

MODELO DE BOLTZMANN NA REDE COM MÚLTIPLOS TEMPOS DE RELAXAÇÃO PARA FLUIDOS IMISCÍVEIS

Luiz Adolfo Hegele Júnior
hegele@lmpt.ufsc.br

Paulo Cesar Philippi
philippi@lmpt.ufsc.br

Luís Orlando Emerich dos Santos
emerich@lmpt.ufsc.br

Universidade Federal de Santa Catarina – UFSC
Laboratório de Meios Porosos e Propriedades Termofísicas – LMPT
Departamento de Engenharia Mecânica – EMC
Campus Universitário – Bairro Trindade – Florianópolis – SC – CEP 88040-900

Resumo.

A modelagem clássica (macroscópica) de escoamentos de fluidos imiscíveis no regime incompressível se dá através de equações de conservação da massa e quantidade de movimento para cada fluido mais as condições de acoplamento junto à interface. No modelo proposto, a interface fluido/fluido surge da interação microscópica destes através de uma força de campo de longo alcance cuja intensidade é transmitida através de pseudo-partículas chamadas de mediadores de campo. Estas partículas passam a informação da concentração de cada fluido para pontos vizinhos da rede em cada instante de tempo, possibilitando assim o uso desta informação para gerar a tensão interfacial. Neste artigo, propõe-se um modelo para fluidos imiscíveis que utiliza mediadores de campo e a equação generalizada de Boltzmann na rede. Esta abordagem aumenta o número de parâmetros livres – treze em duas dimensões – e a possibilidade de aumento da estabilidade numérica do modelo. Simulações numéricas demonstram a eficácia do modelo.

Palavras chave: escoamentos imiscíveis, métodos de Boltzmann na rede, método dos momentos.

1. Introdução

Os modelos de Boltzmann na rede nestes últimos anos têm sido utilizados na simulação direta das equações de Navier-Stokes a baixo número de Mach. Desde o pioneiro trabalho de Frisch et al. (1986), ainda com os modelos de gás em rede, estes modelos têm chamado a atenção e foram aplicados a um grande número de problemas, incluindo os que envolvem tipos complexos de escoamento.

Sistemas deste tipo descrevem a evolução de partículas de um fluido em uma rede regular, permanecendo as partículas nos sítios da rede em tempos discretos. Cada tempo de simulação é dividido em duas etapas: propagação e colisão. Na propagação, em um sítio \vec{x} , no tempo t , a distribuição de partículas $K_i(\vec{x}, t)$ caminha em direção ao vizinho localizado em $\vec{x} + \vec{c}_i \delta_t$, de acordo com a sua velocidade \vec{c}_i , $i = 0, 1, \dots, b$, em um passo de tempo δ_t . Durante o passo de colisão, as partículas localizadas em um mesmo sítio são misturadas de acordo com regras específicas do modelo e colididas de modo que não alterem as quantidades conservadas, tais como massa, quantidade de movimento, energia e/ou espécies químicas.

Neste trabalho, é apresentado um modelo para fluidos imiscíveis, atérmico, bidimensional, implementado em uma rede regular, com colisões entre partículas de mesma espécie e de espécies diferentes e que se realiza, diferentemente dos modelos mais usuais de Boltzmann na rede, no espaço dos momentos da velocidade (d'Humières, 1992).

O modelo apresentado na seção seguinte usa nove velocidades, e apresenta graus de liberdade suficientes para recuperar as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis até segunda ordem no tempo e na velocidade (Yu et al., 2003). Na seção 3, são apresentados os momentos de equilíbrio para que as equações macroscópicas sejam corretamente resgatadas fora da região de transição. Na seção 4 são apresentados resultados da simulação com o modelo. Na seção 5 são feitas as conclusões sobre o modelo.

2. Modelo

O modelo de Boltzmann na rede para fluidos imiscíveis aqui considerado é definido em uma rede quadrada com comprimento unitário, (as demais quantidades aqui serão tratadas adimensionalmente) e nove direções, chamada rede D2Q9. Tomando $\delta_t = 1$ como a duração do passo de tempo, pode-se assim definir o conjunto finito de velocidades:

$\bar{c}_0=(0,0)$, $\bar{c}_1=(1,0)$, $\bar{c}_2=(0,1)$, $\bar{c}_3=(-1,0)$, $\bar{c}_4=(0,-1)$, $\bar{c}_5=(1,1)$, $\bar{c}_6=(-1,1)$, $\bar{c}_7=(-1,-1)$, $\bar{c}_8=(1,-1)$, onde $\bar{c}_\alpha=(c_{\alpha,x},c_{\alpha,y})$.

Considerando dois fluidos imiscíveis r e b , a atração de longa distância entre as partículas é simulada produzindo-se mediadores de campo nos sítios da rede (Santos & Philippi (2002), Santos et al. (2003)) antes do passo de propagação. Definindo então $R_i(\bar{x},t)$ como sendo a distribuição de partículas r no sítio \bar{x} , no tempo t , e de maneira similar $B_i(\bar{x},t)$ para as partículas b , os mediadores da fase $k=r,b$, são criados antes do passo de propagação e propagados na forma

$$M_i^k(\bar{x} + \bar{c}_i, t+1) = M_i^k(\bar{x}, t). \quad (1)$$

Os mediadores são criados em cada sítio \bar{x} e propagados de acordo com a velocidade \bar{c}_i . A interferência dos mediadores de campo é descrita a seguir.

A equação de Boltzmann na rede para uma das fases é escrita usualmente para modelos de Boltzmann na rede como

$$K_i'(\bar{x},t) - K_i(\bar{x},t) = \sum_j [\Lambda_{ij}^k(R_0, \dots, R_b, B_0, \dots, B_b)], \quad (2)$$

$$K_i(\bar{x} + \bar{c}_i, t+1) = K_i'(\bar{x}, t), \quad (3)$$

$K = R, B$, e Λ^k é o operador de colisão.

O operador de colisão proposto é fracionado de forma semelhante a Santos et al. (2003)

$$\sum_j [\Lambda_{ij}^k(R_0, \dots, R_b, B_0, \dots, B_b)] = \sum_j [\omega^k \Lambda_{ij}^{kk}(K_0, \dots, K_b) + \omega^{\bar{k}} \Lambda_{ij}^{r_b}(R_0, \dots, R_b, B_0, \dots, B_b)], \quad (4)$$

ω^k é a concentração da fase $k=r,b$ e $\omega^{\bar{k}}$ a concentração da fase $\bar{k}=b,r$, com $\omega^k = \rho^k / (\rho^k + \rho^{\bar{k}})$. O primeiro termo do lado direito da equação se refere à colisão entre partículas de mesma espécie, e o segundo termo se refere à colisão entre partículas de espécie diferentes. Este último termo é responsável pela separação das fases.

Considerando as distribuições K_i próximas da distribuição de equilíbrio K_i^{eq} , o operador de colisão pode ser aproximado por um operador linear $\Omega: \mathfrak{R}^{b+1} \rightarrow \mathfrak{R}^{b+1}$, de modo que

$$\sum_j [\omega^k \Lambda_{ij}^{kk}(K_0, \dots, K_b) + \omega^{\bar{k}} \Lambda_{ij}^{k\bar{k}}(K_0, \dots, K_b, \bar{K}_0, \dots, \bar{K}_b)] = \sum_j [\omega^k \Lambda_{ij}^{kk} K_j^{(neq),kk} + \omega^{\bar{k}} \Lambda_{ij}^{k\bar{k}} K_j^{(neq),k\bar{k}}], \quad (5)$$

onde $K_j^{(neq),pq} = K_j - K_j^{(eq)}(\rho^p, \bar{u}^q)$ e \bar{k} a outra fase do sistema $k - \bar{k}$, e Λ^{pq} é o operador de colisão linearizado.

Deste modo, a evolução da equação de Boltzmann na rede fica completamente identificada por

$$K_i(\bar{x} + \bar{c}_i, t+1) = K_i(\bar{x}, t) + \sum_j [\omega^k \Lambda_{ij}^{kk} K_j^{(neq),kk} + \omega^{\bar{k}} \Lambda_{ij}^{k\bar{k}} K_j^{(neq),k\bar{k}}]. \quad (6)$$

O operador de colisão deve satisfazer a conservação da massa das espécies individualmente,

$$\sum_i K_i = \sum_i K_i^{(eq)} = \rho^k, \quad (7)$$

e deve satisfazer também a conservação da quantidade de movimento total, $\rho \bar{u}$, de forma que

$$\sum_i (R_i + B_i) \bar{c}_i = \sum_i (R_i^{(eq)} + B_i^{(eq)}) \bar{c}_i = \rho^r \bar{u}^r + \rho^b \bar{u}^b = \rho \bar{u}. \quad (8)$$

O operador de colisão é definido de modo que os autovalores associados aos autovetores das quantidades conservadas tenham valor nulo, e que seus autovetores formem uma base ortogonal para o \mathfrak{R}^{b+1} . A base de autovetores é obtida através da ortogonalização da base obtida através de polinômios de \bar{c}_i , que para a rede D2Q9 é

$$\Psi_{0,i} = \|\bar{c}_i\|^0, \bar{\Psi}_0 = (1,1,1,1,1,1,1,1,1), \quad (9)$$

$$\Psi_{1,i} = c_{i,x}, \bar{\Psi}_1 = (0,1,0,1,-1,1,-1,-1,1), \quad (10)$$

$$\Psi_{2,i} = c_{i,y}, \bar{\Psi}_2 = (0,0,1,0,-1,1,1,-1,-1), \quad (11)$$

$$\Psi_{3,i} = 3\|\bar{c}_i^2\| - 4\|\bar{c}_i\|^0, \bar{\Psi}_3 = (-4,-1,-1,-1,-1,2,2,2,2), \quad (12)$$

$$\Psi_{4,i} = c_{i,x}^2 - c_{i,y}^2, \bar{\Psi}_4 = (0,1,-1,1,-1,0,0,0,0), \quad (13)$$

$$\Psi_{5,i} = c_{i,x}c_{i,y}, \bar{\Psi}_5 = (0,0,0,0,0,1,-1,-1,1), \quad (14)$$

$$\Psi_{6,i} = c_{i,x} \left(3\|\bar{c}_i\|^2 - 5\|\bar{c}_i\|^0 \right), \bar{\Psi}_6 = (0,-2,0,2,0,1,-1,-1,1), \quad (15)$$

$$\Psi_{7,i} = c_{i,y} \left(3\|\bar{c}_i\|^2 - 5\|\bar{c}_i\|^0 \right), \bar{\Psi}_7 = (0,0,-2,0,2,1,1,-1,-1), \quad (16)$$

$$\Psi_{8,i} = \left(9\|\bar{c}_i\|^4 - 21\|\bar{c}_i\|^2 + 8\|\bar{c}_i\|^0 \right) / 2, \bar{\Psi}_8 = (4,-2,-2,-2,-2,1,1,1,1). \quad (17)$$

Devido à ortogonalidade da base de autovetores, faz-se uma expansão de K_i , e tem-se

$$K_i = \frac{a_\theta^k \Psi_{0,i}}{\Psi_0} + \frac{a_1^k \Psi_{1,i}}{\Psi_1} + \dots + \frac{a_b^k \Psi_{b,i}}{\Psi_b} = \sum_{\theta=0}^b \frac{a_\theta^k \Psi_{\theta,i}}{\Psi_\theta}. \quad (18)$$

Aplicando esta formulação à equação de evolução do sistema no espaço das distribuições, Eq. (6), vem a equação de evolução para os momentos da função distribuição, de forma que

$$a_\theta^k - a_\theta^k = \omega_k \lambda_\theta^{kk} a_\theta^{(neq),kk} + \omega_{\bar{k}} \lambda_\theta^{k\bar{k}} a_\theta^{(neq),k\bar{k}}, \quad (19)$$

onde λ_θ^{pq} é autovalor de Λ^{pq} associado a Ψ_θ ; $a_\theta^{(neq),kk} = a_\theta^{(neq),kk}(\rho^k, \bar{u}^k)$ e $a_\theta^{(neq),k\bar{k}} = a_\theta^{(neq),k\bar{k}}(\rho^k, \bar{g}^{\bar{k}})$. O primeiro termo da eq. (19) está relacionado à relaxação do momento a_θ^k em direção a um equilíbrio prescrito, dada a densidade e a velocidade do componente k . O segundo termo considera colisões $r-b$ (i.e. $k-\bar{k}$), e está relacionado com a relaxação do momento a_θ^k a um momento de equilíbrio prescrito que depende da densidade ρ^k e da velocidade

$$\bar{g}^{\bar{k}} = \bar{u}^{\bar{k}} \mp A \hat{u}^m, \quad (20)$$

$\bar{k} = r, b$, em que A é um parâmetro livre do modelo e está relacionado à tensão interfacial. Se $A = 0$, o modelo se reduz à representação de um sistema composto por fluidos miscíveis (Facin et al., 2003). Com $A \neq 0$, o modelo simula dois fluidos imiscíveis, onde partículas k são separadas das partículas \bar{k} por forças de longo alcance. Na eq. (20),

$$\hat{u}^m = \begin{cases} \frac{\bar{u}^m}{|u^m|}, & \text{se } u_m \neq 0, \\ 0, & \text{se } u_m = 0, \end{cases} \quad (21)$$

onde a velocidade dos mediadores é dada por

$$\bar{u}_m = \sum_i (M_i^r - M_i^b) \bar{c}_i. \quad (22)$$

Deste modo, a etapa de colisão das partículas é feita no espaço dos momentos, e para que a etapa de propagação possa ser executada é necessário as novas distribuições de partículas r e b e, para tanto, basta aplicar a eq. (18).

É interessante notar que o modelo proposto se reduz ao modelo de Santos et al. (2003) se for feito $\lambda_3^{kk} = \lambda_4^{kk} = \dots = \lambda_8^{kk}$, $\lambda_3^{\bar{k}\bar{k}} = \lambda_4^{\bar{k}\bar{k}} = \dots = \lambda_8^{\bar{k}\bar{k}}$ e $\lambda_3^{kk} = \lambda_4^{\bar{k}\bar{k}} = \dots = \lambda_8^{\bar{k}\bar{k}}$ onde, $\lambda_\theta^{kk} = 1/\tau^k$, $\lambda_\theta^{\bar{k}\bar{k}} = 1/\tau^{\bar{k}}$ e $\lambda_\theta^{kk} = 1/\tau^m$.

3. Equações Macroscópicas

De modo a recuperar as equações de Navier-Stokes para fluidos atômicos incompressíveis, os valores dos momentos de equilíbrio devem ser escolhidos como:

$$a_0^{(eq),pq} = \rho^p, \quad (23)$$

$$a_1^{(eq),pq} = \rho^p u_x^q, \quad (24)$$

$$a_2^{(eq),pq} = \rho^p u_y^q, \quad (25)$$

$$a_3^{(eq),pq} = -2\rho^p + 3\rho^p u^{q^2}, \quad (26)$$

$$a_4^{(eq),pq} = \rho^p (u_x^{q^2} - u_y^{q^2}), \quad (27)$$

$$a_5^{(eq),pq} = \rho^p u_x^q u_y^q, \quad (28)$$

$$a_6^{(eq),pq} = -\rho^p u_x^q, \quad (29)$$

$$a_7^{(eq),pq} = -\rho^p u_y^q, \quad (30)$$

$$a_8^{(eq),pq} = \rho^p - 3\rho^p u^{q^2} \quad (31)$$

As equações macroscópicas dos modelos de Boltzmann na rede são recuperadas aplicando-se a expansão de Chapman-Enskog, que fora da interface para a fase pura k , são as equações da continuidade e de Navier-Stokes,

$$\partial_t \rho^k + \partial_\alpha (\rho u_\alpha^k) = 0, \quad (32)$$

$$\partial_t \rho^k u_\alpha^k + \partial_\beta (\rho^k u_\alpha^k u_\beta^k) = -\partial_\alpha p^k + \nu^k \partial_\beta \left[\rho (\partial_\alpha u_\beta^k + \partial_\beta u_\alpha^k) \right] + \zeta^k \partial_\alpha (\rho^k \partial_\gamma u_\gamma^k), \quad (\text{não soma em } k) \quad (33)$$

cujo primeiro e segundo coeficientes de viscosidade se relacionam com os autovalores do operador de colisão da seguinte forma:

$$v^k = \zeta^k = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\lambda_4^{kk}} - \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\lambda_5^{kk}} - \frac{1}{2} \right). \quad (34)$$

Por razões de isotropia, faz-se $\lambda_4^{kk} = \lambda_5^{kk}$ e $\lambda_6^{kk} = \lambda_7^{kk}$. Longe da interface, a pressão p_k é diretamente proporcional a densidade, de modo que $p_k = c_s^2 \rho_k$, onde $c_s^2 = 1/3$ é a velocidade do som ao quadrado. Também pela isotropia, na interface, $\lambda_{\theta}^{kk} = \lambda_{\theta}^{\bar{k}\bar{k}}$ e $\lambda_1^{\bar{k}\bar{k}} = \lambda_2^{\bar{k}\bar{k}}$.

4. Simulações

4.1 Tensão Interfacial

Em Santos et al. (2003) é utilizada a definição mecânica de tensão interfacial para se deduzir uma expressão analítica em função de parâmetros do modelo, e neste trabalho será utilizado o mesmo método para medir a tensão interfacial. Esta expressão, após algumas simplificações, se reduz a

$$\sigma^{rb} = \frac{c_s^2 \rho_0 A}{2(2\tau^m - 1)} \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{1}{(\tau^m - \tau^b)(\tau^m - \tau^r)} \left[(\tau^{m^2} - \tau^m(\tau^r + \tau^b) + \tau^r \tau^b) + 4\tau^m(\tau^m \tau^b - 2\tau^r \tau^b + \tau^m \tau^r) \right] \right] + \\ & 4\tau^{m^2} \left[\frac{\tau^r}{(\tau^m - \tau^r)^2} (1 + \tau^m - \tau^r) \ln \frac{\tau^r}{\tau^m} + \frac{\tau^b}{(\tau^m - \tau^b)^2} (1 + \tau^m - \tau^b) \ln \frac{\tau^b}{\tau^m} \right] \end{aligned} \right\}. \quad (35)$$

Utiliza-se nesta simulação o fato do presente modelo se reduzir ao modelo de Santos et al. para comparar os resultados.

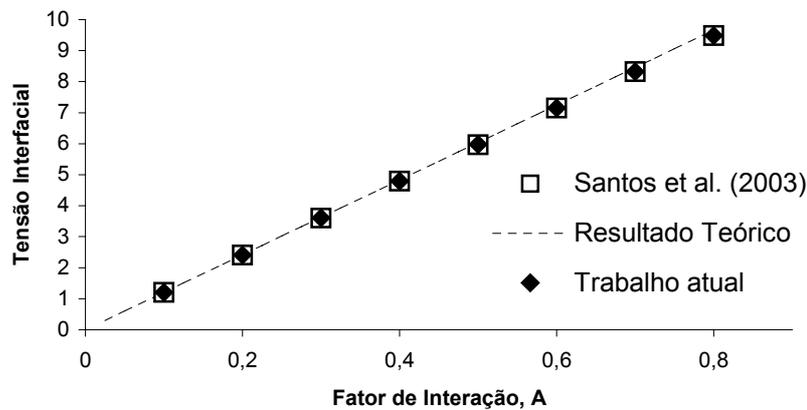


Figura 1

Para a simulação, utilizou-se uma rede unidimensional com 2000 sítios, onde as duas fases já se encontram separadas com condição periódica de contorno. Os parâmetros do modelo são $\tau^r = 1/\lambda_{\theta}^{rr} = 1.0$, $\tau^b = 1/\lambda_{\theta}^{bb} = 3.0$, $\theta = 3, \dots, 8$ e $\tau^m = 1/\lambda_{\theta}^{rb} = 1.0$, $\theta = 1, \dots, 8$. Os resultados são apresentados na Fig. 1, e mostram a dependência linear da tensão interfacial com o fator de interação A , de acordo com a previsão teórica.

4.2 Lei de Laplace

Modelos para fluidos imiscíveis devem obedecer à lei de Laplace, que relaciona a diferença de pressão (interna e externa de uma bolha) com o raio de curvatura através da tensão interfacial σ^{rb} , de forma que

$$\Delta p = \frac{\sigma^{rb}}{R}. \quad (36)$$

A condição inicial da simulação para a comprovação da lei de Laplace é uma bolha bidimensional composta da fase r de raio R colocada em um domínio quadrado de largura de $10R$ sítios com condições periódicas de contorno. A simulação é rodada até que a bolha se estabilize.

A Fig. 2 mostra a diferença de pressão contra $1/R$ para um total de sete simulações. A densidade inicial é de $\rho_r = \rho_b = 1.0$, fator de interferência $A=0.4$ e os valores usados para os tempos de relaxação do sistema foram $\lambda_3^{rr} = 0.65$, $\lambda_4^{rr} = 0.75$, $\lambda_6^{rr} = 0.7$, $\lambda_8^{rr} = 0.8$, $\lambda_3^{bb} = 0.75$, $\lambda_4^{bb} = 0.7$, $\lambda_6^{bb} = 0.65$, $\lambda_8^{bb} = 0.8$, $\lambda_1^{rb} = 1.0$, $\lambda_3^{rb} = 0.95$, $\lambda_4^{rb} = 0.9$, $\lambda_6^{rb} = 0.95$ e $\lambda_8^{rb} = 1.1$.

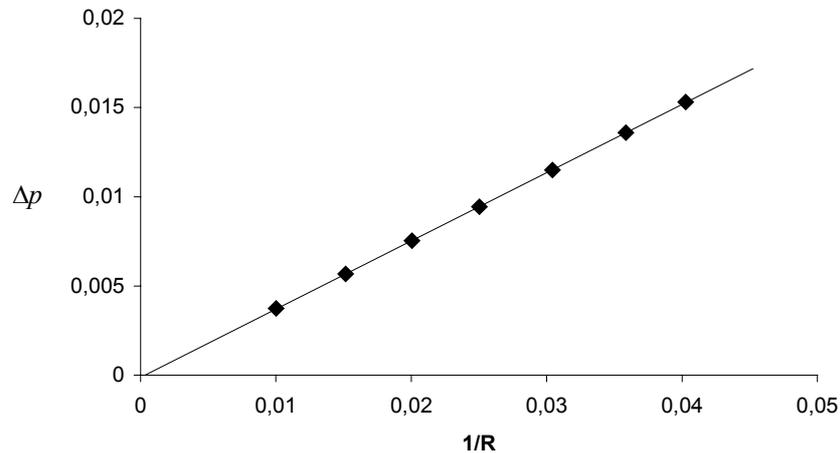


Figura 2

Deste modo, pode-se avaliar a tensão interfacial simplesmente calculando o coeficiente angular da melhor reta. Por este método, a tensão interfacial é de 0.3827 unidades de rede, que é muito próximo ao valor calculado pelo método que foi apresentado na seção 4.1, 0.3744 unidades de rede.

4.3 Ondas Capilares

A dispersão de ondas capilares é um problema muito utilizado para o teste de modelos de Boltzmann na rede que se proponham a simular fluidos imiscíveis. A condição inicial do problema pode ser vista através da Fig. 3, onde um domínio $L \times 2L$ ($y=2L$) é preenchido com fluido r se $y < L$ e com o fluido b se $y > L$. Uma onda senoidal é imposta como condição inicial à interface. Para tal problema, existe uma formulação analítica descrita em Landau & Lifschitz (1987) que dá a relação

$$\omega^2 = \frac{\sigma^{rb} k^3}{2\rho}, \tag{37}$$

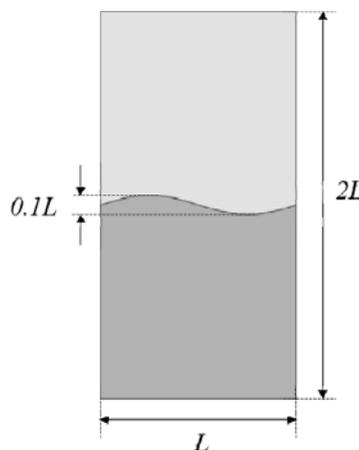


Figura 3

onde k é o número de onda e ω está associado à frequência de oscilação. Os parâmetros utilizados foram $\tau^r = \tau^b = 0.52$, $\tau^m = 1.0$, fator de interação $A = 0.4$ e $\rho = 1.0$. Os resultados podem ser vistos na Fig. 4, e concordam com a previsão teórica e com o resultado de Santos et al (2003).

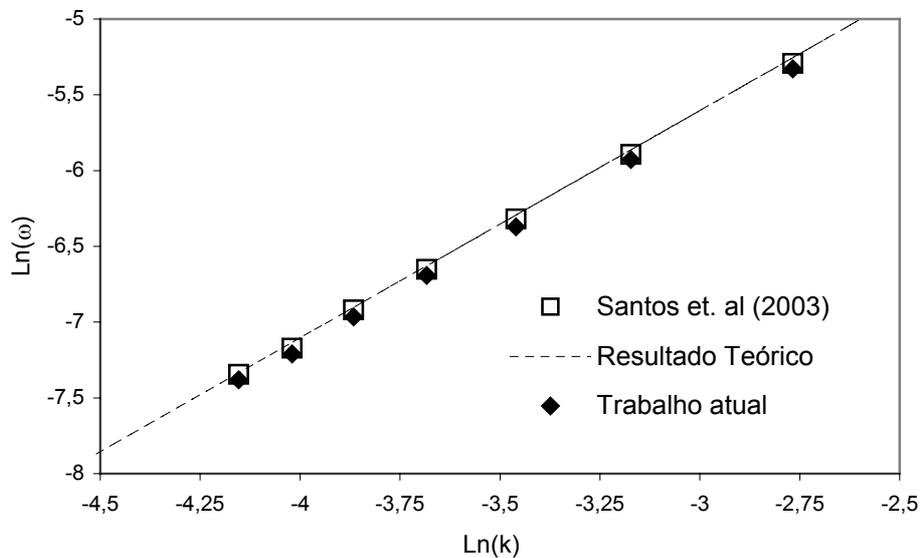


Figura 4

5. Conclusões

No presente artigo, foi proposto um novo modelo para fluidos imiscíveis baseado na equação de Boltzmann na rede com múltiplos tempos de relaxação. O termo de colisão foi dividido, levando-se em conta as colisões entre partículas de mesma espécie e partículas de espécies diferentes. Forças de longo alcance foram simuladas utilizando mediadores de campo. Resultados para a lei de Laplace, tensão interfacial e ondas capilares estiveram de acordo com a previsão teórica. Como sugestão para trabalhos futuros, deve ser feita análise de estabilidade de von Neumann sobre o modelo, e também a expansão de Chapman-Enskog para a região de transição.

6. Agradecimentos

Os autores agradecem ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico), ANP (Agência Nacional de Petróleo), FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos) e PETROBRÁS S.A. pelo suporte financeiro.

7. Referências

- Facin, P. C., Philippi, P. C., Santos, L. O. E., 2004, "A non-linear lattice-Boltzmann model for miscible fluids". *Future Generation Computer Systems*, 20(6), pp. 945-949.
- Frisch, U., Hasslacher, B., Pomeau, Y., 1986, "Lattice-Gas Automata for the Navier-Stokes Equation". *Physical Review Letters*, 56, pp. 1505-1508.
- d'Humières, D., 1992, "Generalized Lattice-Boltzmann Equation", *Prog. Aeronaut. Astronaut.*, 159, pp. 450-45.
- Landau, L. & Lifshitz, E. M., 1987, "Fluid Mechanics", 2ª ed., Butterworth-Heinemann.
- Santos, L. O. E. & Philippi, P. C., 2002, "Lattice gas model based on field mediators for immiscible fluids". *Physical Review E*, 65, 46305.
- Santos, L. O. E., Facin, P. C., Philippi, P. C., 2003, "Lattice-Boltzmann model based on field mediators for immiscible fluids". *Physical Review E*, 68, 56302.

Yu, D., Mei, R., Luo, L.-S., Shyy, W., 2003, "Viscous flow computations with the method of lattice Boltzmann equation". *Progress in Aerospace Sciences*, 39, pp. 329-367.

MULTIPLE-RELAXATION-TIME LATTICE-BOLTZMANN MODEL FOR IMMISCIBLE FLUIDS

Luiz Adolfo Hegele Jr.
hegele@lmpt.ufsc.br

Paulo Cesar Philippi
philippi@lmpt.ufsc.br

Luís Orlando Emerich dos Santos
emerich@lmpt.ufsc.br

Federal University of Santa Catarina
Porous Media and Thermophysical Properties Laboratory
Department of Mechanical Engineering
Campus Universitário – Trindade – 88040-900
Florianópolis – Santa Catarina – Brazil

Abstract

Classical (macroscopic) modelling of immiscible fluid flow at steady state is treated performing a momentum balance around the transition layer, plus mass and momentum equations and coupling conditions just right at interface. In this model, the fluid/fluid interface appears from microscopic interaction between the fluids themselves through a long-range strength field with intensity is transferred using pseudo-particles called field mediators. These null-mass particles transfer information of the concentration of each fluid to the neighborhood at each time step, allowing the use of this information to create interfacial tension. In this paper, we propose a mediator-based model and the generalized lattice-Boltzmann equation with a splitted collision operator for mutual and cross collisions. The main advantage of this approach is the increase of the number of free-parameters – thirteen in two dimensions – preserving isotropy and galilean invariance. Numerical simulations are carried out to demonstrate the efficiency of the model.

Keywords: immiscible fluids, lattice-Boltzmann methods, moment's method.