论文

页岩气复杂孔裂隙真实气体传输机理和数学模型

吴克柳^{①②*}, 李相方^①, 陈掌星^②, 李靖^①, 梁羽丰^③, 吴修华^④

① 中国石油大学石油工程教育部重点实验室, 北京 102249;

② Chemical and Petroleum Engineering, University of Calgary, Alberta T2N1N4, Canada;

③ 中国海洋石油研究总院, 北京 100027;

④ 山东省东营市胜利油田河口采油厂, 东营 257200

* E-mail: wukeliu19850109@163.com

收稿日期: 2015-12-28; 接受日期: 2016-05-16

国家自然科学基金重大项目(批准号: 51490654)、国家自然科学基金项目(批准号: 51374222)和国家科技重大专项(编号: 2011ZX05030-005-04)资助

摘要 基于滑脱流动和努森扩散, 分别以分子之间碰撞频率和分子与壁面碰撞频率占总碰撞频率的比值作为滑脱流动和努森扩散的权重系数, 进行权重叠加, 建立了页岩气复杂孔裂隙气体传输模型. 该模型综合考虑了滑脱效应和真实气体效应, 同时还分别考虑了截面类型(圆形和矩形)和形状对气体传输的影响. 用公开发表的分子模拟数据验证模型. 结果表明: (1) 本文模型能够合理地描述页岩气复杂孔裂隙气体传输机理, 包括连续流动、滑脱流动和过渡流动; (2) 页岩气孔裂隙截面类型和形状影响气体传输能力, 相同截面面积, 圆形截面孔裂隙气体传输能力大于矩形截面孔裂隙气体传输能力, 矩形截面孔裂隙气体传输能力随纵横比增大而减小; 与截面类型相比, 截面形状对气体传输能力的影响更大; (3) 真实气体效应提高了气体传输能力, 且这种影响随压力增大而增大, 随孔裂隙尺度减小而增大; (4) 与圆形截面相比, 真实气体效应对矩形截面气体传导率影响更大, 且随矩形截面纵横比增大而增大. 本文模型能为页岩气准确数值模拟奠定一些理论基础.

关键词 页岩气, 孔裂隙, 截面类型, 真实气体, 滑脱流动, 努森扩散

1 引言

纳米尺度孔裂隙气体传输成为许多研究领域的热点方向^[1-6]. 近些年, 由于水平井钻井和压裂技术的快速发展, 北美页岩气实现了商业开发, 引起了极大的关注^[7]. 页岩中孔裂隙气体传输模拟是页岩气准确数值模拟的基础, 对页岩气生产动态预测和压裂参数优化设计具有重要的指导意义^[8].

页岩富含纳米孔和微裂缝, 直径或开度多为几纳米至几百纳米之间^[9], 因此页岩孔裂隙气体传输行为显著区别于常规气藏^[10,11]. 基于努森数 Kn , 页岩孔裂隙气体传输机理可分为连续流动($Kn < 10^{-3}$)、滑脱流动($10^{-3} < Kn < 10^{-1}$)和过渡流动($10^{-1} < Kn < 10$)^[8]. 连续流动可通过 Navier-Stokes 方程描述^[12]; 滑脱流动可通过修正滑脱边界条件的 Navier-Stokes 方程描述, 包括一阶滑脱流动方程和二阶滑脱流动方程^[13]; 对

引用格式: 吴克柳, 李相方, 陈掌星, 等. 页岩气复杂孔裂隙真实气体传输机理和数学模型. 中国科学: 技术科学, 2016, 46: 851-863
Wu K L, Li X F, Chen Z X, et al. Real gas transport mechanism and mathematical model through complex nanopores and microfractures in shale gas reservoirs (in Chinese). Sci Sin Tech, 2016, 46: 851-863, doi: 10.1360/N092015-00345

于过渡流动, 实验研究表明用一阶滑脱流动方程去描述, 将低估气体的传输量^[14]; 而二阶滑脱流动方程由于没有统一方程, 且方程中二阶滑脱系数的不确定性造成其应用受限^[13]。鉴于单一本构方程无法描述页岩气孔裂隙气体所有传输机理, 部分学者提出了基于多种传输机理叠加的综合性方程^[8,15~23]。遗憾的是, 这些模型均有不同方面的缺陷, 包括权重系数不合理、含经验系数、未考虑真实气体效应等, 仍无法准确描述页岩气复杂孔裂隙的气体传输。因此, 页岩气复杂孔裂隙气体传输新模型亟需开发。

与吸附分离、催化、给药等低压条件下的纳米尺度孔裂隙气体传输相似^[24~26], 页岩气孔裂隙气体传输的热力学非平衡性, 即滑脱现象显著。除此之外, 页岩气孔裂隙气体传输还具有其特殊性。页岩气储集层压力为 20~60 MPa^[27], 高压条件下纳米尺度孔裂隙气体传输还受气体分子自身体积(气体分子不能处理为一个质点)和分子之间相互作用力(高压条件下气体分子间相互作用力强)的影响, 即真实气体效应显著^[22]。因此, 真实气体效应对页岩气孔裂隙气体传输影响的定量表征, 也亟需解决。

页岩气孔裂隙类型和形状复杂多样, 包括三角形、圆形、矩形、梯形等^[28]。现有的页岩气孔裂隙气体传输模型大多以圆形截面纳米孔为基础, 未考虑不同类型和形状纳米孔气体传输的差异性^[8,15~19,22]。对于连续流动, 已有模型和实验均表明, 截面类型和形状影响气体传输量^[29], 气体传输量与截面面积、周长等有关, 可通过校正不同截面的水力半径来计算气体传输量^[12,30]。对于滑脱流动和过渡流动, 气体分子与壁面碰撞强烈, 且其对气体传输影响显著^[31], 不同截面类型和形状将影响气体分子与壁面碰撞的物理过程, 进而影响气体传输量^[32~35]。由于页岩气孔裂隙截面类型和形状复杂多样性, 试图推导出综合性解析模型几乎是不可能的^[12,30,32]。幸运的是只要通过圆形和矩形截面孔裂隙气体传输模型的概率统计组合, 就能够满足页岩气孔裂隙气体传输的工程精度要求^[20]。

本文首先基于滑脱流动和努森扩散, 将其权重叠加建立页岩气孔裂隙气体传输模型。该模型综合考虑滑脱效应和真实气体效应, 同时还考虑孔裂隙类型和形状对气体传输的影响。然后用公开发表的分子模拟数据验证模型。紧接着讨论页岩气孔裂隙不同气体传输机理, 并分析真实气体效应、孔裂隙不

同截面类型、形状和尺度对气体传输的影响。最后给出结论。

2 模型建立

基于滑脱流动和努森扩散两种传输机理, 分别以分子之间碰撞频率和分子与壁面碰撞频率占总碰撞频率的比值作为滑脱流动和努森扩散的权重系数, 耦合这两种机理, 建立页岩气复杂孔裂隙气体传输模型。

2.1 圆形截面纳米孔理想气体传输

理想气体平均分子自由程可表达为^[36]

$$\lambda_i = \frac{\eta}{p} \sqrt{\frac{\pi RT}{2M}}, \quad (1)$$

式中, η 为压力 $p=1.01325 \times 10^5$ Pa 和温度 $T=423$ K 时的气体黏度, Pa s; R 为气体常数, J/(mol K); M 为气体摩尔质量, kg/mol。

圆形截面纳米孔理想气体对应的努森数可表达为^[37]

$$Kn_i = \frac{\lambda_i}{2r}, \quad (2)$$

式中, r 为孔隙半径, m。

当努森数 $10^{-3} < Kn_i < 10^{-1}$, 气体分子间碰撞为主, 气体分子与壁面碰撞少, 但不可忽略, 在近壁面处的气体分子速度不为零, 发生滑脱效应, 气体传输为滑脱流动, 可用理想气体滑脱流动方程描述^[38]; 当努森数 $Kn_i \geq 10$, 气体分子与纳米孔壁面的碰撞为主, 气体传输为努森扩散, 可用理想气体努森扩散方程描述^[19,39]; 因此分别以分子之间碰撞频率和分子与壁面碰撞频率占总碰撞频率的比值作为滑脱流动和努森扩散传输量的权重系数, 进行权重叠加, 则圆形截面纳米孔理想气体总传输量可表达为

$$\begin{aligned} J_{C-ti} &= \omega_{C-vsi} J_{C-vsi} + \omega_{C-ki} J_{C-ki}, \\ \omega_{C-vsi} &= \frac{1}{(1 + Kn_i)}, \\ \omega_{C-ki} &= \frac{1}{(1 + 1/Kn_i)}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, J_{C-vsi} 和 J_{C-ki} 分别为圆形截面纳米孔理想气体滑

脱流动量和努森扩散传输量, $\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$; $\omega_{\text{C-vsi}}$ 和 $\omega_{\text{C-ki}}$ 分别为圆形截面纳米孔理想气体滑脱流动和努森扩散传输量的权重系数, 无因次, 具体推导过程见文献[8].

页岩气降压开发过程中, 气体分子与纳米孔壁面碰撞频率逐渐增大, 气体传输由滑脱流动逐渐转为努森扩散, 努森扩散权重系数 $\omega_{\text{C-ki}}$ 趋于“1”; 同时, 气体分子间碰撞频率逐渐减弱, 滑脱流动逐渐消失, 滑脱流动权重系数 $\omega_{\text{C-vsi}}$ 趋于“0”. 当 $Kn_i < 10^{-3}$, 式(3)退化为 Hagen-Poiseuille 方程, 可描述连续流动; 当 $10^{-3} < Kn_i < 10^{-1}$, 式(3)退化为滑脱流动方程, 可描述滑脱流动; 当 $Kn_i \geq 10$, 式(3)退化为努森扩散方程, 可描述努森扩散; 当 $10^{-1} < Kn_i < 10$, 气体分子间碰撞和气体分子与壁面碰撞对气体传输影响均不可忽略, 该传输机理为过渡流动, 可用式(3)描述. 因此, 式(3)可描述圆形截面纳米孔理想气体所有传输机理, 包括连续流动、滑脱流动、过渡流动和努森扩散.

2.2 矩形截面纳米孔(微裂缝)理想气体传输

页岩气纳米孔几何形状复杂, 一般非等径, 纵横比为 $1.8:1.0 \sim 4.1:1.0$, 平均纵横比为 $2.8:1.0$ [40]. 部分纳米孔类型可简化为平板, 其截面为矩形[20], 与页岩气中微裂缝几何特征类似, 它们的纵横比均可表达为

$$\zeta = \frac{w}{h}, \quad (4)$$

式中, w 和 h 分别为矩形截面纳米孔或微裂缝的宽度和高度, m .

矩形截面纳米孔或微裂缝中理想气体努森数为气体平均分子自由程与矩形截面高度的比值[23,38], 可表达为

$$Kn_i = \frac{\lambda_i}{h}. \quad (5)$$

当努森数 $10^{-3} < Kn_i < 10^{-1}$, 气体分子间碰撞为主, 气体分子与壁面碰撞也不可忽略, 气体分子在壁面发生滑脱, 通过滑脱边界条件的修正, 则理想气体滑脱流动可用矩形截面纳米孔或微裂缝气体滑脱流动方程描述[23]; 当努森数 $Kn_i \geq 10$, 气体分子与壁面碰撞占主导地位, 气体传输为努森扩散. 考虑截面形状的影响, 则理想气体努森扩散量可用矩形截面纳米孔或微裂缝气体努森扩散方程描述[23]; 与圆形截面纳米孔类似, 则矩形截面纳米孔或微裂缝理想气体

总传输量可表达为

$$\begin{aligned} J_{\text{R-ti}} &= \omega_{\text{R-vsi}} J_{\text{R-vsi}} + \omega_{\text{R-ki}} J_{\text{R-ki}}, \\ \omega_{\text{R-vsi}} &= \frac{1}{1 + \frac{Kn_i}{2} \left(1 + \frac{1}{\zeta} \right)}, \\ \omega_{\text{R-ki}} &= \frac{1}{1 + 2 \sqrt{Kn_i} \left(1 + \frac{1}{\zeta} \right)}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $J_{\text{R-vsi}}$ 和 $J_{\text{R-ki}}$ 分别为矩形截面纳米孔或微裂缝理想气体滑脱流动量和努森扩散传输量, $\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$; $\omega_{\text{R-vsi}}$ 和 $\omega_{\text{R-ki}}$ 分别为矩形截面纳米孔或微裂缝理想气体滑脱流动和努森扩散传输量的权重系数, 无因次, 具体推导过程见文献[23].

与式(3)一样, 式(6)可描述矩形截面纳米孔或微裂缝理想气体所有传输机理, 包括连续流动、滑脱流动、过渡流动和努森扩散.

2.3 纳米孔和微裂缝真实气体传输

页岩气纳米孔和微裂缝高压条件下, 气体分子间相互作用力和气体分子自身体积对气体传输的影响不可忽略. 这种真实气体效应的影响可通过真实气体偏差因子、黏度和平均分子自由程对气体传输的影响来描述.

气体偏差因子是温度和压力的函数, 可通过对比温度和对比压力表达为[41]

$$\begin{aligned} Z &= 1 + \frac{p_r}{10.24 T_r} \left[2.16 \frac{1}{T_r} \left(\frac{1}{T_r} + 1 \right) - 1 \right], \\ p_r &= p/p_c, \\ T_r &= T/T_c, \end{aligned} \quad (7)$$

式中, p_r 是气体对比压力, 无因次; T_r 是气体对比温度, 无因次; p_c 是气体临界压力, MPa ; T_c 是气体临界温度, K .

同样的, 气体黏度也是温度和压力的函数. 任意条件下的气体黏度用对比温度和对比压力表达为[42]

$$\eta_r = \eta \left[1 + \frac{A_1}{T_r^5} \left(\frac{p_r^4}{T_r^{20} + p_r^4} \right) + A_2 \left(\frac{p_r}{T_r} \right)^2 + A_3 \left(\frac{p_r}{T_r} \right) \right], \quad (8)$$

式中, A_1 , A_2 和 A_3 均为拟合常数, 无因次.

则真实气体平均分子自由程可表达为[43]

$$\lambda_r = \frac{\eta_r}{p} \sqrt{\frac{\pi Z R T}{2 M}}. \quad (9)$$

圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体对应的努森数分别表达为

$$Kn_r = \frac{\lambda_r}{2r}, \quad (10)$$

$$Kn_r = \frac{\lambda_r}{h}. \quad (11)$$

真实气体稀有效应系数表达为

$$\alpha_r = \alpha_0 \frac{2}{\pi} \tan^{-1}(\alpha_1 Kn_r^\beta), \quad (12)$$

式中, α_0 为 $Kn_r \rightarrow \infty$ 时的稀有效应系数, 无因次; α_1 和 β 均为拟合常数, 无因次。

(1) 滑脱流动

分别根据圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)理想气体滑脱流动方程^[23,38], 则圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体滑脱流动分别可表达为

$$J_{C-vsr} = -\frac{\varphi}{\tau} \frac{r^2}{8\eta_r} \frac{pM}{ZRT} (1 + \alpha_r Kn_r) \cdot \left(1 + \frac{4Kn_r}{1 - bKn_r} \right) \frac{dp}{dl}, \quad (13)$$

$$J_{R-vsr} = -A(\zeta) \frac{\varphi}{\tau} \frac{h^2}{12\eta_r} \frac{pM}{ZRT} (1 + \alpha_r Kn_r) \cdot \left(1 + \frac{6Kn_r}{1 - bKn_r} \right) \frac{dp}{dl}, \quad (14)$$

式中, b 为气体滑脱常数, 无因次。边界为一阶滑脱条件, 则 $b=0$; 边界为二阶滑脱边界条件, 则 $b=-1$; Φ/τ 为气体在多孔介质中流动时的修正系数, 无因次, 具体推导可参考文献[22]; l 为气体流动方向距离, m; $A(\zeta)$ 为对滑脱流动影响的矩形截面形状因子, 无因次, 其不受努森数变化的影响, 具体推导可参考文献[23]。

(2) 努森扩散

分别根据圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)理想气体努森扩散方程^[19,23,39], 则圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体努森扩散分别可表达为

$$J_{C-kr} = -\frac{2}{3} \frac{\varphi}{\tau} r \delta^{D_r-2} \left(\frac{8ZM}{\pi RT} \right)^{0.5} \frac{p}{Z} C_g \frac{dp}{dl}, \quad (15)$$

$$C_g = \frac{1}{p} - \frac{1}{Z} \frac{dZ}{dp},$$

$$J_{R-kr} = -B(\zeta) \frac{\varphi}{\tau} \frac{h^2}{w} \delta^{D_r-2} \left(\frac{ZM}{2\pi RT} \right)^{0.5} \frac{p}{Z} C_g \frac{dp}{dl}, \quad (16)$$

式中, δ 为分子直径与局部孔隙直径的比值, 无因次; D_r 为孔隙壁面分形维数, 无因次; C_g 为气体压缩因子, 1/MPa; $B(\zeta)$ 为对努森扩散影响的矩形截面形状因子, 无因次, 其不受努森数变化的影响, 具体推导可参考文献[23]。

(3) 总传输量

与理想气体类似, 结合式(13)和(15), 并分别以气体分子之间碰撞频率和气体分子与壁面碰撞频率占总碰撞频率的比值作为滑脱流动和努森扩散的权重系数, 进行权重叠加, 则圆形截面纳米孔真实气体总传输量可表达为

$$J_{C-tr} = \omega_{C-vsr} J_{C-vsr} + \omega_{C-kr} J_{C-kr}. \quad (17)$$

同样的, 则矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体总传输量可表达为

$$J_{R-tr} = \omega_{R-vsr} J_{R-vsr} + \omega_{R-kr} J_{R-kr}. \quad (18)$$

与式(3)和(6)一样, 式(17)和(18)可分别描述圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体所有传输机理, 包括连续流动、滑脱流动、过渡流动和努森扩散。

3 模型验证

分子模拟数据准确, 因此常用来验证纳米孔气体传输模型; 相反, 实验往往不能准确地反映理论模型的理想条件, 因此较少用来验证纳米孔气体传输模型^[44,45]。因此, 本文将模型计算结果与公开发表的分子模拟结果进行对比, 验证模型可靠性。

模型计算参数见表 1。

3.1 理想气体传输模型验证

为了验证方便, 分别以连续流动量和努森扩散量为基础, 将圆形截面纳米孔理想气体总传输量无因次化, 分别表达为

$$\frac{J_{C-ti}}{J_{C-vi}} = \omega_{C-vsi} (1 + \alpha_i Kn_i) \left(1 + \frac{4Kn_i}{1 - bKn_i} \right) + \omega_{C-ksi} \delta^{D_i-2} Kn_i \frac{128}{3\pi}, \quad (19)$$

$$J_{C-vi} = -\frac{\varphi}{\tau} \frac{r^2 p M}{8\eta RT} \frac{dp}{dl},$$

表 1 计算参数总结表

参数名	符号	数值
孔隙度	Φ	0.05
孔隙迂曲度	τ	4.3
孔隙半径	r	$2.0 \times 10^{-9} \sim 1.0 \times 10^{-6}$ m
矩形截面纵横比	ζ	1, 2, 4
氮气摩尔质量	M	2.80×10^{-2} kg/mol
氮气黏度($p=1.01325 \times 10^5$ Pa, $T=423$ K)	η	2.31×10^{-5} Pa s
氮气临界压力	p_c	3.39×10^6 Pa
氮气临界温度	T_c	126.2 K
甲烷摩尔质量	M	1.60×10^{-2} kg/mol
甲烷黏度($p=1.01325 \times 10^5$ Pa, $T=423$ K)	η	1.49×10^{-5} Pa s
甲烷临界压力	p_c	4.60×10^6 Pa
甲烷临界温度	T_c	190.6 K
气体常数	R	8.314462 J/(mol K)
温度	T	423 K
$Kn \rightarrow \infty$ 时稀有效系数	α_0	1.19
拟合常数	α_1	4.0
拟合常数	β	0.4
气体滑脱常数	b	-1
分子直径与局部孔隙直径的比值	δ	0.5
孔隙壁面分形维数	D_f	2.5
拟合常数	A_1	7.9
拟合常数	A_2	9.0×10^{-6}
拟合常数	A_3	0.28

$$\frac{J_{C-ti}}{J_{C-ki}} = \omega_{C-vsi} \left(1 + \alpha_i Kn_i \right) \left(1 + \frac{4Kn_i}{1 - bKn_i} \right) \cdot \frac{3\pi}{128\delta^{D_f-2}Kn_i} + \omega_{C-ki}, \quad (20)$$

式中, J_{C-ti}/J_{C-vi} 为圆形截面纳米孔以连续流流量为基

础的无因次理想气体传输量, 无因次; J_{C-ti}/J_{C-ki} 为圆形截面纳米孔以努森扩散量为基础的无因次理想气体传输量, 无因次。

由图 1 可知, 模型计算结果与分子模拟结果吻合很好, 表明建立的圆形截面纳米孔理想气体传输模型在模拟低压条件下纳米孔稀薄气体的传输是可靠的。

对于矩形截面纳米孔(微裂缝)理想气体传输模型, 同样分别以连续流流量和努森扩散量为基础, 将矩形截面纳米孔(微裂缝)理想气体传输量无因次化, 分别表达为

$$\frac{J_{R-ti}}{J_{R-vi}} = \omega_{R-vsi} A(\zeta) \left(1 + \alpha_i Kn_i \right) \left(1 + \frac{6Kn_i}{1 - bKn_i} \right) + \omega_{R-ki} \delta^{D_f-2} \frac{12Kn_i}{\pi} \frac{B(\zeta)}{\zeta}, \quad (21)$$

$$J_{R-vi} = -\frac{\varphi}{\tau} \frac{h^2}{12\eta} \frac{pM}{RT} \frac{dp}{dl},$$

$$\frac{J_{R-ti}}{J_{R-ki}} = \omega_{R-vsi} \frac{\pi}{12\delta^{D_f-2}Kn_i} \zeta A(\zeta) \left(1 + \alpha_i Kn_i \right) \cdot \left(1 + \frac{6Kn_i}{1 - bKn_i} \right) + \omega_{R-ki} B(\zeta), \quad (22)$$

式中, J_{R-ti}/J_{R-vi} 为矩形截面纳米孔(微裂缝)以连续流流量为基础的无因次理想气体传输量, 无因次; J_{R-ti}/J_{R-ki} 为矩形截面纳米孔(微裂缝)以努森扩散量为基础的无因次理想气体传输量, 无因次。

由图 2 可知, 对于不同纵横比矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输, 模型计算结果与分子模拟结果具

图 1 模型解析解与分子模拟的无因次理想气体传输量对比(圆形截面纳米孔)

(a) $J_{C-ti}/J_{C-vi} \sim Kn_i$; (b) $J_{C-ti}/J_{C-ki} \sim Kn_i$. “分子模拟”是 Loyalka 和 Hamoodi 模拟低压稀薄气体传输的数据^[46]. 基于严格圆球分子分别模拟了大范围努森数($10^{-3} < Kn_i < 10$)气体流量和气体分子速度分布剖面, 并用 BGK 模型验证了模拟结果. 结果表明存在流量最小值($Kn_i=1$), 且速度分布剖面显示确实存在滑脱现象; 而且他们还指出, 如果采用真实气体分子进行模拟, 能提高气体传输模拟精度

图2 (网络版彩图)模型解析解与分子模拟的无因次理想气体传输量对比(矩形截面纳米孔或微裂缝)^[23]

(a) $J_{R-ii}/J_{R-vi} \sim Kn_i$; (b) $J_{R-ii}/J_{R-ki} \sim Kn_i$. “分子模拟”是 Sone 和 Hasegawa^[47]基于分子动力学理论, 采用漫反射边界条件, 使用线性玻尔兹曼方法计算获得了矩形孔中稀薄气体传输的宏观参数, 包括气体速度、密度和温度, 进而获得了全努森数范围内的气体传输量

有较好的一致性, 表明模型能够描述矩形截面纳米孔(微裂缝)中多种传输机理共存的气体传输过程。

图1(b)和2(b)均表明, 不管是圆形截面纳米孔还是矩形截面纳米孔(微裂缝)中的气体传输, 在全努森数范围, 都存在最小传输量, 即努森数 $Kn_i=1$ 时, 无因次气体传输最小, 这与以往学者通过分子模拟或实验获得的气体传输量存在最小值的研究结果一致^[46~51]。这也表明, 页岩气孔裂隙气体传输过程中, 随着努森数的增大, 气体传输能力将先减小后缓慢增大, 与页岩中后期开发过程中气体产能降低缓慢的实际现象相符^[52]。

3.2 真实气体传输模型验证

以矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输为例, 为了验证方便, 用真实气体传输模型计算结果与理想气体传输模型计算结果的偏差程度与分子模拟的相应结果进行对比。偏差程度可表达为

$$\psi = (J_{R-tr} - J_{R-ti}) \times 100\% / J_{R-ti} \quad (23)$$

由图3可知, 模型解析解与分子模拟结果吻合很好, 表明建立的真实气体传输模型在模拟高压条件下孔裂隙气体的传输是可靠的。

4 结果与讨论

基于模型计算的结果, 首先, 阐述孔裂隙气体传输特征; 然后分析真实气体效应对气体传输的影响; 最后讨论孔裂隙类型、形状和尺度对气体传输的影响。

图3 (网络版彩图)模型解析解与分子模拟的偏差程度对比(氮气)

“分子模拟”是 Wang 和 Li 用蒙特卡罗直接模拟方法模拟的相对高压气体传输的数据^[53]。模拟采用氮气, 出口端为标准大气压, 进口端压力为0.15~4.5 MPa, 温度为300 K, 矩形孔宽度50~5000 nm, 高度10~1000 nm, 采用漫反射边界条件。模拟结果表明, 相比理想气体传输模拟结果, 真实气体效应增加气体传输量, 且与压力和纳米孔尺度有关

为了讨论方便, 将复杂孔裂隙的气体传输能力用传导率来表征。

根据式(3), 则圆形截面纳米孔理想气体传导率为

$$\begin{aligned} C_{C-ti} &= C_{C-vsi} + C_{C-ki} \\ &= \frac{1}{(1+Kn_i)} \frac{\phi r^2 p M}{\tau 8 \eta R T} (1 + \alpha_i Kn_i) \left(1 + \frac{4Kn_i}{1-bKn_i} \right) \quad (24) \\ &\quad + \frac{1}{(1+1/Kn_i)} \frac{2}{3} \frac{\phi}{\tau} r \delta^{D_i-2} \left(\frac{8M}{\pi R T} \right)^{0.5}, \end{aligned}$$

根据式(17), 则圆形截面纳米孔真实气体传导率为

$$C_{C-tr} = C_{C-vsr} + C_{C-kr} \\ = \frac{1}{(1+Kn_r)} \frac{\varphi}{\tau} \frac{r^2 p M}{8\eta_r RTZ} (1+\alpha_r Kn_r) \left(1 + \frac{4Kn_r}{1-bKn_r}\right) \quad (25) \\ + \frac{1}{(1+1/Kn_r)} \frac{2}{3} \frac{\varphi}{\tau} r \delta^{D_r-2} \left(\frac{8ZM}{\pi RT}\right)^{0.5} \frac{p}{Z} C_g.$$

根据式(6), 则矩形截面纳米孔(微裂缝)理想气体传导率为

$$C_{R-ti} = C_{R-vsi} + C_{R-ki} \\ = \frac{1}{1 + \frac{Kn_i}{2} \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)} A(\zeta) \frac{\varphi}{\tau} \frac{h^2}{12\eta} \\ \cdot \frac{pM}{RT} (1+\alpha_i Kn_i) \left(1 + \frac{6Kn_i}{1-bKn_i}\right) \quad (26) \\ + \frac{1}{1 + 2/Kn_i \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)} B(\zeta) \frac{\varphi}{\tau} \frac{h^2}{w} \delta^{D_i-2} \left(\frac{M}{2\pi RT}\right)^{0.5}.$$

根据式(18), 则矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体传导率为

$$C_{R-tr} = C_{R-vsr} + C_{R-kr} \\ = \frac{1}{1 + \frac{Kn_r}{2} \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)} A(\zeta) \frac{\varphi}{\tau} \\ \cdot \frac{h^2}{12\eta_r} \frac{pM}{ZRT} (1+\alpha_r Kn_r) \left(1 + \frac{6Kn_r}{1-bKn_r}\right) \quad (27) \\ + \frac{1}{1 + 2/Kn_r \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)} B(\zeta) \\ \cdot \frac{\varphi}{\tau} \frac{h^2}{w} \delta^{D_r-2} \left(\frac{ZM}{2\pi RT}\right)^{0.5} \frac{p}{Z} C_g.$$

4.1 孔裂隙气体传输

页岩孔裂隙气体传输机理包括连续流动、滑脱流动和过渡流动. 本文通过耦合滑脱流动和努森扩散来综合描述这些传输机理.

图 4 是在相同截面面积条件下圆形截面和不同纵横比矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体传输的滑脱流动传导率、努森扩散传导率和总传导率的对比图. 滑脱流动传导率随压力降低而减小(图 4(a)). 虽然滑脱效应能一定程度地增加滑脱流动传导率, 但

除此之外, 滑脱流动还与压力成正比, 且滑脱流动权重系数随压力降低而减小(式(25)和(27)), 这是造成滑脱流动传导率随压力降低而减小的原因. 相反, 努森扩散传导率随压力降低反而增大(图 4(b)). 这是由于努森扩散本身对压力不敏感, 但努森扩散权重系数随压力降低却急剧增大(式(25)和(27)). 总传导率随压力降低先减小后增大(图 4(c)). 这是由于高压时, 以气体分子间碰撞为主, 滑脱流动控制了气体传输; 低压时, 以气体分子与壁面碰撞为主, 努森扩散控制了气体传输. 这也正是页岩气井开发具有很长稳产期的原因之一.

图 4 表明孔裂隙截面类型和形状影响气体传输: (1) 圆形截面纳米孔气体传输能力最强, 矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输能力随纵横比增大而减小; (2) 与截面类型相比, 截面形状(矩形截面纳米孔和微裂缝纵横比)对气体传输的影响更大^[54].

孔裂隙截面类型和形状影响气体传输机理和传输能力, 这种现象可从微观角度解释: (1) 壁面固体分子和气体分子相互作用力与气体分子之间的相互作用力不同, 造成孔裂隙壁面附近的气体分子数量密度与远离壁面的气体分子数量密度不同^[34,35]; (2) 固体壁面的存在, 造成固体壁面附近的气体分子过早发生碰撞, 急剧减小了平均分子自由程^[33]; (3) 不同截面类型和形状的孔裂隙具有不同的比表面积, 造成气体分子与壁面碰撞频率占总碰撞频率的份额不同^[31]. 这种现象还可从宏观角度解释, 以滑脱流动为例, 气体边界滑脱速度与切应力有关, 切应力与壁面属性、类型与形状有关, 因此, 截面类型和形状影响滑脱流动^[32]. 其中, 截面面积和周长是影响气体滑脱流动的关键参数^[12,30,32]. 低压且圆形截面纳米孔半径小于等于 5 nm, 气体传输受努森扩散控制^[55]. 对于努森扩散, 孔裂隙截面类型和形状对气体传输能力影响的定量研究很少^[56]. Eldridge 和 Brown^[57]指出当纵横比为 3.5 的矩形截面努森扩散系数比圆形截面努森扩散系数小 10%, 本文研究结果与其一致.

图 4 还表明随压力降低, 与纵横比小的矩形截面纳米孔(微裂缝)相比, 纵横比大的矩形截面纳米孔(微裂缝)气体总传导率在压力降低初期下降幅度小, 压力降低后期上升幅度大^[29,58]. 这是由于纵横比大的矩形截面纳米孔(微裂缝), 努森数大, 气体滑脱效应显著, 且努森扩散传输所占份额大造成的. Morini 等人^[59,60]通过数值模拟研究也得到了同样的结论.

图 4 (网络版彩图)真实气体不同传速率随压力变化曲线

 (a) $C_{vst} \sim p$; (b) $C_{kr} \sim p$; (c) $C_{tr} \sim p$. $S=78.54 \text{ nm}^2$, $r=5 \text{ nm}$, $T=423 \text{ K}$

图 5 为圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)气体总传速率与连续流动传速率的比值随压力变化曲线。图 5 表明: (1) 气体总传速率与连续流动传速率比值随压力降低而增大。这是由于随着压力降低, 气体平均分子自由程增大, 滑脱效应增强, 且努森扩散逐渐控制了气体传输造成的; (2) 与圆形截面纳米孔相比, 矩形截面纳米孔(微裂缝)气体总传速率与连续流动传速率比值大, 且随纵横比增大而增大。这是由于纵横比大的矩形截面纳米孔(微裂缝), 孔隙特征尺度小, 努森层占孔隙尺度的份额大, 气体分子之间碰撞弱, 而气体分子与壁面碰撞强, 滑脱效应显著和努森扩散占总传输份额大造成的^[33,61]。Morini 等人^[60]通过数值模拟研究也得到了同样的结论。

4.2 孔裂隙气体传输真实气体效应

页岩孔裂隙中, 真实气体效应对气体传输影响显著, 具体表现为: (1) 气体分子直径与孔裂隙尺度具有可比性, 因此气体分子自身大小对气体传输影响不可忽略, 其降低了气体传输能力^[62]; (2) 在低压条件下, 气体分子之间相互作用力为引力, 减小了气

图 5 (网络版彩图)总传速率与连续流动传速率比值随压力变化曲线

 $S=78.54 \text{ nm}^2$, $r=5 \text{ nm}$, $T=423 \text{ K}$

体平均分子自由程, 减弱了气体滑脱效应, 降低了气体传输能力^[33]; (3) 在高压条件下, 气体分子之间相互作用力为斥力, 增大了气体平均分子自由程, 增强了气体滑脱效应, 提高了气体传输能力^[33]。

图 6 为真实气体传速率与理想气体传速率的偏

图 6 (网络版彩图)不同传输量偏差程度对比曲线

(a) $(C_{\text{vsr}} - C_{\text{vsi}}) \times 100 / C_{\text{vsi}} \sim p$ 关系曲线; (b) $(C_{\text{kr}} - C_{\text{ki}}) \times 100 / C_{\text{ki}} \sim p$ 关系曲线; (c) $(C_{\text{tr}} - C_{\text{ti}}) \times 100 / C_{\text{ti}} \sim p$ 关系曲线. $S=78.54 \text{ nm}^2$, $r=5 \text{ nm}$, $T=423 \text{ K}$

差程度随压力变化曲线. 图 6 表明: (1) 由于真实气体效应的影响, 真实气体传输能力比理想气体传输能力强. 这是由于页岩孔裂隙气体传输在高压条件下造成的; (2) 与圆形截面纳米孔相比, 矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传导率偏差程度大, 且随矩形截面(微裂缝)纵横比增大而增大, 这是由于纵横比大的矩形截面纳米孔(微裂缝), 孔裂隙特征尺度小, 努森数大, 气体滑脱效应显著, 且真实气体效应又进一步加强了滑脱效应和努森扩散对气体传输的影响; (3) 图 6(a)与(b)对比表明, 与滑脱流动相比, 努森扩散传导率偏差程度大. 这是由于努森扩散更依赖于气体分子与壁面的碰撞频率, 而高压条件下真实气体效应增大了气体分子与壁面的碰撞频率.

图 6(c)表明, 当页岩孔裂隙截面面积为 78.54 nm^2 和压力为 50 MPa 时, 考虑真实气体效应, 气体传输能力提高了 $14.2\% \sim 29.5\%$, 这与以往学者研究成果一致. Wang 和 Li^[63]通过 Monte Carlo 直接模拟法研究微纳米尺度气体传输机理, 在高度为 10 nm 和压力为 4.4 MPa 条件下, 与理想气体相比, 考虑真实气体效应的气体传输能力增加了 28.6% ; Michel 等人^[64]研究

也表明, 在页岩纳米孔半径为 5 nm 和压力为 99.97 MPa 条件下, 考虑真实气体效应的气体传输能力增大了 60.0% ; Ma 等人^[65]基于 Javadpour 模型, 考虑真实气体效应影响的页岩圆形截面纳米孔气体传输能力提高了 10.0% . 因此, 真实气体效应对页岩纳米孔气体传输的影响是不可忽略的.

4.3 孔裂隙尺度敏感性分析

图 7 为不同截面大小下圆形截面纳米孔与矩形截面纳米孔(微裂缝)真实气体传导率偏差程度随压力变化曲线. 图中表明圆形截面纳米孔气体传导率高于矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传导率, 且这种偏差程度随压力增大而增大, 随孔裂隙尺度增大而增大. 当压力为 50 MPa , 截面面积从 12.57 nm^2 增至 31415.93 nm^2 时, 则偏差程度从 43.5% 增至 123.1% . 这是由于: (1) 圆形截面纳米孔与矩形截面纳米孔(微裂缝)气体的滑脱流动传导率偏差大(图 4(a)), 而努森扩散传导率偏差小(图 4(b)); (2) 高压条件下的页岩孔裂隙气体传输主要受滑脱流动控制, 且滑脱流动占总传输的份额随压力和孔裂隙尺度增大而增大.

图7 (网络版彩图)不同尺度孔裂隙真实气体传导率偏差程度对比曲线($\zeta=4$)

图 8(a)和(b)分别为圆形截面纳米孔与矩形截面纳米孔(微裂缝)的真实气体和理想气体传输能力偏差程度随压力变化曲线。图 8 表明: (1) 真实气体效应提高了气体传输能力; (2) 真实气体效应的影响随压力增大而增大, 随孔裂隙尺度减小而增大。这是由于压力越大, 气体分子之间斥力越大, 气体平均分子自由程越大, 滑脱效应越显著; 孔裂隙尺度越小, 孔裂隙特征尺度越小, 进一步放大了真实气体效应对气体传输的影响。图 8(a)和(b)对比表明, 在等截面面积条件下, 与圆形截面纳米孔相比, 真实气体效应对矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输能力的影响更显著。当截面面积为 12.57 nm^2 和压力为 50 MPa 时, 真实气体效应对圆形截面纳米孔和矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输的影响程度分别高达 30.7% 和 55.0% 。

图8 (网络版彩图)不同尺度纳米孔真实气体与理想气体传导率偏差程度对比曲线($\zeta=4$)

(a) 圆形截面纳米孔真实与理想气体传导率偏差程度; (b) 矩形截面纳米孔真实与理想气体传导率偏差程度

5 结论

基于滑脱流动和努森扩散, 将其权重叠加建立了页岩气复杂孔裂隙气体传输模型。该模型综合考虑了滑脱效应和真实气体效应, 同时还考虑了孔裂隙类型、形状和尺度对气体传输的影响。用公开发表的分子模拟数据验证模型。该模型能够合理描述页岩气复杂孔裂隙气体不同传输机理。通过分析和讨论模型计算结果, 可得出以下结论。

(1) 滑脱流动传导能力随压力降低而减小; 相反, 努森扩散传导能力随压力降低反而增大; 孔裂隙气体总传导能力随压力降低先减小后增大。这也是页岩气井开发具有很长稳产期的原因之一。

(2) 页岩气孔裂隙截面类型和形状影响气体传输: 在等截面面积条件下, 圆形截面纳米孔气体传输能力大于矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输能力, 矩形截面(微裂缝)气体传输能力随纵横比增大而减小; 与孔裂隙截面类型相比, 孔裂隙截面形状对气体传输能力的影响更大; 与纵横比小的矩形截面纳米孔(微裂缝)相比, 纵横比大的矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输能力在压力降低初期下降幅度小, 压力降低后期上升幅度大。

(3) 真实气体效应提高了页岩气复杂孔裂隙气体传输能力, 其影响随压力增大而增大, 随孔裂隙尺度减小而增大。与圆形截面纳米孔相比, 真实气体效应对矩形截面纳米孔(微裂缝)气体传输能力的影响更大, 且随矩形截面纳米孔(微裂缝)纵横比增大而增大。与滑脱流动相比, 真实气体效应对努森扩散的影响更大。

本文仅考虑页岩气复杂孔裂隙自由气的传输,

未考虑页岩气复杂孔裂隙壁面吸附气的解吸附和表面扩散. 其中气体吸附/解吸附, 仅是气体赋存状态变化(自由气和吸附气的相互转换), 本身对页岩气复

杂孔裂隙气体传输并无贡献, 但影响孔裂隙壁面吸附气浓度和吸附层厚度, 从而影响页岩气复杂孔裂隙吸附气表面扩散和自由气传输^[11,22].

参考文献

- 1 Dai Y, Johnson J R, Karvan O, et al. Ultem®/ZIF-8 mixed matrix hollow fiber membranes for CO₂/N₂ separations. *J Membr Sci*, 2012, 401: 76–82
- 2 Yoshimune M, Yamamoto T, Nakaiwa M, et al. Preparation of highly mesoporous carbon membranes via a sol-gel process using resorcinol and formaldehyde. *Carbon*, 2008, 46: 1031–1036
- 3 Liu J C, Wei J. Knudsen diffusion in channels and networks. *Chem Eng Sci*, 2014, 111: 1–14
- 4 Petropoulos J H, Papadokostaki K G. May the Knudsen equation be legitimately, or at least usefully, applied to dilute adsorbable gas flow in mesoporous media. *Chem Eng Sci*, 2012, 68: 392–400
- 5 Guo X, Huang C, Alexeenko A, et al. Numerical and experimental study of gas flows in 2D and 3D microchannels. *J Micromech Microeng*, 2008, 18: 1–8
- 6 Stevanovic N D. A new analytical solution of microchannel gas flow. *J Micromech Microeng*, 2007, 17: 1695–1702
- 7 Wu Y, Li J, Ding D, et al. A generalized framework model for the simulation of gas production in unconventional gas reservoirs. *SPE J*, 2014, 19: 845–857
- 8 Wu K, Li X, Wang C, et al. Apparent permeability for gas flow in shale reservoirs coupling effects of gas diffusion and desorption. In: *SPE/AAPG/SEG Unconventional Resources Technology Conference*, Denver, Colorado, USA, 2014
- 9 Curtis M E, Sondergeld C H, Ambrose R J. Microstructural investigation of gas shales in two and three dimensions using nanometer-scale resolution imaging. *AAPG Bull*, 2012, 96: 665–677
- 10 Guo C, Xu J, Wu K, et al. Study on gas flow through nano pores of shale gas reservoirs. *Fuel*, 2015, 143: 107–117
- 11 Wu K, Li X, Wang C, et al. A model for surface diffusion of adsorbed gas in nanopores of shale gas reservoirs. *Ind Eng Chem Res*, 2015, 54: 3225–3236
- 12 Bahrami M, Yovanovich M M, Culham J R. A novel solution for pressure drop in singly connected microchannels of arbitrary cross-section. *Int J Heat Mass Transport*, 2007, 50: 2492–2502
- 13 Barber R W, Emerson D R. Challenges in modeling gas-phase flow in microchannels: From slip to transition. *Heat Transport Eng*, 2006, 27: 3–12
- 14 Colin C A S. High-order boundary conditions for gaseous flows in rectangular microducts. *Microscale Therm Eng*, 2001, 5: 41–54
- 15 Ertekin T, King G, Schwerer F. Dynamic gas slippage: A unique dual-mechanism approach to the flow of gas in tight formations. *SPE Form Eval*, 1986, 1: 43–52
- 16 Liu Q, Liu B, Li X, et al. The effect of water saturation on gas slip factor by pore scale network modeling. In: *SCA Symposium*, Monterey, California, 2002
- 17 Javadpour F. Nanopores and apparent permeability of gas flow in mudrocks (shales and siltstone). *J Can Petrol Tech*, 2009, 48: 16–21
- 18 Azom P N, Javadpour F. Dual-continuum modeling of shale and tight gas reservoirs. In: *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, San Antonio, Texas, USA, 2012
- 19 Darabi H, Ettehad A, Javadpour F, et al. Gas flow in ultra-tight shale strata. *J Fluid Mech*, 2012, 710: 641–658
- 20 Rahmanian M, Aguilera R, Kantzas A. A new unified diffusion—Viscous-flow model based on pore-level studies of tight gas formations. *SPE J*, 2013, 18: 38–49
- 21 Singh H, Javadpour F, Ettehadavakkol A. Nonempirical apparent permeability of shale. *SPE Reserv Eval Eng*, 2014, 17: 414–424
- 22 Wu K, Li X, Guo C, et al. Adsorbed gas surface diffusion and bulk gas transport in nanopores of shale reservoirs with real gas effect-adsorption-mechanical coupling. In: *SPE Reservoir Simulation Symposium*, Houston, Texas, USA, 2015
- 23 吴克柳, 李相方, 陈掌星, 等. 页岩气和致密砂岩气藏微裂缝气体传输特性. *力学学报*, 2015, 47: 955–964
- 24 Gao X C, Diniz da Costa J C, Bhatia S K. Adsorption and transport of gases in a supported microporous silica membrane. *J Membr Sci*, 2014, 460: 46–61
- 25 Bhatia S K, Nicholson D. Some pitfalls in the use of the Knudsen equation in modelling diffusion in nanoporous materials. *Chem Eng Sci*, 2011, 66: 284–293
- 26 Zheng Q, Yu B, Duan Y, et al. A fractal model for gas slippage factor in porous media in the slip flow regime. *Chem Eng Sci*, 2013, 87:

- 209–215
- 27 王兰生, 廖仕孟, 陈更生, 等. 中国页岩气勘探开发面临的问题与对策. 天然气工业, 2011, 31: 119–122
- 28 Milliken K L, Rudnicki M, Awwiller D N, et al. Organic matter-hosted pore system, Marcellus formation (Devonian), Pennsylvania. AAPG Bull, 2013, 97: 177–200
- 29 Zhu X, Liao Q, Xin M D. Gas flow in microchannel of arbitrary shape in slip flow regime. Nanoscale Microscale Therm Eng, 2006, 10: 41–54
- 30 Akbari M, Sinton D, Bahrami M. Viscous flow in variable cross-section microchannels of arbitrary shapes. Int J Heat Mass Transport, 2011, 54: 3970–3978
- 31 Thornton A W, Hilder T, Hill A J, et al. Predicting gas diffusion regime within pores of different size, shape and composition. J Membr Sci, 2009, 336: 101–108
- 32 Bahrami M, Tamayol A, Taheri P. Slip-flow pressure drop in microchannels of general cross section. J Fluids Eng, 2009, 131: 031201
- 33 Prabha S K, Sreehari P D, Sathian S P. The effect of system boundaries on the mean free path for confined gases. AIP Adv, 2013, 3: 102107
- 34 Prabha S K, Sathian S P. Molecular-dynamics study of Poiseuille flow in a nanochannel and calculation of energy and momentum accommodation coefficients. Phys Rev E, 2012, 85: 041201
- 35 Prabha S K, Sathian S P. Determination of accommodation coefficients of a gas mixture in a nanochannel with molecular dynamics. Microfluid Nanofluid, 2012, 13: 883–890
- 36 Civan F, Rai C S, Sondergeld C H. Shale-gas permeability and diffusivity inferred by improved formulation of relevant retention and transport mechanisms. Transp Porous Media, 2011, 86: 925–944
- 37 Javadpour F, Fisher D, Unsworth M. Nanoscale gas flow in shale sediments. J Can Petrol Technol, 2007, 46: 55–61
- 38 Karniadakis G, Beskok A, Aluru N. Microflows and nanoflows: Fundamentals and simulation. New York: Springer-Verlag, 2005
- 39 Choi J G, Do D D, Do H D. Surface diffusion of adsorbed molecules in porous media: Monolayer, multilayer, and capillary condensation regimes. Ind Eng Chem Res, 2001, 40: 4005–4031
- 40 Loucks R G, Reed R M, Ruppel S C, et al. Morphology, genesis, and distribution of nanometer-scale pores in siliceous mudstones of the mississippian barnett shale. J Sediment Res, 2009, 79: 848–861
- 41 Loebenstein W V. Calculations and comparisons of nonideal gas corrections for use in gas adsorption. J Colloid Interface Sci, 1971, 36: 397–400
- 42 Jarrahan A, Heidaryan E. A simple correlation to estimate natural gas viscosity. J Nat Gas Sci Eng, 2014, 20: 50–57
- 43 Civan F. Effective correlation of apparent gas permeability in low-permeability porous media. Transp Porous Media, 2010, 82: 375–384
- 44 Wei Y S, Sadus R J. Equations of state for the calculation of fluid-phase equilibria. AIChE J, 2000, 46: 169–196
- 45 Gao X C, Diniz da Costa J C, Bhatia S K. The transport of gases in a supported mesoporous silica membrane. J Membr Sci, 2013, 438: 90–104
- 46 Loyalka S, Hamoodi S. Poiseuille flow of a rarefied gas in a cylindrical tube: Solution of linearized Boltzmann equation. Phys Fluids A, 1990, 2: 2061–2065
- 47 Sone Y, Hasegawa M. Poiseuille and thermal transpiration flows of a rarefied gas through a rectangular pipe. J Vac Soc Japan, 1987, 30: 425–428
- 48 Sun Y H, Chan W K. Analytical modeling of rarefied Poiseuille flow in microchannels. J Vac Sci Tech A, 2004, 22: 383–394
- 49 Cercignani C. Theory and Applications of the Holzman Equation. New York: Elsevier, 1975
- 50 Williams M M R. Mathematical methods in particle transport theory. London: Butterworths, 1971
- 51 Kogan M N. Rarefied gas dynamics. New York: Plenum, 1969
- 52 于荣泽, 张晓伟, 卞亚南, 等. 页岩气藏流动机理与产能影响因素分析. 天然气工业, 2012, 32: 10–15
- 53 Wang M R, Li Z X. Micro- and nanoscale non-ideal gas Poiseuille flows in a consistent Boltzmann algorithm model. J Micromech Microeng, 2004, 14: 1057–1063
- 54 Matson S L, Quinn J A. Knudsen diffusion through noncircular pores: Textbook errors. AIChE J, 1977, 23: 768–770
- 55 Omata H, Brown L F. Using the dusty gas diffusion equation in catalyst pores smaller than 50 Å radius. AIChE J, 1972, 18: 967–975
- 56 Kennard E H. Kinetic theory of gases with an introduction to statistical mechanics. New York: McGraw-Hill, 1938
- 57 Eldridge B D, Brown L F. The effect of cross sectional pore shape on Knudsen diffusion in porous materials. AIChE J, 1976, 22: 942–944
- 58 Duan Z, Muzychka Y S. Slip flow in non-circular microchannels. Microfluid Nanofluid, 2007, 3: 473–484
- 59 Morini G L, Spiga M. Slip flow in rectangular microtubes. Microscale Therm Eng, 1998, 2: 273–282

- 60 Morini G L, Spiga M, Tartarini P. The rarefaction effect on the friction factor of gas flow in microchannels. *Superlattice Microst*, 2004, 35: 587–599
- 61 Tang G H, Zhang Y H, Gu X J, et al. Lattice Boltzmann modelling Knudsen layer effect in non-equilibrium flows. *Europhys Lett*, 2008, 83: 40008
- 62 Wang M R, Li Z X. An Enskog based Monte Carlo method for high Knudsen number non-ideal gas flows. *Comput Fluids*, 2007, 36: 1291–1297
- 63 Wang M R, Lan X D, Li Z X. Analyses of gas flows in micro- and nanochannels. *Int J Heat Mass Transport*, 2008, 51: 3630–3641
- 64 Michel G G, Sigal R F, Civan F, et al. Parametric investigation of shale gas production considering nano-scale pore size distribution, formation factor, and non-Darcy flow mechanisms. In: *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, Denver, Colorado, USA, 2011
- 65 Ma J, Sanchez J P, Wu K, et al. A pore network model for simulating non-ideal gas flow in micro- and nano-porous materials. *Fuel*, 2014, 116: 498–508

Real gas transport mechanism and mathematical model through complex nanopores and microfractures in shale gas reservoirs

WU KeLiu^{1,2}, LI XiangFang¹, CHEN ZhangXin², LI Jing¹, LIANG YuFeng³ & WU XiuHua⁴

¹ Key Laboratory for Petroleum Engineering of the Ministry of Education, China University of Petroleum, Beijing 102249, China;

² Chemical and Petroleum Engineering, University of Calgary, Alberta T2N1N4, Canada;

³ CNOOC Research Institute, Beijing 100027, China;

⁴ Hekou Oil Production Plant, Sinopec Shengli Oilfield Company, Dongying 257200, China

A model for real gas transport in complex nanopores and microfractures of shale gas reservoirs (SGRs) was proposed on the basis of the weighted superposition of slip flow and Knudsen diffusion, where the ratios of intermolecular collisions and molecules-nanopores or microfractures wall collisions to total collisions are the weighted factors of slip flow and Knudsen diffusion, respectively. The present model takes account of slip effect and real gas effect, additionally, the effect of cross-section type and shape of nanopores or microfractures on gas transport is also considered in this paper. The present model is successfully validated against existing molecular dynamics simulations data in literature. The results show: (1) the present model is reasonable to describe all of the gas transport mechanisms known, including continuous flow, slip flow and transition flow in nanopores and microfractures of SGRs; (2) cross-section type and shape of nanopores or microfractures both affect gas transport capacity, at the same cross-sectional area, gas transport capacity of nanopores with a circular cross-section is greater than that of nanopores with a rectangular cross-section or microfractures, which decreases with an increasing aspect ratio; and the effect of cross-section shape on gas transport capacity is stronger compared to cross-section type; (3) a real gas effect improves gas transport capacity, which becomes more obvious with an increasing pressure and a decreasing size of nanopores or microfractures; (4) and compared to nanopores with a circular cross-section, the effect of real gas effect on gas transport capacity of nanopores with a rectangular cross-section or microfractures is stronger, and the effect increases with an increasing aspect ratio. The proposed model can provide some theoretical support in numerical simulation of reservoir behavior in SGRs.

shale gas reservoirs, nanopores-microfractures, cross-section type, real gas, slip flow, Knudsen diffusion

doi: 10.1360/N092015-00345