

文章编号:1673-5005(2009)04-0112-06

Maxwell 流体在内壁面沿轴向做往复运动的环空内的流动规律

黄善波¹, 李兆敏²

(1. 中国石油大学 储运与建筑工程学院, 山东 东营 257061; 2. 中国石油大学 石油工程学院, 山东 东营 257061)

摘要:根据动量方程和本构方程, 建立 Maxwell 型黏弹性流体在内壁面沿轴向做往复运动的同心环空内流动时的数学模型, 并采用固有函数法进行理论求解, 得到环空内速度的分析解。结果表明: 受内壁面周期性往复运动的影响, 环空内的速度和平均速度均随时间呈现周期性的变化; 流体的弹性和内壁面运动的频率对速度和平均速度的影响规律相似; 流体弹性或运动频率的增加将改变部分时刻速度分布曲线的形状, 存在着使平均速度变化幅度最大的弹性和频率; 壁面运动的振幅只改变速度、平均速度的变化幅度, 环空间距的减小扯平了速度的抛物线型分布, 并使周期平均速度减小。

关键词:黏弹性流体; 环空; 轴向往复运动; Maxwell 流体

中图分类号: O 337 **文献标识码:** A

Law of Maxwell fluid flowing in annuli with inner wall reciprocating axially

HUANG Shan-bo¹, LI Zhao-min²

(1. College of Transport & Storage and Civil Engineering in China University of Petroleum, Dongying 257061, China;
2. College of Petroleum Engineering in China University of Petroleum, Dongying 257061, China)

Abstract: Based on the momentum equation and the constitutive equation, a mathematical model for Maxwell viscoelastic fluid flowing in annuli with the inner wall reciprocating axially was set up. An analytical solution for the velocity was obtained by the method of eigen function. The results show that under the influence of the reciprocating movement of the inner wall, the velocity and the average velocity in annuli varied with time periodically. The influence of the fluid elasticity on the velocity and average velocity was similar to that of the oscillating frequency of the moving inner wall on them. The increase of fluid elasticity or movement frequency of inner wall would change the velocity profile in annuli at some moments. There existed an elastic coefficient or oscillating Reynold number which corresponded to the maximum variation of velocity and average velocity. The amplitude of reciprocating movement changed the extent of velocity and average velocity variation only. The parabolic distribution of velocity was leveled by the decrease in annular space, which also diminished the cyclic average velocity.

Key words: viscoelastic fluid; annulus; axial reciprocating movement; Maxwell fluid

由内、外两个壁面构成的环形通道(环空)是工程中常见的流动通道之一, 牛顿流体、非牛顿流体在环空内的流动规律已经研究得比较充分^[1-9]。这些研究工作大多是在环空内、外壁面相对静止且流动处于稳定状态的条件下进行的, 但是工程中还会遇到流体在内壁面沿轴向不断地做往复运动的环空内流动时的情形, 如采油工程中作为内壁面的抽油杆

在生产过程中就是沿轴向不断地做往复运动。由于受内壁面往复运动的影响, 此时环空内的流动是非定常的, 这增加了流动规律研究的复杂性。部分学者对非牛顿流体在内壁面沿轴向做往复运动的偏心环空内的流动规律进行了数值分析^[10-14]。笔者采用理论分析的方法研究 Maxwell 型黏弹性流体在内壁面沿轴向做往复运动的同心环空内的流动规律。

收稿日期: 2008-12-28

作者简介: 黄善波(1970-), 男(汉族), 山东文登人, 副教授, 博士, 主要从事非牛顿流体力学理论与应用研究。

1 物理及数学模型

在如图 1 所示的内壁面半径为 R_i 、外壁面半径为 R_o 的同心环空内充满了物性参数为常数的不可压缩黏弹性流体,初始时刻突然受到恒定压力梯度 dp/dz 的作用,与此同时内壁面以正弦规律沿轴向开始做周期性往复运动。

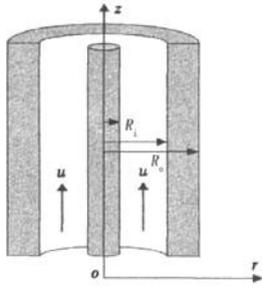


图 1 同心环空的物理模型

Fig.1 Physical model of concentric annulus

作假设如下:(1) 忽略黏性耗散效应;(2) 忽略入口段效应,流动已充分发展,即环空内具有如下形式的速度场:

$$u_r = u_\theta = 0, u_z = u(r, t). \tag{1}$$

这样,柱坐标系下环空内流动的运动方程可简化为

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{rz}) + G_z. \tag{2}$$

其中

$$G_z = - dp^*/dz, p^* = p + \rho gz.$$

式中, τ_{rz} 为剪切应力, Pa; G_z 为环空内的压力梯度, Pa/m。

由于 Oldroyd 速率型本构方程中的上随体 Maxwell 模型给出的法向应力差基本符合试验结果^[15],因此这里采用上随体 Maxwell 模型作为黏弹性流体的本构方程,表示为

$$\tau^{ij} + \lambda \overset{\vee}{\tau}{}^{ij} = \mu_0 A^{ij},$$

其中

$$\overset{\vee}{\tau}{}^{ij} = \frac{\partial \tau^{ij}}{\partial t} + u^k \frac{\partial \tau^{ij}}{\partial x^k} - \tau^{kj} \frac{\partial u^i}{\partial x^k} - \tau^{ik} \frac{\partial u^j}{\partial x^k}.$$

式中, λ 为黏弹性流体的松弛时间, s; μ_0 为流体的零剪切黏度, Pa·s; τ^{ij} 为偏应力张量的逆变分量; A^{ij} 为一阶 Rinlin-Erickson 张量的逆变分量; $\overset{\vee}{\tau}{}^{ij}$ 为上随体导数。

根据式(1)中的速度场,柱坐标系下本构方程中的 τ_{rz} 可表示为

$$\tau_{rz} + \lambda \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial u}{\partial r}. \tag{3}$$

由运动方程(2)和本构方程(3)可以得到

$$\rho \left(\lambda \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \mu_0 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + G_z. \tag{4}$$

方程(4)应满足的定解条件为

初始条件: $t = 0$ 时, $u = 0$;

边界条件: 在内壁面 $r = R_i$ 处, $u = u_0 \sin(\omega t)$;

在外壁面 $r = R_o$ 处, $u = 0$ 。

式中, u_0 为内壁面做往复运动的振幅, m/s; ω 为运动的频率, s^{-1} 。

式(4)就是黏弹性流体在内壁面沿轴向做往复运动的环空内流动时的数学模型。

2 数学模型的求解

为便于分析,定义如下的无量纲参数:

$$\bar{r} = \frac{r}{R_o}, \bar{t} = \frac{t}{T_c} = \frac{\mu_0 t}{\rho R_o^2}, \bar{u} = \frac{u}{u_c} = \frac{\mu_0 u}{R_o^2 G_z}.$$

式中, T_c 为流动的特征时间, s; u_c 为特征速度, m/s。

将各无量纲参数代入到式(4)中,整理得到无量纲的数学模型为

$$Ha \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{t}^2} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{r}^2} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} + 1, \tag{5}$$

$$\bar{u} |_{\bar{r}=0} = 0,$$

$$\bar{u} |_{\bar{r}=\alpha} = A \sin(Re_v \bar{t}), \bar{u} |_{\bar{r}=1} = 0,$$

其中

$$Ha = \lambda \mu_0 / \rho R_o^2, A = u_0 / u_c, Re_v = \rho \omega R_o^2 / \mu_0.$$

式中, Ha 表示流体弹性大小的无量纲数, Ha 越大表示弹性越强; A 为内壁面往复运动的无量纲振幅; Re_v 为振荡雷诺数; α 为环空内外半径比。

为了将非齐次定解条件齐次化,令

$$\bar{u}(\bar{r}, \bar{t}) = \bar{v}(\bar{r}, \bar{t}) + \bar{w}(\bar{r}, \bar{t}),$$

将其代入到边界条件中,解得

$$\bar{w}(\bar{r}, \bar{t}) = \frac{\bar{r} - 1}{\alpha - 1} A \sin(Re_v \bar{t}).$$

有

$$\bar{u}(\bar{r}, \bar{t}) = \bar{v}(\bar{r}, \bar{t}) + \frac{\bar{r} - 1}{\alpha - 1} A \sin(Re_v \bar{t}). \tag{6}$$

再将式(6)代入到式(5)中,整理得到

$$Ha \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{t}^2} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{r}^2} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{r}} + f(\bar{r}, \bar{t}), \tag{7}$$

$$\bar{v} |_{\bar{r}=0} = 0,$$

$$\bar{v} |_{\bar{r}=\alpha} = 0, \bar{v} |_{\bar{r}=1} = 0.$$

其中

$$f(\bar{r}, \bar{t}) = 1 + \frac{1}{\bar{r}} \frac{A \sin(Re_v \bar{t})}{\alpha - 1} + \frac{\bar{r} - 1}{\alpha - 1} A Re_v \times [Ha Re_v \sin(Re_v \bar{t}) - \cos(Re_v \bar{t})].$$

数学模型(7) 为非齐次抛物型偏微分方程的定解问题,可采用固有函数法^[16] 求解。首先由分离变量法得到如下的本征函数:

$$R_0(\beta_m, \bar{r}) = Y_0(\beta_m)J_0(\beta_m \bar{r}) - J_0(\beta_m)Y_0(\beta_m \bar{r}) .$$

式中, J_0, Y_0 分别为第一类和第二类的零阶 Bessel 函数; β_m 是 Bessel 方程

$$Y_0(\beta_m)J_0(\beta_m \alpha) - J_0(\beta_m)Y_0(\beta_m \alpha) = 0$$

的正零点。

将初始条件、解 $\bar{v}(\bar{r}, \bar{t})$ 和非齐次项 $f(\bar{r}, \bar{t})$ 按本征函数展开,得

$$\bar{u} |_{\bar{t}=0} = 0 = \sum_{m=1}^{\infty} T_m(0)R_0(\beta_m, \bar{r}) , \quad (8)$$

$$\bar{v}(\bar{r}, \bar{t}) = \sum_{m=1}^{\infty} T_m(\bar{t})R_0(\beta_m, \bar{r}) , \quad (9)$$

$$f(\bar{r}, \bar{t}) = \sum_{m=1}^{\infty} f_m(\bar{t})R_0(\beta_m, \bar{r}) . \quad (10)$$

利用 Bessel 函数的正交性,得到

$$f_m(\bar{t}) = C_0 + C_1 \sin(Re_v \bar{t}) + C_2 \cos(Re_v \bar{t}) , \quad (11)$$

其中

$$C_0 = \frac{I_1}{N(\beta_m)}, C_1 = \frac{AI_0 + AHaRe_v^2(I_2 - I_1)}{N(\beta_m)(\alpha - 1)},$$

$$C_2 = -\frac{ARe_v(I_2 - I_1)}{N(\beta_m)(\alpha - 1)}, I_0 = \int_{\alpha}^1 R_0(\beta_m, \bar{r}) d\bar{r},$$

$$I_1 = \frac{R_1(\beta_m, 1) - \alpha R_1(\beta_m, \alpha)}{\beta_m},$$

$$I_2 = \int_{\alpha}^1 \bar{r}^2 R_0(\beta_m, \bar{r}) d\bar{r} = \frac{R_1(\beta_m, 1) - \alpha^2 R_1(\beta_m, \alpha)}{\beta_m} +$$

$$\frac{R_0(\beta_m, 1) - \alpha R_0(\beta_m, \alpha) - I_0}{\beta_m^2},$$

$$R_1(\beta_m, \bar{r}) = Y_0(\beta_m)J_1(\beta_m \bar{r}) - J_0(\beta_m)Y_1(\beta_m \bar{r}).$$

式中, J_1, Y_1 分别为第一类和第二类的一阶 Bessel 函数。

将式(9) 和(10) 代入到方程(7) 中,整理得到

$$\frac{d^2 T_m(\bar{t})}{d\bar{t}^2} + \frac{1}{Ha} \frac{dT_m(\bar{t})}{d\bar{t}} + \frac{\beta_m^2}{Ha} T_m(\bar{t}) = \frac{f_m(\bar{t})}{Ha} . \quad (12)$$

假设在初始时刻 $T_m(\bar{t})$ 为时间 \bar{t} 的线性函数,并由式(8), (12) 得到它的定解条件为

$$T_m(0) = 0, \frac{dT_m}{d\bar{t}} \Big|_{\bar{t}=0} = C_0 + C_2.$$

二阶非齐次方程(12) 的一个特解为

$$T_m^*(\bar{t}) = \frac{C_0}{\beta_m^2} + C_A \sin(Re_v \bar{t}) + C_B \cos(Re_v \bar{t}).$$

其中

$$C_A = \frac{(\beta_m^2 - HaRe_v^2)C_1 + Re_v C_2}{(\beta_m^2 - HaRe_v^2)^2 + Re_v^2},$$

$$C_B = -\frac{Re_v C_1 - (\beta_m^2 - HaRe_v^2)C_2}{(\beta_m^2 - HaRe_v^2)^2 + Re_v^2}.$$

通过对常微分方程(12) 所对应的特征方程根的讨论,得到它的通解为

(1) 当 $1 - 4Ha\beta_m^2 > 0$ 时,

$$T_{m1}(\bar{t}) = \frac{C_0 + C_2 - C_A Re_v}{r_2 - r_1} (\exp(r_2 \bar{t}) - \exp(r_1 \bar{t})) +$$

$$\frac{C_0 + \beta_m^2 C_B}{\beta_m^2 (r_2 - r_1)} (r_1 \exp(r_2 \bar{t}) - r_2 \exp(r_1 \bar{t})) + T_m^*(\bar{t}),$$

其中

$$r_1 = \frac{-1 + \sqrt{1 - 4Ha\beta_m^2}}{2Ha}, r_2 = \frac{-1 - \sqrt{1 - 4Ha\beta_m^2}}{2Ha}.$$

式中, r_1, r_2 为特征方程的两个不等实根。

(2) 当 $1 - 4Ha\beta_m^2 = 0$ 时,

$$T_{m2}(\bar{t}) = (C_0 + C_2 - C_A Re_v) \bar{t} \exp(a \bar{t}) +$$

$$\frac{C_0 + \beta_m^2 C_B}{\beta_m^2} (-1 + a \bar{t}) \exp(a \bar{t}) + T_m^*(\bar{t}),$$

其中

$$r_1 = r_2 = a = -\frac{1}{2Ha}.$$

式中, a 为特征方程的两个相等实根。

(3) 当 $1 - 4Ha\beta_m^2 < 0$ 时,

$$T_{m3}(\bar{t}) = \frac{C_0 + C_2 - C_A Re_v}{b} \exp(a \bar{t}) \sin b \bar{t} +$$

$$\frac{C_0 + \beta_m^2 C_B}{b \beta_m^2} \exp(a \bar{t}) (a \sin b \bar{t} - b \cos b \bar{t}) + T_m^*(\bar{t}),$$

其中

$$a = -\frac{1}{2Ha}, b = \frac{\sqrt{4Ha\beta_m^2 - 1}}{2Ha}.$$

它们来自特征方程的两个共轭复根,

$$r_1 = \frac{-1 + i \sqrt{4Ha\beta_m^2 - 1}}{2Ha}, r_2 = \frac{-1 - i \sqrt{4Ha\beta_m^2 - 1}}{2Ha}.$$

这样,由式(6) 和(9) 可以得到定解问题(5) 的解为

$$\bar{u}(\bar{r}, \bar{t}) = \frac{\bar{r} - 1}{\alpha - 1} A \sin(Re_v \bar{t}) + \sum_{1-4Ha\beta_m^2 > 0} T_{m1}(\bar{t}) R_0(\beta_m, \bar{r}) +$$

$$\sum_{1-4Ha\beta_m^2 = 0} T_{m2}(\bar{t}) R_0(\beta_m, \bar{r}) + \sum_{1-4Ha\beta_m^2 < 0} T_{m3}(\bar{t}) R_0(\beta_m, \bar{r}).$$

(13)

式(13) 就是黏弹性流体在内壁面沿轴向做周期性往复运动的环空内流动时速度分布的分析解。

环空内的平均速度定义为

$$u_m = \frac{1}{\pi(R_o^2 - R_i^2)} \int_{R_i}^{R_o} 2\pi r u dr ,$$

带入无量纲参数,整理得到

$$\bar{u}_m = \frac{u_m}{u_c} = \frac{2}{1-\alpha^2} \int_{\alpha}^1 \bar{u} d\bar{r}.$$

将速度分布式(13)代入到上式中,可以得到环空内的平均速度随时间的变化规律。

3 计算结果分析

3.1 速度分布规律

在内壁面以正弦规律在环空内做周期性往复运动的情形下,当流场随时间呈周期性充分发展状态时,不同 Ha 数的黏弹性流体在某周期内不同时刻的速度剖面见图 2。由图 2 看出:低 Ha 数下(即流体的弹性较弱)环空内任一时刻的速度分布均近似为抛物线型,虽然不同时刻环空内的速度分布曲线周期性地随内壁面移动,但抛物线的形状基本上不变(图 2(a));随着 Ha 数的增加,流体的弹性效应增

强,环空内部分时刻的速度分布曲线发生了变化,特别是在周期开始($t = 0, t = T_c/8$)和即将结束的一段时间内($t = 3T_c/4, t = 7T_c/8$),速度的抛物线型分布不再明显,某些时刻($t = 0, 3T_c/4$ 和 $7T_c/8$ 时)环空内甚至出现整体逆流现象(图 2(b));随着流体弹性的进一步增强,在前半周期内($0 < t < T_c/2$)速度分布曲线发生变形,某些时刻内、外壁面附近流体的速度变化不再同步,在后半周期内速度分布曲线仍为抛物线型(图 2(c))。总体而言,受内壁面运动的影响,内壁面附近流体的速度变化幅度要远远大于外壁面附近流体的。

振荡雷诺数 Re_v 对速度剖面的影响规律类似于流体弹性的影响,如图 3 所示。振荡雷诺数较小时,环空内不同时刻的速度分布均呈现出近似抛物线型(图 3(a));随着 Re_v 增加,它对环空内速度分布曲线的影响类似于图 2(c) 中的变化规律。

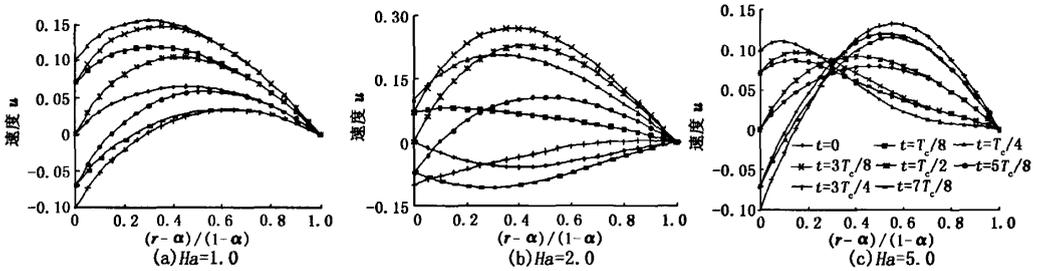


图 2 不同黏弹性流体环空内的速度剖面 ($Re_v = 2.5, \alpha = 0.1, A = 0.1$)

Fig. 2 Velocity profile in annulus for different viscoelastic fluids

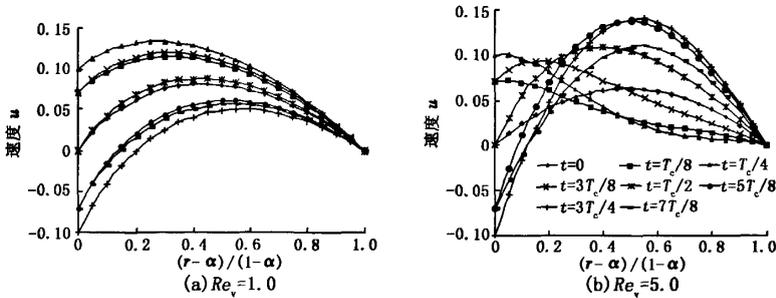


图 3 不同 Re_v 数下环空内的速度剖面 ($Ha = 1.0, \alpha = 0.1, A = 0.1$)

Fig. 3 Velocity profile in annulus at different Re_v number ($Ha = 1.0, \alpha = 0.1, A = 0.1$)

图 4 中给出了内壁面往复运动的振幅变化对速度剖面的影响。图中表明,振幅的变化基本上不影响速度剖面形状,但是振幅越大,内壁面附近流体速度的变化幅度越大,环空内流体的最大速度就越大。

不同环空间距下的瞬时速度剖面如图 5 所示。

图中表明,随着环空半径比的增加,内壁面对流体速度的影响范围逐渐加大,体现在大 α 下流体的抛物线型速度分布被扯平,环空内的正向和反向的最大速度均在内壁面处。

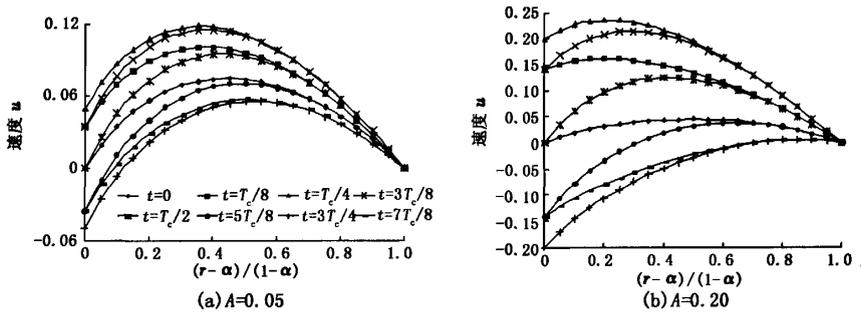


图4 不同振幅下环空内的速度剖面 ($Ha = 1.0, Re_v = 2.5, \alpha = 0.1$)

Fig. 4 Velocity profile in annular at different amplitude

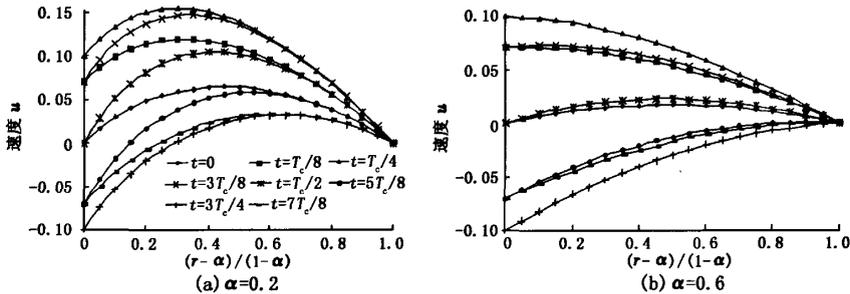


图5 不同环空间距下的速度剖面 ($Ha = 1.0, Re_v = 2.5, A = 0.1$)

Fig. 5 Velocity profile at different annular space ($Ha = 1.0, Re_v = 2.5, A = 0.1$)

3.2 平均速度的变化规律

环空内的平均速度变化反映了环空中的流量变化。稳定周期内不同黏弹性流体及雷诺数的环空平均速度随时间的变化规律见图6。由图6(a)可见,由于受壁面周期性运动的影响,平均速度随时间也呈现出周期性的变化规律。在 Ha 数较小时,平均速

度的变化幅度随 Ha 数的增加而增大,并在某 Ha 数下达到最大值。此后再随 Ha 数增加,速度变化的幅度却开始减小。低 Ha 数下平均速度和内壁面运动的相位基本一致,但随 Ha 数的增加,和内壁面运动的相位差逐渐增大。

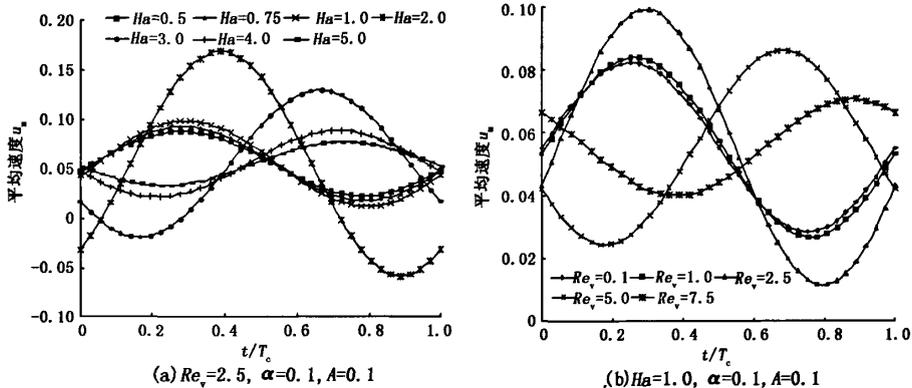


图6 Ha 数, Re_v 数对平均速度的影响

Fig. 6 Influence of Ha number and Re_v number on average velocity

由图6(b)可见,当 Re_v 较小时,平均速度的变化幅度随 Re_v 的增加而增大,并达到最大值;尔后又随 Re_v 的增加而减小,但相位差总是随 Re_v 的增加而增大。

振幅与环空间距对平均速度的影响规律见图7。由图7(a)可知,振幅越大,速度变化的幅度就越大,平均速度变化的幅度也越大。图7(b)表明,间距对平均速度随时间的变化规律没有影响,变化幅度

也大致相同。但是,环空间距对流体的周期平均速度,有比较大的影响,间距越小,环空的周期平均速度的

平均值越小,即环空内的流量也就越小。

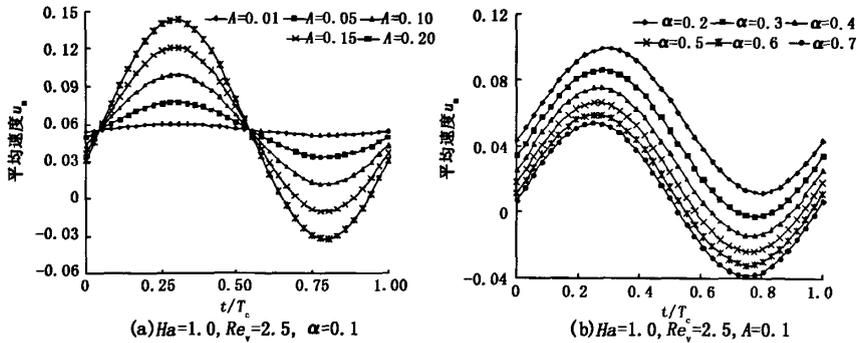


图7 振幅、环空间距对平均速度的影响

Fig.7 Influence of amplitude and annular space on average velocity

4 结 论

(1) 受内壁面往复运动的影响,环空内的速度和平均速度均随时间呈周期性变化。

(2) 流体的 Ha 数和内壁面往复运动的 Re_s 数对速度分布的影响规律相似, Ha 数或 Re_s 数的增加将改变部分时刻速度的抛物线型分布;壁面运动的振幅基本不改变速度剖面的形状,但影响到速度变化的幅度;内、外半径比的增加扯平了速度的抛物线型分布。

(3) Ha 数和 Re_s 数对环空内平均速度的影响规律相似,平均速度均随 Ha 数或 Re_s 数的增加而增大,达到最大后又随其增加而减小;平均速度的变化幅度随振幅的增加而增大;周期平均速度随环空间距比的增加而减小。

参考文献:

[1] 李兆敏,王渊,张琪. 宾汉流体在环空中流动时的速度分布规律[J]. 石油学报,2002,23(2):87-91.
 LI Zhao-min, WANG Yuan, ZHANG Qi. The law of velocity distribution of Bingham fluid's flowing in the encircle pipe[J]. Acta Petrolei Sinica, 2002,23(2):87-91.
 [2] ESCUDIER M P, OLIVEIRA P J, PINHO F T. Fully developed laminar flow of purely viscous non-Newtonian liquids through annuli, including effects of eccentricity and inner-cylinder rotation[J]. Int Journal of Heat and Fluid Flow,2002,23:52-73.
 [3] SHULMAN Z P. Calculation of a laminar axial flow of a nonlinear viscoplastic medium in an annular channel[J]. J Eng Phys,1973(19):1283-1289.
 [4] HANKS R W, LARSEN K M. The flow of power-law non-Newtonian fluids in concentric annuli[J]. Ind Eng

Chem Fundam,1979,18(1):33-35.
 [5] FORDHAM E J, BITTLESTON S H, TEHRANI M A. Viscoplastic flow in centered annuli pipes and slots[J]. Ind Eng Chem Res,1991,30(3):517-524.
 [6] PINHO F T, OLIVEIRA P J. Axial annular flow of a nonlinear viscoelastic fluid: an analytical solution[J]. J Non-Newtonian Fluid Mech, 2000(93):325-337.
 [7] LIU Xi-sheng, ZHAI Ying-hu. An analysis of properties of laminar flow of power-law fluid in annular space[R]. SPE 14870,1986.
 [8] 袁谋,李兆敏,王渊. 流体的黏弹性对周期性圆管层流流动规律的影响[J]. 石油大学学报:自然科学版,2000,24(5):32-38.
 YUAN Mou, LI Zhao-min, WANG Yuan. Effect of fluid viscoelasticity on the law of pulsating laminar flowing in pipeline[J]. Journal of the University of Petroleum, China(Edition of Natural Science), 2000,24(5):32-38.
 [9] 李兆敏,杨建平,林日亿. 氮气辅助注蒸汽热采井筒中的流动与换热规律[J]. 中国石油大学学报:自然科学版,2008,32(3):84-88.
 LI Zhao-min, YANG Jian-ping, LIN Ri-yi. Flow and heat exchange laws in thermal recovery wellbore by steam injection assisting with nitrogen gas[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2008,32(3):84-88.
 [10] 崔海清,孙智,高涛. 非 Newtonian 流体在内管做轴向往复运动的偏心环空内的速度分布[J]. 水动力学研究与进展:A 辑,2003,18(6):711-715.
 CUI Hai-qing, SUN Zhi, GAO Tao. Velocity distribution of unsteady flow of non-Newtonian fluid in eccentric annuli with the inner cylinder reciprocating axially[J]. Journal of Hydrodynamics(A), 2003,18(6):711-715.

(下转第124页)

- [4] 金涛, 阙沛文, 陶正苏. 小波神经网络在海底石油管道漏磁缺陷检测中的应用[J]. 石油大学学报: 自然科学版, 2005, 29(3): 83-86.
JIN Tao, QUE Pei-wen, TAO Zheng-su. Application of wavelet basis function neural network to offshore oil pipeline magnetic flux leakage defect inspection[J]. Journal of the University of Petroleum, China (Edition of Natural Science), 2005, 29(3): 83-86.
- [5] 夏海波, 张来斌, 王朝晖, 等. 小波分析在管道泄漏信号识别中的应用[J]. 石油大学学报: 自然科学版, 2003, 27(2): 78-80.
XIA Hai-bo, ZHANG Lai-bin, WANG Zhao-hui, et al. Application of wavelet transform to signal detection of pipeline leakage[J]. Journal of the University of Petroleum, China (Edition of Natural Science), 2003, 27(2): 78-80.
- [6] 秦先勇, 张来斌, 王朝晖, 等. 基于过程信息融合的管线泄漏诊断[J]. 中国石油大学学报: 自然科学版, 2008, 32(4): 82-86.
QIN Xian-yong, ZHANG Lai-bin, WANG Zhao-hui, et al. Pipeline leak detection based on process information fusion[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2008, 32(4): 82-86.
- [7] 何正嘉, 曾艳阳, 孟庆丰, 等. 机械设备非平稳信号的故障诊断原理及应用[M]. 北京: 高等教育出版社, 2001.
- [8] 李方, 谐波小波在设备故障诊断中的应用[D]. 武汉: 武汉科技大学, 2005.
- [9] HAIGHA S K, YEYMURB B, MADABHUSHIA S P G, et al. Applications of wavelet analysis to the investigation of the dynamic behaviour of geotechnical structures[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 2002, 22(9-12): 995-1005.
- [10] LIU B. Adaptive harmonic wavelet transform with applications in vibration analysis[J]. Journal of Sound and Vibration, 2003, 262(1): 45-64.
- [11] INOUE T, SUEOKA A, KANEMOTO H, et al. Detection of minute signs of a small fault in a periodic or a quasi-periodic signal by the harmonic wavelet transform[J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2007, 21(5): 2041-2055.
- [12] 靳世久, 王立宁, 李健, 等. 原油管道漏点定位技术[J]. 石油学报, 1998, 19(3): 94-97.
JIN Shi-jiu, WANG Li-ning, LI Jian, et al. A study on leak point locating of crude oil pipelines[J]. Acta Petrolei Sinica, 1998, 19(3): 94-97.
- [13] 刘新宇, 李平, 凌红军, 小波变换在管道泄漏点定位中的应用[J]. 管道技术与设备, 2004(5): 15-17.
LIU Xin-yu, LI Ping, LING Hong-jun. Apply wavelet algorithm to find pipeline leak point[J]. Pipeline Technique and Equipment, 2004(5): 15-17.
- [14] 高强, 何正嘉. 谐波小波及其时频剖面图在旋转机械诊断中的应用[J]. 西安交通大学学报, 2000, 34(9): 62-66.
GAO Qiang, HE Zheng-jia. Application of harmonic wavelet and its time-frequency profile plot to diagnosis of rotating machinery[J]. Journal of Xi'an Jiao Tong University, 2000, 34(9): 62-66.

(编辑 沈玉英)

(上接第 117 页)

- [11] 孙智, 高涛, 崔海清. 流体在内管作轴向运动的偏心环空内的速度分布[J]. 大庆石油学院学报, 2004, 28(1): 10-13.
SUN Zhi, GAO Tao, CUI Hai-qing. Velocity distribution of fluid in eccentric annuli with the inner cylinder reciprocating axially[J]. Journal of Daqing Petroleum Institute, 2004, 28(1): 10-13.
- [12] 杨树人, 王春生, 杨英. 黏弹性流体在内管做轴向运动的偏心环空内的速度分布[J]. 大庆石油学院学报, 2005, 29(1): 110-111.
YANG Shu-ren, WANG Chun-sheng, YANG Ying. Velocity distribution of viscoelastic fluid in eccentric annuli with the internal rod axial moving[J]. Journal of Daqing Petroleum Institute, 2005, 29(1): 110-111.
- [13] 杨元健, 高涛, 崔海清, 等. 幂律流体在内管做轴向往复运动的偏心环空中非定常流动的流量分布[J]. 大庆石油学院学报, 2004, 28(6): 17-19.
YANG Yuan-jian, GAO Tao, CUI Hai-qing, et al. Flow rate distribution of the unsteady flow of power law fluid in eccentric annuli with the inner cylinder reciprocating axially[J]. Journal of Daqing Petroleum Institute, 2004, 28(6): 17-19.
- [14] 董贤勇, 李兆敏, 黄善波. 内管轴向运动对环空内宾汉流体流动规律的影响[J]. 石油大学学报: 自然科学版, 2005, 29(6): 82-86.
DONG Xian-yong, LI Zhao-min, HUANG Shan-bo. Influence of axially movement of inner pipe on Bingham fluid flowing in annulus[J]. Journal of the University of Petroleum, China (Edition of Natural Science), 2005, 29(6): 82-86.
- [15] 韩式方. 非牛顿流体本构方程理论和计算解析理论[M]. 北京: 科学出版社, 2000: 91-122.
- [16] 潘忠诚. 数学物理方法教程[M]. 天津: 南开大学出版社, 1993: 317-341.

(编辑 沈玉英)