

泡沫压裂液的两相欧拉颗粒流数值模拟

沈林华¹, 王树众¹, 陆友莲¹, 宋振云², 李志航², 潘新伟²

(1. 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 710049, 西安; 2. 长庆石油勘探局工程技术研究院, 710021, 西安)

摘要: 从两相流的角度出发, 将泡沫压裂液的气相处理成气泡相并建立两相欧拉颗粒流模型来研究泡沫压裂液的流变性. 研究发现: 气泡尺寸随剪切速率增加而减小是泡沫压裂液呈剪切稀化的重要原因, 泡沫压裂液的黏度及非牛顿流体性质主要由气泡相黏度产生; 气泡间的摩擦和碰撞是泡沫压裂液黏度急剧上升的主要因素, 摩擦产生的黏度在高气相体积分数时占主要地位; 两相之间基本没有相间滑移速度存在, 两相的湍流脉动动能随气相体积分数的增加而增加, 管壁附近的湍流脉动动能最大; 有效黏度的模拟值与实验结果基本吻合, 但模拟值稍微偏大, 这可能是因为实际泡沫压裂液中的气泡在剪切场中发生了破碎和变形. 但是, 该两相流模型不能用于气相体积分数大于65%以上的泡沫压裂液.

关键词: 泡沫压裂液; 两相流; 黏度

中图分类号: TE357.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-987X(2007)01-0096-05

Two-Phase Fluid Numerical Simulation on Foam Fracturing Fluid with Gas Phase Being Treated as Granular

Shen Linhua¹, Wang Shuzhong¹, Lu Youlian¹, Song Zhenyun², Li Zhihang², Pan Xinwei²

(1. State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. Changqing Petroleum Co. Ltd., Xi'an 710021, China)

Abstract: The rheology mechanism of foam fracturing fluid was studied by Eulerian-Eulerian two-phase fluid method with the gas phase being treated as 'granular'. The results show that the decrease in bubble size with rising shear rate was the primary reason of shear thinning behavior of foam fracturing fluid, and the viscosity and non-Newtonian fluid characteristic of foam fracturing fluid were influenced by the bubble phase. Moreover, the increase in viscosity of foam fracturing fluid was mainly caused by the collision and friction between liquid phase and bubbles. The viscosity yielded by friction was dominant at large gas volume. Further, there was almost no slip velocity between liquid phase and bubbles. The turbulent kinetic energy of each phase augmented with increasing volume fraction had the largest value at the wall adjacent region. In addition, the simulation result of effective viscosity agrees with the experiments data. The error between them may be caused by the breaking up and distortion of bubbles in practical fracturing fluid. However, this two-phase fluid model is not suitable for foam fracturing fluid with gas volume fraction higher than 65%.

Keywords: foam fracturing fluid; two-phase fluid; viscosity

泡沫压裂液是气相分散于液相中的离散体系, 压裂作业非常重要, 但由于受多种因素影响, 对它的被广泛用于低渗油气藏的高效开发, 其流变特性对研究至今为止还仅限于试验研究, 尚缺乏一定的理

论基础。

对一般泡沫流体的数值模拟研究, Simon^[1]、Kern^[2]和 Yuan^[3]等人分别采用黏性泡沫模型和顶点模型模拟了气相体积分数接近 1 的“干泡沫”, Sun 和 Hutzler^[4]则利用格子气模型模拟二维“湿泡沫”,而 Durian^[5]则以单个气泡为研究对象模拟泡沫流体。另外, Pozrikidis^[6]还利用界面动力学模拟了表面活性剂对乳状液稳定性和流变性的影响。

但是,上述数值模拟只能从微观上研究气泡数量很少的气泡群,并不能从宏观上解释由大量气泡组成的泡沫压裂液的流变特性,而两相流数值模拟则给我们提供了这么一个条件。然而,由于泡沫压裂液这种复杂气液两相流的特殊性(如泡沫压裂液的流型在气相体积分数为 0.50~0.95 时仍为密集泡状流),至今为止在国内外已公开发表的文献中,还没有发现有人从两相流的角度对泡沫压裂液进行过数值模拟的研究。

为此,本文从泡沫压裂液实际的微观流变形态出发,采用两相欧拉颗粒流模型对泡沫压裂液的流变特性进行模拟研究。

1 泡沫压裂液的物理描述

泡沫压裂液是含有表面活性剂的气液多相复杂体系,具有许多显著的特征:泡沫压裂液中的气相以分散的细小气泡形式存在,一般来说,在高速剪切条件下,水基泡沫压裂液中的气泡平均直径大概在 0.5~0.9 mm 左右^[7],而交联泡沫压裂液的气泡平均直径大概在 0.16 mm 左右^[8];表面活性剂会在气泡液膜上形成胶体结构,生成的胶质物有利于防止气泡碰撞时的结合和聚并,因此球形小气泡表面的物理性质更接近于固体颗粒^[9];表面活性剂还可以降低气泡在液体中的滑移速度。全苏石油科学研究院的研究结果表明,当气泡直径为 1.2 mm 时,单个气泡的滑移速度可以从在不含表面活性剂的水中时的 30 cm/h 下降到表面活性剂的质量分数为 1% 时的 8 cm/h^[10]。

由此可见,泡沫压裂液中的气相以类似于固体细颗粒的形式分散在连续相中,两相之间的滑移速度非常小。

2 数学模型

2.1 模型的选取

对泡沫压裂液而言,当气相体积分数高于 0.5 时,泡沫压裂液的有效黏度就会急剧上升。如果把泡

沫压裂液处理成常规的气液两相漂移流模型或是双流体模型,那么该有效黏度的上升从机理上讲应该是由气液两相之间的非线性动量交互作用引起的。但是,由于两相之间的滑移速度很小,实际上气液两相之间的非线性能量耗散不可能引起泡沫压裂液有效黏度的急剧上升。在泡沫压裂液中,气泡之间的碰撞、摩擦等相互作用对泡沫压裂液的有效黏度影响很大,因此本文考虑把气相处理成气泡相来模拟泡沫压裂液的流变性。因为气液两相流不能模拟气泡之间的碰撞、摩擦等相互作用,因此常规气液两相流模型不适用于泡沫压裂液。

欧拉颗粒模型将颗粒相处理成拟流体,不仅可以包括气泡间的相互作用,同时还可以包括气泡和液相之间的相间交互作用,因此将气相处理成气泡拟流体的欧拉模型可以真实地描述泡沫压裂液的流变特性。

如果将泡沫压裂液看成两相流,则气相体积分数不能太高,因为当气相体积分数高于 65% 之后,液相全部以液膜的形式存在,气液两相形成独立的气泡,此时无论是气相还是液相都不可能独立的存在,也就无所谓“两相流”了。

2.2 控制方程

连续方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_l) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_b \rho_b) + \nabla \cdot (\alpha_b \rho_b \mathbf{u}_b) = 0 \quad (2)$$

式中: α 为体积分数; ρ 为密度, kg/m³; $\mathbf{u}$ 为速度, m/s; 下标 l 代表液相, b 代表气泡相。

泡沫压裂液不存在相间的质量交换,对于细小气泡还可以忽略浮升力的影响,所以两相的动量方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l) = & \nabla \cdot \alpha_l \mu_l (\nabla \mathbf{u}_l + \\ & \nabla \mathbf{u}_l^T) - \alpha_l \nabla p + \alpha_l \rho_l \mathbf{g} + K_{bl}(\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l) + \alpha_l \rho_l \mathbf{F}_{vm,l} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_b \rho_b \mathbf{u}_b) + \nabla \cdot (\alpha_b \rho_b \mathbf{u}_b \mathbf{u}_b) = & \\ & \nabla \cdot \alpha_b \mu_b (\nabla \mathbf{u}_b + \nabla \mathbf{u}_b^T) - \\ & \alpha_b \nabla p - \nabla p_b + \alpha_b \rho_b \mathbf{g} + K_{lb}(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_b) + \alpha_b \rho_b \mathbf{F}_{vm,b} \end{aligned} \quad (4)$$

式中: p 为压力, MPa; μ 为黏度, Pa·s; $\mathbf{g}$ 为重力加速度, m/s²; K 为相间动量交互系数, 本文采用 Gidaspow 模型^[11]

$$K_{bl} = K_{lb} = 150 \frac{\alpha_b(1-\alpha_l)\mu_l}{\alpha_l d_b^2} + 1.75 \frac{\rho_l \alpha_b |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l|}{d_b} \quad (5)$$

其中 d_b 为气泡的直径, mm.

另外, $\mathbf{F}_{vm,l} = -\mathbf{F}_{vm,b}$, 为虚拟质量力, 表达式为

$$0.5\alpha_b\rho_b\left[\frac{\partial\mathbf{u}_l}{\partial t} + (\mathbf{u}_l \cdot \nabla)\mathbf{u}_l - \frac{\partial\mathbf{u}_b}{\partial t} - (\mathbf{u}_b \cdot \nabla)\mathbf{u}_b\right] \quad (6)$$

式(4)中的 p_b 为气泡相的压力, 由气泡的动能和气泡之间的碰撞组成

$$p_b = \alpha_b\rho_b\Theta_b + 2\rho_b(1+e_{bb})\alpha_b^2g_0\Theta_b \quad (7)$$

式中: $e_{bb}=0.9$, 是气泡碰撞的回归系数; g_0 是径向分布函数, 为修改密集气泡之间碰撞概率的修正因子, 其表达式为^[12]

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\alpha_b}{\alpha_{b,\max}}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^{-1} \quad (8)$$

$\alpha_{b,\max}$ 为允许的最大气泡相体积分数.

从动能理论得到的气泡相似颗粒温度 Θ_b 的输运方程采用如下形式^[13]

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}\left[\frac{\partial}{\partial t}(\rho_b\alpha_b\Theta_b) + \nabla \cdot (\rho_b\alpha_b\mathbf{u}_b\Theta_b)\right] = \\ -\frac{12(1-e_{bb}^2)g_0}{d_b\pi^{1/2}}\rho_b\alpha_b^2\Theta_b^{\frac{3}{2}} + \\ [-p_b\bar{\mathbf{I}} + \nabla \cdot \alpha_b\mu_b(\nabla\mathbf{u}_b + \nabla\mathbf{u}_b^T)] : \nabla\mathbf{u}_b - 3K_{lb}\Theta_b \end{aligned} \quad (9)$$

上述方程右边第一项是气泡之间切应力耗散的能量, 第二项是气泡碰撞耗散的能量, 第三项是液相和气泡相之间交换的动能.

气泡相的黏度 μ_b 由气泡的运动、碰撞和摩擦造成的动量交换产生, 因此

$$\mu_b = \mu_{b,col} + \mu_{b,kin} + \mu_{b,fr} \quad (10)$$

气泡相黏度的碰撞分量为^[11]

$$\mu_{b,col} = \frac{4}{5}\alpha_b\rho_b d_b g_0 (1+e_{bb}) \left(\frac{\Theta_b}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

气泡相黏度的运动分量为^[11]

$$\mu_{b,kin} = \frac{10\rho_b d_b (\Theta_b \pi)^{1/2}}{96\alpha_b (1+e_{bb}) g_0} \left[1 + \frac{4}{5}\alpha_b g_0 (1+e_{bb})\right]^2 \quad (12)$$

气泡相黏度的摩擦分量采用^[14]

$$\mu_{b,fr} = \frac{p_b \sin\phi}{2(I_{2D})^{1/2}} \quad (13)$$

式中: ϕ 是气泡之间的摩擦角, ($^\circ$); I_{2D} 是偏应力张量的双点积.

湍流模型采用 $\kappa\epsilon$ 模型, 对各相单独进行求解.

2.3 泡沫压裂液的气泡尺寸分布

真正意义上的泡沫压裂液, 其气泡的尺寸在不

同的剪切场中是不一样的, 正如文献[7]研究的结果所示, 剪切速度越快, 气泡受到的剪切变形越大, 气泡越容易破碎, 这可以根据 Taylor 模型加以解释.

Taylor 理论指出, 初始形状为球形的气泡, 在受到剪切力作用时将发生变形, 变形后的气泡为存在一定取向角度的椭球形, 如图 1 所示. 如果采用变形度 T 来描述球形气泡变为椭球形气泡的变化程度, 当取取向角 $\alpha = \frac{\pi}{4}$ 时, 可得到

$$T = \frac{19(\mu_g/\mu_l) + 16}{16(\mu_g/\mu_l) + 16} \times \frac{\eta\dot{\gamma}}{\sigma} \quad (14)$$

式中: μ_g 和 μ_l 分别为气相和液相的黏度, $\text{Pa} \cdot \text{s}$; r 为气泡的半径, mm; $\dot{\gamma}$ 为视剪切速率, s^{-1} ; σ 为表面张力, mN/m .

在剪切流场的作用下, 气泡发生变形的临界变形度 T_{crit} 为 0.6, 当气泡的变形度大于该临界变形度时, 气泡会因变形过大而发生破裂.

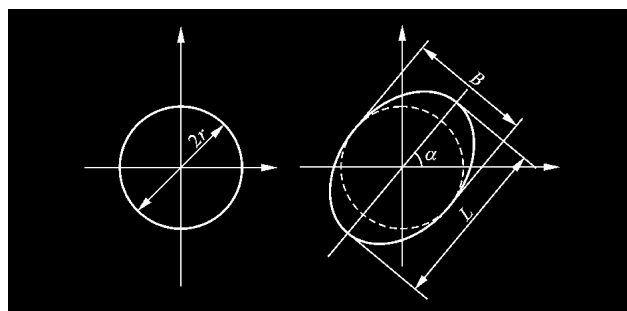


图 1 气泡在剪切场中的变化情况

3 计算结果及分析

3.1 泡沫压裂液的有效黏度

定义有效黏度

$$\eta_e = \left(\frac{\Delta p D}{4L}\right) / \left(\frac{8v}{D}\right) \quad (15)$$

式中: L 为管道长度, m; D 为管径, m; Δp 为相应管长下的摩擦压降, Pa; η_e 的单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$.

图 2 所示为泡沫压裂液有效黏度的数值模拟结果, 其中不同剪切速率下的气泡直径根据文献[7]得出. 从图中可以看出, 有效黏度不仅随气相体积分数的增加而急剧上升, 并且随剪切速率的增加而下降, 明显表现出剪切稀化规律, 这与实际情况下水基泡沫压裂液的实验结果一致. 模拟结果与实验结果^[15]基本吻合, 但模拟值稍微偏大, 这可能是因为实际泡沫压裂液中的气泡在剪切场中发生了破碎和变形, 而在模拟时只考虑了摩擦与碰撞, 没有考虑破碎与变形.

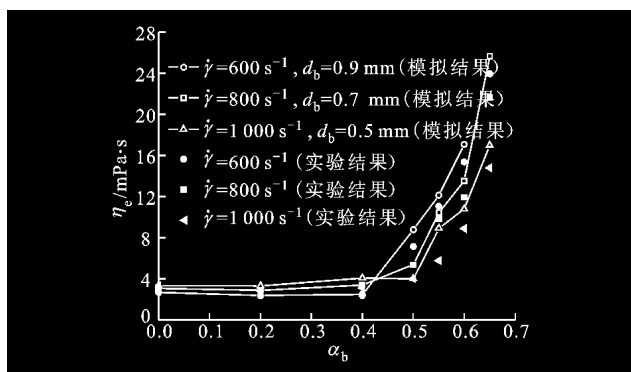


图2 有效黏度与气相体积分数和剪切速率之间的关系

3.2 气泡相的黏度及其分量

数值模拟的结果表明(见图3),气泡相的黏度随气相体积分数和气泡尺寸的增加(或剪切速率的减小)而上升,泡沫压裂液的黏度及非牛顿流体性质主要由气泡相黏度产生。

气泡相黏度产生机理有三:碰撞、运动和摩擦,见式(10)。在气相体积分数 α_b 比较小时,气泡相的黏度主要由气泡之间的碰撞产生,但此时气泡数量较少,气泡间相距较远,该作用产生的黏度并不大。随着 α_b 的增加,气泡和气泡之间的碰撞机率变大,由碰撞导致的能量耗散上升,碰撞黏度也随之上升。同时, α_b 越大,气泡和气泡之间的间隙越小,摩擦急剧上升,当 α_b 高于60%时,摩擦产生的能量耗散开始占主要地位(见图4)。由此可见,气泡间的摩擦和碰撞是泡沫压裂液黏度急剧上升的主要因素。

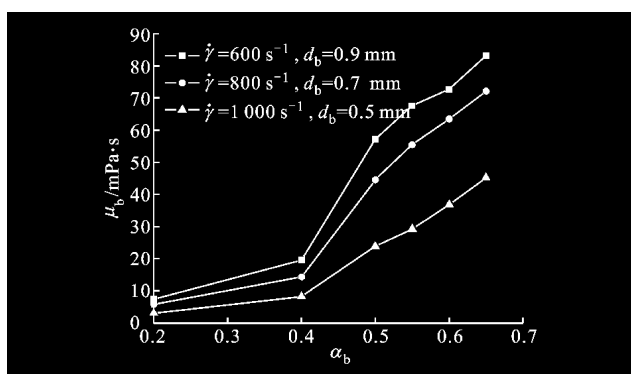


图3 不同剪切速率和气相体积分数下的气泡相黏度

3.3 气液相的速度分布

图5为不同条件下的液相速度分布和气泡速度分布。由图可见:两相之间基本没有相间滑移速度存在,这和前面的分析一致。

3.4 气液相的湍流脉动动能 k 的分布

图6为不同条件下的液相和气泡相的湍流脉动动能分布。由图可知:两相的湍流脉动动能随气相体积分数的增加而增加;管壁附近的湍流脉动动能最大。

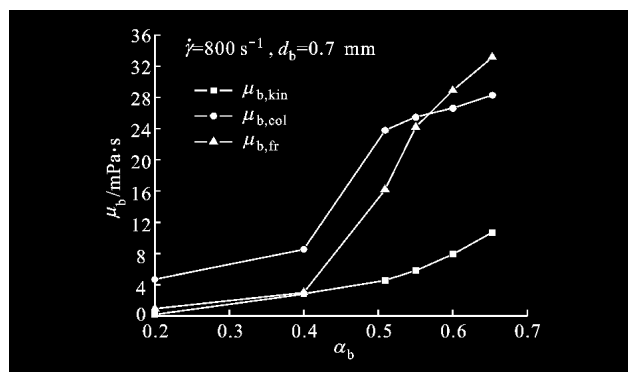
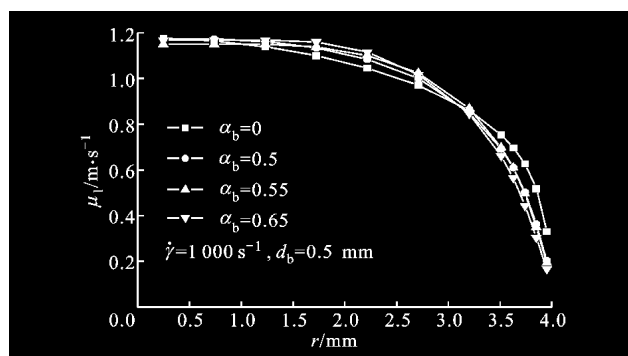
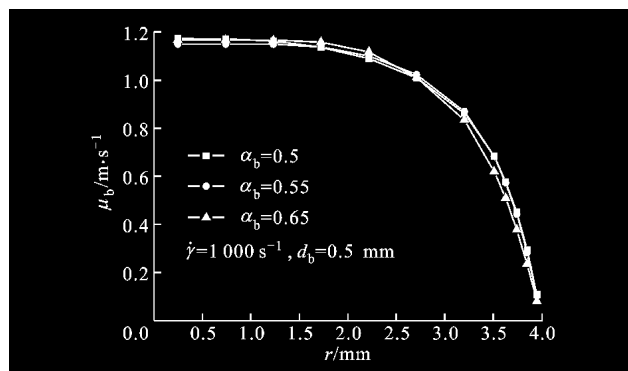


图4 气泡相各种黏度的比较



(a)液相速度分布



(b)气相速度分布

图5 气液相速度分布

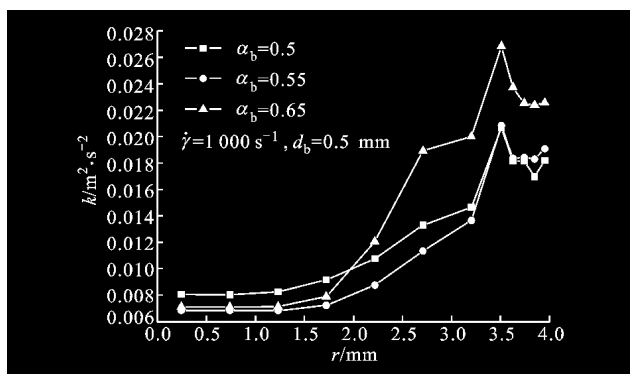
4 总 结

本文从两相流的角度出发,将气相处理成气泡相,建立了泡沫压裂液的两相欧拉颗粒流模型,并进行了详细的数值模拟研究,得到的结论如下:

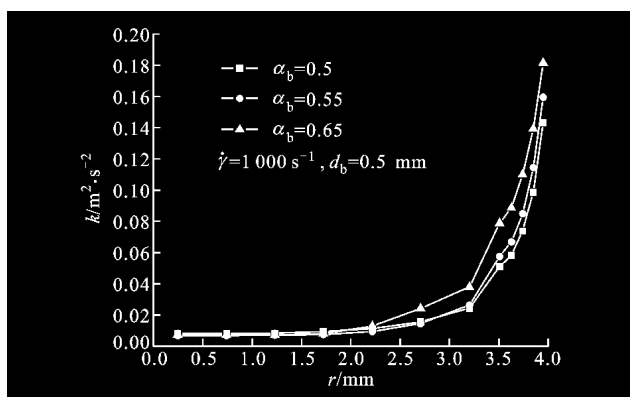
(1)气泡尺寸随剪切速率增加而减小是泡沫压裂液呈剪切稀化的重要原因,泡沫压裂液的黏度及非牛顿流体性质主要由气泡相黏度产生;

(2)气泡间的摩擦和碰撞是泡沫压裂液黏度急剧上升的主要因素,摩擦产生的黏度在高气相体积分数时占主要地位;

(3)有效黏度的模拟结果与实验结果基本吻合,但模拟值稍微偏大,这可能是因为实际泡沫压裂液中的气泡在剪切场中发生了破碎和变形;



(a)液相湍流脉动动能分布



(b)气泡相湍流脉动动能分布

图6 两相湍流脉动动能 k 的分布

(4)两相之间基本没有相间滑移速度存在,两相的湍流脉动动能随气相体积分数的增加而增加,管壁附近的湍流脉动动能最大。

参考文献:

- [1] Simon C, Denis W, James A G. The rheology of two-dimensional foams [J]. Rheol Acta, 2004, 43(5): 442-448.
- [2] Kern N, Weaire D, Martin A, et al. Two-dimensional viscous froth model for foam dynamics [J]. Physical Review E, 2004, 70 (4): 1-13.
- [3] Yuan X F, Edwards S F. Flow behavior of two-dimensional random foam [J]. J Non-Newtonian Fluid Mech, 1995, 60(2): 335-348.
- [4] Sun Qicheng, Stefan H. Lattice gas simulations of two-dimensional liquid foams [J]. Rheol Acta, 2004, 43(5): 567-574.

- [5] Durian D J. Foam mechanical at bubble scale [J]. Physical Review Letters, 1995, 75 (26): 4780-4783.
- [6] Pozrikidis C. Numerical investigation of the effect of surfactants on the stability and rheology of emulsions and foam [J]. Journal of Engineering Mathematics, 2001, 41 (2): 237-258.
- [7] Harris P C. Effects of texture on rheology of foam fracturing fluids [J]. SPE Production Engineering, 1989, 4 (3): 249-257.
- [8] Saintpere S. Rheological properties of aqueous foams for underbalanced drilling [C] // Richardson. The 1999 SPE Annual Technical Conference and Exhibition: Drilling and Completion. Houston: Soc. Pet. Eng., 1999: 503-514.
- [9] Langevin D. Influence of interfacial rheology on foam and emulsion properties [J]. Advances in Colloid and Interface Science, 2000, 88 (3): 209-222.
- [10] 阿米杨 A B. 两相泡沫液在试油中的应用 [M]. 孙明朗, 译. 北京: 石油工业出版社, 1987.
- [11] Gidaspow D, Bezburuah R, Ding J. Hydrodynamics of Circulating Fluidized Beds: Kinetic Theory Approach [C] // Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization. Brisbane, Australia: Engineering Foundation, 1992: 75.
- [12] Ogawa S, Umemura A, Oshima N. On the equation of fully fluidized granular materials [J]. J Appl Math Phys, 1980, 31(2): 483-493.
- [13] Ding J, Gidaspow D. A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow [J]. AIChE J, 1990, 36(4): 523-538.
- [14] Schaeffer D G. Instability in the evolution equations describing incompressible granular flow [J]. J Diff Eq, 1987, 66(3): 19-50.
- [15] 吉德利 J L. 水力压裂技术新进展 [M]. 蒋阆, 单文, 译. 北京: 石油工业出版社, 1995.

(编辑 荆树蓉)