

PENDI DIRECHANG HE
YOUJIZHI YANHUA
DONGTAI MONI YUANLI
FANGFA YU SHIJIAN

盆地地热场和 有机质演化动态模拟 原理、方法与实践

李 星 吴冲龙 姚书振 著



中国地质大学出版社
ZHONGGUO DIZHI DAXUE CHUBANSHE

中国地质大学(武汉)学术著作出版基金

油气成藏过程定量评价系统研制项目

含油气盆地定量分析系统研究项目

联合资助

海上油气勘探目标模拟评价系统研究项目

国家自然科学基金面上项目(40772196)

盆地地热场和有机质演化 动态模拟原理、方法与实践

PENDI DIRECHANG HE YOUJIZHI YANHUA
DONGTAI MONI YUANLI FANGFA YU SHIJIAN

李 星 吴冲龙 姚书振 著



中国地质大学出版社

ZHONGGUO DIZHI DAXUE CHUBANSHE

图书在版编目(CIP)数据

盆地地热场和有机质演化动态模拟原理、方法与实践/李星,吴冲龙,姚书振著. —武汉:中国地质大学出版社,2009.11

ISBN 978-7-5625-2312-3

I. 盆…

II. ①李…②吴…③姚…

III. 盆地-地热-地质动态模型-研究

IV. P314

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 184058 号

盆地地热场和有机质演化动态模拟原理、方法与实践

PENDI DIRECHANG HE YOUJIZHI YANHUA

李星 吴冲龙 姚书振 著

DONGTAI MONI YUANLI FANGFA YU SHIJIAN

责任编辑:方 菊 谌福兴

策划组稿:方 菊 张晓红

责任校对:戴 莹

出版发行:中国地质大学出版社(武汉市洪山区鲁磨路 388 号)

邮政编码:430074

电话:(027)67883511

传真:(027)67883580

E-mail:cbb@cug.edu.cn

经 销:全国新华书店

<http://www.cugp.cn>

开本:787mm×1092mm 1/16

字数:230 千字 印张:8.75

版次:2009 年 11 月第 1 版

印次:2009 年 11 月第 1 次印刷

印刷:武汉中远印务有限公司

印数:1—500 册

ISBN 978-7-5625-2312-3

定价:36.00 元

如有印装质量问题请与印刷厂联系调换

前言

油气成藏动力学模拟与评价作为一项综合性的高新技术,是对盆地模拟和油气资源定量评价技术的继承和发展,对深化地质认识、降低油气勘探风险、提高勘探效益有着重大意义。热力学条件是有机质成熟和烃类生成、转化的基本条件之一,盆地地热场对于油气的生成、保存和破坏具有普遍的控制意义。因此,盆地地热场和有机质演化动态模拟,不仅是油气成藏动力学模拟与评价的重要组成部分,也是实现盆地整体模拟的基础。近二十多年以来,国外许多学者在该领域做了大量研究工作,并取得了一定进展。国内学者在吸收国外先进研究成果的基础上也有不少创新。但在该领域仍有一系列理论、方法和技术等问题没有得到很好的解决,不能满足生产与科研的需要。为此,本书从数学、物理学、地质学以及计算机科学等多个角度,对盆地地热场和有机质演化动态模拟的基本理论和方法进行了较为系统的探讨和研究。主要研究内容如下。

应用微积分理论、傅里叶(Fourier)热平衡原理以及盆地地热场的基本知识,推导出非均质、各向同性三维热传导方程,并对其定解条件的数学、物理意义进行了详细说明。对盆地地热场的组成(包括正常地热场和附加地热场)、盆地地热场的分层模型(包括过压实段子模型、欠压实段子模型和正常压实段子模型)等基本概念进行了充分论述,并给出相对应的数学模型。

在盆地地热场的模拟中,除了选择正确的数学模型外,地表温度、基底热流、初始温度等定解条件的确定以及热导率、比热、密度、放射性生热率等物理参数的选取,对模拟结果也起着至关重要的作用。为此,本书对盆地地热场的重要参数及其获取方法,做了较为全面的阐述,逐一给出热导率、比热、密度、放射性生热率、热流和温度梯度的基本定义、常用单位、换算关系,并指出各参数之间的内在联系。

盆地地热场动态演化,是在三维空间内进行的。但在具体模拟过程中,我们往往根据需要,将三维盆地地热场动态模拟问题,简化为二维甚至一维模拟问题。本书遵循从易到难的原则,依次讨论一维、二维和三维盆地地热场的动态模拟问题。

一维单井地热演化动态模拟是地热场动态模拟的基础。一维地热场分为:①一维稳态地热场(属正常地热场),对应一维稳态热传导方程;②一维非稳态地热场(属附加地热场),对应一维非稳态热传导方程。对于一维稳态热传导方程,我们针对热导率 k 和放射性生热率 A 的各种情况,分别推导出相应的解析解。进而在已知地表温度 T_0 和地表热流 q_0 的前提下,求出任意深度 z 处的温度 $T(z)$ 和热流 $q(z)$,也包括基底热流 q_b 。对于一维非稳态热传导方程,我们针对均匀介质以及放射性生热率随深度、时间而变化的情况,推导出相应的解析解。进而在已知地表温度 $T_0(t)$ 和基底热流 $q_b(t)$ [或基底温度 $T_1(t)$]的前提下,求出任意时刻 t ,任意深度 z 处的温度 $T(z,t)$ 和热流 $q(z,t)$ 。

当地壳热事件发生时,一维稳态地热场转化为一维非稳态地热场。盆地内各点温度可能发生很大变化,每一点温度也随时间的延续而变化。但因为热流值与温度梯度有关,而与温度本身的高低没有直接联系,况且基底热流的来源并未发生改变,仍然主要是来自地幔的热流,所以我们可以用稳态地热场的基底热流来近似代替非稳态地热场的基底热流。我们还可用一维稳态地热场得到的基底热流,结合曲线插值和曲面插值方法,求出二维、三维非稳态盆地地热场动态模拟所需要的基底热流。当时间延续到一定程度,非稳态地热场又会越过不平衡状态逐渐过渡到稳态地热场。

对于二维非稳态盆地地热场所对应的二维非均质、各向同性热传导方程,我们采用有限元法,推导出其数值计算公式,并以 IDL 语言为平台,研制开发了相应的程序软件,对包含有岩体侵入、地下流体和放射性生热等情形的理想热演化过程进行了动态模拟,取得了良好的模拟效果。但在二维盆地地热场的动态模拟中,我们认为 y 轴方向的温度和各种参数不发生变化,故二维模型同一维模型一样,也是经过简化的理想模型,不能完全客观地反映实际情况。因此,三维盆地地热场的动态模拟,才是我们最终需要研究和解决的问题。

对于三维非稳态盆地地热场所对应的三维非均质、各向同性热传导方程,我们分别采用非等间距差分法和有限元法,推导出其数值计算公式。这两种方法各有其优缺点:差分法的理论较为简单,计算量较小,但适应范围小,精度较低;有限元法的理论相对较难,计算量稍大,但适用范围很广,精度也能达到要求。我们应用差分法,对上覆地层分别为 1 000m、2 000m 和 4 000m 的三维理想盆地地热场的演化过程进行了动态模拟,取得了与实际相符合的模拟结果。

镜质组反射率 R_o 值是一种有效性较高、易于准确测定而又代价低廉的古温度计。我们首先根据 Wu Chong long(1991)提出的 $T-t-R_o$ 经验公式,给出岩层有机质成熟度演化的模拟方法,又对 Lopatin(1971)提出的时间温度指数(TTI)概念及 $TTI-R_o$ 法进行修改和完善。应用这些方法,有效地解决了煤和岩层有机质在多热源多阶段叠加作用下演化过程的描述问题,实现了岩层有机质成熟度和煤阶的动态模拟。以此为基础,再运用裂变径迹法、流体包裹体法,我们有可能深入地分析地热场的组成、相互关系及其叠加作用,进而追索其动态变化历程。

根据盆地地热场和有机质演化动态模拟原理和方法,遵循从实体模型到概念模型再到方法模型,最后转换为软件模型的顺序,采用新一代可视化语言 IDL 作为软件开发平台,研制开发了盆地地热场动态模拟系统。又遵循从地质模型到方法模型再到模拟模型的顺序,并以百色盆地为例,对百色盆地东部田东坳陷盆地地热场和有机质演化进行了动态模拟,具体给出了具有代表性剖面 BS99-69 的模拟结果。经检验,模拟结果与实际情况较为吻合。

总之,本书大量引入数学、物理学的思想和计算机科学的理论,简洁而准确地对所研究的问题进行刻画与描述,较为系统地阐述了盆地地热场和有机质演化动态模拟的理论和方法,研制开发了盆地地热场和有机质演化动态模拟系统,结合百色盆地,给出具体模拟实例。但由于时间仓促以及作者水平所限,对于书中不妥之处和未能完成的工作深表歉意,并请读者不吝赐教。

著者

2009 年 5 月

目 录

第一章 盆地地热场的基本概念	(1)
第一节 盆地地热场数学模型建立	(1)
一、热传导方程的建立	(1)
二、热传导方程的定解条件	(3)
第二节 盆地地热场的组成	(4)
第三节 盆地地热场的分层模型及其耦合	(5)
一、过压实段子模型	(5)
二、欠压实段子模型	(6)
三、正常压实段子模型	(6)
四、分层子模型的耦合	(6)
第四节 小结	(7)
第二章 盆地地热场的重要参数及其获取方法	(9)
第一节 沉积物的热导率、比热、密度及生热率	(9)
一、热导率的基本概念	(9)
二、温度对热导率的影响	(10)
三、热导率与孔隙率的关系	(10)
四、估算沉积物热导率的双重回归分析法	(11)
五、比热的基本概念	(12)
六、密度的基本概念	(12)
七、放射性生热率	(13)
第二节 温度梯度与热流	(14)
一、温度梯度的基本概念	(14)
二、热流的基本概念	(14)
三、大地热流和地幔热流	(15)
第三节 小结	(16)
第三章 一维单井地热演化动态模拟	(19)
第一节 一维稳态热传导方程的解析解及模拟结果分析	(19)
一、热导率为常数且放射性生热率为零的情形	(19)
二、热导率为常数且放射性生热率为非零常数的情形	(21)

三、热导率为常数且放射性生热率随深度变化的情形	(21)
四、热导率随温度变化且放射性生热率随深度变化的情形	(22)
第二节 一维非稳态热传导方程的解析解	(24)
一、齐次方程齐次边界条件定解问题	(25)
二、齐次方程非齐次边界条件定解问题	(26)
三、非齐次方程非齐次边界条件定解问题	(27)
四、第一类非齐次边界条件定解问题	(30)
第三节 一维理想地热演化过程动态模拟及结果分析	(31)
一、已知地表温度基底温度的情形	(31)
二、已知地表温度基底温度和生热率的情形	(33)
三、已知地表温度基底热流的情形	(34)
四、已知地表温度基底热流和生热率的情形	(37)
第四节 小结	(38)
第四章 二维剖面地热演化动态模拟	(40)
第一节 二维热传导方程有限元数值求解	(40)
一、迦辽金方程	(40)
二、刚度矩阵的计算	(43)
三、源汇项及边界条件的处理	(44)
第二节 二维理想地热演化过程动态模拟及结果分析	(45)
一、有岩体侵入的热演化过程	(45)
二、考虑放射性生热的热演化过程	(49)
三、地下流体对热演化过程的影响	(52)
第三节 小结	(60)
第五章 三维盆地地热演化动态模拟	(62)
第一节 三维热传导方程有限差分数值求解	(62)
第二节 三维热传导方程有限单元数值求解	(65)
一、迦辽金方程	(66)
二、刚度矩阵的计算	(68)
三、源汇项及边界条件的处理	(69)
第三节 三维理想地热演化过程动态模拟及结果分析	(71)
一、上覆地层为 1 000m 的模拟结果	(71)
二、上覆地层为 2 000m 的模拟结果	(75)
三、上覆地层为 4 000m 的模拟结果	(79)
第四节 小结	(83)
第六章 有机质热演化动态模拟	(85)
第一节 计算镜质组反射率的 $T-t-R$ 法	(85)
一、 $T-t-R$ 经验公式及其性质	(85)

二、 $T-t-R_0$ 法的数值计算原理及模拟实现	(86)
第二节 计算镜质组反射率的 $TTI-R_0$ 法	(88)
第三节 磷灰石裂变径迹分析原理	(89)
第四节 包裹体测温原理及方法	(92)
一、包裹体测温原理	(92)
二、包裹体测温的数学模型及其数据可靠性分析	(93)
第五节 小结	(94)
第七章 盆地地热场和有机质演化动态模拟系统	(95)
第一节 总体设计思路及功能模块简介	(95)
第二节 主要子模块设计思路和流程	(96)
第三节 小结	(101)
第八章 应用实例分析——以广西百色盆地为例	(102)
第一节 盆地地质概况	(102)
第二节 盆地石油地质条件	(104)
第三节 盆地热演化地质模型、方法模型和参数模型	(105)
一、百色盆地热演化的地质模型	(106)
二、盆地地热场模拟的方法模型	(107)
三、盆地地热场模拟的参数模型	(108)
第四节 百色盆地地热场和有机质演化动态模拟	(109)
一、百色盆地东部田东坳陷地热场动态模拟	(110)
二、百色盆地东部田东坳陷 R_0 动态模拟	(122)
第五节 小结	(125)
参考文献	(127)

第一章 盆地地热场的基本概念

所谓盆地地热场是指沉积盆地形成演化过程中内部各点的地热流状态连同沉积物所组成的空间整体(吴冲龙,杨起等,1997)。盆地内各点的地热流状态,通常用沉积岩系各点地热流的大小和方向来描述。热流总是从高温区流向低温区的,地壳中只要存在着温度的差别,便会有地热流的运动。要解决盆地热传导问题,就需要了解盆地地热场数学模型的建立、盆地地热场的组成、盆地地热场分层模型及子模型的耦合等内容。

第一节 盆地地热场数学模型建立

由于热量的传导过程总是表现为温度随时间和点的位置的变化而改变,本节我们根据傅里叶(Fourier)热平衡原理以及微积分学中的微元法,推导出非均质且各向同性的导热体在传热过程中温度所满足的偏微分方程,并给出定解条件。

一、热传导方程的建立

设空间区域 Ω 的正向(外侧)边界曲面为 Σ (图1-1), Ω 内各点 (x, y, z) 在时刻 t 的温度为 $T = T(x, y, z, t)$ 。

在 Ω 内任取一个小区域 v ,设 v 的正向(外侧)边界曲面为 S , S 的外法单位向量为 $\mathbf{n} = (\cos\alpha, \cos\beta, \cos\gamma)$,又任取一个时间段 $[t_1, t_2]$, $t \in (t_1, t_2)$,则从 t 到 $t + dt$ 的微小时间段 dt 内,通过 S 上的微小面积 dS ,流入小区域 v 的热量

$$dQ_1 = k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} dS dt$$

其中 $k = k(x, y, z)$ 是热导率(当温度变化率为1时,在单位时间内通过单位面积的热量。详见第二章第一节)。

根据微积分学中的微元法,可知从 t_1 到 t_2 通过封闭曲面 S 流入区域 v 的热量

$$Q_1 = \int_{t_1}^{t_2} \left[\oint_S k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} dS \right] dt$$

如果生热率 $F = F(x, y, z, t)$ (在单位时间内从单位体积的物质中产生的热量,详见第二章第一节),则 v 中的微小区域 dv ,在微小时间段 dt 内,所产生的热量

$$dQ_2 = F(x, y, z, t) dv dt$$

根据微积分学中的微元法,可知小区域 v 在时间段 $[t_1, t_2]$ 内,所产生的热量 Q_2 为

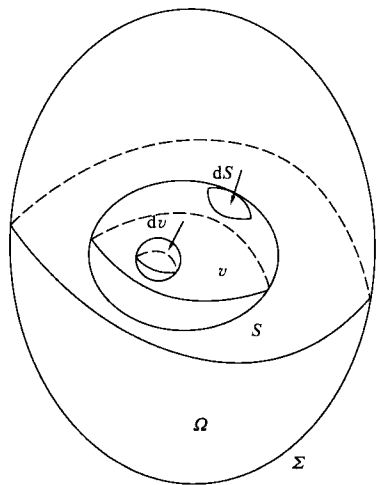


图1-1 热传导方程建立辅助图

$$Q_2 = \int_{t_1}^{t_2} \left[\iiint_v F(x, y, z, t) dv \right] dt$$

根据上述推导可知,小区域 v 在时间段 $[t_1, t_2]$ 内获得的总热量

$$Q_1 + Q_2 = \int_{t_1}^{t_2} \left[\oiint_S k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} dS \right] dt + \int_{t_1}^{t_2} \left[\iiint_v F(x, y, z, t) dv \right] dt$$

根据方向导数、两类曲面积分的关系和高斯公式,可得

$$\begin{aligned} \oiint_S k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} dS &= \oiint_S \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \cos \alpha + k \frac{\partial T}{\partial y} \cos \beta + k \frac{\partial T}{\partial z} \cos \gamma \right) dS \\ &= \oiint_S k \frac{\partial T}{\partial x} dy dz + k \frac{\partial T}{\partial y} dz dx + k \frac{\partial T}{\partial z} dx dy \\ &= \iiint_v \left[\frac{\partial T}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial T}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dv \end{aligned}$$

于是,

$$\begin{aligned} Q_1 + Q_2 &= \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \iiint_v \left[\frac{\partial T}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial T}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dv \right\} dt \\ &\quad + \int_{t_1}^{t_2} \left[\iiint_v F(x, y, z, t) dv \right] dt \end{aligned}$$

在时间段 $[t_1, t_2]$ 内,小区域 v 获得热量 $Q_1 + Q_2$,使得 v 中各点 (x, y, z) 温度从 $T(x, y, z, t_1)$ 变到 $T(x, y, z, t_2)$ 。如果比热 $c = c(x, y, z)$ (单位质量的物质温度升高 1°C 所需要的热量,详见第二章第一节)、密度 $\rho = \rho(x, y, z)$ (单位体积内的质量,详见第二章第一节),则在该段时间内, v 中的微小区域 dv ,由于温度的升高,所吸收的热量

$$dQ_3 = c\rho [T(x, y, z, t_2) - T(x, y, z, t_1)] dv$$

根据微积分学中的微元法,可知在时间段 $[t_1, t_2]$ 内,由于 v 中各点温度升高,所吸收的热量

$$Q_3 = \iiint_v c\rho [T(x, y, z, t_2) - T(x, y, z, t_1)] dv$$

由牛顿(Newton)-莱布尼茨(Leibniz)公式,可知

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} dt = T(x, y, z, t_2) - T(x, y, z, t_1)$$

于是,

$$\begin{aligned} Q_3 &= \iiint_v c\rho \left[\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} dt \right] dv \\ &= \iiint_v \left[\int_{t_1}^{t_2} c\rho \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} dt \right] dv \\ &= \iiint_v \left[\int_{t_1}^{t_2} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} dt \right] dv \end{aligned}$$

交换积分次序,得

$$Q_3 = \int_{t_1}^{t_2} \left[\iiint_v c\rho \frac{\partial T}{\partial t} dv \right] dt$$

根据傅里叶热平衡原理,可知 $Q_1 + Q_2 = Q_3$, 即

$$\int_{t_1}^{t_2} \left\{ \iiint_V \left[k \frac{\partial T}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial T}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dv \right\} dt + \int_{t_1}^{t_2} \left[\iiint_V F(x, y, z, t) dv \right] dt \\ = \int_{t_1}^{t_2} \left[\iiint_V c \rho \frac{\partial T}{\partial t} dv \right] dt$$

由 Ω 内小区域 v 及时间段 $[t_1, t_2]$ 的任意性可知, 研究区域 Ω 内任意点 (x, y, z) 在任意时刻 $t (t > 0)$ 的温度 $T = T(x, y, z, t)$ 满足方程

$$\frac{\partial T}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial T}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F(x, y, z, t) = c \rho \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (x, y, z) \in \Omega, \quad t > 0$$

该方程为研究区域 Ω 内的非均质各向同性三维热传导方程。

二、热传导方程的定解条件

上面讨论的是, 如何将一个实际问题所具有的物理规律用数学公式表达出来。但由于任何一个具体的物理现象都是处在一个特定的条件之下, 因此我们还需要将这个问题所具有的特定条件, 也用数学公式表达出来。在热传导问题中, 给出的条件应该能够说明这一物理现象的初始状态和边界上的约束情况。用以说明初始状态的条件称为初始条件, 用以说明边界约束情况的条件称为边界条件。初始条件和边界条件统称为定解条件。

对于热传导方程来说, 初始条件是指开始时刻物体温度的分布情况。若用 $\varphi(x, y, z)$ 表示 $t=0$ 时, 物体内任意点 (x, y, z) 的温度, 则热传导方程的初始条件就是

$$T(x, y, z, t) \big|_{t=0} = \varphi(x, y, z)$$

简写为

$$T \big|_{t=0} = \varphi(x, y, z)$$

在热传导过程中, 如果区域 Ω 的边界 Σ 上各点温度为已知函数 $f(x, y, z, t)$, 那么这时的边界条件为

$$T(x, y, z, t) \big|_{\Sigma} = T_0(x, y, z, t)$$

简写为

$$T \big|_{\Sigma} = T_0(x, y, z, t)$$

设 $\mathbf{n}$ 为 Σ 的外法向量, 且沿 Σ 法线方向, 从外向内的热流值 $q = q(x, y, z, t)$ (单位时间内通过单位面积的热量, 详见第二章第二节), 则此时的边界条件为

$$k(x, y, z) \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \bigg|_{\Sigma} = q(x, y, z, t)$$

简写为

$$k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \bigg|_{\Sigma} = q \quad \text{或} \quad \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \bigg|_{\Sigma} = \frac{q}{k}$$

综上所述, 若在边界 Σ 上给出温度 T 的函数值, 即 $T \big|_{\Sigma} = T_0(x, y, z, t)$, 则这种形式的边界条件称为第一类边界条件; 若在边界 Σ 上给出温度 T 的导数 (或偏导数) 值, 即 $\frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \bigg|_{\Sigma} = \frac{q}{k}$, 则这种形式的边界条件称为第二类边界条件。

如果在边界曲面 Σ 的一部分 Σ_1 上给出第一类边界条件 $T \big|_{\Sigma_1} = T_0(x, y, z, t)$, 在 Σ 的另一部分 Σ_2 上给出第二类边界条件 $\frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \bigg|_{\Sigma_2} = \frac{q}{k}$ (其中 $\Sigma = \Sigma_1 + \Sigma_2$), 那么边界条件可写为

$$\begin{cases} T|_{\Sigma_1} = T_0(x, y, z, t) \\ \left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Sigma_2} = \frac{q}{k} \end{cases}$$

微分方程和定解条件统称为定解问题。于是我们得到热传导过程的定解问题为

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial T}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F(x, y, z, t) = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \\ T|_{\Sigma_1} = T_0(x, y, z, t) \\ \left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Sigma_2} = \frac{q}{k} \\ T|_{t=0} = \varphi(x, y, z) \end{cases}$$

其中 $\Sigma_1 + \Sigma_2 = \Sigma$ 为研究区域 Ω 的正向边界曲面。

第二节 盆地地热场的组成

因为热量的传导过程总是表现为温度随时间和点的位置变化而变化,所以解决热传导问题就是求物体内部温度的动态分布。地热流的基本运动状态有两种:①稳定状态或平衡状态;②过渡状态或不平衡状态。

在第一种状态下,温度是空间位置的函数,其分布不随时间而变化,即

$$T = T(x, y, z)$$

就热传导而言,有

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (1-1)$$

式中, $k = k(x, y, z)$ 为热导率 $[\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})]$ 。(1-1)式表明,每一单位体积的物质在这个过程中既不获得热量也不失去热量,或者说获得和失去的热量相等。

在第二种状态下,温度不仅随位置的迁移而变化,而且随着时间的延续而变化,即

$$T = T(x, y, z, t)$$

同样就热传导而言,有

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1-2)$$

式中, $k = k(x, y, z)$ 为热导率 $[\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})]$ 。 $\rho = \rho(x, y, z)$ 为岩石密度 (kg/m^3) , $c = c(x, y, z)$ 为岩石热容 $[\text{J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})]$ 。(1-2)式表明,单位体积的物质在过渡状态中得到或失去的热量,与温度的变化乘以体积热容量所得的积相等。或者说,过渡状态下物质的热特性是由热扩散率所控制。

一般地说,地壳中的热事件发生时,原有的热平衡状态便被打破并转入过渡的不平衡状态;但当时间延续到一定长度,又会逐渐越过不平衡状态而趋向稳定的平衡状态。过渡状态延续时间的长短,决定于热事件的性质、规模及沉积岩系的热物理性质(热导率、密度、比热)和热传递方式(热传导、热对流及热辐射)。能打破地壳热流平衡状态的热事件,大致包括深部地幔热柱的形成、莫霍面的上隆、地壳的裂隙、岩浆的侵入和断裂的生成等。上述热事件可以互为因果关系,也可以单独起作用。

根据热力学的一般原理,正常地幔热流和地壳放射性元素蜕变热流属于稳态地热流,所合成的地热流可称为正常地热流;而各种构造-岩浆热事件产生的地热流属于非稳态地热流,所合成的地热流可称为附加地热流。深部地幔热柱形成和莫霍面上隆所产生的附加地热流不易与正常地幔热流分开,可以与正常地热流合并计算。与此相应,盆地地热场也可以划分出正常地热场和附加地热场两种成分。

根据这一认识,综合运用裂变径迹法、流体包裹体法(柳少波等,1997)等,我们有可能深入地分析古地热流(场)的组成、相互关系及其叠加作用,进而追索其动态变化历程。

第三节 盆地地热场的分层模型及其耦合

热的输入、在沉积物内的再分配和输出,是包括沉积盆地在内的上地壳热演化的主要内容,其内在的控制机理是热传递。地壳内的热传递方式有三种,即热传导、热对流和热辐射。通常认为,在这三种热传递方式中,热传导作用在沉积盆地中的各个位置和各个时间段里都有重要意义,而热对流和热辐射作用则仅在特定的位置和时间中有意义。

考虑到热传递作用(主要是热传导和热对流)在不同层位、不同孔隙度和不同地层压力条件下有显著不同的表现,特将热演化概念模型分解为三个子模型,即过压实段子模型、欠压实段子模型和正常压实段子模型(图 1-2)。三个子模型之间的转换以孔隙度 ϕ 作为开关变量。根据地壳及盆地的分层热传递概念模型,可建立相应的盆地热演化数学模型。

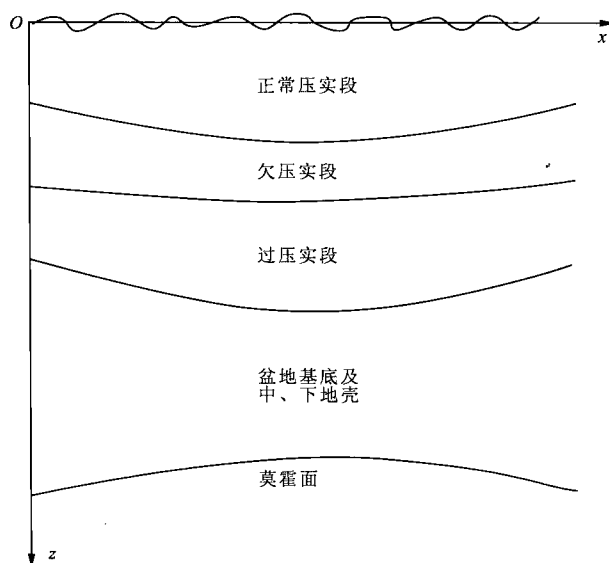


图 1-2 盆地深成地热场的分层模型

一、过压实段子模型

该层从欠压实段底部起至盆地结晶基底。该段孔隙度极小,流体很少,各种热对流均可忽

略不计,唯有岩浆侵入与热液上升具有重要意义。热传递主要以热传导的方式进行。考虑到中、下地壳的热传导特征与此相似,也可归入该段。对应的热演化方程为

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) + F = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1-3)$$

式中, t 为从模拟初始时刻算起的时间, s; $T = T(x, y, z, t)$ 为古地温, $^{\circ}\text{C}$; $k = k(x, y, z)$ 为地下孔隙介质热导率, $\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$; ρ 为地下孔隙介质的联合密度, kg/m^3 ; c 为地下孔隙介质的比热, $\text{J}/(\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})$; $F = F(x, y, z, t)$ 为热源, W/m^3 , 一般指放射性生热率。

二、欠压实段子模型

欠压实段即通常称为超压段,其顶面由 ψ 值决定。这一层段中存在着超压流体,故模型着重考虑热传导和超压条件下的热对流。欠压实段的热演化方程可表示为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) \\ & - c_f \rho_f \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(v_x T) + \frac{\partial}{\partial y}(v_y T) + \frac{\partial}{\partial z}(v_z T) \right\} + F \\ & = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned} \quad (1-4)$$

式中, $k = k(x, y, z)$ 为地下介质热导率, $\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$; $\rho = \rho_s(1 - \psi) + \rho_f \psi$ 为地下孔隙介质的联合密度, kg/m^3 , 其中 ρ_s, ρ_f (常数) 分别为骨架与地下流体的密度; $c = c_s(1 - \psi) + c_f \psi$ 为地下介质的比热, 其中 c_s, c_f (常数) 分别为骨架与地下流体的比热; v_x, v_y, v_z 分别为超压流体速度 $\mathbf{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$ 在 x, y, z 方向的分量, m/s ; 其他符号含义同(1-3)式。

三、正常压实段子模型

这一层段从地表至欠压实段顶面,热传导仍具有重要意义,而热对流增强,而且越近地表热对流越显得重要。不但有沉积物正常压实产生的单向渗流,还有温差造成的循环对流都需一并考虑。在该层段中,随着沉积与沉降的不断进行,沉积物被逐步压实,部分沉积水从孔隙中被排挤出来。同时,在与补给区连通的高孔隙度层段,由地势和重力驱动的循环也起了重要作用。正常压实段的热演化方程可表示为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) \\ & - c_f \rho_f \left\{ \frac{\partial}{\partial x}[(v_x + u_x)T] + \frac{\partial}{\partial y}[(v_y + u_y)T] + \frac{\partial}{\partial z}[(v_z + u_z)T] \right\} + F \\ & = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned} \quad (1-5)$$

式中, u_x, u_y, u_z 分别为自由对流速度 $\mathbf{u} = \{u_x, u_y, u_z\}$ 在 x, y, z 方向的分量, m/s ; 其他符号含义同前。

四、分层子模型的耦合

从地热场分层模型所对应的三个热演化方程(1-3)式、(1-4)式、(1-5)式可以看出,当自由对流速度 $\mathbf{u} = \{u_x, u_y, u_z\} = \mathbf{0}$ (即 $u_x = u_y = u_z = 0$), 则正常压实段子模型所对应的热演化方程(1-5)就化为欠压实段(超压层段)子模型对应的热演化方程(1-4);而当超压流体速度 $\mathbf{v}$

$=\{v_x, v_y, v_z\}=\mathbf{0}$ (即 $v_x=v_y=v_z=0$) 时, 则欠压实段子模型对应的热演化方程(1-4)又转化为过压实段子模型对应的热演化方程(1-3)。

所以, 我们可以令 $w_x=v_x+u_x, w_y=v_y+u_y, w_z=v_z+u_z$, 则得到三个分层子模型所对应的统一数学模型, 即

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) - c_f \rho_f \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(v_x T) + \frac{\partial}{\partial y}(v_y T) + \frac{\partial}{\partial z}(v_z T) \right\} + F = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \\ T|_{\Sigma_1} = T_0(x, y, z, t) \\ \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\Sigma_2} = \frac{q}{k} \\ T|_{t=0} = \varphi(x, y, z) \end{cases} \quad (1-6)$$

在定解条件中, $\varphi(x, y, z)$ 为初始温度, $^{\circ}\text{C}$; $T_0(x, y, z, t)$ 是第一类边界 Σ_1 上的温度, 一般指地表温度, $^{\circ}\text{C}$; $q(x, y, z, t)$ 是第二类边界 Σ_2 上由外向内的热流值, 一般指基底热流值, $\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$ 或 W/m^2 。

在方程(1-6)中, 令 $w_x=v_x+u_x, w_y=v_y+u_y, w_z=v_z+u_z$, 则方程(1-6)即为正常压实段子模型所对应的热演化方程(1-5); 当 $w_x=v_x, w_y=v_y, w_z=v_z$ 时, 则方程(1-6)即为欠压实段子模型对应的热演化方程(1-4); 而当 $w_x=0, w_y=0, w_z=0$ 时, 方程(1-6)即为过压实段子模型对应的热演化方程(1-3)。所以, 如果能求出方程(1-6)的解, 则只要代入相应的 w_x, w_y, w_z , 就可得到方程(1-3)式、(1-4)式、(1-5)式的解。

第四节 小结

本章首先给出盆地地热场的定义, 然后应用微积分学的知识和傅里叶热平衡原理, 详细推导出非均质、各向同性的三维热传导方程, 并准确解释了相应定解条件的数学、物理意义, 最后得到热传导问题的数学模型, 即

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial T}{\partial y}\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial T}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) + F(x, y, z, t) = c\rho \frac{\partial T}{\partial t} \\ T|_{\Sigma_1} = T_0(x, y, z, t) \\ \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\Sigma_2} = \frac{q}{k} \\ T|_{t=0} = \varphi(x, y, z) \end{cases}$$

这为以后盆地地热场动态模拟问题的研究打下了必要的基础。

本章还从盆地地热流的基本状态出发, 将地热流分为稳定的平衡状态和不稳定的过渡状态。根据地热流的来源, 我们将地热流分为正常地热流和附加地热流, 所对应的地热场分别称为正常地热场和附加地热场。

考虑到盆地地热场中, 热传递作用在不同层位、不同孔隙度和不同地层压力条件下有显著不同的表现, 将热演化概念模型分解为过压实段、欠压实段和正常压实段三个子模型, 最终耦合为一个统一的数学模型, 即

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) - c_f \rho_f \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (v_x T) + \frac{\partial}{\partial y} (v_y T) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z T) \right\} + F = c \rho \frac{\partial T}{\partial t} \\ T|_{\Sigma_1} = T_0(x, y, z, t) \\ \left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Sigma_2} = \frac{q}{k} \\ T|_{t=0} = \varphi(x, y, z) \end{array} \right.$$

这将更加有利于今后的研究工作。

第二章 盆地地热场的重要参数及其获取方法

建造盆地地热场方法模型和软件模型,必须妥善解决几种重要参数的取值、变换和预处理的方法问题。这些参数包括岩石的物性参数(例如热导率、比热、密度),盆地地表和基底热流值以及各岩层的放射性生热率等。由于这些参数都伴随着盆地构造、沉积演化而处于不停的变化之中,所提出的参数获取方法也必须与盆地的构造、沉积演化相适应。

第一节 沉积物的热导率、比热、密度及生热率

一、热导率的基本概念

当物质内沿热流传递方向的单位长度上温度降低 1°C 时,在单位时间内通过单位面积的热量称为物质的热导率,用符号 k 表示。热导率表示物质导热能力的大小。

根据热导率的定义可知,如果沿方向 n 温度的变化率是 $\frac{\partial T}{\partial n} (^{\circ}\text{C}/\text{m})$,那么在 $\Delta t(\text{s})$ 时间内,通过面积 $\Delta S(\text{m}^2)$ 的热量为 $\Delta Q(\text{J})$,则

$$\Delta Q = -k \frac{\partial T}{\partial n} \Delta S \Delta t$$

热导率的常用单位有: $\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。因为 $1\text{W}=1\text{J}/\text{s}$,所以热导率的单位还可以用 $\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$,且 $1\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})=1\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。

在工程上,热导率的单位是 $\text{kCal}/(\text{h} \cdot \text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。因为 $1\text{Cal}=4.1868\text{J}$,所以 $1\text{kCal}/(\text{h} \cdot \text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})=1.163\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})=1.163\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。

热导率单位(Thermal Conductivity Unit,简记为 TCU)是 $\text{mCal}/(\text{s} \cdot \text{cm} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。 $1\text{TCU}=1\text{mCal}/(\text{s} \cdot \text{cm} \cdot ^{\circ}\text{C})=0.41868\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。

此外有 $1\text{kCal}/(\text{h} \cdot \text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})=2.778\text{mCal}/(\text{s} \cdot \text{cm} \cdot ^{\circ}\text{C})=2.778\text{TCU}=1.163\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。

岩石或沉积物的热导率取决于岩石或沉积物的成分、结构、形成条件、含水状况、温度和压力等。一般情况下,岩石或沉积物的热导率随压力、密度和湿度的加大而增高,随温度的增高而减小。虽然影响岩石热导率的因素很多,但主要取决于岩石的矿物组成和结构特点。在致密的岩石中,造岩矿物的热性质对岩石热导率起主要控制作用。岩石热导率的变化范围一般在 $0.2 \sim 4.0\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 之间。在沉积岩系中,页岩和泥岩的热导率较低,砂岩和砾岩的热导率变化较大,石英岩、盐岩和菱镁岩的热导率较高。岩浆岩、变质岩和火山岩的热导率一般介于 $1.5 \sim 4.0\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 之间。总体上,岩石属于低热导固体。表 2-1 列出了一些岩石在地表