热结构对大陆俯冲模式, 尤其是对大陆不稳定俯冲发育的

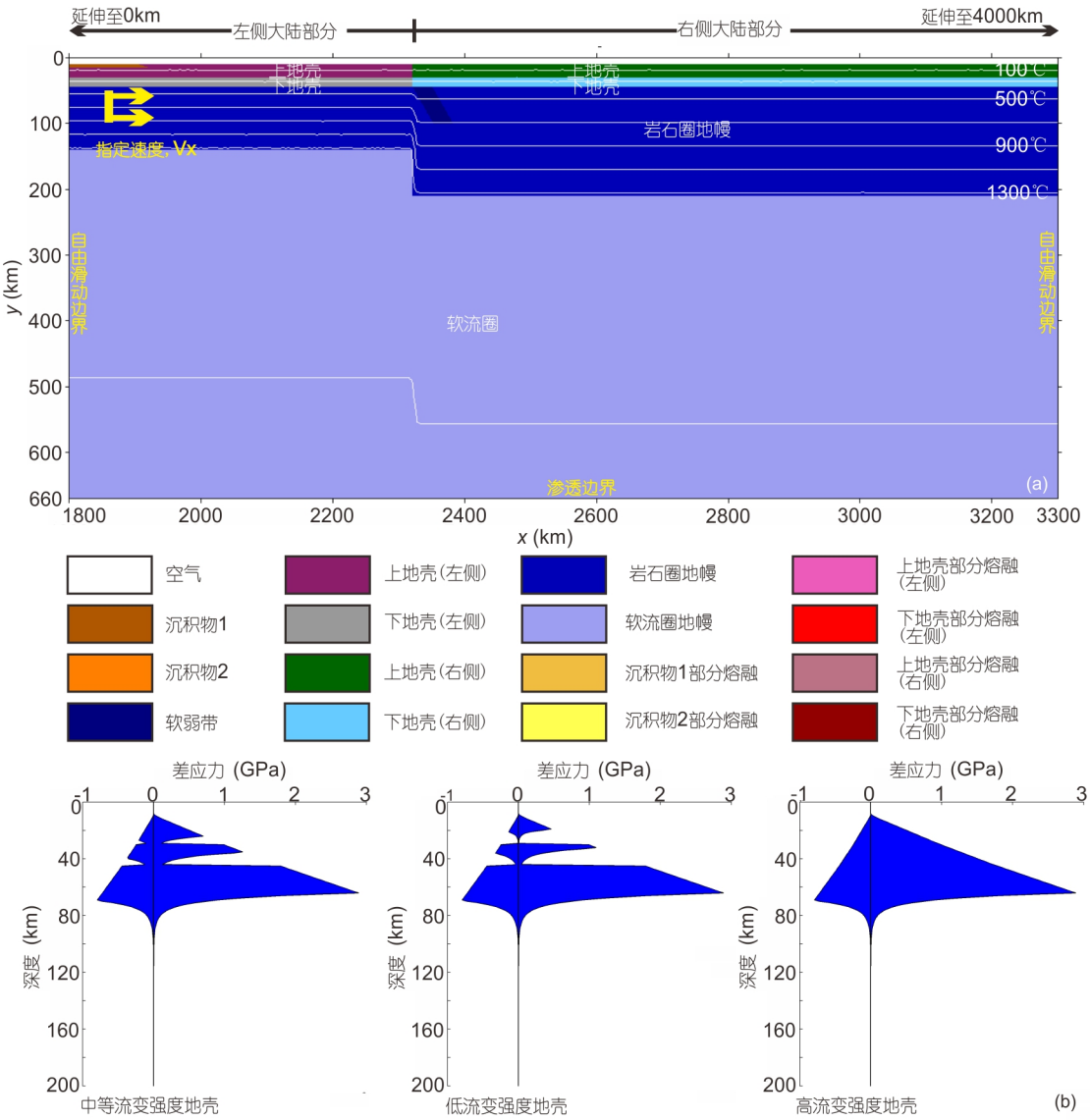


**图 2　初始模型设置**

(a) 初始模型和边界条件.软弱带置于两大陆板块交界处的岩石圈地幔内. 图例中部分熔融岩石在初始模型 中并未显示, 但将随着模型演化而逐渐出现. (b) 模拟实验中的三类不同大陆岩石圈流变结构. 对应于三类不同流变强度地壳: 中等强度、低强度和高强度 . 该图展示的是莫霍面温度为400℃且大陆岩石圈厚度为120km条件下应力包络线

影响. 由于大陆汇聚速率一般比大洋俯冲速率小3~10倍(Toussaint等, 2004), 而统计资料显示高速大洋俯冲维持在10~12cm/a (Lallemand等, 2005), 因此本研究中的大陆汇聚速率选取1和3cm/a, 分别代表大陆低速汇聚和大陆高速汇聚.

## 4.1　低速汇聚条件下的模型结果

在低速汇聚条件下, 俯冲大陆板片能够滞留在热软流圈浅部较长时间, 板片与地幔物质之间的相互作用以热传导增温为主, 导致其流变强度显著降低, 从而有利于不稳定俯冲发育. 模型结果(表3)显示, 在低速汇聚条件下, 无论地壳流变性质的强弱以及初始莫霍面温度的高低, 几乎均产生不稳定俯冲.

### 4.1.1　地壳流变性质的影响

地壳流变性质极大地影响岩石圈流变强度, 而岩石圈流变强度不仅决定俯冲大陆板片在俯冲带尤其

**表 1　模型采用的粘滞性流变参数**

| 标示符号 | 流变性质 | $E$ (kJ mol$^{-1}$) | $V$ (J MPa$^{-1}$ mol$^{-1}$) | $n$ | $A_D$ (MPa$^{-n}$ s$^{-1}$) | $\eta_0$ [a)] (Pa s) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| A | 空气/水 | 0 | 0 | 1.0 | $1.0\times10^{-12}$ | $1.0\times10^{12}$ |
| B0 | 含水石英岩 | 154 | 8 | 2.3 | $3.2\times10^{-4}$ | $1.97\times10^{17}$ |
| C0 | 辉绿岩 | 260 | 12 | 3.4 | $2.0\times10^{-4}$ | $1.26\times10^{22}$ |
| B1 | 含水花岗岩 | 137 | 8 | 1.9 | $2.0\times10^{-2}$ | $1.26\times10^{13}$ |
| C1 | 辉长岩An$_{75}$ | 238 | 12 | 3.2 | $3.3\times10^{-2}$ | $4.8\times10^{20}$ |
| B2 | 石英岩 | 156 | 8 | 2.4 | $6.7\times10^{-8}$ | $3.75\times10^{21}$ |
| C2 | 基性麻粒岩 | 445 | 12 | 4.2 | $1.4\times10^{4}$ | $1.13\times10^{22}$ |
| E | 无水橄榄岩 | 532 | 8 | 3.5 | $2.5\times10^{4}$ | $3.98\times10^{16}$ |
| F | 含水橄榄岩 | 470 | 8 | 4.0 | $2.0\times10^{3}$ | $5.01\times10^{20}$ |
| G | 长英质熔体 | 0 | 0 | 1.0 | $2.0\times10^{-9}$ | $5.0\times10^{14}$ |
| H | 镁铁质熔体 | 0 | 0 | 1.0 | $1.0\times10^{-7}$ | $1.0\times10^{13}$ |

a) $\eta_0$为参考粘滞系数, 通过下式计算得出: $\eta_0=(1/A_D)\times10^{6n}$. 相关参考文献包括: Kirby, 1983; Kirby和Kronenberg, 1987; Ranalli和Murphy, 1987; Ji和Zhao, 1993; Ranalli, 1995

**表 2　模型中的主要材料参数**

| 物质 | 状态 | $\rho_0$ (kg m$^{-3}$) | $C_p$ (J kg$^{-1}$ K$^{-1}$) | $k$ [a)] (W m$^{-1}$ K$^{-1}$) | $T_{solidus}$ [b)] (K) | $T_{liquidus}$ [b)] (K) | $Q_L$ (kJ kg$^{-1}$) | $H_r$ (μW m$^{-3}$) | 粘滞性流变性质[c)] | 塑性性质[d)] sin($\varphi_{eff}$) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 空气 | – | 1 | 100 | 20 | – | – | – | 0 | A | 0 |
| 水 | – | 1000 | 3330 | 20 | – | – | – | 0 | A | 0 |
| 沉积物 | 固态 | 2700 | 1000 | K1 | TS1 | TL1 | 300 | 2.0 | B | 0.15 |
| | 熔融 | 2500 | 1500 | K1 | TS1 | TL1 | 300 | 2.0 | G | 0.06 |
| 上地壳 | 固态 | 2700 | 1000 | K1 | TS1 | TL1 | 300 | 2.0 | B0/B1/B2 | 0.15 |
| | 熔融 | 2500 | 1500 | K1 | TS1 | TL1 | 300 | 2.0 | G | 0.06 |
| 下地壳 | 固态 | 3000 | 1000 | K2 | TS2 | TL2 | 300 | 0.5 | C0/C1/C2 | 0.15 |
| | 熔融 | 2500 | 1500 | K2 | TS2 | TL2 | 300 | 0.5 | H | 0.06 |
| 地幔 | 干 | 3300 | 1000 | K3 | – | – | – | 0.022 | E | 0.6 |
| | 含水 | 3200 | 1000 | K3 | – | – | – | 0.022 | F | 0.06 |
| 文献[e)] | – | 1, 2 | – | 3 | 5, 6 | 5, 6 | 1, 2 | 1 | 4 | - |

a) K1=[0.64+807/($T$+77)]exp(0.00004$P$); K2=[1.18+474/($T$+77)]exp(0.00004$P$); K3=[0.73+1293/($T$+77)]exp(0.00004$P$). b) TS1=965+800/($P$+50)+22000/($P$+50)$^2$, 当$P$<460MPa; 或961.8+0.0673$P$, 当$P$>460MPa. TL1=1262+0.09$P$. TS2=1327+0.0906$P$. TL2=1423+0.105$P$. c) 粘滞性流变参数见表1. d) 塑性流变性质中, 模型中所有岩性的粘聚力都为0, $\varphi_{eff}$是有效内摩擦角. e) 参考文献包括: 1=(Turcotte和Schubert, 2002); 2=(Bittner和Schmeling, 1995); 3=(Clauser和Huenges, 1995); 4=(Ranalli, 1995); 5=(Hermann, 2002); 6=(Green 和 Ringwood, 1967)

是在热的软流圈中保持自身力学完整性的能力, 而且制约大陆碰撞过程中上覆大陆岩石圈的形变. 在同等热结构条件下, 岩石圈流变强度越高, 则由大陆汇聚而施加在碰撞区域内的应力越大, 导致上覆岩石圈的

**表 3　模型实验设计及结果**[a)]

| 汇聚速率(cm/a) | | 1 | | | | 3 | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 初始莫霍面温度(℃) | | 400 | 500 | 600 | 700 | 400 | 500 | 600 | 700 |
| 地壳强度 | 弱 | 断离 | 断离 | 断离 | 断离 | 陡 | 陡 | 流入 | 流入 |
| | 标准 | 断离-拆沉 | 断离-拆沉 | 断离-拆沉 | 断离-拆沉 | 陡 | 陡 | 陡 | 流入-拆沉 |
| | 强 | 陡 | 断离 | 断离-拆沉 | 拆沉 | 陡 | 平 | 平 | 双向 |

a) 表中“陡”和“平”分别代表大陆稳定俯冲类型的“陡俯冲”和“平俯冲”; “断离 ”、“流入”和“拆沉”分别代表大陆不稳定俯冲的“多阶段断离”、“持续性流入”和“大规模拆沉”三种 类型. “双向”指的是双向俯冲

缩短越强烈. 而在低强度大陆俯冲时, 俯冲地壳的低流变性质及其“瞬时”变形调整能吸收和分解施加在俯冲带处的大部分应力和应变, 从而对上覆大陆岩石圈的影响较小.

俯冲板块莫霍面温度为400℃的低流变强度地壳的模拟结果如图3所示. 大陆俯冲开始时, 由于俯冲地壳的流变强度较低, 表壳物质几乎全部剥离并堆积于碰撞拼贴带, 低速俯冲的大陆板片在上覆大陆岩石圈底部堆积增厚(图3a), 随后在负浮力增加和热传导增温两者共同作用下导致板片弱化(图3b′、c′, 增厚的大陆

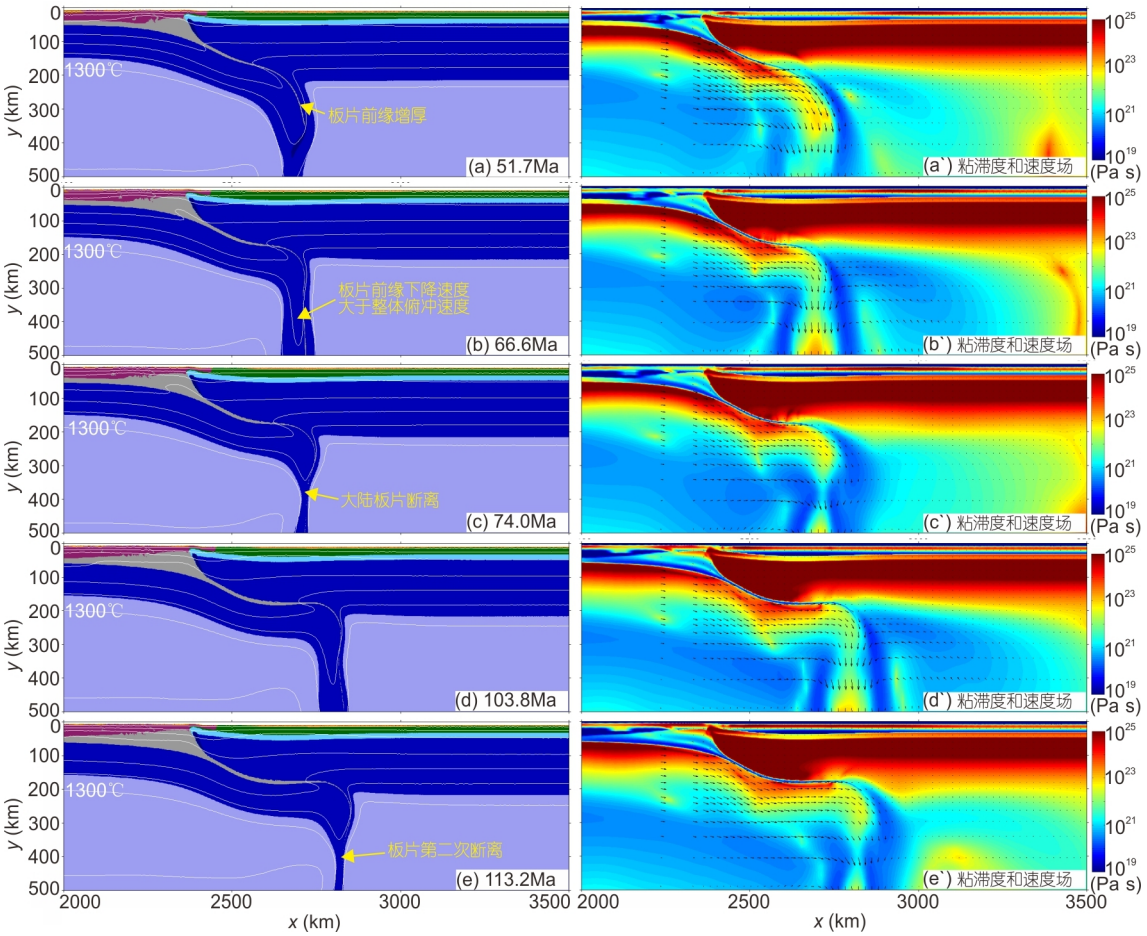


**图 3　含低流变强度地壳的模型演化结果**

(a)~(e) 模型的物质场演化结果, 颜色代表岩石类型, 色标同图2a; (a′)~(e′) 相应的粘滞度场和速度场演化结果. 模型的汇聚速率为1cm/a, 大陆岩石圈初始莫 霍面为400℃. 白色线条为间距200℃的等温线

板块前缘突然断离而进入软流圈地幔深处(图3b、c). 大陆持续汇聚促使板块继续俯冲进入软流圈(图3d), 由于俯冲板片前缘的下沉速度大于陆块本身的俯冲速度而导致俯冲板片前缘再次断离(图3e). 大陆的持续汇聚几乎全部由俯冲侧大陆地壳增厚和岩石圈地幔俯冲所吸收, 对上覆大陆岩石圈的影响较小.

俯冲地壳流变强度的大小, 一方面决定地壳物质随板片进入俯冲隧道的体积; 另一方面又制约着俯冲地壳物质是否能跨越板块初始缝合带, 而迁移进入上覆大陆表层及迁移过程中的剪切生热量和地壳增温大小. 我们以初始莫霍面温度为400℃, 并依次增加地壳流变强度至中等和高的两个模型为例来展示地壳流变强度的影响. 模拟结果表明, 当大陆岩石圈流变强度由低增加到中等时, 初始阶段的大陆俯冲过程(图4a、b)和图3所展示的低流变强度大陆俯冲演化过程相似, 均表现为渐进式的板片多次断离. 但是, 与低强度地壳俯冲不同的是, 中等强度地壳俯冲过程中伴随着俯冲侧地壳物质跨越板块缝合带向上覆大陆迁移,

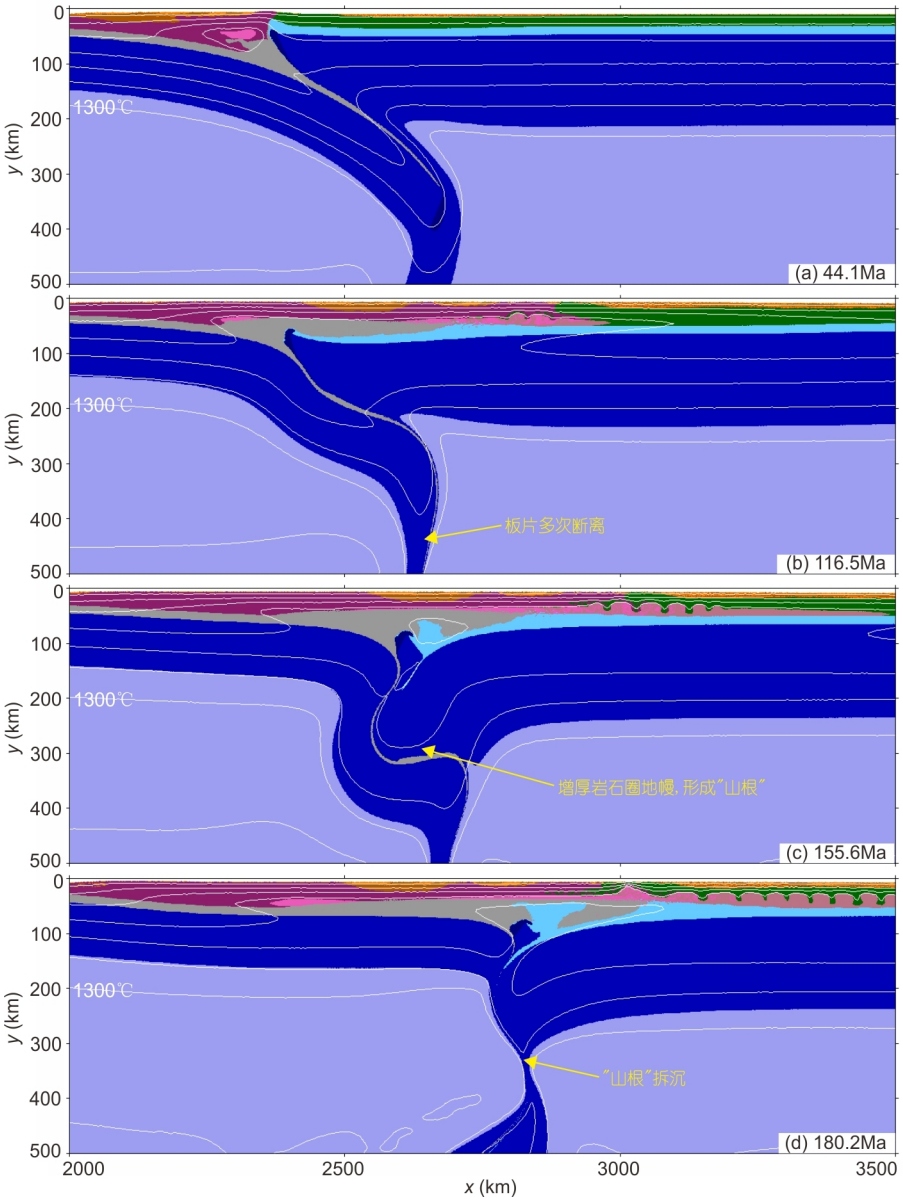


**图 4　含中等流变强度地壳的模型演化结果**

模型的汇聚速率为1cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面为400℃. 颜色代表岩石类型, 色标同图2a. 白色线条为间距200℃的等温线

进而导致这两个模型的后期差异性演化. 在俯冲侧地壳物质与其下岩石圈地幔解耦并迁移至上覆大陆内时, 受其迁移过程中剪切生热的影响, 上覆岩石圈地壳明显增温, 导致其流变强度降低, 从而在大陆持续汇聚过程中发生强烈挤压变形和缩短增厚, 并最终在两板块碰撞区域下方形成大规模“山根”(图4c). 随后在软流圈局部对流和本身负浮力作用下, 增厚岩石圈“山根”发生拆沉(图4d). 另外, 在大陆俯冲过程中, 岩体部分熔融主要发生在碰撞区域的增厚地壳内, 并在上/下地壳界面处上涌形成一系列的底辟构造(见图4c、d). 图5展示的是该模型的剪切生热量的演化结果, 模型结果显示正是由于俯冲侧大陆地壳物质向上覆大陆陆内的迁移引发壳内强烈的剪切生热, 最终导致上覆地壳的显著增温以及上地壳的大规模熔融(图4c、d).

当地壳流变强度由中等增加到高时, 大量地壳物质进入俯冲隧道(图6a). 在正浮力作用下, 进入俯冲隧道内的上地壳物质在地幔深度处先与下地壳发生拆离并向地表折返; 继而在更深处部分俯冲下地壳再与

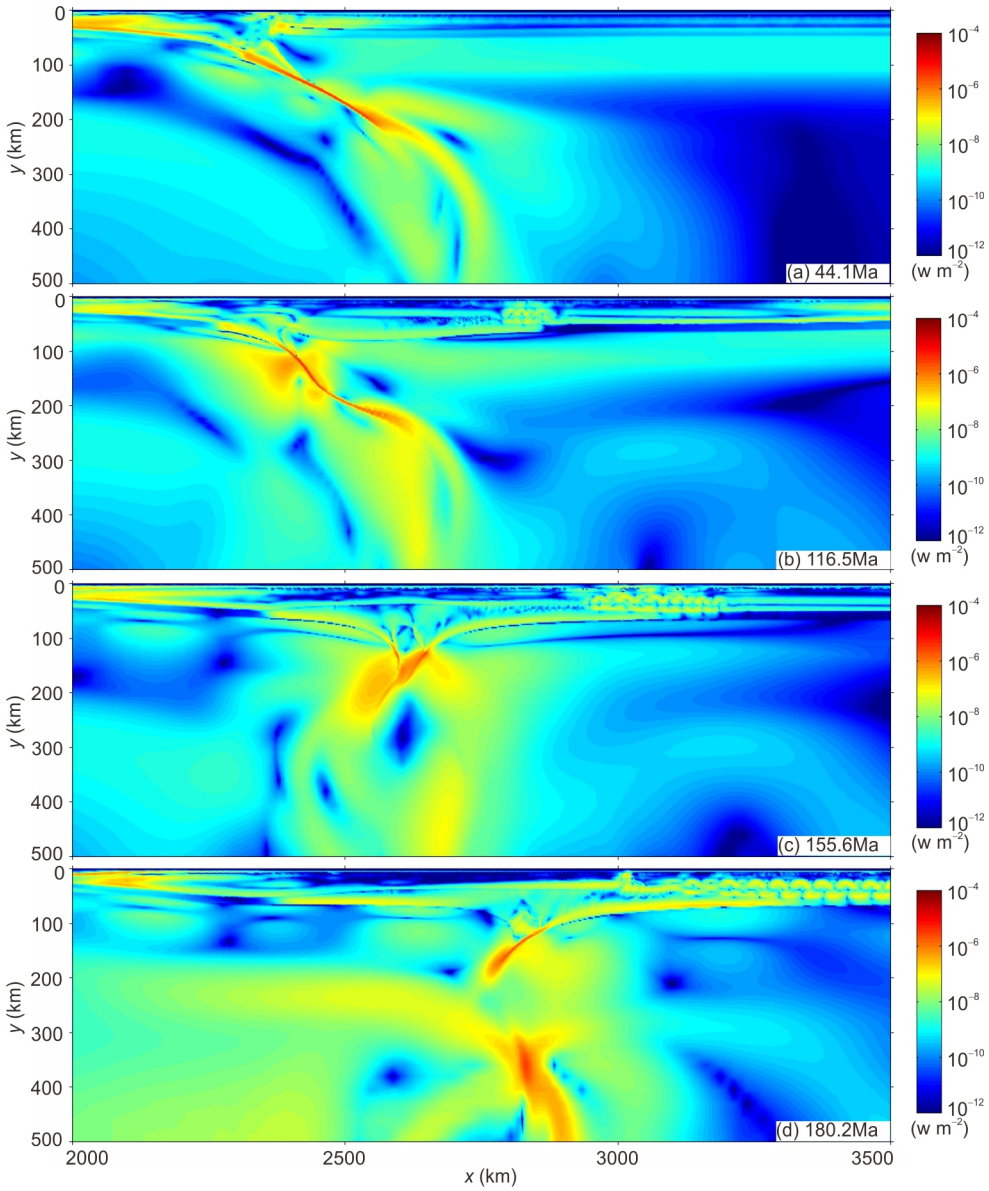


**图 5　含中等流变强度地壳的模型的剪切生热量演化结果**

颜色代表剪切生热量, 如右侧色标. 模型的汇聚速率为1cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面为400℃

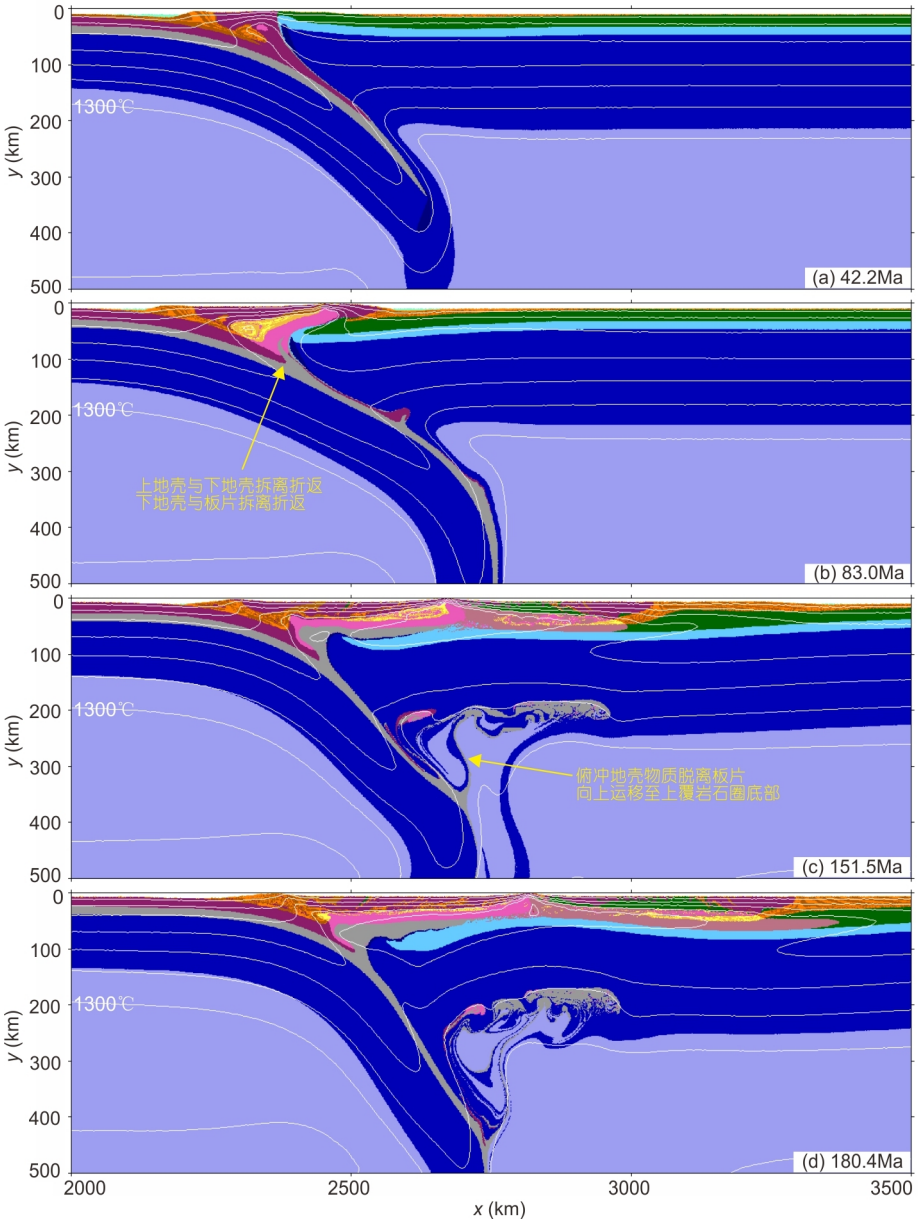


**图 6　含强地壳的模型演化结果**

模型的汇聚速率为1cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面为400℃. 颜色代表岩石类型, 色标同图2a. 白色线条为间距200℃的等温线

板片拆离, 同样沿俯冲隧道向上折返(图6b). 俯冲板片的高流变强度不利于板片“多阶段断离”现象的发生, 而是以一定倾角持续俯冲. 另外, 随板片俯冲至软流圈深度处的地壳物质在浮力作用下会逐渐脱离板片向上运移至上覆岩石圈地幔底部并在此堆积, 伴随着对地幔楔的强烈扰动和对上覆岩石圈底部的侵蚀破坏(图6c、d). 与前两个大陆地壳强度相对较低的模型相比, 该模型演化过程中在碰撞区域上地壳发生较大规模的部分熔融, 这主要是由高流变强度地壳在碰撞区域内强烈挤压增厚和剪切变形所引起的剧烈剪切增温所造成.

### 4.1.2　岩石圈热结构的影响

岩石圈热结构直接影响岩石圈流变强度. 在本研究中, 岩石圈热结构用初始莫霍面温度表示. 通常情况下, 岩石圈整体流变强度越低, 越有利于不稳定型俯

冲的孕育. 为研究岩石圈热结构对大陆俯冲过程的影响, 我们将上一节中的分别含低、中等和高流变强度地壳模型的初始莫霍面温度依次提高至500℃和600℃进行计算. 模型结果如表3所示, 增加莫霍面温度后, 均发生不稳定俯冲, 只是俯冲演化过程存在差异.

对于含低流变强度地壳的大陆岩石圈而言, 增加莫霍面温度对大陆俯冲演化过程影响较小, 仍以大陆板片的多阶段断离为主要特征(图7a、b). 由于地壳流变强度较低, 在大陆俯冲过程中, 地壳物质与其下岩石圈地幔发生解耦拆并离堆积于浅表, 从而造成俯冲侧大陆地壳的持续增厚. 对于含中等流变强度地壳的大陆岩石圈, 莫霍面温度从400℃增加到500℃或600℃时, 大陆不稳定俯冲的型式均首先表现为俯冲大陆板片的多阶段断离, 然后在碰撞区域增厚地壳的放射性生热和强烈剪切生热的共同作用下导致俯冲带上覆岩石圈强烈挤压变形, 形成增厚岩石圈“山根”, 随后在软流圈局部对流作用下, 造成“山根”的大规模拆沉. 另外, 莫霍面温度也同样影响着大陆碰撞区域内应力体系的转换. 当莫霍面温度为400℃或500℃时, 在增厚岩石圈大规模拆沉之后, 持续的大陆汇聚使表壳应力状态始终以挤压为主(图7c); 当莫霍面温度升到至600℃时, 高温热结构使两侧岩石圈整体流变强度急剧降低, 在增厚岩石圈拆沉的同时, 伴随着上覆大陆岩石圈地幔与地壳的拆离以及原俯冲侧岩石圈的强烈拉伸(图7d). 岩石圈热结构对含高流变强度地壳模型的俯冲演化过程影响较为明显. 当莫霍面温度由400℃增加到500℃时, 大量进入俯冲隧道的下地壳物质在巨大正浮力作用下会逐渐底劈进入上覆的流变强度较低的岩石圈地幔中(图7e). 而当莫霍面温度增加到600℃时, 大陆不稳定俯冲演化过程可以分为两个阶段, 前期为俯冲大陆板片的多阶段断离, 后期表现为碰撞区域内增厚岩石圈的大规模拆沉(图7f), 这一点与莫霍面温度较低(< 600℃)的模型的演化过程截然不同.

## 4.2　中高速汇聚条件下的模型结果

如表3显示, 当大陆汇聚速率增加至3cm/a时, 发生不稳定型俯冲的概率明显降低. 对于弱或中等流变强度地壳而言, 初始莫霍面温度至少分别达到600℃或700℃, 才能诱发大陆不稳定俯冲. 而对于高流变强度地壳, 即使莫霍面温度达到700℃, 仍然为稳定俯冲, 只是俯冲型式由单向转变为双向.

### 4.2.1　地壳流变性质的影响

与低速汇聚情况类似, 在同等岩石圈热结构条件

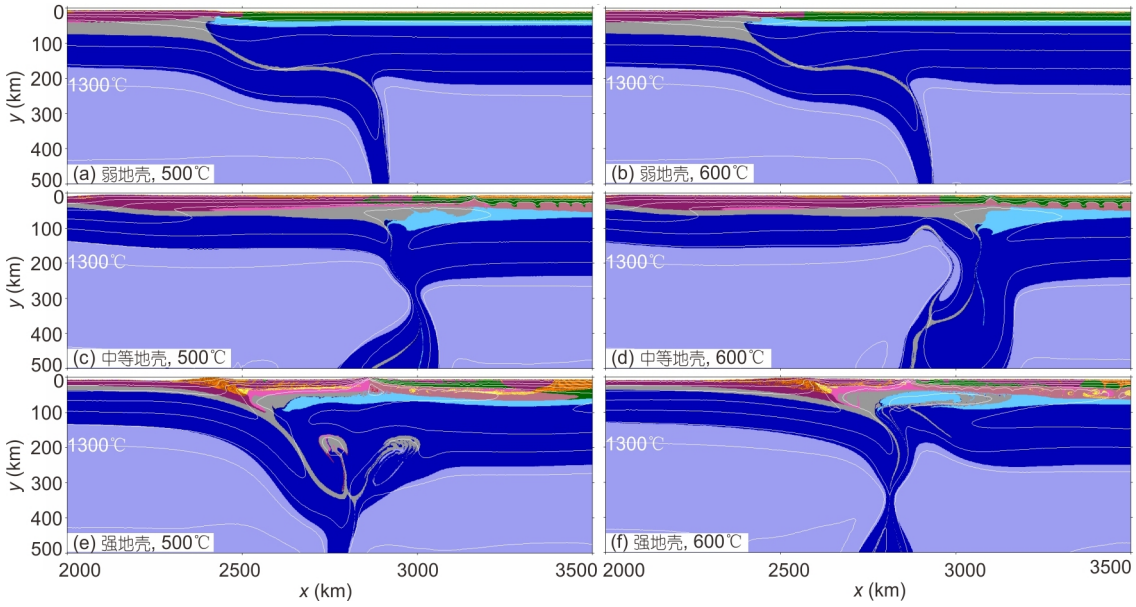


**图 7　含低、中等和高流变强度地壳的模型在不同莫霍面温度下的演化结果**

(a)、(b) 含弱地壳的模型在初始莫霍面温度分别为500℃和600℃的演化结果; (c)、(d) 含中等流变强度地壳的模型在初始莫霍面温度分别为500℃和600℃的演化结果; (e)、(f) 含强地壳的模型在初始莫霍面温度分别为500℃和600℃的演化结果. 所有模型均显示的是俯冲大陆汇聚1800km时的结果. 所有模型的汇聚速率均为1cm/a. 颜色代表岩石类型, 色标同图2a. 白色线条为间距200℃的等温线

下, 地壳流变强度越高越不利于大陆不稳定俯冲的发育; 另外, 地壳流变强度也很大程度影响稳定俯冲和不稳定俯冲的型式和演化过程. 我们以初始莫霍面温度为600℃的分别含低、中等和高流变强度地壳的大陆岩石圈为初始条件来阐明地壳流变性质对大陆俯冲碰撞模式的影响.

当地壳流变强度较低时, 模型表现为“持续性流入”型大陆不稳定俯冲. 在大陆持续汇聚作用下, 俯冲侧大陆板片会携带部分上覆岩石圈地幔一起进入软流圈, 造成底面侵蚀. 另外, 由于地壳流变强度较低, 所有上地壳物质都被剥离堆积于浅表, 而进入俯冲隧道内的大部分下地壳物质则在浮力作用下与俯冲板片发生拆离向地表折返(图8a). 随后, 增厚的板片前缘快速俯冲进入软流圈内. 由于岩石圈本身的高温热状态以及板片与软流圈之间的热传导增温效应, 大陆板片的粘滞度显著降低. 并在较大的汇聚速率条件下, 俯冲板片几乎以流体形式持续地垂直 “注入”软流圈内(图8b、c), 形成“持续性流入”型大陆不稳定俯冲. 在此俯冲模式下, 虽然大陆板片并没有发生断离, 但其在俯冲过程中发生强烈弱化, 大陆板片的粘滞度显著降低(图8a′、8c′). 并且, 俯冲侧地壳物质几乎全部剥离堆积于缝合带部位, 并随着俯冲进行和被剥离地壳物质体积的增加, 俯冲侧地壳会大幅度增厚并向后方蔓延. 另外, 板片在俯冲带处的低角度俯冲对上覆大陆岩石圈的“底面侵蚀作用”十分显著.

在同等的岩石圈热结构下, 随着地壳流变强度的增加, 大陆俯冲型式则从不稳定俯冲转换为稳定俯冲. 如图9a所示, 当地壳为中等流变强度时, 发生陡俯冲, 并伴随着如下主要动力学演化过程: (1) 俯冲开始后, 俯冲大陆上地壳先与下地壳发生拆离, 堆积于碰撞区域, 而进入俯冲隧道内的部分下地壳物质在地幔深度处与板片发生拆离沿俯冲隧道向上折返; (2) 随着俯冲持续进行, 堆积于碰撞区域的拆离地壳物质逐渐向上覆大陆陆内方向迁移, 表现为地壳浅部缝合带与深部俯冲带的解耦; (3) 俯冲侧地壳物质(主要是上地壳物质)迁移时, 一方面导致上覆大陆的上地壳与下地壳发生拆离并挤压增厚, 另一方面地壳迁移过程中强烈的剪切生热导致地壳显著增温并促使部分熔融的发生(图9a). 当地壳为高流变强度时, 几乎所有的地壳物质会与岩石圈地幔一起进入俯冲带, 随后大陆板片在俯冲地壳物质产生的巨大正浮力作用下向上运移, 并最终垫付于上覆大陆岩石圈地幔底部, 导致大陆平板俯冲的形成, 如图9b所示. 值得注意的是, 在平板俯冲形成后, 俯冲板片的平板段在向前运移过程中会造成上覆岩石圈地幔底部的侵蚀破坏并在板片前缘发生大规模的拆离. 另外, 对于大陆平俯冲模式, 地壳部分熔

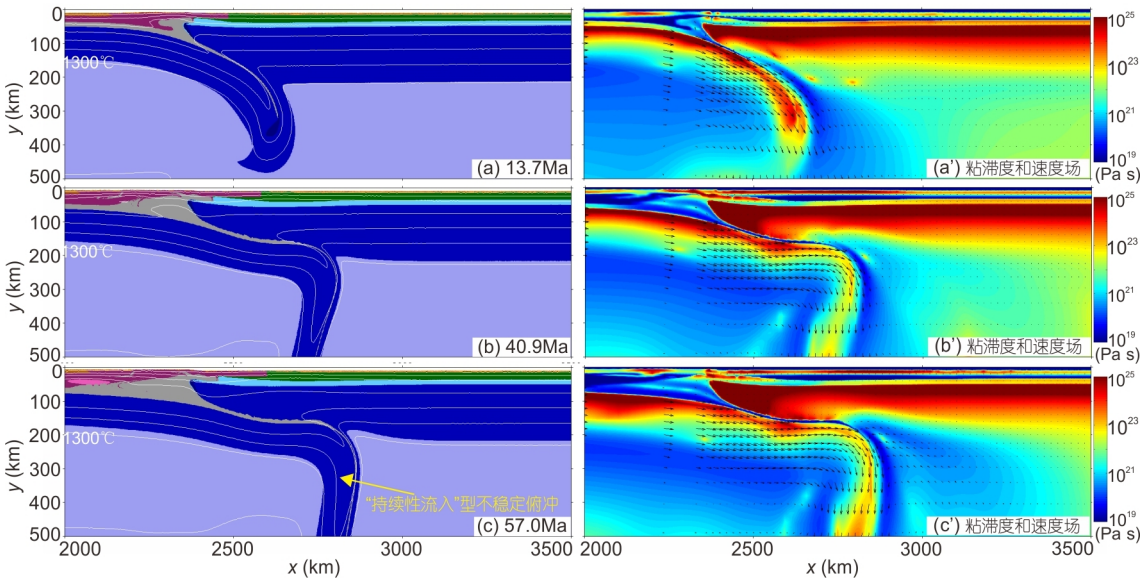


**图 8　含低流变强度地壳的模型演化结果**

(a)~(c) 模型的物质场演化结果, 颜色代表岩石类型, 色标同图2a; (a′)~(c′) 相应的粘滞度场和速度场演化结果. 模型的汇聚速率为3cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面为600℃. 白色线条为间距200℃的等温线

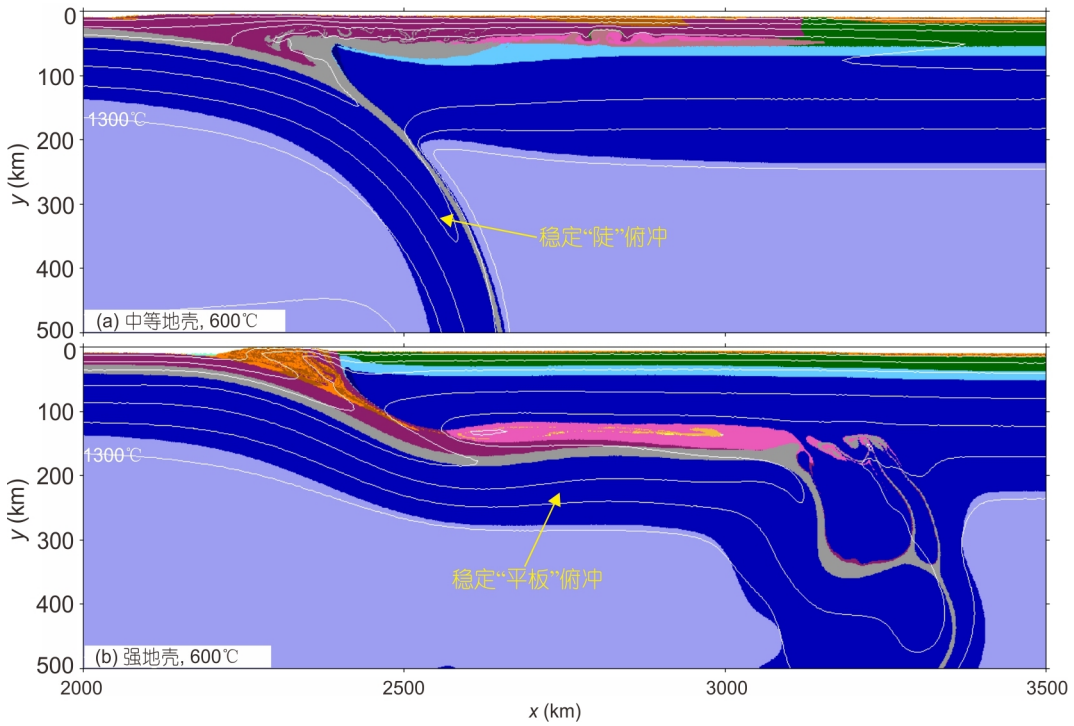


**图 9　地壳为(a)中等流变强度和(b)高流变强度的模型演化结果**

大陆汇聚速率为3cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面温度为600℃. 显示的均为57Ma时的结果. 白色线条为间距200℃的等温线

融主要源于俯冲平板段的上地壳物质.

### 4.2.2　岩石圈热结构的影响

与低速汇聚情况类似, 莫霍面温度越高, 大陆岩石圈的强度弱化越显著, 发生不稳定俯冲的概率也越大. 如表3显示, 对于含弱地壳的模型, 当初始莫霍面温度不大于500℃时, 为稳定俯冲; 增加到600℃或700℃时, 则转变为"持续性流入"型不稳定俯冲. 这种随莫霍面温度升高而造成的不同俯冲碰撞型式转换主要取决于大陆板片流变强度的弱化程度. 当莫霍面温度较低时, 大陆板片能保持其几何和力学完整性而持续俯冲至上地幔深部, 形成稳定俯冲. 当莫霍面温度较高时, 大陆岩石圈的流变强度被严重弱化, 粘滞度迅速降低, 从而发育大陆不稳定俯冲.

含中等流变强度地壳模型的初始莫霍面温度从600℃增加到700℃时, 俯冲型式从稳定陡俯冲向不稳定俯冲演化. 如图10所示, 随着莫霍面温度的升高, 地壳以及大陆岩石圈整体流变强度都明显降低, 这一方面使大部分地壳物质在俯冲过程中被轻易剥离堆积于碰撞区域, 而进入俯冲隧道内的地壳物质的体积变小; 另一方面又在软流圈热传导的共同作用下使俯冲板片粘滞度继续降低, 导致板片像流体一样垂直注入软流圈深部, 从而形成"持续性流入"型不稳定俯冲(图10a、b). 此过程也伴随着俯冲侧地壳物质向上覆大陆陆内迁移. 迁移过程中碰撞区域内的地壳部分发生强烈的剪切增温, 导致上覆大陆岩石圈的流变强度显著降低, 并在大陆持续汇聚过程中发生强烈挤压变形和缩短增厚, 最终在两板块碰撞区域下方形成增厚岩石圈"山根"(图10c). 在软流圈局部对流和本身负浮力作用下, 增厚"山根"发生大规模拆沉(图10d). 在大陆俯冲过程中, 岩体部分熔融主要发生在增厚上地壳底部, 并在上/下地壳界面处上涌形成一系列的底辟构造(见图10d).

对于含高流变强度地壳的模型, 当其初始莫霍面温度从600℃增加到700℃时, 俯冲型式从平俯冲向双向俯冲演化. 随着莫霍面温度的升高, 大陆岩石圈整体流变强度明显降低, 持续汇聚使两侧岩石圈同时受到强烈挤压变形(图11a), 形成岩石圈"山根"(图11b). 左侧大陆持续汇聚导致其仰冲至原上覆大陆岩石圈之上(图11c), 最终导致俯冲极性的转变, 由左侧岩石

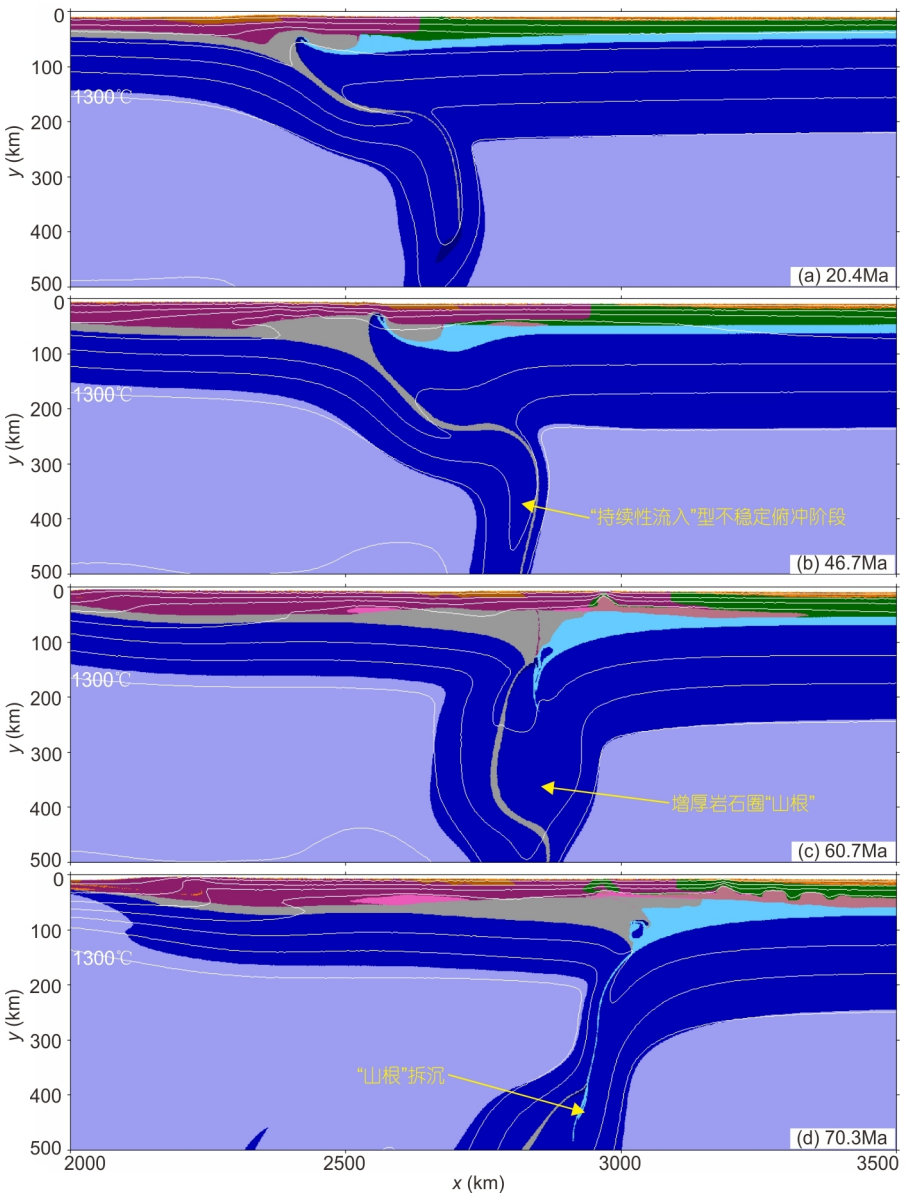


**图 10　含中等流变强度地壳的模型演化结果**

模型的汇聚速率为3cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面为700°C. 颜色代表岩石类型, 色标同图2a. 白色线条为间距200°C的等温线

圈的单向俯冲演化为以右侧岩石圈为主体的不对称双向俯冲(图11d). 岩体部分熔融主要源于碰撞区域增厚上地壳.

## 5　讨论

### 5.1　大陆不稳定俯冲的类型及发育条件

相对于大陆稳定俯冲, 大陆不稳定俯冲时的大陆板片由于缺乏几何和力学完整性而不能保持一定倾角持续俯冲, 通常表现为碰撞区域内的重力不稳定现象, 例如俯冲板片断离或增厚岩石圈拆沉. 模拟结果(见表3)显示, 以下三类条件均有利于大陆不稳定俯冲的发育: 低流变强度的陆壳、岩石圈高温热结构或低的大陆汇聚速率. 前两者直接降低大陆岩石圈及俯冲板片的流变强度, 而低汇聚速率则可以延长俯冲大陆板片在软流圈浅部的滞留时间, 从而有利于周围软流

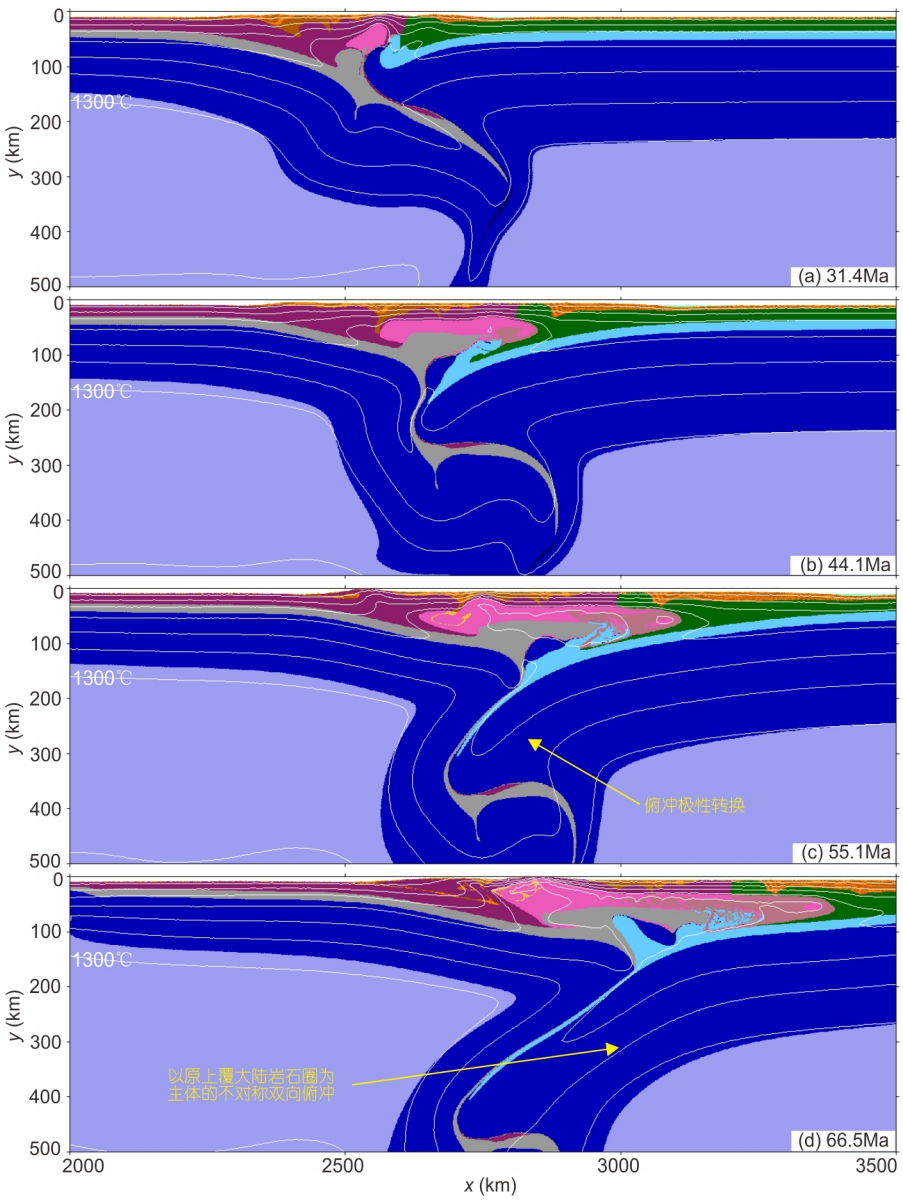


**图 11　含强地壳的模型演化结果**

模型的汇聚速率为3cm/a, 大陆岩石圈初始莫霍面为700°C. 颜色代表岩石类型, 色标同图2a. 白色线条为间距200°C的等温线

圈物质对板片的热传导增温, 进而造成俯冲大陆板片流变强度的降低, 诱发不稳定俯冲产生.

根据模拟结果所展示的俯冲大陆板片的形变行为, 可将大陆不稳定俯冲概括为如下三种类型: “多阶段断离”型、“持续性流入”型和“大规模拆沉”型. 通常情况下, 大陆不稳定俯冲过程中并不只表现为某一种特定类型, 而往往表现为多种类型的交替出现, 即在俯冲的不同阶段表现出不同的俯冲类型.

“多阶段断离”型表现为大陆岩石圈俯冲至软流圈浅部时在密度差作用下引发渐进式的多次断离, 如图3所示. 该类型大陆俯冲主要发生在低汇聚速率条件下. 在该条件下, 俯冲大陆板片与周围软流圈物质进行充分的热传导交换, 导致板片增温弱化, 粘聚度显著降低, 最终在其负浮力作用下发生重力不稳定, 其特征与Carpathians碰撞造山带类似. Carpathians碰撞造山带的地球物理资料(Radulescu, 1988; Wortel和Spakman,

2000) 揭示出该地区软流圈内存在两个近乎垂直的高速体可能正是俯冲大陆板片断离的产物. 另外, 相关的地球动力学数值模型研究(Cloetingh等, 2004)也表明, 俯冲板片在软流圈内增温弱化, 最终在密度差作用下发生重力不稳定现象.

“持续性流入”型的主要表现为俯冲大陆板片以流体形式垂直“注入”软流圈, 此情况下俯冲大陆板片的粘滞度和流变强度都很低. 该类型主要发生在中、高速汇聚条件下的具高温热结构状态的大陆碰撞区域. 由于大部分大陆碰撞区域的汇聚速率都较小, 仅mm/a的数量级(Burov等, 2012), 因此极大限制了该大陆不稳定俯冲类型的发育.

“大规模拆沉”型以大陆碰撞区域增厚岩石圈地幔的大规模拆沉为主要特征, 且主要发生在低汇聚速率下的具中等-高地壳流变强度的大陆碰撞区域. 本文数值模拟结果表明在该条件下, 无论前期不稳定俯冲为何种类型, 最终都会以“大规模拆沉”终止. Houseman和Molnar(1997)认为增厚岩石圈的大规模拆沉是造山带发展演化的必经阶段, 并且也常被用来解释为造山带区域地壳尺度挤压体制向伸展体制转换的动力学机制.

### 5.2 大陆不稳定俯冲对部分熔融区域的制约

虽然大陆不稳定俯冲的发育与否及其演化型式受地壳流变性质、岩石圈热结构以及大陆汇聚速率等的共同制约, 但模型结果表明, 无论不稳定俯冲的类型如何, 大陆碰撞区域内的部分熔融分布受到地壳流变性质的显著影响.

如果大陆地壳流变强度较低, 在俯冲过程中绝大部分地壳物质会被剥离堆积于碰撞区浅表, 持续汇聚导致俯冲侧陆壳物质大规模增厚并向俯冲侧大陆后方蔓延. 地壳俯冲过程中, 首先是上地壳与下地壳之间发生拆离并堆积于表层, 然后下地壳继续俯冲至地幔深度处再与板片发生拆离沿俯冲隧道折返至地表. 部分熔融区域主要局限于俯冲侧增厚上地壳底部(图8c). 这一方面是由于干的基性下地壳很难发生熔融, 另一方面在增厚上地壳放射生热和持续汇聚引发的在壳幔边界和上/下地壳界面处的强烈剪切生热的共同作用下导致上地壳增温, 超出其固相线温度所致.

对于具中等或高流变强度地壳的大陆岩石圈, 当发生不稳定俯冲时, 部分熔融区域主要分布在上覆大陆岩石圈增厚上地壳的底部. 不同于低地壳流变强度, 高的地壳流变强度会使剥离于地表的地壳物质向上覆大陆陆内迁移. 在地壳物质迁移过程中, 一方面上覆大陆地壳的挤压增厚增强地壳放射性生热作用; 更重要的是, 强烈的剪切生热效应致使增厚上地壳底部发生部分熔融. 另外, 中等流变强度地壳模型所产生的地壳部分熔融的体积要小于高流变强度地壳模型, 前者熔体在正浮力作用下从上/下地壳界面向上运移过程中形成一系列底劈构造(如图4d), 而后者没有出现. 在这两种相对较高的地壳流变强度条件下, 均诱发地壳表层和深部缝合线的解耦.

### 5.3 大陆不稳定俯冲的地球动力学意义

与大洋俯冲相比, 陆壳流变性质和大陆岩石圈热结构的多样性造成大陆俯冲碰撞模式的复杂性. 根据大陆板片能否保持其几何和力学完整性, 可将大陆俯冲分为两大类: 稳定俯冲和不稳定俯冲. 前者指在俯冲过程中, 俯冲大陆板片能够保持其力学和几何的完整性而以某一倾角持续稳定俯冲. 根据大陆俯冲倾角大小, 又可将稳定俯冲分为陡俯冲和平俯冲两种. 其中陡俯冲模式在大陆碰撞造山带内比较普遍, 而以喜马拉雅-青藏造山带为代表的大陆长距离平板俯冲则较少发育(吴福元等, 2008; Owens和Zandt, 1997; Tilmann等, 2003; Li等, 2008; Nábělek等, 2009; Zhao等, 2010; Chen等, 2015). 结合本文的模拟结果, 根据大陆板片在俯冲带内的重力不稳定型式, 又可将不稳定俯冲分为“多阶段断离”型、“持续性流入”型和“大规模拆沉”型三类.

大陆俯冲型式在很大程度上制约了大陆碰撞动力学演化过程, 例如大陆碰撞区域的热结构演化、地貌演化以及地壳应力状态等. 具低流变强度地壳的大陆岩石圈的稳定俯冲往往伴随着俯冲侧地壳物质向上覆大陆陆内方向的迁移, 表现为地壳浅部缝合线和深部缝合线的解耦. 然而, 发生不稳定俯冲时持续堆积于碰撞区域的大部分拆离地壳物质会逐渐向俯冲侧大陆后方迁移增厚, 较少进入上覆大陆陆内, 并以俯冲板片的多阶段断离为主要特征. 对于具中等-高流变强度地壳的大陆岩石圈发生不稳定俯冲时, 无论不稳定俯冲分为几个阶段以及前期演化阶段的俯冲型式如何, 一般都会以碰撞区域内增厚岩石圈地幔的大规模拆沉终止. 拆沉之后, 两大陆岩石圈的持续汇

聚则往往伴随着俯冲极性的转变, 这也是与具低流变强度地壳的大陆发生不稳定俯冲时的最大差别. 另外, 对于含低流变地壳或中-高流变强度地壳在发生不稳定俯冲时, 碰撞区域热结构和部分熔融区域演化、浅表地壳应力状态以及地貌演化等三方面都存在明显差异. 具体来说, 对于前者, 持续俯冲造成的拆离地壳物质不断向俯冲侧后方迁移增厚, 碰撞区域内的地壳增温不明显, 地壳内的部分熔融区域有限; 不断挤压增厚的地壳应力始终以挤压应力为主; 造山活动在俯冲带及俯冲大陆内最为显著. 然而, 后者在俯冲演化过程中往往伴随着俯冲侧地壳物质向上覆陆内的迁移, 强烈剪切生热效应会导致碰撞区域内地壳显著增温和部分熔融(如图4所示); 而当地壳增温到一定程度, 尤其是在岩石圈"山根"发生拆沉后, 地壳浅部应力往往从挤压状态转换为拉伸状态(图7e、f); 造山活动一般局限在俯冲带和上覆大陆区域内.

我们的模型结果为合理推断在特定地球动力学背景下孕育何种大陆俯冲模式及其相应的动力学演变过程提供了依据. 例如, 对于普遍认为的在碰撞造山带后期出现的大规模拆沉现象(杨鑫等, 2012; 李曙光等, 2013; Houseman和Molnar, 1997), 我们认为可能仅适用于低速汇聚条件下的具中等-高流变强度地壳的大陆岩石圈碰撞条件下. 根据本研究中对碰撞造山带"大规模拆沉"型不稳定俯冲发育条件的认识, 并结合印度-亚洲大陆碰撞的主要动力学特征: (1) 俯冲的印度大陆为稳定前寒武克拉通, 本身具低温热结构和高流变强度(Şengör, 1999; 吴福元等, 2014); (2) 印度和亚洲大陆碰撞后一直保持着高速汇聚(Lee和Lawver, 1995; van Hinsbergen等, 2011), GPS观测结果显示现今汇聚速率仍可达到~3.6cm/a (Wang等, 2001), 推断在印度大陆和亚洲碰撞初期发生大规模增厚岩石圈拆沉的可能极小, 而更可能形成类似于图9b所示之下插式平板俯冲. 另外, 考虑到上覆的亚洲岩石圈由多个块体拼贴而成且长期受特提斯洋俯冲影响(潘桂棠等, 2002; 莫宣学等, 2003; 莫宣学和潘桂棠, 2006; 吴福元等, 2008; 许志琴等, 2011; Yin和Harrison, 2000), 导致亚洲大陆具有强活动性、高温热结构以及低流变强度特征. 该结构类似于高强度大陆岩石圈俯冲至低强度大陆岩石圈之下的情况. 在这种条件下, 模拟结果显示, 印度大陆的持续向北俯冲可能导致上覆亚洲岩石圈地幔的局部拆离, 而非整个碰撞区域的大规模拆沉(Li等, 2016).

## 6 结论

本文通过二维地球动力学数值模拟方法探讨了大陆汇聚速率、地壳流变性质以及大陆岩石圈热结构等三种主要动力学参数对大陆俯冲碰撞模式的影响与制约, 并重点分析了大陆不稳定俯冲的类型、条件及动力学演化过程, 主要结论如下.

(1) 低地壳流变强度、岩石圈高温热结构或低汇聚速率等动力学条件有利于弱化俯冲大陆板片从而促进大陆不稳定俯冲的形成.

(2) 模拟结果揭示出大陆不稳定俯冲的三种不同类型: "多阶段断离"型、"持续性流入"型和"大规模拆沉"型, 分别与低汇聚速率、中-高速汇聚下的岩石圈高温热结构和低汇聚速率下的中等-高流变强度地壳有关. 具中等-高流变强度地壳的大陆岩石圈发生不稳定俯冲时, 无论经历几个演化阶段且前期演化阶段的俯冲类型如何, 一般都会以碰撞区域内增厚岩石圈地幔的大规模拆沉终止.

(3) 大陆不稳定俯冲条件下, 碰撞带内部的部分熔融分布受地壳流变强度的显著影响. 当地壳流变强度较低时, 部分熔融区域极为有限且多源于俯冲侧大陆的增厚上地壳; 反之, 部分熔融多发育在位于上覆大陆板块的碰撞区域增厚上地壳内部.

**致谢** 感谢中国科学技术大学郑永飞教授对数值模拟边界条件的建议, 感谢中国科学院广州地球化学研究所郭锋研究员的有益讨论和帮助, 感谢三位评审人提出的建设性修改意见.

## 参考文献

郭安林, 张国伟. 2010. 岩石圈HPE热弱化与陆内构造变形. 地学前缘, 17: 374–381

李曙光, 何永胜, 王水炯. 2013. 大别造山带的去山根过程与机制: 碰撞后岩浆岩的年代学和地球化学制约. 科学通报, 58: 2316–2322

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

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

莫宣学, 潘桂棠. 2006. 从特提斯到青藏高原形成: 构造-岩浆事件

的约束. 地学前缘, 13: 43–51
莫宣学, 赵志丹, 邓晋福, 董国臣, 周肃, 郭铁鹰, 张双全, 王亮亮. 2003. 印度-亚洲大陆主碰撞过程的火山作用响应. 地学前缘, 10: 135–148
潘桂棠, 李兴振, 王立全, 丁俊, 陈智梁. 2002. 青藏高原及邻区大地构造单元初步划分. 地质通报, 21: 701–707
宋述光, 王梦珏, 王潮, 牛耀龄. 2015. 大陆造山带碰撞-俯冲-折返-垮塌过程的岩浆作用及大陆地壳净生长. 中国科学: 地球科学, 45: 916–940
王鸿祯. 1997. 地球的节律与大陆动力学的思考. 地学前缘, 4: 1–12
吴福元, 黄宝春, 叶凯, 方爱民. 2008. 青藏高原造山带的垮塌与高原隆升. 岩石学报, 24: 1–30
吴福元, 徐义刚, 朱日祥, 张国伟. 2014. 克拉通岩石圈减薄与破坏. 中国科学: 地球科学, 44: 2358–2372
许志琴, 杨经绥, 李海兵, 嵇少丞, 张泽明, 刘焰. 2011. 印度-亚洲碰撞大地构造. 地质学报, 85: 1–33
杨鑫, 王亚东, 刘兴旺, 郑建京. 2012. 后碰撞伸展环境下的盆地特征与成盆机制. 地质论评, 58: 444–450
曾令森, 刘静. 2006. 大型花岗岩基形成和演化的深部动力学过程: 滴水构造, 钾质火山作用与地表地质过程. 地质通报, 25: 1257–1273
张国伟, 郭安林, 董云鹏, 姚安平. 2011. 大陆地质与大陆构造和大陆动力学. 地学前缘, 18: 1–12
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
郑永飞, 陈伊翔, 戴立群, 赵子福. 2015. 发展板块构造理论: 从洋壳俯冲带到碰撞造山带. 中国科学: 地球科学, 45: 711–735
郑永飞, 陈仁旭, 徐峥, 张少兵. 2016. 俯冲带中的水迁移. 中国科学: 地球科学, 46: 253–286
Babeyko A Y, Sobolev S V. 2008. High-resolution numerical modeling of stress distribution in visco-elasto-plastic subducting slabs. Lithos, 103: 205–216
Bittner D, Schmeling H. 1995. Numerical Modelling of Melting Processes and Induced Diapirism In the Lower Crust. Geophys J Int, 123: 59–70
Brace W F, Kohlstedt D L. 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. J Geophys Res, 85: 6248–6252
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
Burg J P, Podladchikov Y. 2000. From buckling to asymmetric folding of the continental lithosphere: Numerical modelling and application to the Himalayan syntaxes. Geol Soc London Spec Publ, 170: 219–236
Burov E B, Molnar P. 1998. Gravity anomalies over the Ferghana Valley (central Asia) and intracontinental deformation. J Geophys Res, 103: 18137–18152
Burov E, Francois T, Agard P, Le Pourhiet L, Meyer B, Tirel C, Lebedev S, Yamato P, Brun J P. 2014. Rheological and geodynamic controls on the mechanisms of subduction and HP/UHP exhumation of crustal rocks during continental collision: Insights from numerical models. Tectonophysics, 631: 212–250
Burov E, Francois T, Yamato P, Wolf S. 2012. Mechanisms of continental subduction and exhumation of HP and UHP rocks. Gondwana Res, 25: 464–493
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
Chen Y, Li W, Yuan X, Badal J, Teng J. 2015. Tearing of the Indian lithospheric slab beneath southern Tibet revealed by SKS-wave splitting measurements. Earth Planet Sci Lett, 413: 13–24
Chopin C. 2003. Ultrahigh-pressure metamorphism: Tracing continental crust into the mantle. Earth Planet Sci Lett, 212: 1–14
Clauser C, Huenges E. 1995. Thermal conductivity of rocks and minerals. AGU Ref Shelf, 3: 105–126
Cloetingh S A P L, Burov E, Matenco L, Toussaint G, Bertotti G, Andriessen P A M, Wortel M J R, Spakman W. 2004. Thermo-mechanical controls on the mode of continental collision in the SE Carpathians (Romania). Earth Planet Sci Lett, 218: 57–76
Cloetingh S, Burov E, Poliakov A. 1999. Lithosphere folding: Primary response to compression? (from central Asia to Paris basin). Tectonics, 18: 1064–1083
Conrad C P, Molnar P. 1997. The growth of Rayleigh-Taylor-type instabilities in the lithosphere for various rheological and density structures. Geophys J Int, 129: 95–112
Huw Davies J, von Blanckenburg F. 1995. Slab breakoff: A model of lithosphere detachment and its test in the magmatism and deformation of collisional orogens. Earth Planet Sci Lett, 129: 85–102
Faccenda M, Gerya T V, Chakraborty S. 2008. Styles of post-subduction collisional orogeny: Influence of convergence velocity, crustal rheology and radiogenic heat production. Lithos, 103: 257–287
Gerya T V, Yuen D A. 2003a. Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties. Phys Earth Planet Inter, 140: 293–318
Gerya T V, Yuen D A. 2003b. Rayleigh–Taylor instabilities from hydration and melting propel ‘cold plumes’ at subduction zones. Earth Planet Sci Lett, 212: 47–62
Gray R, Pysklywec R N. 2012. Geodynamic models of mature continental collision: Evolution of an orogen from lithospheric subduction to continental retreat/delamination. J Geophys Res, 117(B03408): 1–14
Green D H, Ringwood A E. 1967. An experimental investigation of the

gabbro to eclogite transformation and its petrological applications. Geochim Cosmochim Acta, 31: 767–833

Hermann J F. 2002. Experimental constraints on phase relations in subducted continental crust. Contrib Mineral Petrol, 143: 219–235

Hofmeister A M. 1999. Mantle Values of Thermal Conductivity and the Geotherm from Phonon Lifetimes. Science, 283: 1699–1706

Houseman G A, Molnar P. 1997. Gravitational (Rayleigh-Taylor) instability of a layer with non-linear viscosity and convective thinning of continental lithosphere. Geophys J Int, 128: 125–150

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

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

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

Lallemand S, Heuret A, Boutelier D. 2005. On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal nature in subduction zones. Geochem Geophys Geosyst, 6(Q09006): 1–18

Lee T Y, Lawver L A. 1995. Cenozoic plate reconstruction of Southeast Asia. Tectonophysics, 251: 85–138

Li C, van der Hilst R D, Meltzer A S, Engdahl E R. 2008. Subduction of the Indian lithosphere beneath the Tibetan Plateau and Burma. Earth Planet Sci Lett, 274: 157–168

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 modelling. J Metamorph Geol, 28: 227–247

Li Z H, 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 ultrahigh-pressure terrane in eastern China. J Geophys Res, 114(B09406): 1–27

Li Z H, Liu M, Gerya T. 2016. Lithosphere delamination in continental collisional orogens: A systematic numerical study. J Geophys Res Solid Earth, 121: 5186–5211

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

Liou J G, Ernst W G, Zhang R Y, Tsujimori T, Jahn B M. 2009. Ultrahigh-pressure minerals and metamorphic terranes—The view from China. J Asian Earth Sci, 35: 199–231

Nábelek J, Hetényi G, Vergne J, Sapkota S, Kafle B, Jiang M, Su H, Chen J, Huang B S, Huang B S. 2009. Underplating in the Himalaya-Tibet Collision Zone Revealed by the Hi-CLIMB Experiment. Science, 325: 1371–1374

Owens T J, Zandt G. 1997. Implications of crustal property variations for models of Tibetan plateau evolution. Nature, 387: 37–43

Radulescu F. 1988. Seismic models of the crustal structure in Romania. Rev Roum Geol Geophys Geogr Ser Geophys, 32: 13–17

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

Ranalli G. 1995. Rheology of the Earth. 2nd ed. London: Springer

Şengör A M C. 1999. Continental interiors and cratons: Any relation? Tectonophysics, 305: 1–42

Tilmann F, Ni J, Ni J. 2003. Seismic imaging of the downwelling Indian lithosphere beneath Central Tibet. Science, 300: 1424–1427

Toussaint G, Burov E, Jolivet L. 2004. Continental plate collision: Unstable vs. stable slab dynamics. Geology, 32: 33–36

Turcotte D L, Schubert G. 2002. Geodynamics. 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press

Ueda K, Gerya T, Sobolev S V. 2008. Subduction initiation by thermal-chemical plumes: Numerical studies. Phys Earth Planet Inter, 171: 296–312

van Hinsbergen D J J, Steinberger B, Doubrovine P V, Gassmoller R. 2011. Acceleration and deceleration of India-Asia convergence since the Cretaceous: Roles of mantle plumes and continental collision. J Geophys Res, 116(B06101): 1–20

von Blanckenburg F, Davies J H. 1995. Slab breakoff: A model for syncollisional magmatism and tectonics in the Alps. Tectonics, 14: 120–131

Wang Q, Zhang P Z, Freymueller J T, Bilham R, Larson K M, Lai X, You X, Niu Z, Wu J, Li Y, Liu J, Yang Z, Chen Q. 2001. Present-day crustal deformation in China constrained by global positioning system measurements. Science, 294: 574–577

Warren C J. 2013. Exhumation of (ultra-)high-pressure terranes: Concepts and mechanisms. Solid Earth, 4: 75–92

Wortel M J R, Spakman W. 2000. Subduction and slab detachment in the Mediterranean-Carpathian Region. Science, 290: 1910–1917

Yin A, Harrison T M. 2000. Geologic evolution of the Himalayan-Tibetan Orogen. Annu Rev Earth Planet Sci, 28: 211–280

Zhao J, Yuan X, Liu H, Kumar P, Pei S, Kind R, Zhang Z, Teng J, Ding L, Gao X, Xu Q, Wang W. 2010. The boundary between the Indian and Asian tectonic plates below Tibet. Proc Natl Acad Sci USA, 107: 11229–11233

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