

断裂开启与地层中温压瞬态变化的数学模拟^{*}

罗晓容

(中国科学院地质研究所, 北京 100029)

针对莺歌海盆地明显的今古地温异常特征, 设计和推导了一个平板断裂开启二维数学模型。通过分析断裂开启后在断裂面及由其连通的渗透性地层中流体流动和流体压力的瞬态变化过程, 得出了一个反映各个地层和水动力学因素对该过程影响效应的时间特征常数。断裂面的流体传输系数和含水层的水动力传导率分别控制了流经断裂面的峰值流量和保持峰值流量的时间长度。开启断裂造成的地下热流体的垂向流动是造成地下热异常的重要原因。但要形成在莺歌海盆地泥拱构造带上观察到的蒙脱石-伊利石转化、镜煤反射率等地热指标的异常, 则需要沿该构造上部断裂面发生长时间、大流量的热流体流动。

关键词 断裂开启 超压 热流体 瞬态过程 数学模拟

作者简介 罗晓容 男 39岁 研究员(博士) 沉积盆地模拟

莺歌海盆地位于中国南海西部, 其形成和发展受欧亚板块、印度板块和太平洋板块的共同作用和影响, 并受岩石圈多次拉张和红河断裂带走滑剪切的控制, 具高地温梯度。烃源岩内的有机质裂解以及新生代极为快速的沉降在盆地内广泛引起了异常高压^[1], 特别在盆地中心深部地层中因高压而形成了一系列泥拱构造。这些泥拱构造带上断裂发育, 不但流体压力极高、分布不规则, 而且普遍存在地层温度异常^[2]、粘土矿物的转化异常和包裹体古地温异常^[3], 是地下热流体沿开启的断裂面上升的结果^[4]。

对这类沉积盆地中开启断裂破坏和扰乱地下温度场的分布, 并造成一些地热异常现象, 前人已做过一些工作^[4~7]。他们的工作都表明, 较大流量的热流体沿断裂流动有可能造成热的异常, 但这种热异常的维持则比较困难, 一旦流体流动减缓或消失, 热异常很快就会消失。

在莺歌海盆地, 地热异常的幅度非常大, 探讨其形成的受控条件和影响因素对认识地下热流体的成因、特征及其与油气运聚的关系等都有十分重要的意义。本文针对莺歌海盆地明显的今、古地温异常特征, 通过一个简单的二维水动力数学模型, 定量了解断裂开启后断裂-地层系统内流体的流动及压力变化的瞬态过程, 并探讨其对温度异常的影响。

1 地质模型

莺歌海盆地泥拱构造带深部地层中流体压力非常高, 压力系数一般为2.0或更高^[2]。地表水的循环一般到不了这个深度^[8,9], 即便在某种特殊条件下地表水可循环至此, 其压力也不可能达到这样高的值。该盆地的流体物源分析结果表明这些流体都产自盆地沉积物内^[1], 故盆地泥拱构造带深部可参与热流体活动的流体源, 主要是高压地层内欠压实沉积物中保留的原生水和成岩变化过程中新生成的各种流体。

泥拱活动、断裂开启, 使所连通的地层中的流体在过剩压力的推动下发生流动, 以达到压力平衡, 其相互间的流体压力以静水压力梯度随深度增加。在此过程中, 渗透性地层间的压力传递很快, 可以沿断裂面形成相当量的流体流动; 而与其互层的低渗透岩层则相反。

据以上认识可以建立图1所示的断裂开启-流体流动模型, 在4 000~5 000 m以下为泥拱源区, 受深部高压流体压力和局部张应力场的作用, 泥岩地层上拱并在其上方形成近垂直的断裂。泥质沉积物上拱的幅度及借助裂隙穿透上覆地层的能力受泥质岩岩性特征、流体压力、局部张应力等作用的共同影响, 在不同的泥拱带有所不同。但无论如何, 其上部总是产生近垂直的裂隙以消散能量。一些裂隙可直达地表, 直接将热流体传送到海底, 若热流体中裹挟的泥质成分较多, 则会在海底形成泥火山。在下部

^{*} 本文属中国科学院“九五”攻关重点项目(KZ952-S1-428)

收稿日期: 1998 10 20

泥拱区核部,地层的变形可能会很剧烈,向两侧延伸,地层渐趋平整。地层砂、泥岩互层频繁,砂岩单层厚度可能不大,但其总厚度却蔚然可观。当泥拱上部开始产生断裂,受上下低渗泥质岩层的限定,砂岩层内的流体侧向流动进入断裂面后继续向上流动。视泥拱上方开启断裂延伸的距离以及所连通的流体压力系统,这些砂岩中的热流体以不同的速度上升到浅处,扰动该处的温度和压力。

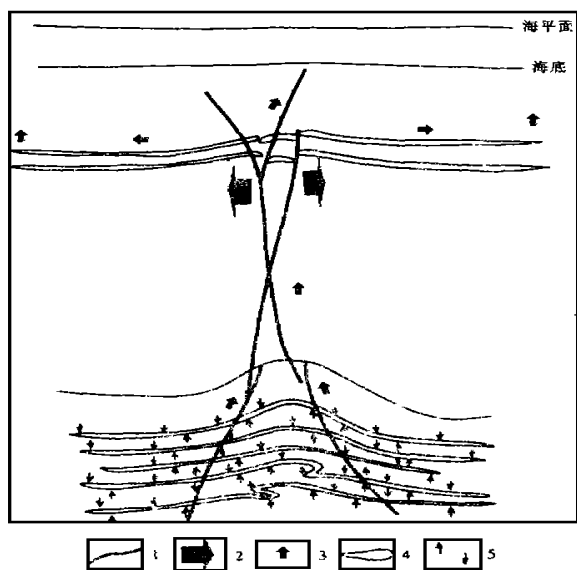


图1 泥拱构造带受迫性热对流造成的热扰动

Fig.1 Thermal disturbance caused by pressed thermal convection in mud dome structural zone

1—开启断裂;2—热传导;3—受迫性热对流;
4—渗透砂岩;5—流体渗流

2 数学模型

图1所示的地质模型可以进一步抽象为一个数学模型(图2a)。在一个向两侧无限延伸的二维剖面中,两层渗透性含水层被一层低渗透性隔水层分开,其下是不渗透的基底。下部的含水层厚度为 L ,水动力传导系数为 K ,水存储比为 S ;其上盖层厚度为 L' ,水动力传导系数为 K' ,水存储比为 S' 。在初始状态下,含水层中的流体过剩压力为 P_0 ,在盖层中过剩压力由其底界的 P_0 向上线性地降低到0,在上部的含水层中过剩压力为0(图2a)。

在实际盆地中,水动力传导系数中所包含的孔隙流体密度和粘度为随温度、压力变化的变量^[10],但它们对过剩压力的影响较小^[10];对砂岩含水层存储比的影响一般也较小,而且我们所讨论的实际上只是断裂幕式开启中的一个过程,含水层中的过剩

压力得自于其相邻高压泥岩的传递^[8]或是其他连通高压渗透性地层的传递^[2],是一个有效应力降低的过程,因而岩石随压力只发生弹性形变,对过剩压力的影响亦十分有限^[11]。为使模型相对简单可解, K , S , K' , S' 均可视为不随温度、压力变化的常数。

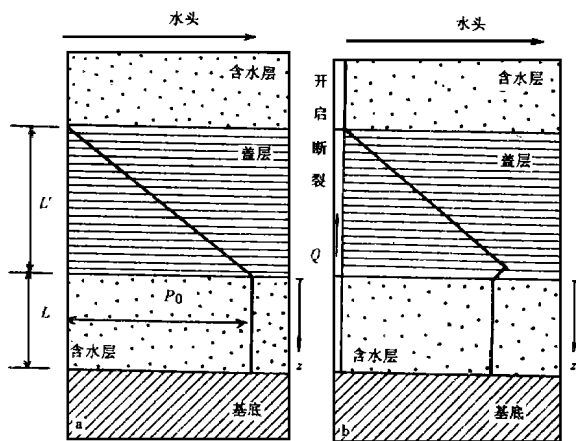


图2 断裂开启模型

Fig.2 Model of fracture opening

a—断裂发生或开启前;b—断裂开启后

设 t 为时间,在 $t=0$ 时一平行板状断裂开启,穿过盖层使上下含水层连通(图2b)。设在盖层中断裂的传输系数 $T=cKt$,其中 c 为断裂张开宽度, K_t 为断裂的水动力传导率,通过断裂面的流体流量为 Q ;在含水层中 T 为无限大。在盖层的底界上设断裂的中点为原点,水平向右为 x 方向,垂直向下为 z 方向。

这个剖面中的流体过剩压力可用水力学保守方程描述。在含水层中由于水动力传导系数相对较大,过剩压力 P 在垂向上没有变化,故有

$$S \frac{\partial P}{\partial t} = K \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{K'}{LK} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (1)$$

其初始条件

$$P(x, 0) = P_0 \quad (2)$$

其边界条件

$$-2KL \frac{dP}{dx} \Big|_{x=0} = Q \approx \frac{TP}{L} \quad (3)$$

$$P \Big|_{x \rightarrow \infty} = P_0 \quad (4)$$

在盖层中,若假设过剩压力在横向上不变

$$S' \frac{\partial P'}{\partial t} = K' \frac{\partial^2 P'}{\partial z^2} \quad (5)$$

其初始条件

$$P'(z, 0) = P_0 \frac{L' - z}{L'} \quad (6)$$

其边界条件

$$P'(z, 0) = P(x, t) \tag{7}$$

$$P'(L', 0) = 0 \tag{8}$$

通过拉普拉斯变换对上述方程联立求解, 在含水层中

$$\overline{P} = \frac{P_0}{s} \left[1 - \frac{K'}{LL'K\lambda^2} \right] \left(1 - \frac{e^{-\lambda}}{1 + 2LL'KNT} \right) \tag{9}$$

其中

$$\lambda^2 = \frac{s}{U} + \frac{K'}{KL} \sqrt{s/U} \coth(\sqrt{s/U} L') \tag{10}$$

$\overline{P}$ 为拉普拉斯变换, s 为拉普拉斯系内时间的虚数表示, $U = K/s$, $U' = K'/s'$ 。

在盖层中

$$\overline{P} = \frac{P_0}{s} \left[1 - \frac{z}{L'} \right] + \left[\frac{P_0}{s} - \overline{P} \right] \frac{\text{sh} \left[\sqrt{s/U} (z - L') \right]}{\text{sh}(\sqrt{s/U} L')} \tag{11}$$

该两式都较复杂, 难以进行拉普拉斯反变换, 但我们可以直接在拉普拉斯系中利用上述方程计算压力 P 与 P' 。图 3 给出自断裂开启后一段时间内整个剖面上流体压力的变化。

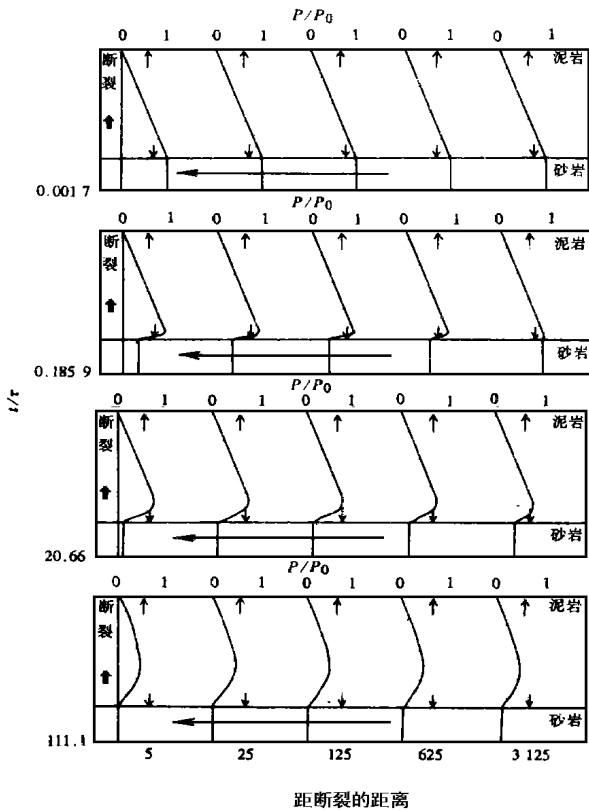


图 3 断裂开启后地层中流体的流动及流体压力的瞬态变化(箭头表示流动方向)
Fig. 3 Transient variation of fluid flow and fluid pressure after opening in fracture (arrow shows flow direction)

3 时间特征常数

若 K' 值取 0, 则公式(9)可以大大简化。若令 $h = T/(2KLL')$, 并只考虑过剩压力在断裂下部含水层中($x = 0, z < 0$)的变化, 通过拉普拉斯反变换可得

$$\overline{P}(0, t \rightarrow \infty) = P_0 e^{\left(\frac{t}{\tau} \right)} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \tag{12}$$

其中 $\operatorname{erfc}()$ 为反误差函数, τ 为表征该系统内流体压力散失的时间特征常数

$$\tau = \frac{4KL^2L'^2S}{T^2} \tag{13}$$

图 4 表示出约减过剩压力(P/P_0)与约减时间(t/τ)间的关系。当 t/τ 为 1 时, P/P_0 为 0.42。此结果表明, τ 值越大, 系统中流体流出使压力降低所需的时间就越长。因而(13)式表示出: 断裂开启后系统向外散失流体, 从而使流体压力降低一定值所需的时间与含水层的水动力传导率 K 、孔隙流体存储比 S 、其厚度 L 的平方以及盖层厚度 L' 的平方成正比, 而与断裂面的传输系数 T 的平方成反比。

在莺歌海盆地内, 上述方程中所涉及的参变量的值域范围可分为两类: 第一类参变量的取值范围

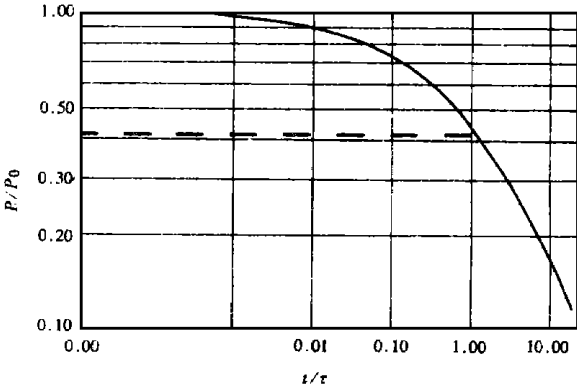


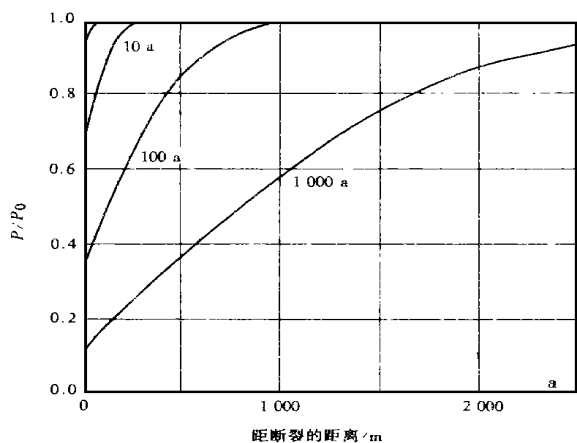
图 4 时间比值与压力比值的关系
Fig. 4 Relations between the specific values of time and pressure

变化较小, 一般在 1~2 个数量级之间, 如 P, L, L', S, S' 等^[10]; 而另一类, 如 K 和 T , 则可在多至 10 个数量级的范围内变化。因此, 我们分析的重点也就自然放在第二类参变量对剖面中压力和温度的影响方面。

4 地层中流体压力的侧向变化

断裂一旦开启, 其所连通的渗透性含水层中的

流体压力将受到扰动。最先是靠近断裂处的扰动,随后逐渐波及到距断裂更远的地方。在任一时刻,含水层距断裂的距离的不同,受扰动的程度也有所不同(图 5a)。含水层的水动力传导率 K 为 $1.0 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 其它参数取值为: $S = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $L = 100 \text{ m}$, $L' = 1000 \text{ m}$, $T = 1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 在断裂开启后 10 a 内就可以明显观察到在侧向上 200 m 范围内流体压力的降低, 到 1 000 a, 距断裂



1 000 m 处流体压力已降低了近一半。作为对比, 图 5b 显示了一个低渗透性的含水层, 其水动力传导率 K 为 $1.0 \times 10^{-12} \text{ m/s}$, 其它参数取值与图 5a 相同。从图 5b 上可以看到, 水动力传导率 K 的值降低了 4 个数量级, 系统中流体压力降低同样的幅度所需的时间则增加了 4 个数量级。

上述模拟结果表明, 断裂开启后, 含水层靠近断裂部分的流体在断裂开启时很容易流入断裂面,

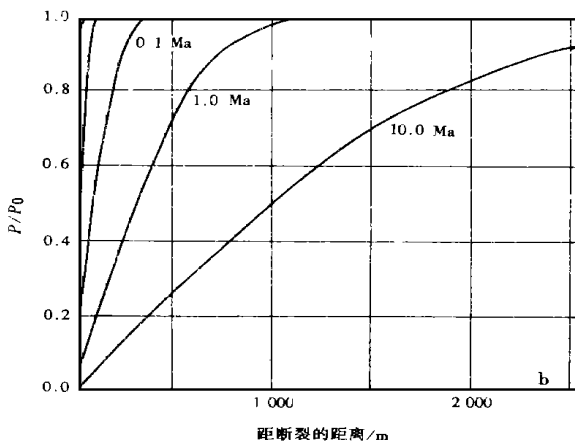


图 5 不同渗透性地层中流体压力的变化过程

Fig. 5 The variation process of fluid pressures in different permeable formations

a— $K = 1.0 \times 10^{-8} \text{ m/s}$; b— $K = 1.0 \times 10^{-12} \text{ m/s}$

该处的流体压力有很快降低的趋势; 但另一方面, 含水层距断裂较远处的流体又可以向断裂处补充, 帮助维持压力。两者相辅相成, 其作用结果取决于含水层的水动力传导系数 K 。若含水层渗透性很高, 地层内部的流体压力在侧向上受断裂开启的影响比较大; 但因为该层从侧向可以较快地得到补充, 而且该地层还将随流体压力的降低而发生弹性形变, 释放一部分流体^[11], 这两种作用将有利于维持断裂面上的流体压力(图 5a)。在低渗透性含水层中, 由于侧向流体的补充比较困难, 在断裂附近流体压力很快就降低到最低值(接近于 0); 而在地层内部, 过剩压力的散失过程非常缓慢。由于一般盆地中细粒的、低渗透率的地层往往占了多数^[8, 12], 因而在多数沉积盆地中, 尽管发生过多次断裂的开启活动, 仍会有相当量的流体保存下来。

5 断层内的流体流动和温度扰动

开启断裂内流体的垂向流动极大地改变了地层中流体压力场的分布, 引起垂向的流体流动。由于地层温度在垂向上的差异, 这种流动将可能引起

地下温度的对流传导, 造成局部的异常高温^[7, 13]。关于流体在地下通过两端温度相异的管状或平板通道流动而在通道内部引起的温度扰动, 前人也已有相当多的研究^[7, 14~16], 这里没有必要重复。我们这里直接引用前人的结论, 用 Peclet 数表征这种对流传热效应^[14]。Peclet 数是表征热流体穿过通道流动的平均流速(达西速度)的一个无量纲数, 对于平行板缝隙, Peclet 数为平均流速与缝隙宽度的乘积再除以岩石的热传导系数^[7, 15]。具体到我们的模型, 该无量纲数可以下式表示^[7]

$$Pe = \frac{(\rho)_f Q}{\alpha} \quad (14)$$

式中 $(\rho)_f$ 为流体的热容量; Q 是穿过裂隙的流体流量; α 是岩石的热传导率。对于两端温度不同的通道, 流体穿过时因通道壁上发生的热传导散热将降低流动热流体的温度。因而穿过通道的流体流速较慢或流量较小就不可能造成温度的扰动。实验和计算结果表明^[7], 对于一个裂隙系统, 当 Pe 的值小于 1 时, 几乎不发生对流传热效应; 当 Pe 约为 1 时, 可以产生微小的对流效应; 只有当 Pe 远大于 1 时(一

个数量级或更多), 对流的热效应才较为明显。

较热的流体达到通道中原先温度较低的部分, 将以热传导的方式加热其周围的地层, 其影响范围取决于通道内热流体维持的时间, 因而通道中维持足够流体流量 ($Pe > 10$) 的时间越长, 温度异常的范围也就越大。在接近稳态的条件下, 可用公式 $W = \sqrt{x/(Qc)_t}$ 来估算断裂面上任一点两侧地层内温度明显受扰动的距离^[5, 7, 12]。

根据莺歌海盆地泥拱构造带内高压流体源和浅部古地温异常带的深度, 设盖层厚度 $L' = 3\ 000\text{ m}$, $K' \rightarrow 0$; 含水层厚度 $L = 1\ 000\text{ m}$, $S = 0.000\ 3^{-1}\text{ m}^{-1}$, $P_0 = 3\ 000\text{ m}$ (水头, 约 30 MPa), 以不同的 K 和 T 相互组合, 计算求出在不同的 K 、 T 条件下的流体流量, 其结果如图 6 所示。为表明该系统中流体流动对温度的扰动效应, 在图 6 的右边标上了与开启断裂中流体流量对应的 Peclet 数 (Pe)。从图中可以看到, 对应于较高的断裂传输系数 T , 断裂中流体的流量亦较高; 而对应于同样的 T 值, 含水层的水动力传导率 K 越大, 断裂中流体流动保持峰值流量的时间越长。 Pe 的值随 Q 的增加而增加, 若要 $Pe > 10$, 断裂的传输系数 T 必须接近 $1.0 \times 10^{-5}\text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。

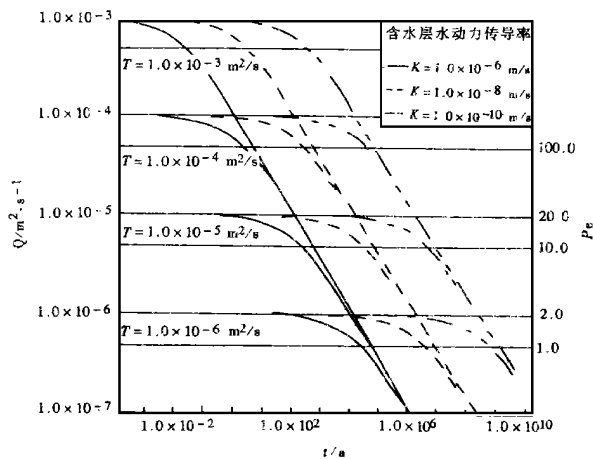


图 6 控制断裂面内流体流动的主要参数

Fig. 6 Main parameters controlling fluid flow in fracture surfaces

6 讨论及结论

在含水层-断裂系统中, 断裂的开启在垂直方向上改变了原先地层及其流体压力系统间的关系, 断裂张开面所连接的地层都将参与新的压力系统的构成过程。因而流体压力的消散取决于含水层、盖层和断裂面三者的水动力学特征。由于在实际盆地中断层的传输系数 T 和含水层的水力传导系

数 K 的变化范围较大, 断裂开启对地下流体压力和温度分布的影响主要取决于这两个参变量。断裂内流体的流量峰值取决于断裂的传输系数 T , 而 K 值的大小决定了维持流体峰值流动的时间长度。

含水层中压力在侧向上受扰动的程度取决于其水力传导系数 K 。 K 值越大, 含水层越易于在侧向上得到距断裂更远处的流体的补充, 因而越有利于较长时间的流体流动, 其在盖层上部引起的热扰动也就越明显; 反之亦然。

上述分析适用于任两个为低渗透地层分隔的具不同流体压力的含水层: 将压力较小的含水层中的压力设为 0, 另一层中的压力初始值 P_0 设为两层间过剩压力的差值。

断裂开启对低渗透性地层中流体的散失作用并不很大, 一次开启可影响的只能是渗透性较大的地层。而大 K 值渗透性含水层的分布范围总是有限的, 一次断裂开启过程中的流体量供给有可能造成短期、局部的温度异常, 但要形成莺歌海盆地观察到的地热指标异常则远远不够。因而盆地内底辟构造带的活动应该是一种周期性的断裂开启-渗透性地层中压力释放-断裂闭合-低渗地层向高渗地层中的流体流动及压力传递-断裂再度开启的幕式过程。断裂下部的渗透性地层起着蓄水池的作用: 当断裂开启, 其中的流体释放, 流体压力降低; 当断裂闭合, 其周围的低渗透性地层中向其释放流体、传递压力, 其本身的压力也可能在各种增压机制的作用下不断升高。由于这些高压条件以及局部的应力场的触动, 断裂再次开启, 渗透性地层中的流体又释放出去。

应该指出, 上述模拟结果只部分地解释了莺歌海盆地中实际存在的古地温异常。以上述模拟的结果推测即便是泥拱构造带内所有的孔隙流体均参与了断裂开启过程中的垂向流动, 也只能勉强满足引起所见的热异常所需。考虑到在幕式活动期间, 断裂封闭、流体向含水层流动使其压力恢复的过程中, 已被加热的地层会冷却下来; 断裂再次开启, 热流体又要重新加热这些地层, 故断续加热的时间总和应远远大于一次长时间的加热。因而至少在这样两个方面需要进一步探讨:

(1) 二维模型只能表现平板裂隙断裂面, 不一定适合莺歌海盆地泥拱构造带上的断裂开启-热流体活动的幕式过程, 采用三维空间上的模型更为合理;

(2) 上升到浅部地层的热流体加热地层的方式

不一定是热传导作用,而很可能直接穿过浅部渗透性地层或裂隙带,以热对流的方式加热浅部地层。

在模型设计、数学公式推导和计算机程序编制过程中,法国国家科研中心(CNRS)Montpellier GBE实验室的 G. Vasseur 研究员曾给予作者无私的帮助;许鹤华副教授帮助验证了数学公式的推导过程;中国南海西部石油公司董伟良总地质师、杨计海高级工程师等在莺歌海盆地泥拱构造带断裂开启-地质模型的建立中曾给予作者诸多建议和帮助;在此一并致谢!

参 考 文 献

1 龚再升,李思田,谢俊泰,等. 南海北部大陆边缘盆地分析与油气聚集. 北京: 科学出版社, 1997. 1~ 510

2 张启明,郝芳. 莺-琼盆地演化与含油气系统. 中国科学(D 辑), 1997, 27: 149~ 154

3 张启明,胡忠良. 莺琼盆地高温高压环境及油气运移机制. 见: 张启明主编. 莺歌海盆地石油地质论文集. 北京: 石油工业出版社, 1993. 78~ 84

4 Mathieu Y, Velde B. Identification of thermal anomalies using clay mineral composition. Clay Minerals, 1989, 24: 591~ 602

5 Bodvarsson G. On the temperature of water flowing through fractures. Journal of Geophysical Research, 1969, 74(8): 1 987~ 1 992

6 Lowell R P. Circulation in fractures, hot springs and convective heat transport on mid-ocean ridge crests. Geophys J R astr Soc, 1975, 40: 351~ 365

7 Vasseur G, Demongodin L. Convective and conductive heat transfer in sedimentary basins. Basin Research, 1995, 7: 67~ 79

8 Magara K. Compaction and fluid migration, practical petroleum geology. Amsterdam. Elsevier Scientific Publishing Company, 1978. 1~ 319

9 李明诚. 石油与天然气运移(第二版). 北京: 石油工业出版社, 1994. 1~ 250

10 Luo X R, Vasseur G. Contributions of compaction and aquathermal pressuring to geopressure and the influence of environmental conditions. AAPG Bull, 1992, 76: 1 550~ 1 559

11 Luo X R, Vasseur G. Sealing efficiency of shales. Terra Nova, 1997, 9: 71~ 74

12 Pettijohn F J. 沉积岩. 李汉瑜,徐怀大,胡伯良,等译. 北京: 石油工业出版社, 1981. 1~ 642

13 Carslaw H S, Jeager C. Conduction of heat in solids, 2h ed. London: Oxford University Press, 1959. 1~ 510

14 Turcotte D L, Schubert G. Geodynamics applications of continuum physics to geological problems. New York: John Wiley & Sons, 1987. 1~ 450

15 Barenblatt G L, Entov V M, Ryzhik V M. Theory of fluid flows through natural rocks. London: Kluwer Academic Publishers, 1990. 1~ 395

16 Phillipps O M. Flow and reaction in permeable rocks. Cambridge: Cambridge Uni Press, 1991. 1~ 285

MATHEMATICAL MODELING OF TEMPERATURE-PRESSURE
TRANSIENT VARIATION IN OPENING FRACTURES
AND SEDIMENTARY FORMATIONS

Luo Xiaorong
(Geological Institute, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

Based on the geothermal anomaly and pore pressure distribution in Yinggehai Basin, South China Sea, a 2-D mathematical model is established and applied to analyze the transient variation process of fluid flow and fluid pressure within parallel opening fractures and in the connected permeable formations. A characteristic time constant was obtained to illustrate the influences of stratigraphic and hydrodynamic factors on the process. The fluid transmission coefficient of the fracture surfaces and the hydraulic conductivity of the fracture surfaces control the peak flow and the time duration keeping this flow through the fracture respectively. The vertical flow of underground thermal fluid resulted from the opening fracture is the important cause of geothermal anomaly. However, the existences of high abnormal thermal indexes, such as the smectite-illite transformation and vitrinite reflectivity observed in Yinggehai Basin, should be the results of a large flow of hot fluid along the vertical fractures during a long period.

Key Words: fracture opening overpressure hot fluid transient process mathematical modeling