

大坝渗漏传热模型及拉氏变换解

陆艳梅, 陈建生, 董海洲, 陈 亮

(河海大学岩土工程研究所, 江苏 南京 210098)

摘 要: 从理论上分析了大坝渗漏与温度场相互影响的机理, 并根据热传导方程以及系统能量方程提出了大坝渗漏传热模型。根据一定的边界条件及初始条件推导出拉氏空间下以 Bessel 函数表示的无量纲解析解。运用围道积分法, 得到实空间解。给出了工程应用实例, 并用 Mathematica 软件包进行数值计算。

关键词: 传热模型; 无量纲温度; Laplace 变换; 围道积分法

中图分类号: TV223.4

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2007)02-0274-05

作者简介: 陆艳梅(1981-), 女, 江苏南通人, 硕士研究生, 主要从事地下水渗流方面的研究。E-mail: syyam@tom.com。

Laplace solution for heat transfer model of dam leakage

LU Yan-mei, CHEN Jian-sheng, DONG Hai-zhou, CHEN Liang

(Geotechnical Institute of Hohai University, Nanjing 210098, China)

Abstract: The mechanism of the action between the leakage and temperature field in the dam was analyzed. Based on the heat transfer and the combination of the conservation of energy equation, heat transfer model in the dam was presented. Dimensionless equations of the transfer model obtained in the Laplace spaces at the boundary and initial condition were expressed in terms of ordinary Bessel function. The analytical solutions in real spaces were made by the contour integration method. A practical example was given, and the numerical computation was completed by the Mathematica software package as well.

Key words: heat transfer model; dimensionless temperature; Laplace transformation; contour integration method

0 前 言

大坝的渗透性是工程设计、施工、运行及管理中的最主要问题, 但由于渗透性引起的大坝稳定性及安全性更为重要。渗透系数是衡量地层渗透性强弱的一个重要指标, 通常是进行钻孔抽水(压水)试验获得的。钻孔中进行的所有水力学方面的试验都与周围介质的渗透性关系密切, 然而如果钻孔没有直接揭露基岩中的强渗漏的断层或溶洞, 孔中进行试验就不能够真实地反映出实际问题。温度的传递是靠介质实现的, 介质的几何形状对于渗透性的影响极大, 但对于热传导系数其影响相对很小。抽水(压水)试验反映的仅是某点附近的渗透情况, 而低温水渗漏时, 由于发生热传导, 在附近地层也可测到低温场, 因此钻孔中的温度异常则可反映出局部存在的渗漏。所以利用地下水温度异常及传热性质进行渗漏分析, 为解决大坝渗漏问题提供了新途径。

地表以下一定深度范围, 受太阳辐射等外热和地球内热作用而形成地温场, 然而, 地下水运动往往是影响地温场变化或异常的重要因素之一。水库发生渗

漏时, 周围地层与流体之间就存在温度差, 使得流体与地层的温度重新分布。大坝渗漏是非稳态、无限大区域内的传热, 过程十分复杂, 影响因素多。由于堤坝渗漏传热过程受岩(土)体的热物性、密度、渗漏通道中流体的物性、流速等诸多因素的影响, 目前数值模研究中大多采用“温度场与渗流场耦合模型”^[1-3], 其模型本身存在着一定的弊端, 仍不能很好的反映真实传热过程。按传热理论, 堤坝库水渗流应属于对流换热, 而传统的耦合模型中仅考虑了热传导过程。为了更清晰地反应对流换热过程, 本文根据能量守恒原理, 由能量平衡方程与热传导方程联合建立堤坝渗漏传热模型。

1 大坝渗漏传热模型及求解

1.1 传热模型的建立

大坝渗漏时, 渗漏通道中固体颗粒和空隙是不规

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50579017, 40442001); 江苏省“六大人才高峰”项目

收稿日期: 2005-11-11

则的, 从而流体质点在空隙中的流动也是不规则的, 要对其进行理论研究则非常困难。利用传热理论研究大坝渗漏时, 并不需要了解流体质点流动细节, 而着重研究渗流流体速度、密度等宏观物理量, 因此, 可将渗流介质视为多孔介质。堤坝渗漏是由于上下游压力差所引起的, 传热形式属于强制对流换热, 通过对流传递热量, 然后通过热传导进入地层。强制对流换热中, 流体的速度场不依赖于温度场, 因此, 可由能量微分方程单独描述其对流换热的微分方程。

假定: ①岩(土)和通道中水的热、物性参数不随传热的进行; ②水是不可压缩的; ③压力功黏滞耗损忽略不计。不考虑热源, 多孔介质中能量平衡方程为^[4-5]

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_w c_w \bar{u} \Delta T = \Delta(k \Delta T) \quad (1)$$

Einsrsso 在地热系统研究中提出管状模型并以公式的形式描述了管状系统。Donaldson 进行了定量处理, 并指出管状模型能够用来求出流经某一系统的质量流量和热流总量的良好估量值^[4]。因此, 研究大坝渗漏时, 亦可采用管状模型, 从而进行定量计算。

假定: ①只考虑延渗漏通道方向的速度 u_z ; ②与轴向热量相比沿渗漏通道方向的热流量可忽略不计; ③任一横截面上水的流量与温度保持不变。从而建立物理模型, 见图 1。

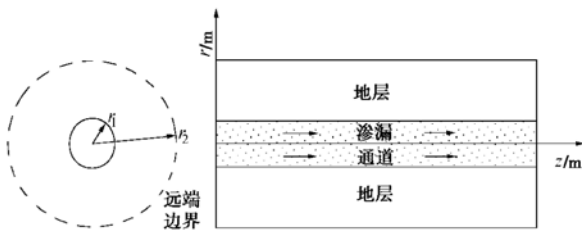


图 1 大坝渗漏通道的横截面与竖截面图

Fig. 1 Cross-section and longitudinal section of leakage pathway of dam

式(1)在柱坐标系下的微分方程可表示为

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + u_z \rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2)$$

式(2)中可以看出左式是沿着渗漏通道方向的热量传递, 则单位长度的热流量为 $\pi r_1^2 \rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} + \pi r_1^2 u_z \rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial z}$ 。方程的右式则是沿着渗漏通道横截面方向的热量传递, 根据 Ramey^[6]、Wu 和 Pruess^[7]提出的处理方法, 由于渗漏通道径向尺寸相比于轴向尺寸小得多, 这样就可以假定渗漏通道任一截面内的温度处处相等, 即 $2\pi k r \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_0^{r_1} = 0$ 。沿圆柱横截面方

向热流量为水在渗漏通道壁, 经过对流换热, 地层所传递的热流量为 $\int_0^{2\pi} k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_1} r dr = 2\pi r_1 k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_1}$ 。

从而可得出渗漏通道中水与通道壁地层的对流换热控制方程:

$$\rho c \frac{\partial T_w}{\partial t} + u_z \rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial z} = \frac{2k_s}{r_1} \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_1} \quad (3)$$

式中, $\rho c = (1-\phi)\rho_r c_r + \phi\rho_w c_w$ 。

地层岩(土)体的导热方程^[8-9]:

$$\frac{k_s}{\rho_s c_s} \frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{k_s}{\rho_s c_s r} \frac{\partial T_s}{\partial r} = \frac{\partial T_s}{\partial t} \quad (4)$$

通常渗漏水温度比地层温度低, 以吸热的形式进行对流换热, 因此对流换热方程以及热传导方程的初始及边界条件可表示为

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad T_w(r, z, t) &= T_s(r, z, t) = T_s(z) \text{ 为常量,} \\ r=r_1 \quad -k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \Big|_{r=r_1} &= h(T_s - T_w), \\ r=r_2 \quad T_s(z) &\text{ 为常量,} \\ z=0 \quad T_w(t) &= T_{w0}(t). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 T_s 为地层温度($^{\circ}\text{C}$); T_w 为渗漏水的温度($^{\circ}\text{C}$); u_z 为渗漏水沿渗漏通道方向的流速(m/s); ρ_w 为渗漏水的密度(kg/m^3); c_w 为渗漏水的比热($\text{J/kg}\cdot^{\circ}\text{C}$); ρ_s 为地层的密度(kg/m^3); c_s 为地层的比热($\text{J/kg}\cdot^{\circ}\text{C}$); ρ_r 为通道中固体颗粒的密度(kg/m^3); c_r 为固体颗粒的比热($\text{J/kg}\cdot^{\circ}\text{C}$); k_s 为地层的热导率($\text{W/m}\cdot^{\circ}\text{C}$); ϕ 为固体颗粒的孔隙率; h 为地层与渗漏水之间的对流换热系数($\text{W/m}^2\cdot^{\circ}\text{C}$); T_{w0} 为渗漏水的初始温度($^{\circ}\text{C}$); r_1 为渗漏通道半径(m)。

1.2 传热模型 Laplace 求解

控制方程的无量纲变量及参数: $T_{Dw} = \frac{T_w - T_s(z)}{T_s(z)}$;

$$T_{Ds} = \frac{T_s - T_s(z)}{T_s(z)}; r_D = \frac{r}{r_1}; z_D = \frac{2k_s z}{\rho_w c_w r_1^2 u_z}; \beta_D = \frac{\rho c}{2\rho_s c_s};$$

$$t_D = \frac{k_s t}{\rho_s c_s \cdot r_1^2}。 \text{ 初始及边界条件无量纲变量及参数:}$$

$$T_{Dc} = \frac{T_{w0} - T_s(z)}{T_s(z)}; h_D = \frac{h r_1}{k_s}。$$

将无量纲变量及参数代入控制方程得

$$\beta_D \frac{\partial T_{Dw}}{\partial t_D} + \frac{\partial T_{Dw}}{\partial z_D} = \frac{\partial T_{Ds}}{\partial r_D} \Big|_{r_D=1} \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 T_{Ds}}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial T_{Ds}}{\partial r_D} = \frac{\partial T_{Ds}}{\partial t_D} \quad (7)$$

控制方程中的自变量 t_D 的变化范围是 $(0, +\infty)$, 且当 $t_D = 0$ 时, 各种无量纲的值均为已知, 因此可对 t_D 进行 Laplace 变换。Laplace 空间上无量纲渗漏水及地层

温度可表示为^[10]

$$\bar{T}_{Dw}(s, z_D) = \int_0^\infty T_{Dw}(t_D, z_D) \exp(-st_D) dt_D, \quad (8)$$

$$\bar{T}_{Ds}(s, z_D, r_D) = \int_0^\infty T_{Ds}(t_D, z_D, r_D) \exp(-st_D) dt_D. \quad (9)$$

对无量纲方程作 Laplace 变换, 则

$$\beta_D s \bar{T}_{Dw} + \frac{\partial \bar{T}_{Dw}}{\partial z_D} = \frac{\partial \bar{T}_{Ds}}{\partial r_D} \Big|_{r_D=1}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}_{Ds}}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial \bar{T}_{Ds}}{\partial r_D} = s \bar{T}_{Ds}, \quad (11)$$

初始及边界条件为

$$\left. \begin{aligned} r_D = 1 & \quad -\frac{\partial \bar{T}_{Ds}}{\partial r_D} \Big|_{r_D=1} = h_D \cdot (\bar{T}_{Ds} - \bar{T}_{Dw}), \\ r_D = +\infty & \quad \bar{T}_{Ds}(z) = 0, \\ z_D = 0 & \quad \bar{T}_{Dw}(s) = \frac{T_{Dc}}{s}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

显然, 式 (11) 为虚宗量 Bessel 方程, 其通解为

$$\bar{T}_{Ds} = AI_0(\sqrt{s}r_D) + BK_0(\sqrt{s}r_D), \quad (13)$$

式中, $I_0(x)$ 为零阶第一类虚宗量 Bessel 函数, $K_0(x)$ 为零阶第二类虚宗量 Bessel 函数。

由于 $r_D = +\infty$ 时, $\bar{T}_{Ds}(z) = 0$, 这就要求 $A = 0$, 从而有

$$\bar{T}_{Ds} = BK_0(\sqrt{s}r_D). \quad (14)$$

将式 (14) 代入对控制方程 (10), 并根据初始及边界条件, 可得到无量纲渗漏水温度 $\bar{T}_{Dw}(s, z_D)$ 及无量纲地层温度 $\bar{T}_{Ds}(s, z_D, r_D)$ 的表达式, 可分别表示为

$$\bar{T}_{Dw}(s, z_D) = \frac{T_{Dc}}{s} \exp[-\eta(s)z_D], \quad (15)$$

$$\bar{T}_{Ds}(s, z_D, r_D) = \frac{K_0(\sqrt{s}r_D)\bar{T}_{Dw}}{K_0(\sqrt{s}) - \frac{1}{\sqrt{s}}K_1(\sqrt{s})}. \quad (16)$$

其中

$$\eta(s) = s\beta_D + \frac{\sqrt{s}K_1(\sqrt{s})}{K_0(\sqrt{s}) - \frac{1}{\sqrt{s}}K_1(\sqrt{s})}. \quad (17)$$

1.3 无量纲传热方程的 Laplace 变换

对式 (15) 可进行 Laplace 反演变换, 由 Laplace 变换定理可知, $\bar{T}_{Dw}$ 的原函数为

$$T_{Dw}(t_D, z_D) = \frac{1}{2\pi i} \lim_{b \rightarrow \infty} \int_{c-ib}^{c+ib} \exp(st_D) \bar{T}_{Dw}(s, z_D) ds. \quad (18)$$

使用围道积分法^[10-11]求解。显然 $z=0$ 是 $\exp(st_D)\bar{T}_{Dw}(s, z_D)$ 的一个支点, 取如图所示的积分回路, 见图 2。式 (18) 的积分沿图 2 的无限长直线 $\text{Res} = c > 0$ 进行。

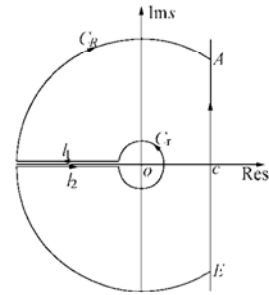


图 2 积分回路示意图

Fig. 2 Contour for the inverse Laplace transformation

由于 $\bar{T}_{Dw}(s, z_D)$ 在取了如上的单值分支后是解析的, 由 Cauchy 定理可知:

$$T_{Dw}(t_D, z_D) = \frac{1}{2\pi i} \left[\int_{C_R} + \int_{C_r} + \int_{l_1} + \int_{l_2} \bar{T}_{Dw}(s, z_D) \exp(st_D) ds \right]. \quad (19)$$

根据推广的约当定理:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \int_{C_R} \exp(st_D) \bar{T}_{Dw}(s, z_D) ds = 0. \quad (20)$$

$z \rightarrow 0$ 时, $K_n(z)$ 的渐近式为

$$\left. \begin{aligned} K_0(z) &\approx -\ln \frac{z}{2}, \\ K_n(z) &\approx \frac{(n-1)!}{2} \left(\frac{z}{2} \right)^{-n} \quad (n \geq 1). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

对于 C_r 段, 令 $s = \varepsilon^2 e^{i\theta}$ ($\varepsilon > 0$), 当 $\varepsilon \rightarrow 0$ 时, $s \rightarrow 0$, 利用式 (21) 可得

$$\begin{aligned} & \int_{C_r} \exp(st_D) \bar{T}_{Dw}(s, z_D) ds \\ &= T_{Dc} i \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left(\varepsilon^2 e^{i\theta} (t_D - \beta_D z_D) + \frac{z_D}{\ln(\varepsilon e^{i\theta/2}) + 1/h_D} \right) d\theta \\ &= T_{Dc} 2\pi i. \end{aligned} \quad (22)$$

对于 l_1 段, 令 $s = u^2 e^{i\pi}$ ($r \leq u \leq R$), 同时利用 Bessel 函数性质:

$$K_0(iz) = \frac{\pi i}{2} (iY_0(z) - J_0(z)), \quad (23)$$

$$K_1(iz) = \frac{\pi}{2} (iY_1(z) - J_1(z)), \quad (24)$$

同理, 对于 l_2 段, 令 $s = u^2 e^{-i\pi}$ ($r \leq u \leq R$), 且

$$K_0(-iz) = \frac{\pi i}{2} (iY_0(z) + J_0(z)), \quad (25)$$

$$K_1(-iz) = -\frac{\pi}{2} (iY_1(z) + J_1(z)). \quad (26)$$

通过计算分别得到 $\int_{l_1}$, $\int_{l_2}$ 的表达式:

$$\begin{aligned} & \int_{l_1} = \int_0^\infty \frac{T_{Dc}}{u\pi i} \exp(-u^2 t_D + u^2 \beta_D z_D) \cdot \\ & \exp \left\{ -\frac{u [iY_1(u) - J_1(u)]}{[iY_0(u) - J_0(u)] - \frac{1}{h_D} u [iY_1(u) - J_1(u)]} z_D \right\} du, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\int_{t_2}^{\infty} = \int_0^{\infty} \frac{-T_{Dc}}{u\pi i} \exp(-u^2 t_D + u^2 \beta_D z_D) \cdot \exp \left\{ - \frac{u [iY_1(u) + J_1(u)]}{[iY_0(u) + J_0(u)] - \frac{1}{h_D} u [iY_1(u) + J_1(u)]} z_D \right\} du, \quad (28)$$

式中, $J_0(x)$, $Y_0(x)$ 为第一类及第二类零阶 Bessel 函数, $J_1(x)$, $Y_1(x)$ 为第一类及第二类一阶 Bessel 函数。

令

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= u [mY_1(u) + nJ_1(u)], \\ \varphi_2 &= u [nY_1(u) - mJ_1(u)], \\ \varphi_3 &= m^2 + n^2, \\ m &= Y_0(u) - uY_1(u)/h_D, \\ n &= J_0(u) - uJ_1(u)/h_D. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

综合式 (19)、(22)、(27) 及式 (28) 可得

$$T_{Dw}(t_D, z_D) = T_{Dc} + \frac{2T_{Dc}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_3} uz_D\right)}{u} \exp\left(-u^2 t_D + u^2 \beta_D z_D - \frac{\varphi_1}{\varphi_3} uz_D\right) du. \quad (30)$$

由卷积性质, $T_{Ds}(t_D, z_D, r_D)$ 可表示为

$$T_{Ds}(t_D, z_D, r_D) = \int_0^{t_D} T_{Dw}(z_D, \tau) g(r_D, t_D - \tau) d\tau, \quad (31)$$

式中,

$$g(r_D, t_D) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} u \exp(-u^2 t_D) \cdot \frac{mJ_0(ur_D\sqrt{m_D}) - mY_0(ur_D\sqrt{m_D})}{\varphi_3} du. \quad (32)$$

式 (31)、(32) 即为大坝渗漏传热模型 (3)、(4) 在初边界条件式 (5) 下的解析解 $T_{Dw}(t_D, z_D)$ 和 $T_{Ds}(t_D, z_D, r_D)$ 的表达式。其数值计算可利用 Mathematica 软件包来完成。

2 工程应用实例

为了检验数学模型的实用性和有效性, 这里选取陡河水库^[12]为例进行应用计算。

陡河水库位于唐山市区东北约 15 km 的陡河上, 控制流域面积 530 km², 总库容 5.152 亿 m³。大坝为均质土坝, 全长 7364 m, 主坝长 1700 m, 最大坝高 25 m。陡河水库运行 40 多年来, 水库的渗漏水量很大。为了探测陡河水库左坝肩裂隙岩体中的绕坝渗漏, 在左坝肩钻了 10 个观测孔, 孔深达到 0 m 高程, 钻孔的分布, 见图 3。

观测孔分布见图 3, 两邻近孔间的距离为 40~50 m。现场探测资料表明, #9 孔中存在低温, 靠近大坝的#1 孔中的温度最高, 可假设#1 孔的温度代表地层未

受渗漏影响的原始温度, 即 $T(z) = 19.7\text{ }^{\circ}\text{C}$; 而初始温度取为库水温度, 即 $T_{w0} = 9.3\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。#9 孔中的水温最低 ($9.7\text{ }^{\circ}\text{C}$), #10 孔的水温高于#9, 即#9 孔位于渗漏的中心附近。根据文献[12]可知, 以#9 孔为渗漏中心时, 渗漏通道半径为 18 m。

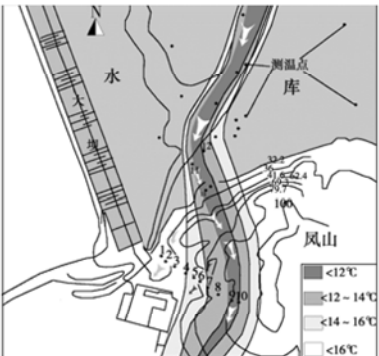


图 3 陡河水库 10 m 高程附近温度场分布及渗漏通道示意图
Fig. 3 Temperature field around 10 m elevation and leakage pathway in Douhe Reservoir

通过传热方程的拉氏解可以分析不同渗漏流速下的温度以及受地层热导率、密度和比热的影响。由无量纲变量、参数及方程 (30) 可知, 渗漏水温随着地层导温系数的增大而增大, 因此只要分析最大与最小导温系数两极端情况下温度随速度的变化情况。岩石的热导率 k_s 的变化范围约波动于 $0.2\sim 10\text{ W/m}\cdot^{\circ}\text{C}$ 之间, 岩石的热容量 $\rho_s c_s$ 约波动于 $1.67\sim 2.09\text{ J/(cm}^3\cdot^{\circ}\text{C)}$ 之间^[13]。而导温系数 $a = \frac{k_s}{\rho_s c_s}$, 当 k_s 取最大, $\rho_s c_s$ 取

最小时, a 为最大值; 同理当 k_s 取最小, $\rho_s c_s$ 取最大时, a 为最小值。同时通道中固体颗粒热容量取与地层相同值。其它参数, 见表 1。利用 Mathematica 软件包进行计算, 计算结果见图 4。

表 1 计算参数表

Table 1 Parameters for calculation					
名称	数值	单位	名称	数值	单位
水的密度	1000	kg/m ³	通道长度	500	m
水的比热	4200	J/(kg·°C)	初始水温	9.3	°C
地层原始温度	19.7	°C	通道半径	18	m

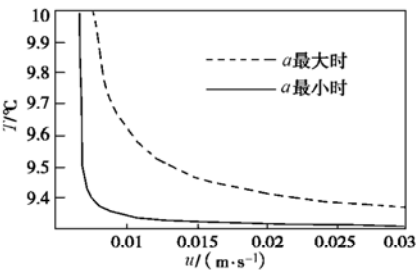


图 4 a 最大、最小时对应的温度 - 流速分布图

Fig. 4 Distribution of temperature-velocity of leakage with max. and min. a

从图 4 中可以看出, 渗漏水沿着渗漏通道的温度变化随渗漏流速的增加而减少, 同时相同渗漏流速下, a 越大渗漏水温度变化也就越高; 相同水温下, a 越大渗漏流速也就越高。该工程中, 渗漏水温是从 9.3°C 增加到 9.7°C 。从图中可以看出在 9.7°C 时, 渗漏流速约从 0.06 m/s 增加到 0.095 m/s , 增加了 0.58 倍, 而导热系数增加了 61.57 倍。综合分析, 渗漏水温及流速受到地层的热导率、比热及密度一定的影响, 但影响相对较小, 因此在应用时, 根据现场探测资料取岩体常用物性参数即可。现场探测资料表明, 该工程实例地层为石灰岩, 其热物性参数可取为^[13]: $k_s = 2.4\text{ W/(m}\cdot^{\circ}\text{C)}$, $\rho_s = 2730\text{ kg/m}^3$, $c_s = 758\text{ J/(kg}\cdot^{\circ}\text{C)}$ 。用 Mathematica 软件包进行数值计算, 从而得到日渗漏流速为 766.8 m/d 。

在钻孔破碎带取芯测定的孔隙率在 $3\%\sim 7\%$ 之间, 考虑到破碎岩石的比表面积较小, 有效孔隙率与孔隙率相差不大, 则取平均值 5% 作为有效孔隙率。则日渗漏水量为 $5\% \times \pi \times 18^2 \times 766.8 = 39005\text{ m}^3/\text{d}$ 。现场通过连通实验所测得的日渗漏水量约为 $50000\text{ m}^3/\text{d}$, 与计算值较为吻合, 因此判断该渗漏通道为主要渗漏通道。

3 结 语

本文根据能量平衡方程与热传导方程建立了大坝渗漏传热模型, 在初边界条件下, 根据 Laplace 正、逆变换推导出无量纲渗漏水温度 $T_{\text{Dw}}(t_{\text{D}}, z_{\text{D}})$ 及地层温度 $T_{\text{Ds}}(t_{\text{D}}, z_{\text{D}}, r_{\text{D}})$ 的解析表达式。给出工程应用实例, 并用 Mathematica 软件包进行了计算及比较分析, 从计算结果可以看出: 该模型能反映大坝渗漏热传递的一般规律, 同时计算得到的日渗漏流量与现场探测的基本吻合。因此该模型在大坝渗漏的研究与应用中有一定的价值。

参考文献:

- [1] 柴军瑞, 韩群柱. 岩体渗流场与温度场耦合的连续介质模型[J]. 地下水, 1997, 19(2): 59 - 62. (CHAI Jun-rui, HAN Qun-zhu. A continuous medium model on coupling between temperature-seepage in rock[J]. Groundwater, 1997, 19(2): 59 - 62. (in Chinese))
- [2] 黄涛, 杨立中. 隧道裂隙岩体温度 - 渗流耦合数学模型研究[J]. 岩土工程学报, 1999, 21(5): 554 - 558. (HUANG Tao, YANG Li-zhong. A study of mathematical model on coupling between temperature-seepage in fractured rock Mass Surrounding tunnel[J]. Chinese Journal of Geotechnical engineering, 1999, 21(5): 554 - 558. (in Chinese))
- [3] 赖远明, 刘松玉, 邓学钧, 等. 寒区大坝温度场和渗流场耦合问题的非线性数值模拟[J]. 水力学报, 2001, 8: 59 - 62. (LAI Yuan-ming, LIU Song-yu, DEN Xue-jun, et al. Numerical simulation for the coupled problem of temperature and seepage field in dams located in cold area[J]. Shui Li Xue Bao, 2001, 8: 59 - 62. (in Chinese))
- [4] RYBACH L, MUFFLER L J P. 地热系统[M]. 北京大学地质学系地热研究室译. 北京: 地质出版社, 1986. (RYBACH L, MUFFLER L J P. Terrestrial heat system[M]. Translated by geological terrestrial heat laboratory of beijing university. Beijing: Geological Publishing Company, 1986.)
- [5] NAIREN Diao, QIN Yun-li, ZHAO Hong-fang. Heat transfer in ground heat exchangers with groundwater advection [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2004, 43(12): 1203 - 1211.
- [6] RAMEY H J, Jr. Wellbore heat transmission[J]. Journal of Petroleum Technology, 1962, 225: 427 - 435.
- [7] WU Y S, PRUESS K. An analytical solution for wellbore heat transmission in layered formation[J]. SPE Reservoir Engineering, 1990, 531 - 538.
- [8] 陈晋南. 传递过程原理[M]. 北京: 地质出版社, 2004. (CHEN Jin-nan. The principle of transfer processes[M]. Beijing: Geological Press, 2004. (in Chinese))
- [9] 奥齐西克 M N. 热传导[M]. 俞昌铭译. 河北: 高等教育出版社, 1984. (OZISIK M N. Heat transfer[M]. YU Chang-ming Translator. Hebei: High Education Press, 1984. (in Chinese))
- [10] 胡嗣柱, 倪光炯. 数学物理方法[M]. 上海: 复旦大学出版社, 1989. (HU Si-zhu, NI Guang-jiong. Methods of mathematical and physics[M]. Shanghai: Fudan University Press, 1989. (in Chinese))
- [11] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 河北: 高等教育出版社, 1984. (WANG Zhu-xi, GUO Dun-ren. Introduction of special function[M]. Hebei: High Education Press, 1984. (in Chinese))
- [12] 董海洲. 堤坝渗漏热源法及示踪理论研究[D]. 南京: 河海大学, 2004. (DONG Hai-zhou. Study on heat resource method and tracer theory for leakage of dams[D]. Nanjing: Hohai University, 2004. (in Chinese))
- [13] 沈显杰, 杨淑贞, 张文仁. 岩石热物理性质及其测试[M]. 北京: 科学出版社, 1988. (SHEN Xian-jie, YANG Shu-zhen, ZHANG Wen-ren. Thermal properties and test of rock[M]. Beijing: Sciences Press, 1988. (in Chinese))