

# 承压含水层井孔储存效应对气压波动引起的井孔水位波动的影响

李海龙<sup>1,2</sup>, 宋金颖<sup>3</sup>, 万力<sup>1,2</sup>, 柳富田<sup>4</sup>

- (1. 地下水循环与环境演化教育部重点实验室及中国地质大学(北京)水资源与环境学院, 北京 100083;  
2. 生物地质与环境地质国家重点实验室, 中国地质大学(北京), 北京 100083;  
3. 中国科学院力学研究所, 北京 100190; 4. 天津地质调查中心, 天津 300170)

**摘要:** 定量研究了井孔储存量对气压波动引起的承压含水层井水水位波动的抑制和滞后效应, 建立了相应的数学模型, 并推出了其解析解, 给出了承压含水层井孔水位波动与气压波动的定量关系。分析发现, 对于常见承压含水层完整井来说, 当其井径大于 0.1 m 时, 井孔储存量对气压波动引起的井水水位波动具有明显的控制和滞后效应。随着井径的增大或者含水层水力扩散系数的减小, 气压波动引起的井水水位的波动减弱。当井径无穷大或含水层水力扩散系数无穷小时, 井水水位不再随气压波动; 反之, 当井径无限小或含水层水力扩散系数无穷大时, 井水水位则正好以反相位随气压波动, 且井水水位波动幅度和气压波动幅度之比刚好为气压效应系数。

**关键词:** 气压效应; 地下水微动态; 井的存储效应; 井孔水位波动

中图分类号: P315.72<sup>+3</sup>

文献标识码: A

文章编号: 1000-3665(2013)04-0001-06

承压含水层井水水位的气压效应, 指的是井孔水位随着气压的波动而上下波动的现象。这种效应作为地下水微动态研究的重要组成部分, 吸引着很多水文地质工作者的关注, 对这个现象的研究, 国外早在 20 世纪 30 年代就已经开始了。这种效应也用于地震预测预报系统。随着地震地下水动态观测网的建立, 在 20 世纪 80 年代国内开始了较为系统和深入的研究。承压含水层井孔水位的气压效应现象非常普遍。据不完全统计, 在地震观测网中的水井有近 80% 具有不同程度的气压效应<sup>[1]</sup>。

随着相关理论在近几十年的发展, 关于井孔水位对气压变动反映的机理, 已经有了较为一致的看法<sup>[2]</sup>。一般认为, 当大气压强同时作用在井孔水面与井区地面之上时, 作用在井孔水面上的力通过水体毫无衰减地传递到井孔—含水层界面上, 但作用于井区

地表面上的力则要通过覆盖层固体介质向下传递到含水层, 再经含水层中的孔隙水传到井孔—含水层界面上, 其间一方面大气压强在通过覆盖层传递的过程中有衰减, 另一方面根据太沙基有效应力原理, 承压含水层的固体骨架分担了一部分大气压强, 结果导致了井壁内外的水压差, 从而由此引起了井孔—含水层系统内的水流运动, 其结果表现为井孔水位随着大气压的升降而产生相应的升降。

大气压力的变化, 一般认为由两个部分组成, 一是非周期变化或趋势性变化, 另一是潮汐变化或周期性变化, 后者被称为气压波动或气压潮。本文只考虑大气压的周期性变化。由叠加原理, 不妨只考虑气压周期性波动的单个分量:

$$h_B(t) = h_0 \cos(\omega t) \quad (1)$$

式中:  $h_B(t)$  ——  $t$  时刻相对于标准大气压  $P_{atm} = 1033.7 \text{ cm}$  水柱的相对气压值(将其表示成水柱的形式);

$h_0$  —— 气压周期性波动的波幅 [L];

$\omega$  —— 气压周期性波动的频率 [ $T^{-1}$ ]。

过去几十年间, 这一课题的研究吸引了许多水文地质学家的关注, 1940 年 Jacob<sup>[3]</sup> 首次推导了水井水位气压效率的表达式; 1967 年 Bredehoeft<sup>[4]</sup> 利用气压效率计算了含水层的孔隙度; 1979 年 Weeks<sup>[5]</sup> 讨论了与深部非封闭含水层相通的井孔气压波动问题; 1983

收稿日期: 2013-02-10; 修订日期: 2013-03-15

基金项目: 基金委国家杰出青年基金(41025009); 天津地质调查中心项目(1212010814005)

作者简介: 李海龙(1965-) 男, 二级教授, 主要从事海水—地下水相互作用, 海岸带地下多组分多相流及其生态环境效应方面的研究。

E-mail: hailongli@cugb.edu.cn

通讯作者: 宋金颖(1987-) 女, 硕士, 主要从事地下水资源评价及开发利用。

年 Kamp<sup>[6]</sup> 给出了考虑固体颗粒压缩性的多孔介质中应力和流体压力相互作用的一般性三维方程; 1986 年 张昭栋<sup>[7]</sup> 导出了气压影响承压含水层水头的偏微分方程, 给出了方程在不排水情况下的简化解; 在此基础上, 1989 年张昭栋考虑到井孔与含水层之间相互渗流的边界条件, 得出了方程的解, 给出了水井水位对气压效率和水位气压响应的位相滞后与水井含水层参数间的关系式, 并讨论了它们之间的关系<sup>[1]</sup>。然而, 这些研究并没有考虑含水井本身对地下水的存储效应。

本文首次定量考虑了含水层井的储存效应, 得到单一承压含水井系统气压效应的解析解, 并定量讨论了承压含水层井孔半径对气压引起的井水水位波动的影响。

### 1 模型建立与求解

承压含水层井孔水位气压效应的数学模型在下列假设条件下建立(图 1):

- (1) 含水层均质、各向同性, 等厚, 侧向无限延伸, 产状水平;
- (2) 含水层顶板和底板均隔水, 不考虑越流作用;
- (3) 含水层与井之间的水流为水平流, 井服从 Darcy 定律, 关于井轴对称;
- (4) 作用于地表的大气压无衰减地瞬时传送到承压含水层的顶板<sup>[5, 8-9]</sup>;
- (5) 作用于含水层的气压由孔隙水和固体骨架共同承担, 而作用于井中的气压全部由水承担。

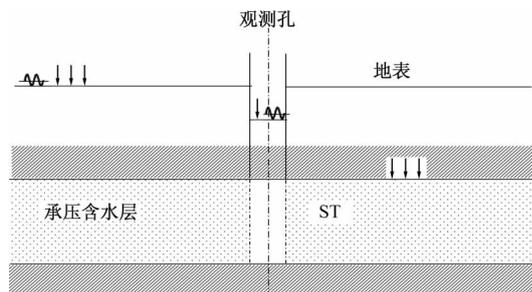


图 1 承压含水层井孔水位气压效应模型

Fig.1 The conceptual model of the response of confined well-aquifer systems to barometric effect

在上述假设下, 考虑地表和承压水井的气压波动, 可以得到承压含水层井孔水位气压效应的基本微分方程<sup>[8]</sup>:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{L_e S}{T} \frac{\partial h_B}{\partial t} \quad (2)$$

$r > r_w, t > 0$

式中:  $h(r, t)$  ——  $t$  时刻距离井轴  $r$  处的井孔水头值 [L], 其基准为气压等于标准大气压  $P_{atm}$  且无波动的理想情况下, 井内静止水位所在的位置, 即图 2 中所示的理想状态的静止井水位;

$S$  —— 承压含水层的贮水系数 [-];

$T$  —— 承压含水层导水系数 [ $L^2 T^{-1}$ ];

$L_e$  —— 承压含水层海潮荷载效应 [-], 定义如下<sup>[3, 8-9]</sup>:

$$L_e = \frac{\alpha}{\alpha + n\beta} \quad (3)$$

式中:  $n$  —— 承压含水层的孔隙度 [-];

$\alpha$  —— 水的压缩系数 [ $M^{-1} L T^2$ ];

$\beta$  —— 含水层骨架的压缩系数 [ $M^{-1} L T^2$ ].

假设系统没有源汇项, 在无穷远处没有补给, 即当  $r \rightarrow \infty$  时, 为零流量边界:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial h}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

在井壁  $r = r_w$  处, 由 Darcy 定律, 可以得到从含水层经过井壁流入井内的水量的表达式

$$Q = \left( 2\pi r T \frac{\partial h}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_w} \quad (5)$$

考虑井水水位  $h_w(t)$ 、井壁  $r = r_w$  处的水头  $h(r_w, t)$  和大气压波动  $h_B(t)$  之间的关系见图 2。

取井水水位  $h_w(t)$  和井壁处的水头  $h(r_w, t)$  有同样的基准(图 2 中所示理想状态的静止井水位)。由于水头  $h(r, t)$  和大气压波动  $h_B(t)$  的定义都是相对于标准大气压  $P_{atm}$  的, 在图 2a 的井水水面处所得到的压力平衡方程为:

$$P_{atm} + h(r_w, t) - h_w(t) = h_B(t) + P_{atm}$$

其中  $h_w(t)$  取值为负; 在图 2b 的井水水面处所得到的压力平衡方程为:

$$P_{atm} + h(r_w, t) = h_w(t) + P_{atm} + h_B(t)$$

因此无论何种情况, 总是成立:

$$h(r_w, t) = h_w(t) + h_B(t) \quad (6)$$

根据质量守恒, 在  $\Delta t$  时间内从含水层经过井壁流入井内的水量等于井内水量储存量的增量; 即:

$$Q \cdot \Delta t = \pi r_w^2 [h_w(t + \Delta t) - h_w(t)] \quad (7)$$

式(7)中令  $\Delta t \rightarrow 0$  得:

$$Q = \pi r_w^2 \frac{\partial h_w}{\partial t} = \pi r_w^2 \frac{\partial (h - h_B)}{\partial t} \Big|_{r=r_w} \quad (8)$$

由于式(5)与式(8)左边相等, 故可得到井壁边界条件:

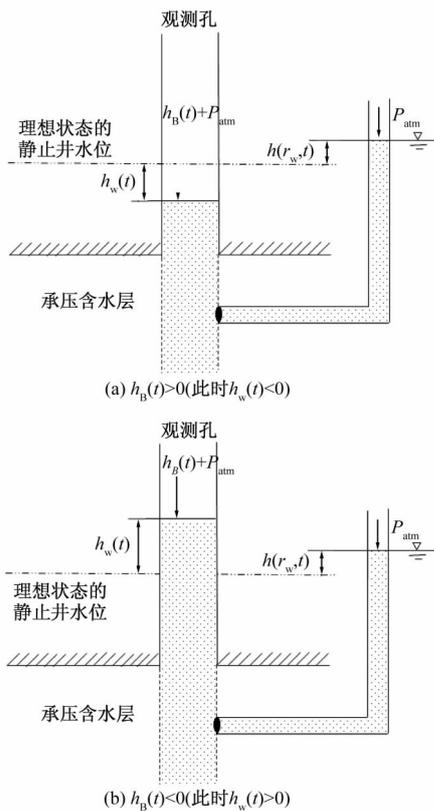


图 2 井水水位  $h_w(t)$ 、井壁  $r=r_w$  处的水头  $h(r_w, t)$  和大气压波动  $h_B(t)$  之间的关系示意图

Fig. 2 The relationship among the water level in well  $h_w(t)$ , the water head  $h(r_w, t)$  at the place  $r=r_w$  and the barometric fluctuation  $h_B(t)$

$$\left( \frac{\partial h}{\partial r} - \frac{r}{2T} \frac{\partial h}{\partial t} \right) \Big|_{r=r_w} = - \frac{r_w}{2T} \frac{\partial h_B}{\partial t} \quad (9)$$

引入新的无量纲参数:

气压传导参数:  $\alpha_w = \sqrt{\frac{\omega S}{2T}} r_w$

无量纲半径:

$$\bar{r} = \frac{r}{r_w} \quad (10)$$

$$C_1(\alpha_w, S, \bar{r}) = \frac{(1-L_e) h_0 \cdot i \alpha_w \cdot K_0 [(1+i) \alpha_w \cdot \bar{r}]}{(1+i) SK_1 [(1+i) \alpha_w] + i \alpha_w K_0 [(1+i) \alpha_w]} + L_e h_0 \quad (23)$$

式中:  $K_0 [(1+i) \alpha_w]$ ——零阶修正 Bessel 函数;

$K_1 [(1+i) \alpha_w]$ ——一阶第二类修正 Bessel 函数。

利用式 (6) 和式 (19), 得到井水水位变化的公式:

$$h_w(t) = h(r_w, t) - h_B(t) = \sigma_2(\alpha_w, S) h_0 \cos(\omega t - \tau_2(\alpha_w, S)) \quad (24)$$

其中

$$\sigma_2(\alpha_w, S) = |C_2(\alpha_w, S)| \quad (25)$$

$$\tau_2(\alpha_w, S) = - \text{Arg} [C_2(\alpha_w, S)] \quad (26)$$

为了求解定解问题(2)、(4)、(9) 将有关物理量从实平面扩充到复平面。令  $h(r, t) = \text{Re}\{H(r, t)\}$ , 由于  $h_B(t) = \text{Re}\{h_0 \cdot \exp(i\omega t)\}$  进而上述定解问题可以转化为:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{S}{T} \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{L_e S}{T} i \omega h_0 \exp(i\omega t) \quad (11)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial H}{\partial r} = 0 \quad (12)$$

$$\left( \frac{\partial H}{\partial r} - \frac{r}{2T} \frac{\partial H}{\partial t} \right) \Big|_{r=r_w} = - \frac{r_w}{2T} i \omega h_0 \exp(i\omega t) \quad (13)$$

可以发现, 式(11) 为二阶非齐次线性偏微分方程, 而定解条件式(12) 和式(13) 都是线性的, 故根据叠加原理, 它的通解由非齐次方程的一个特解和对应齐次方程的通解组合而成。

显然, 可以求得式(11) 的一个特解, 即:

$$H_1(r, t) = L_e h_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (14)$$

假设非齐次方程(11) 对应的齐次方程具有如下形式的解:

$$H_2(r, t) = E(r) \cdot e^{i\omega t} \quad (15)$$

则对应的齐次方程的定解问题为:

$$\frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE}{dr} = \frac{i\omega S}{T} E \quad (16)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} E(r) = 0 \quad (17)$$

$$\left( \frac{dE}{dr} - \frac{i\omega r}{2T} E \right) \Big|_{r=r_w} = (L_e - 1) \frac{i\omega r_w}{2T} h_0 \quad (18)$$

求解式(16) ~ (18) 可得<sup>[10]</sup>:

$$E = \frac{(1-L_e) h_0 \cdot i \alpha_w \cdot K_0 [(1+i) \alpha_w \cdot \bar{r}]}{(1+i) SK_1 [(1+i) \alpha_w] + i \alpha_w K_0 [(1+i) \alpha_w]} \quad (19)$$

代入即可得到定解问题(2)、(4) 和(9) 的解:

$$h(r, t) = \sigma_1(\alpha_w, S, \bar{r}) \cos(\omega t + \tau_1(\alpha_w, S, \bar{r})) \quad (20)$$

其中:  $\sigma_1(\alpha_w, S, \bar{r}) = |C_1(\alpha_w, S, \bar{r})|$  (21)

$$\tau_1(\alpha_w, S, \bar{r}) = \text{Arg} [C_1(\alpha_w, S, \bar{r})] \quad (22)$$

而

$$C_2(\alpha_w, S) = \frac{1}{h_0} [C_2(\alpha_w, S, \bar{r}) \Big|_{\bar{r}=1} - h_0] = \frac{(1-L_e) \cdot i \alpha_w \cdot K_0 [(1+i) \alpha_w]}{(1+i) SK_1 [(1+i) \alpha_w] + i \alpha_w K_0 [(1+i) \alpha_w]} + (L_e - 1) = \frac{-(1-L_e)(1+i) SK_1 [(1+i) \alpha_w]}{(1+i) SK_1 [(1+i) \alpha_w] + i \alpha_w K_0 [(1+i) \alpha_w]}$$

$$(27)$$

式中:  $\sigma_2(\alpha_w, S)$  ——井中水位波动幅度与大气压波动幅度的比值 [ - ], 其变化范围在 0 与 1 之间;

$\tau_2(\alpha_w, S)$  ——相位移, 单位为弧度。

## 2 解的讨论

下面由式(25) ~ (27) 讨论井内水位波动与无量纲气压传导参数  $\alpha_w$  之间的关系:

(1) 当气压传导参数  $\alpha_w \rightarrow \infty$ , 对式(27) 化简, 分子分母同除以  $K_1 [(1+i)\alpha_w]$ , 并利用  $\lim_{\alpha_w \rightarrow \infty} \alpha_w$

$$\frac{K_0 [(1+i)\alpha_w]}{K_1 [(1+i)\alpha_w]} = \infty, \text{ 可得:}$$

$$C_2(\alpha_w, S) = \frac{(L_e - 1)(1+i)S}{(1+i)S + i\alpha_w \frac{K_0 [(1+i)\alpha_w]}{K_1 [(1+i)\alpha_w]}} \rightarrow 0 \quad (28)$$

进而  $\sigma_2 = 0, \tau_2 = 0$ 。

(2) 当气压传导参数  $\alpha_w \rightarrow 0$ , 对式(27) 化简, 分子分母同除以  $K_1 [(1+i)\alpha_w]$ , 并利用  $\lim_{\alpha_w \rightarrow 0} \alpha_w$

$$\frac{K_0 [(1+i)\alpha_w]}{K_1 [(1+i)\alpha_w]} = 0, \text{ 可得:}$$

$$C_2(\alpha_w, S) = \frac{(L_e - 1)(1+i)S}{(1+i)S + i\alpha_w \frac{K_0 [(1+i)\alpha_w]}{K_1 [(1+i)\alpha_w]}} \rightarrow (L_e - 1) \quad (29)$$

式中:  $\sigma(\delta r_w, S)$  ——井中水位波动幅度与大气压波动幅度的比值, 其变化范围在 0 与 1 之间;

$\tau(\delta r_w, S)$  ——相位移。

考虑一个承压含水层和观测井系统, 假设  $L_e = 0.5$ , 承压含水层的贮水系数和导水系数分别取:  $S = 10^{-4}, T = 0.416 \text{ m}^2/\text{h}$  (约为  $10 \text{ m}^2/\text{d}$ ); 大气压波动频率取  $\omega = 2\pi/24 \text{ h}^{-1}$ ; 则由式(31) 和(32) 得知, 井内水位波动的振幅  $\sigma(\delta r_w, S)$  和相位移  $\tau(\delta r_w, S)$  只与井半径  $r_w$  有关, 如图 3 所示。由图 3 可知, 特别是当井径大于 0.1 m 时, 随着井径的增大, 井孔储存量对气压波动引起的井水水位波动的抑制和滞后效应逐渐增大, 气压效应显著性下降。当井径大于 10m 时, 井水水位不再随气压波动。随着井径的减小, 气压效应逐渐增强。当井径小于 0.1m 时, 井水水位几乎正好完

进而  $\sigma_2 = 1 - L_e, \tau_2 = \pi$ 。

也就是说, 当井径无穷大或含水层水力扩散系数  $T/S$  无穷小时 (即  $\alpha_w \rightarrow \infty$  时), 井水水位不再随气压波动 ( $\sigma_2 = 0$ ); 反之, 当井径无限小或含水层水力扩散系数无穷大时 (即  $\alpha_w \rightarrow 0$  时), 井水水位正好完全以反相位随气压波动, 且水位波动幅度和气压波动幅度之比刚好为气压效应系数  $1 - L_e$ 。

一般而言, 大部分承压含水层的贮水系数在  $10^{-5} \sim 10^{-3}$  之间<sup>[11~12]</sup>, 即  $10^{-5} < S < 10^{-3}$ ; 厚度为 10m 左右的承压含水层的导水系数量级在  $10^2 \sim 10^3 \text{ m}^2/\text{d}$  之间<sup>[13~15]</sup>, 即  $10^2 \text{ m}^2/\text{d} < T < 10^3 \text{ m}^2/\text{d}$ ; 海潮荷载系数  $L_e$  的范围在  $0 \sim 1$ <sup>[3,9,15]</sup>。

下面讨论井内水位波动随井径的变化情况, 引入记号:

$$\delta = \sqrt{\frac{\omega S}{2T}} \quad (30)$$

则由式(10), 可得

$$\alpha_w = \delta r_w \quad (31)$$

化简式(24), 可得井内水位随井径变化的表达式

$$h_w(t) = \sigma(\delta r_w, S) h_0 \cos(\omega t + \pi - \tau(\delta r_w, S)) \quad (32)$$

其中

$$\sigma(\delta r_w, S) = |C(\delta r_w, S)| \quad (33)$$

$$\tau(\delta r_w, S) = \text{Arg}[C(\delta r_w, S)] \quad (34)$$

而

$$C(\delta r_w, S) = \frac{-(1 - L_e)(1+i)SK_1[(1+i)\delta r_w]}{(1+i)SK_1[(1+i)\delta r_w] + i\delta r_w K_0[(1+i)\delta r_w]} \quad (35)$$

全以反相位随气压波动, 井水水位随气压波动的波幅不再明显地随着井径的减小而增加, 此时水位波动幅度和气压波动幅度之比刚好为气压效应系数  $1 - L_e = 0.5$ 。总之, 当井径大于 0.1 m 时, 井孔储存量对气压波动引起的井水水位波动具有明显的抑制和滞后效应。

假设气压波动的振幅  $h_0 = 0.1 \text{ m}$ , 分别考虑半径为 0.1m 和 0.5m 的观测井, 由图 3 可以得到这两个观测井的井水位波动的振幅和相位  $\sigma = 0.50, \tau = 0.01$  ( $r_w = 0.1 \text{ m}$ );  $\sigma = 0.43, \tau = 0.40$  ( $r_w = 0.5 \text{ m}$ ), 时间  $t$  从 1 开始连续取 72 个小时, 绘制井内水位和气压随时间变化的曲线, 如图 4。

可以发现, 当井半径为 0.1m 时, 井内水位波动与气压波动近乎反相位, 并且波动幅度和气压波动幅度之比恰为气压效应系数 ( $1 - L_e = 0.5$ ); 而当井半径增大为 0.5m 时, 井内水位波动与气压波动的相位差超

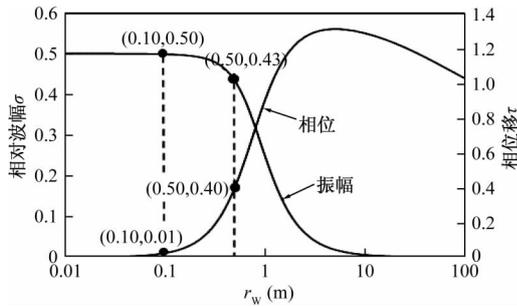


图 3 承压含水井内水位波动随着井半径  $r_w$  变化的曲线

Fig. 3 The relationship between water level fluctuation in well and the varying well radius  $r_w$

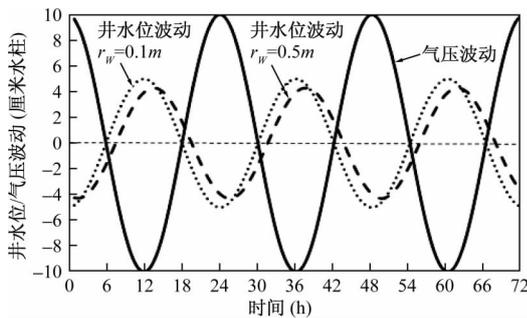


图 4 井内水位和气压随时间变化的曲线

Fig. 4 The water level in well and barometric pressure varying with time

过  $\pi$ , 而水位波动的幅度与气压波动幅度之比为 0.43, 小于气压效应系数 0.5。

### 3 结论

对于常见承压含水层, 当井径大于 0.1 m 时, 完整井的井孔储水量对气压波动引起的井水水位波动具有明显的抑制和滞后效应。随着井径的增大或者含水层水力扩散系数的减小, 气压波动引起的井水水位的波动减弱。当井径无穷大或含水层水力扩散系数无穷小时, 井水水位不再随气压波动; 反之, 当井径无限小或含水层水力扩散系数无穷大时, 井水水位则正好以反相位随气压波动, 且井水水位波动幅度和气压波动幅度之比刚好为气压效应系数。这种效应可以用来反求含水层的水文地质参数。

#### 参考文献:

[ 1 ] 张昭栋, 郑金涵, 张广城, 等. 承压井水位对气压动态过程的响应 [J]. 地球物理学报, 1989, 32(1): 539 - 549. [ZHANG S D, ZHENG J H, ZHANG G

C, *et al.* Response of water level of confined well to dynamic process of barometric pressure [J]. Chinese Journal of Geophysics, 1989, 32(1): 539 - 549. (in Chinese) ]

[ 2 ] 车用太, 鱼金子, 吴景云. 我国深井水位气压效应研究 [J]. 水文地质工程地质, 1990(4): 12 - 17. [CHE Y T, YU J Z, WU J Y. Study of the air-pressure effect on the deep well groundwater level in China [J]. Hydrogeology & Engineering Geology, 1990(4): 12 - 17. (in Chinese) ]

[ 3 ] Jacob C E. The flow of water in an elastic artesian aquifer [J]. Eos Trans AGU, 1940 21, 574 - 586.

[ 4 ] Bredehoeft J D. Response of well-aquifer systems to earth tides [J]. J Geophys Res, 1967, 72: 3075 - 3087.

[ 5 ] Weeks E P. Barometric fluctuations on wells tapping deep unconfined aquifers [J]. Water Resour Res, 1979, 15: 1167 - 1176.

[ 6 ] Kamp G V, J E Gale. Theory of earth tide and barometric effects in porous formations with compressible grains [J]. Water Resour Res, 1983, 19: 538 - 544.

[ 7 ] 张昭栋, 郑金涵, 冯初刚. 气压对井水位的影响 [J]. 地震, 1986, 6(1): 42 - 46. [ZHANG Z D, ZHENG J H, FENG C G. Effects of atmospheric pressure on observations of well water level variations [J]. Earthquake, 1986, 6(1): 42 - 46. (in Chinese) ]

[ 8 ] Jacob C E. Flow of ground-water [M]. New York: Engineering Hydraulics, Rouse H Wiley, 1950: 321 - 386.

[ 9 ] Li H, G Li, J Cheng, *et al.* Boufadel, Tide-induced head fluctuations in a confined aquifer with sediment covering its outlet at the sea floor [J]. Water Resour Res, 43, W03404, doi: 10. 1029/2005WR004724, 2007.

[ 10 ] Heish P A, J D Bredehoeft, J M Farr. Determination of aquifer transmissivity from earth tide analysis [J]. Water Resour. Res, 1987 23(10): 1824 - 1832.

[ 11 ] Fetter, C W. Applied Hydrogeology [M]. New Jersey: Prentice-Hall, Englewood Cliffs N J, 1994.

[ 12 ] 薛禹群, 朱学愚. 地下水动力学 [M]. 北京: 地质出版社, 1979. [XUE Y Q, ZHU X Y. Dynamics of groundwater [M]. Beijing: Geological Publishing House, 1979. (in Chinese) ]

[ 13 ] 王大纯, 张人权, 史毅虹, 等. 水文地质学基础 [M]. 北京: 地质出版社, 1995. [WANG D C,

- ZHANG R Q , SHI Y H , *et al.* Hydrological geology [M]. Beijing: Geological Publishing House , 1995. ( in Chinese ) ]
- [14] 陈崇希 , 李敏. 地下水动力学 [M]. 5 版. 北京: 地质出版社 2011. [CHEN C X , LI M. Dynamics of groundwater [ M ]. 5<sup>th</sup> ed. Beijing: Geological Publishing House , 2011. ( in Chinese ) ]
- [15] Li H L , Jiao J J. Analytical studies of groundwater-head fluctuation in a coastal confined aquifer overlain by a semi-permeable layer with storage [J]. Adv. in water Resour , 2001 , 24( 15 ) : 565 – 573.

## The response of well-aquifer systems to barometric loading

LI Hai-long<sup>1 2</sup> , SONG Jin-Ying<sup>3</sup> , WAN Li<sup>1 2</sup> , LIU Fu-tian<sup>4</sup>

( 1. MOE key laboratory of Groundwater circulation & Environment Evolution and School of Water Resources and Environmental Science , China University of Geosciences ( Beijing ) , Beijing 100083 , China; 2. State key laboratory of Biogeology and Environmental Geology , China University of Geosciences ( Beijing ) , Beijing 100083 , China; 3. Institute of Mechanics of China Academic of Science , Beijing 100190 , China; 4. Tianjin Center of Geological Survey , Tianjin 300170 , China)

**Abstract:** In this paper , we considered quantitatively the well storage effect on the barometric fluctuation-induced water level fluctuation in a well screened in a single confined aquifer. The mathematical model for the system is given , and an analytical solution to the model is derived. The quantitative dependency of the well water level variation on the model parameters such as the well radius , the hydraulic diffusivity of the aquifer , and the barometric fluctuation is discussed. It is found that for a fully-penetrating well in a common confined aquifer , when the well diameter is greater than 0. 1m , the storage of well has significant attenuating and timetag effects on the well water level fluctuations induced by the barometric pressure fluctuations. The well water level fluctuation becomes weak as the well radius increases and/or the aquifer's hydraulic diffusivity decreases. When the well radius tends to infinity or the hydraulic diffusivity tends to zero , water level in well will no longer fluctuate with barometric fluctuation. On the other hand , when the well radius tends to zero or the hydraulic diffusivity tends to infinity , the water level in well will fluctuate with the barometric fluctuation in an inverse phase ( i. e. , phase shift =  $\pi$  ) , and the ratio of the well water level fluctuation amplitude to the barometric fluctuation amplitude equals the barometric efficiency.

**Key words:** barometric fluctuation; groundwater micro-dynamics; well storage effect; well water level fluctuations

责任编辑: 张若琳