

DOI: 10.16285/j.rsm.2015.05.009

渗透作用下多孔介质中循环浓度污染物的迁移过程研究

李华伟, 白 冰, 王梦恕, 许 韬

(北京交通大学 土木建筑工程学院, 北京 100044)

摘 要: 根据饱和多孔介质中考虑释放效应的一维渗透作用的可溶性污染物的迁移控制方程, 通过 Laplace 变换和 Fourier 变换及其逆变换求得相应的通解形式。根据半无限体表面可溶性污染物点源注入情形下的基本解, 通过积分方法得到半无限体表面圆形区域上作用循环浓度污染物后, 在多孔介质内部污染物迁移过程的求解方法。作为一个典型算例, 对渗透作用下循环浓度污染源引起的多孔介质中的迁移过程进行分析。算例表明, 当污染源浓度为周期变化时, 多孔介质内部污染物的浓度随时间增长由不稳定的周期变化过程逐渐过渡到稳定的循环过程, 而某一深度处污染物浓度的相位则相应滞后。此时, 稳定后的污染物浓度周期与污染源浓度周期相同。实际上, 随多孔介质表面污染源浓度的周期变化, 在靠近多孔介质表面一定深度范围内的污染物浓度在深度方向也呈增大或减小的交替变化过程。另一方面, 在污染源循环变化过程中污染物不断向深处推进, 而最终其影响范围限定在某一深度内。

关 键 词: 渗透作用; 可溶性污染物; 多孔介质; 控制方程; 循环污染源

中图分类号: TU 411

文献标识码: A

文章编号: 1000-7598 (2015) 05-1306-07

Contaminant transport under seeping condition in porous media with a contaminant source of cyclically variable concentration

LI Hua-wei, BAI Bing, WANG Meng-shu, XU Tao

(School of Civil Engineering, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract: The governing equations for miscible contaminant transport in saturated porous media with release effect are developed under the 1-D seepage condition, and an elementary solution is derived using the Laplace and Fourier transforms and their **inverse transformation** for the case of a point contaminant source which is instantaneously released from the surface of a half-space body. Then the analytical expression of the contaminant concentration in porous medium subjected to a circular contaminant source is derived from the elementary solution. A calculation example for cyclic contaminant source is analyzed. It is shown that the contaminant concentration in a porous medium varies in a cyclic manner under a cyclic contaminant source applied on the porous surface, and finally reaches a quasi-steady state with the same cyclic period as the contaminant source. However, the phase of concentration fluctuation at a given depth lags behind the contaminant source. At steady state, the cyclic period of contaminant concentration in the porous medium is the same as that of the contaminant source. In practice, as the contaminant source cyclically fluctuates at the surface of porous medium, the concentration of contaminant in a porous medium around the surface also increases or decreases alternately in the direction. On the other hand, the contaminant gradually penetrates towards depth and eventually reaches a definite depth away from the surface.

Keywords: seepage effect; miscible contaminant; porous medium; governing equation; cyclic contaminant source

1 引 言

水力渗透作用下可溶性污染物迁移过程的研究在地层中污染物扩散治理、石油资源开采、核废料

处置等方面有很重要的应用价值^[1-2]。这些污染物包括铅、砷、汞、镉等重金属离子, 也包括磷、氮植物营养素、氧化物和硫化物、化学农药以及各类有机合成产物等。此外, 还包括带有病菌的城市垃

收稿日期: 2014-01-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No. 51279002); 高等学校博士学科点专项科研基金博导类资助课题 (No. 20130009110021); 国家自然科学基金资助项目 (No. 51478034)。

第一作者简介: 李华伟, 男, 1971 年生, 博士研究生, 主要从事环境岩土工程和软土地基加固等方面的研究工作。E-mail: hbjklhw@sina.com

通讯作者: 白冰, 男, 1966 年生, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事岩土介质热力学特性方面的研究工作。E-mail: Baibing66@263.net

圾以及各类工厂排出的废水、废物以及铯和铷等放射性污染。

研究人员已开展了较多的可溶性污染物的迁移机制、吸附作用和释放效应的室内试验研究,并基于这些结果建立了很多渗透作用下污染物迁移运动的理论模型。Jungnickel 等^[3]建立多种离子通过黏土衬垫层的耦合迁移模型,分析了氯化钠在饱和高岭土中的迁移。Patrick 等^[4]研究固结效应对污染物迁移的影响,认为扩散和固结引起的对流作用对溶质迁移起重要作用。Yadav 等^[5]考虑非稳态流动和溶质迁移条件,假定流速和水动力弥散系数均为时间和空间的函数,建立半无限非均质土体的对流弥散模型,并求得脉冲型点污染源下的解析解。Jaiswal 等^[6]提出两种变系数对流扩散模型,一种是均匀介质均匀流条件下弥散系数与时间相关的模型;另一种是非均匀介质非均匀流条件下,并使用 Laplace 变换得到半无限区域内当污染源注入方式为均匀脉冲输入和不均匀脉冲输入条件下的解析解。Peters 等^[7]分别基于欧拉坐标系和拉格朗日坐标系下的迁移模型和固结方程,比较了大变形和小变形两种情形下的特点。Guerrero 等^[8]求得污染物在非均匀多孔介质中在空间上的一维线性变系数对流扩散方程的解析解。Chen 等^[9]得出污染物在二维有限区域中,对流扩散方程在第1类和第3类注入边界条件下的解析解。

定期释放或排出的循环浓度污染物引起的多孔介质中污染过程及其处理过程在化学工业、石油工业、医药工业中是一类典型的问题^[10-11]。为此,本文建立了考虑释放效应的一维渗透及三维弥散效应的渗透迁移模型,通过 Laplace 变换和 Fourier 变换及其逆变换求得控制方程的通解。利用积分方法得到半无限体表面圆形区域注入循环浓度污染物时迁移过程的求解方法。

2 控制方程及通解形式

饱和半无限多孔介质(即在 x 和 y 方向为无限域, z 方向为半无限域)在 z 方向存在一维稳定渗透水流,而污染物的弥散效应为三维过程,则渗透迁移控制方程为^[12-13]

$$\begin{aligned} \frac{\partial C(x,y,z,t)}{\partial t} = & D_x \frac{\partial^2 C(x,y,z,t)}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 C(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \\ & D_z \frac{\partial^2 C(x,y,z,t)}{\partial z^2} - u \frac{\partial C(x,y,z,t)}{\partial z} - \\ & k_d C(x,y,z,t) + k_r \frac{\rho_s}{n} \sigma(x,y,z,t) \end{aligned} \quad (1)$$

式中: x 和 y 为垂直于渗流方向的坐标; z 为沿渗流方向的迁移距离; C 为液相中污染物的浓度; n 为介质的孔隙率; D_x 、 D_y 、 D_z 分别为 x 、 y 、 z 方向的水动力弥散系数; u 为孔隙间平均渗流速度; t 为时间; σ 为沉积在多孔介质表面的污染物浓度; ρ_s 为介质颗粒密度; k_d 为沉积系数; k_r 为释放系数。

实际上,沉积系数 $k_d = \lambda u$, 而系数 λ 与沉积在多孔介质基质上污染物的浓度有关,当污染物浓度较小时可简单假定为常数。释放系数 k_r 表征吸附到颗粒表面的污染物的再释放效应。

假定初始时刻多孔介质内无污染物存在,之后再注入随时间和坐标变化的污染物,则初始条件为

$$\left. \begin{aligned} C(x,y,z,0) &= 0 \\ \sigma(x,y,z,0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

而边界条件可写为

$$\left. \begin{aligned} C(x,y,0,t) &= g(x,y,t) \\ C(x,y,+\infty,t) &= 0 \\ C(\pm\infty,y,z,t) &= 0 \\ C(x,\pm\infty,z,t) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

令

$$\bar{C} = \int_0^\infty C(x,y,z,t) e^{-st} dt \quad (4)$$

$$\tilde{\bar{C}} = \int_0^\infty \bar{C}(x,y,z,s) e^{-rz} dz \quad (5)$$

式中: s 和 r 分别为关于 t 和 z 的 Laplace 变量; $g(x,y,t)$ 为多孔介质表面的污染物浓度分布随时间的变化函数。

通过 Laplace 变换,并考虑 Leibniz 积分法则,那么将式(1)中 $C(x,y,z,t)$ 对时间 t 进行 Laplace 变换,并注意初始条件式(2)可得

$$s\bar{C} = D_x \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2} - u \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} + \frac{k_r k_d \bar{C}}{s + k_y} - k_d \bar{C} \quad (6)$$

然后,式(6)两边对 z 做 Laplace 变换,并注意边界条件式(3)可得

$$\begin{aligned} (s + k_d) \tilde{\bar{C}} = & D_x \frac{\partial^2 \tilde{\bar{C}}}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 \tilde{\bar{C}}}{\partial y^2} + D_z \left(r^2 \tilde{\bar{C}} - r \bar{g} - \right. \\ & \left. \frac{\partial \bar{C}(x,y,0,s)}{\partial z} \right) - u(r \tilde{\bar{C}} - \bar{g}) + \frac{k_r k_d \tilde{\bar{C}}}{s + k_r} \end{aligned} \quad (7)$$

式(7)两边先后对 x 和 y 做 Fourier 变换,并经过适当整理,可得

$$\tilde{\bar{C}}^{xy} = \frac{\bar{g}^{xy} r - \frac{u}{D_z} \bar{g}^{xy} + \frac{d\bar{C}^{xy}(w,\phi,0,s)}{dz}}{(r+A)^2 - B^2} \quad (8)$$

式中: w 和 ϕ 分别为关于 x 和 y 的 Fourier 变量, 而

$$A = -u/(2D_z) \quad (9)$$

$$B = \left[A^2 + \left(D_x w^2 + D_y \phi^2 + s + \frac{k_d s}{s + k_r} \right) / D_z \right]^{1/2} \quad (10)$$

Abramowitz 等^[14]得到关于式(8)的 Laplace 逆变换, 并注意 $C(x, y, +\infty, t) = 0$, 得

$$\bar{C}^{xy} = \bar{g}^{xy} \exp(-Az) \exp(-Bz) \quad (11)$$

式(11)中, $\exp(-Bz)$ 可记为

$$\exp(-Bz) = \exp \left[-\frac{z}{\sqrt{D_z(s + k_r)}} (s^2 + s(k_r + E) + k_r E - k_r k_d)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (12)$$

式中: $E = D_x w^2 + D_y \phi^2 + D_z A^2 + k_d$ 。

另一方面, 根据 Sim^[13]的推导结果可知:

$$L^{-1} \left[\frac{1}{s + k_r} \bar{f}_0 \left(s + k_r - \frac{\alpha}{s + k_r} \right) \right] = \exp^{-k_r t} \int_0^t I_0[2(\alpha\eta(t - \eta))^{1/2}] f_0(\eta) d\eta \quad (13)$$

式中: L^{-1} 为 Laplace 逆变换算子; $\bar{f}_0(s)$ 为任意函数 $f_0(t)$ 的 Laplace 变换; α 为任意常数; I_0 为零阶第 1 类变形 Bessel 函数。

这里, 可定义函数 $f_0(t)$ 为^[13, 15]

$$f_0(t) = \frac{\alpha_1}{(4\pi t^3)^{1/2}} \exp \left(-\frac{\alpha_1^2}{4t} - \alpha_2 t \right) \quad (14)$$

则函数(14)关于时间 t 的 Laplace 变换为

$$\bar{f}_0(s) = \exp \left[-\alpha_1(s + \alpha_2)^{1/2} \right] \quad (15)$$

式中: α_1 和 α_2 均为任意常数。

于是, 由函数关系式(15)可进一步得到

$$\bar{f}_0 \left(s + k_r - \frac{\alpha}{s + k_r} \right) = \exp \left\{ -\frac{\alpha_1}{(s + k_r)^{1/2}} \cdot [s^2 + s(2k_r + \alpha_2) + k_r(k_r + \alpha_2) - \alpha]^{1/2} \right\} \quad (16)$$

比较式(12)和式(16), 令 $\alpha = k_r k_d$, $\alpha_1 = z/\sqrt{D_z}$, $\alpha_2 = E - k_r$, 则有

$$h(x, y, z, s) = \bar{f}_0 \left(s + k_r - \frac{\alpha}{s + k_r} \right) \quad (17)$$

于是, 式(17)可写成

$$R(w, \phi, z, t) L^{-1} \left(\frac{h}{s + k_r} \right) = \quad (18)$$

$$\exp^{-k_r t} \int_0^t I_0[2(\alpha\eta(t - \eta))^{1/2}] f_0(\eta) d\eta$$

由 Laplace 变换的性质并注意 $R(w, \phi, z, 0) = 0$, 得

$$\partial R(w, \phi, z, t) / \partial t = L^{-1} [sh / (s + k_r)] = L^{-1} [s \bar{R}(x, y, z, s)] \quad (19)$$

于是, 由式(14)和式(18)可得

$$R(w, \phi, z, t) = \exp^{-k_r t} \int_0^t I_0[2(\alpha\eta(t - \eta))^{1/2}] \cdot \frac{\alpha_1}{2\eta\sqrt{\pi\eta}} \exp \left[-\frac{\alpha_1^2}{4\eta} - \alpha_2 \eta \right] d\eta \quad (20)$$

类似地, 可以得到

$$L^{-1} [\exp(-Bz)] = k_r R(w, \phi, z, t) + \frac{\partial R(w, \phi, z, t)}{\partial t} \quad (21)$$

另一方面, 由于存在:

$$E = D_x w^2 + D_y \phi^2 + D_z A^2 + k_d \quad (22)$$

可得 $\exp(-Et)$ 关于 x 的 Fourier 逆变换为

$$F_x^{-1} [\exp(-Et)] = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_x t}} \cdot \exp \left[-\frac{x^2}{4D_x t} - (D_y \phi^2 + D_z A^2 + k_d)t \right] \quad (23)$$

式(23)关于 y 的 Fourier 逆变换为

$$F_y^{-1} \{ F_x^{-1} [\exp(-Et)] \} = \frac{1}{4\pi t \sqrt{D_x D_y}} \cdot \exp \left(-\frac{x^2}{4D_x t} - \frac{y^2}{4D_y t} - \frac{u^2 t}{4D_z} - k_d t \right) \quad (24)$$

于是, 根据 Fourier 变换的卷积定理, 可得式(11)在真实空间上的一般解为

$$C(x, y, z, t) = \exp \left(\frac{uz}{2D_z} \right) \cdot \int_0^t \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(p, l, \tau) [k_r W(x - p, y - l, z, t - \tau) + \frac{\partial W(x - p, y - l, z, t - \tau)}{\partial t}] dp dl d\tau \quad (25)$$

式中: p 、 l 、 τ 均为虚拟变量, 而

$$W(x, y, z, t) = \exp^{-k_r t} \int_0^t I_0[2(\alpha\eta(t - \eta))^{1/2}] \cdot \frac{z}{8\pi\eta^2 \sqrt{\pi D_x D_y D_z \eta}} \exp \left[-\frac{x^2}{4D_x \eta} - \frac{y^2}{4D_y \eta} - \frac{z^2}{4D_z \eta} - \frac{u^2 \eta}{4D_z} + (k_r - k_d)\eta \right] d\eta \quad (26)$$

3 多孔介质表面圆形域注入污染物

假定各向同性的半无限多孔介质表面 $P(x', y', 0)$ 点处瞬时注入浓度为 $g(x, y, t)$ 的污染物, 则有

$$g(x, y, t) = I \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(t - t') \quad (27)$$

式中: $I = M/u$ 为瞬时点源强度, 而 M 为污染物的注入质量; $\delta(\cdot)$ 为 Dirac delta 函数; x' 和 y' 为瞬时点污染源的坐标, t' 为瞬时污染源的注入时刻。

将式 (27) 代入式 (25), 并注意到 Dirac delta 函数的积分性质, 这里采用圆柱坐标 (r, z) 表示, 则可得点源问题的解为

$$C(x, y, z, t) = \frac{I}{8\pi^{3/2} (D_x D_y D_z)^{1/2}} A_1(z, t - t') \cdot \left\{ \int_0^{t-t'} A_2(t - t') A_3(z, \eta) A_4(x, y, z, \eta) d\eta + A_3(z, t - t') A_4(x, y, z, t - t') \right\} \quad (28)$$

其中, 有

$$A_1(z, t) = \exp\left(\frac{uz}{2D_z} - k_r t\right) \quad (29)$$

$$A_2(t) = \left(\frac{\alpha\eta}{t - \eta}\right)^{1/2} I_1[2(\alpha\eta(t - \eta))^{1/2}] \quad (30)$$

$$A_3(z, t) = \frac{z}{t^{5/2}} \quad (31)$$

$$A_4(r, z, t) = \exp\left[-\frac{R^2}{4D_r t} - \frac{z^2}{4D_z t} - \frac{u^2 t}{4D_z} + (k_r - k_d)t\right] \quad (32)$$

式中: I_1 为一阶第 1 类变形 Bessel 函数, $R = (r'^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi')^{1/2}$ 。

当半无限多孔介质表面圆形区域内 (圆形为 O , 半径为 a), 在 $t=0$ 时刻连续注入浓度随时间 t 变化的污染物时, 假定污染源浓度分布为 $q(t)$ 。那么, 多孔介质内部污染物的迁移过程相当于无数个强度为 $I = q(x, y, t) dx dy dt$ 点源注入情形下污染物迁移过程在时间和空间上的叠加^[16]。假定水平向水动力弥散系数相等 (即 $D_x = D_y$), 而竖向水动力弥散系数为 D_z 。于是, 多孔介质内污染物的渗透迁移浓度可由式 (28) 在空间域上和时间域上通过积分求得, 即

$$C(r, z, t) = \frac{1}{8\pi D_r (\pi D_z)^{1/2}} \int_0^t q(\tau) A_1(z, t - \tau) \cdot \left\{ \int_{r'=0}^a \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \left[\int_0^{t-\tau} A_2(t - \tau) A_3(z, \eta) A_4(r, z, \eta) d\eta \right] r' d\varphi' dr' + \int_{r'=0}^a \int_{\varphi'=0}^{2\pi} A_3(z, t - \tau) A_4(r, z, t - \tau) r' d\varphi' dr' \right\} d\tau \quad (33)$$

式中: (x, y, z) 为介质内计算点处的坐标; (x', y') 为

污染面 ($z=0$) 的坐标; τ 为时间积分变量。

4 算例

假定半无限体表面圆形区域上存在浓度随时间为周期性变化的污染源 (见图 1), 其浓度分布为^[17]

$$q(t) = q_a + q_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (34)$$

式中: q_a 为污染源平均强度; q_0 为循环污染源强度的半幅值; $\omega = 2\pi/Z$ 为频率, Z 为周期; φ 为相位。

这里假定 $q_a = q_0$, $Z = 50$ s, $\varphi = 0$, 此时无量纲浓度为 $C/C_0 = C/(2q_0)$, 而定义 $C_0 = 2q_0$ 。

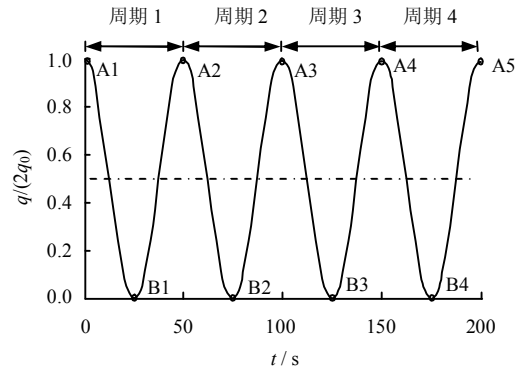


图1 污染源浓度周期变化过程
Fig.1 Cyclic variation of contaminant concentration

参考已有文献[18—19], 拟定计算参数为: 水平向水动力弥散系数 $D_r = 0.1$ cm²/s, 竖向水动力弥散系数 $D_z = 1$ cm²/s, 渗流速度 $u = 0.2$ cm/s, 沉积系数 $k_d = 0.02$ s⁻¹, 释放系数 $k_r = 0.001$ s⁻¹。

当污染源浓度为周期变化时 (污染源半径 $a = 10$ cm), 则多孔介质内部污染物的浓度随着时间的增长逐渐由不稳定的周期变化过程逐渐过渡到稳定的循环过程 (见图 2), 而某一深度处污染物浓度的相位则相应滞后于污染源的相位。例如, 在第 1、2、3、4、5 周期, 污染源浓度峰值所对应时间 t 分别为 0、50、100、150、200 s (即图 1 中的点 A1、A2、A3、A4、A5 ...), 而深度 $z = 10$ cm 处污染物浓度达到峰值所需时间 t 则分别为 23、68、118、168、218 s。然而, 随着时间的增长, 稳定后的污染物浓度周期与污染源浓度周期相同 (即 $t = 50$ s)。而随着深度的增加 (即 z 分别为 10、20、30 cm), 污染物浓度由不稳定循环过程到达循环稳定过程所需时间相应延长, 稳定后污染物浓度的幅值则要小得多, 而其相位也要相应滞后。图 2 中同时给出恒定污染源 (即 $q_0 = 0$) 的演化过程, 表明在较早的时间内污染物浓度一般大于循环污染物浓度的平均值 (如 $t < 25$ s), 而后随着时间的增长, 两者趋于一致。

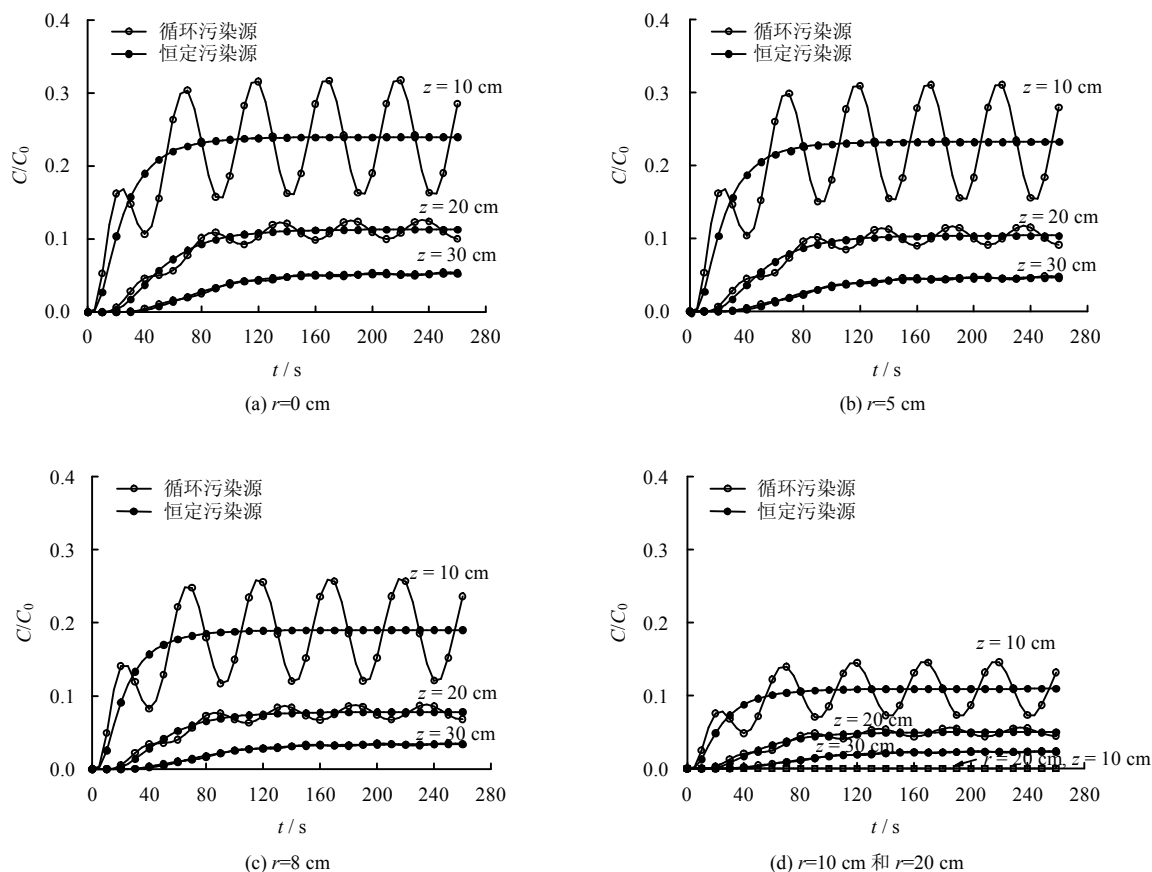


图2 污染物浓度随时间的变化过程
Fig.2 Variations of contaminant concentration with time

由图2可以看出,随着离开污染源中心距离的增大($r=0 \rightarrow 5 \rightarrow 8 \rightarrow 10 \text{ cm} \dots$),污染物浓度由不稳定状态过渡到稳定状态所需的时间略有延长,而同一深度处的污染物浓度幅值则要显著减小。例如,当 $r=20 \text{ cm}$ 时(参见图2(d)中, $r=20 \text{ cm}$, $z=10 \text{ cm}$),污染物浓度平均值 $C/C_0=0.0002$ (即为对应恒定污染源的值,且 $C/C_0 < 0.001$),可认为已没有污染。

由图2(a)和图2(b)的比较可以看出(例如,当 $r=0$ 和 $r=5 \text{ cm}$ 时),在靠近污染源中心较近距离的范围内污染物的衰减十分缓慢。然后,随着离开污染源水平距离的增大,多孔介质内污染物衰减过程则明显增大(如图2(c)和图2(d)的比较)。

图3给出不同相位点(即图1中的点B1、B2、B3和A2、A3、A4)时刻污染物浓度沿深度的波动过程。可以看出,在靠近多孔介质表面一定深度范围内,随多孔介质表面污染源浓度的周期变化,多孔介质内污染物浓度在深度方向也呈反复增大或减小的非稳态波动变化过程。然后,在污染物循环变化过程中(如谷底相位点 $B1 \rightarrow B2 \rightarrow B3 \dots$;或者峰值相位点 $A2 \rightarrow A3 \rightarrow A4 \dots$)污染物不断向深处

推进,并最终趋于准稳态循环变化过程。计算表明,在第4周期和第5周期开始的污染物峰值相位点A4和A5处(相应时间 t 分别为150、200 s),污染物浓度沿深度分布已十分接近,两者浓度 C/C_0 差值小于0.003。如果定义当 $C/C_0 < 0.001$ 时的深度为污染深度,那么当污染物迁移进入准稳态循环变化过程后,其最大污染深度为 $z_0=76 \text{ cm}$ (即 $z_0/a=7.6$)。

图4给出污染源边缘下(即 $r=10 \text{ cm}$)沿深度方向污染物迁移的波动过程。可以看出,比之污染源中心下(即 $r=0$)的污染物浓度(见图3),污染物浓度明显减小,而污染物穿透深度也明显减小(即污染深度为 $z_0=66 \text{ cm}$, $z_0/a=6.6$),此时 $C/C_0 < 0.001$ 。最终,也随循环周期的变化而逐渐趋于稳定。另一方面,由图3、4的比较可以看出,在污染源边缘下一个很小的深度范围内,污染物即产生明显衰减,实际上体现了多孔介质表面局部区域污染时,污染物向外和向下显著的扩散效应。

图5给出不考虑和考虑污染物沉积后的释放效应,以及选取不同的释放系数(即假定 k_r 分别为0、0.001、0.01、0.1 s^{-1})等几种情况后的循环污染物

的迁移过程 ($r=0$, $z=10$ cm)。可以看出, 随着释放系数的增大, 多孔介质中污染物的浓度有所增

大, 即沉积在基质表面的污染物有减小的趋势, 而只有当释放系数超过 $k_r = 0.01 \text{ s}^{-1}$ 差异才逐渐增大。

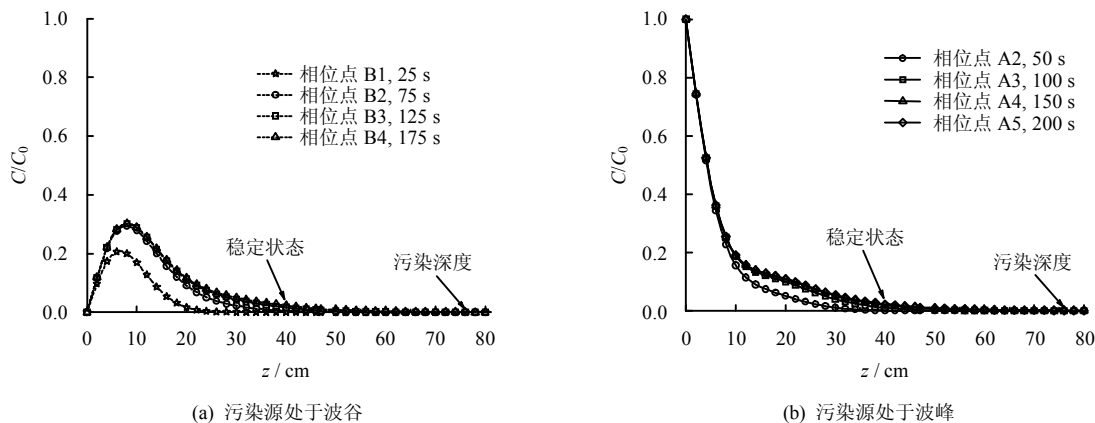


图3 污染源中心下浓度沿深度的波动过程

Fig.3 Concentration fluctuations along depth under the center of contaminant source

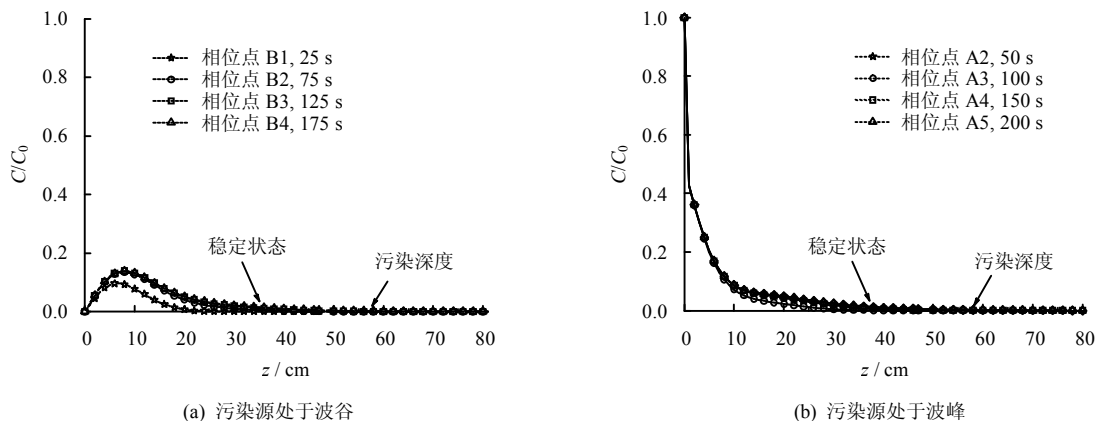


图4 污染源边缘下浓度沿着深度的波动过程

Fig.4 Concentration fluctuations along depth under the edge of contaminant source

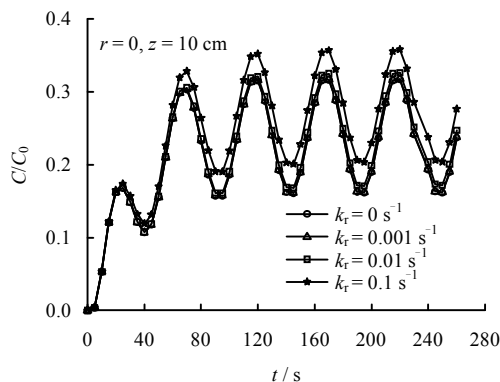


图5 释放效应对污染源迁移过程的影响

Fig.5 Effect of contaminant release on transport processes

5 结论

(1) 通过 Laplace 变换和 Fourier 变换及其逆变换求得考虑释放效应的一维渗透作用和三维弥散效

应的可溶性污染物的迁移控制方程的通解形式, 进而得到半无限体表面局部区域上作用污染物后污染物迁移过程的求解方法。

(2) 当污染源浓度为周期变化时, 多孔介质内部污染物的浓度随着时间的增长由不稳定的周期变化过程逐渐过渡到稳定的循环过程, 而某一深度处污染物浓度的相位则相应滞后于污染源的相位。

(3) 随着时间的增长, 稳定后的污染物浓度周期与污染源浓度周期相同。而随着深度的增加, 稳定后污染物浓度的幅值则要小得多, 而其相位也要相应滞后。

(4) 在靠近多孔介质表面一定深度范围内, 随多孔介质表面污染源浓度的周期变化, 多孔介质内污染物浓度在深度方向也呈反复增大或减小的非稳态波动变化过程。然后, 在污染物循环变化过程中污染物不断向深处推进, 并最终趋于准稳态循环变

化过程。

参考文献

- [1] NATARAJAN N, KUMAR G S. Spatial moment analysis of colloid facilitated radionuclide transport in a coupled fracture-matrix system[J]. **International Journal of Energy and Environment**, 2011, 2(3): 491—504.
- [2] OVAYSI S, PIRI M. Pore-scale modeling of dispersion in disordered porous media[J]. **Journal of Contaminant Hydrology**, 2011, 124(1—4): 68—81.
- [3] JUNGNIKKEL C, SMITH D, FITYUS S. Coupled multi-ion electrodiffusion analysis for clay soils[J]. **Canadian Geotechnical Journal**, 2004, 41(2): 287—298.
- [4] PATRICK J, FOX P E, LEE J, et al. Coupled consolidation and contaminant transport in compressible porous media[J]. **International Journal of Geomechanics**, 2011, 11(2): 13—123.
- [5] YADAV S K, KUMAR A, JAISWAL D K, et al. One-dimensional unsteady solute transport along unsteady flow through inhomogeneous medium[J]. **Journal of Earth System Science**, 2011, 120(2): 205—213.
- [6] JAISWAL D K, KUMAR A, KUMAR N, et al. Analytical solutions for temporally and spatially dependent solute dispersion of pulse type input concentration in one-dimension semi-infinite media[J]. **Journal of Hydro-environment Research**, 2009, (2): 254—263.
- [7] PETERS G P, SMITH D W. Solute transport through a deforming porous medium[J]. **International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics**, 2002, 26(7): 683—717.
- [8] GUERRERO J S P, SKAGGS T H. Analytical solution for one-dimensional advection-dispersion transport equation with distance-dependent coefficients[J]. **Journal of Hydrology**, 2010, 390(1—2): 57—65.
- [9] CHEN J S, CHEN J T, LIU C W, et al. Analytical solutions to two-dimensional advection-dispersion equation in cylindrical coordinates infinite domain subject to first-and third-type inlet boundary conditions[J]. **Journal of Hydrology**, 2011, 405(3—4): 522—531.
- [10] 白冰, 苏钟琴, 杨海朋. 一种饱和粉质黏土的热固结特性试验研究[J]. **岩土力学**, 2012, 33(1): 12—16.
- BAI Bing, SU Zhong-qin, YANG Hai-peng. Experimental study of thermal consolidation of a saturated silty clay[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2012, 33(1): 12—16.
- [11] 陈星欣, 白冰, 闫瑜龙, 等. 悬浮颗粒的浓度对其在饱和和多孔介质中迁移和沉积特性的影响[J]. **岩土力学**, 2012, 33(8): 2343—2348.
- CHEN Xing-xin, BAI Bing, YAN Yu-long, et al. Influence of concentration of suspended particles on transport and deposition characteristics in saturated porous media[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2012, 33(8): 2343—2348.
- [12] SHARMA P, FLURY M, MATTSON E D. Studying colloid transport in porous media using a geocentrifuge[J]. **Water Resources Research**, 2008, 44(7): 1796—1806.
- [13] SIM Y, CHRYSIKOPOULOS C V. Three dimensional analytical models for virus transport in saturated porous media[J]. **Transport in Porous Media**, 1998, 30(1): 87—112.
- [14] ABRAMOWITZ M, STEGUN I A. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables[M]//National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series 55. New York: John Wiley and Sons, 1972.
- [15] ROBERTS G E, KAUFMAN H. Table of Laplace transforms[M]. Philadelphia: [s. n.], 1966.
- [16] BAI BING. Thermal response of saturated porous spherical body containing a cavity under several boundary conditions[J]. **Journal of Thermal Stresses**, 2013, 36(11): 1217—1232.
- [17] BAI BING. Fluctuation responses of saturated porous media subjected to cyclic thermal loading[J]. **Computers and Geotechnics**, 2006, 33(8): 396—403.
- [18] MASSEI N, LACROIX M, WANG H Q, et al. Transport of particulate material and dissolved tracer in a highly permeable porous medium: Comparison of the transfer parameters[J]. **Journal of Contaminant Hydrology**, 2002, 57(1—2): 21—39.
- [19] AHFIR N D, WANG H Q, BENAMAR A, et al. Transport and deposition of suspended particles in saturated porous media: hydrodynamic effect[J]. **Hydrogeology Journal**, 2007, 15(4): 659—668.