

Simulação da Elevação de Óleo por Gás usando o Método Smoothed Particle Hydrodynamics

Naim Jesse dos Santos Carvalho

Pós-graduação em Modelagem Computacional, Instituto Politécnico,
Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Brasil.

Livia Flavia Carletti Jatobá

Departamento de Engenharia Mecânica e Energia, Instituto Politécnico,
Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Brasil.

Grazione de Souza

Departamento de Modelagem Computacional, Instituto Politécnico, Universidade
do Estado do Rio de Janeiro, Brasil.

Helio Pedro Amaral Souto

Departamento de Modelagem Computacional, Instituto Politécnico, Universidade
do Estado do Rio de Janeiro, Brasil.

Abstract: Oil reservoir production typically declines over time due to decreasing pressure, posing a challenge to maintaining economically viable production rates. To supplement natural flow, artificial lift methods can be employed to enhance fluid recovery. The choice of a suitable lift method depends on the characteristics of the production system, including reservoir and fluid properties, as well as surface facility constraints. This study focuses on gas lift, an artificial lift technique that involves injecting compressed gas into the lower sections of the well through valves strategically placed along the production tubing. As the injected gas mixes with the oil, it reduces the effective density of the fluid mixture, thereby facilitating its ascent to the surface. Gas lift is particularly well suited for offshore operations and is not constrained by well depth. It allows for either continuous or intermittent lifting to restore or enhance productivity. Despite its relevance, numerical simulations of gas lift rarely employ particle-based methods. One such method is Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), which is a mesh free Lagrangian approach capable of modeling multiphase flows. In this work, we apply the SPH method to a simplified gas lift test case: a two-dimensional, two-phase isothermal flow in a vertical pipe filled with oil, into which high-pressure gas is injected through a valve. Our simulation results demonstrate the feasibility of using SPH to model gas lift. However, further refinement of the boundary conditions is required for the method to become truly competitive.

Palavras-chave: artificial lift, gas-lift, oil production, Smoothed Particle Hydrodynamics.

Corresponding author: Helio Pedro Amaral Souto, helio@iprj.uerj.br

Received: 26 May 2025 / Accepted: 04 Jun 2025 / Published: 11 Aug 2025.

1 Introdução

Para maximizar a produção de óleo e gás, a engenharia tem buscado desenvolver técnicas que exigem o conhecimento da dinâmica do escoamento dos fluidos nos reservatórios e dutos. A compreensão do escoamento multifásico é crucial em diversas dessas técnicas, como no estudo da elevação artificial empregando o método gas lift [13].

Embora um reservatório possa, inicialmente, apresentar energia suficiente para elevar os fluidos da formação

até a superfície, com o passar do tempo a energia no sistema diminui, podendo atingir um ponto em que a vazão dos poços se torna economicamente inviável para a sua produção [20].

Portanto, as técnicas de elevação artificial no transporte de hidrocarbonetos em dutos são ferramentas empregadas para evitar a queda da vazão, garantindo o escoamento do óleo do reservatório até a superfície, uma vez que fornecem uma energia adicional ao fluido presente na coluna de produção. Dentre as técnicas comumente utilizadas, encontram-se: o bombeio centrífugo submerso, o bombeio por cavidades progressivas, o bombeio mecânico e o gas lift contínuo e intermitente [24].

A técnica de gas lift, portanto, visa a aumentar a produção por meio da gaseificação da coluna de produção. Conforme o gás é injetado, sua expansão e consequente combinação com o fluido residente resultam em uma mistura com menor densidade efetiva. Assim, ela é mais facilmente transportada até a superfície [3].

Na modalidade intermitente, o gas lift consiste na injeção de gás na coluna de produção em intervalos de tempo e volumes predeterminados por ciclo. Um ciclo, conforme definido por Clodoaldo [5], compreende as seguintes etapas:

1. Injeção: o gás a alta pressão é injetado por um certo período;
2. Elevação: a carga de líquido é carregada para a superfície em função do surgimento do escoamento em golfada;
3. Produção: a golfada atinge o topo (a superfície) e o fluido, então, é escoado para a linha de produção;
4. Descompressão: a coluna é descomprimida conforme o gás presente no seu interior é levado à superfície;
5. Alimentação: ocorre a restauração da carga de líquido na coluna principal de escoamento.

Na elevação contínua, o gás é injetado ininterruptamente no duto, mantendo uma pressão suficientemente baixa em relação à pressão do reservatório, permitindo que seja alcançada a vazão almejada [21]. Em geral, gás natural é utilizado em ambas as modalidades, sendo composto por uma mistura de hidrocarbonetos de baixa massa molecular, como o metano e o etano (seus principais componentes), em estado gasoso. Também podem estar presentes outros compostos, como o nitrogênio e “impurezas”, tais como o dióxido de carbono (CO_2) e o sulfeto de hidrogênio (H_2S) [13].

Diversos estudos que tratam da elevação artificial usando o gas lift podem ser encontrados na literatura. No entanto, o número de trabalhos utilizando códigos livres e abertos em sua simulação numérica ainda é reduzido. Dentre alguns trabalhos recentes, citamos aqueles que empregam abordagens experimentais e numéricas. Iniciamos com o de Guerra et al. [12], que realizaram estudos experimentais em sistemas água-ar. Eles analisaram os efeitos da variação do ângulo de injeção do gás na queda de pressão do sistema e focaram na obtenção de dados relativos ao diâmetro e à forma das bolhas, ângulos de deflexão do jato de ar e perfis de velocidade médios.

Em outro artigo, Abdulkadir et al. [1] realizaram experimentos em um duto vertical, considerando os regimes de escoamento do tipo golfadas (slug flow), onde a fase gasosa era o ar e a líquida, o óleo de silicone. O objetivo era comparar o comportamento das fases com os resultados obtidos em simulações numéricas, utilizando os softwares Star-CD e Star-CCM+, para a determinação da fração de fase.

Por sua vez, Sami e Turzo [21] caracterizaram alguns escoamentos, em regime intermitente, bifásicos óleo-gás, utilizando o software Fluent (Ansys 19). Os autores buscaram verificar se o modelo utilizado no simulador era capaz de prever a velocidade no escoamento em golfadas para diferentes pressões de injeção. Eles chegaram à conclusão de que o aumento da pressão levava ao incremento da velocidade inicial da golfada, próximo à região de injeção, com posterior diminuição até atingir a superfície.

Utilizando o Computational Fluid Dynamics (CFD) Fluent 18.5, Hussein et al. [14] simularam o escoamento água-ar. Nesse estudo, a fase gasosa era injetada no fundo de um duto vertical, enquanto a água era injetada pelas laterais. O objetivo era avaliar a ocorrência do escoamento anular, no qual um anel composto por um dos fluidos se forma na tubulação. Foi calculado o campo de velocidades no escoamento e determinada a velocidade crítica do gás.

O software STAR-CCM+ CFD foi empregado por Parsi et al. [19] para estudar os regimes de escoamento em golfadas e o churn flow, confrontando os resultados numéricos da distribuição da fração de fase com aqueles obtidos em experimentos. Eles constataram boa concordância entre ambas as abordagens, à medida que o tempo evoluía, para a distribuição espacial das fases.

Tocci, Bos e Henkes [25] propuseram a adoção de um modelo híbrido que combina o método Volume of Fluid (VOF) [7] e um modelo multi-fluido. Inicialmente, os autores utilizaram o OpenFOAM para simular um escoamento água-ar em um duto vertical, no qual o líquido entrava no domínio pela extremidade inferior, formando um filme (ou “anel”), enquanto o gás era injetado, na mesma localização, pela seção central. Eles verificaram que a distribuição da fração de fase se assemelhava às aquelas reportadas por outros autores usando o software Fluent. No entanto, a divergência encontrada em relação aos resultados experimentais para a mesma configuração levou os autores a proporem o modelo híbrido: o VOF seria utilizado para a detecção e representação das regiões de separação entre as fases, enquanto o modelo multi-fluido seria empregado na simulação das regiões com presença de bolhas de gás dispersas no fluido.

Um estudo com proposição semelhante (modelo híbrido) foi realizado por Wardle e Weller [27], que também utilizaram o OpenFOAM na simulação de escoamentos segregados e dispersos. Entretanto, eles objetivaram simular sistemas de extração líquido-líquido, nos quais o ar era a terceira fase presente.

Douillet-Grellier et al. [9] usaram uma implementação do método Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) na simulação de escoamentos bifásicos óleo-gás bidimensionais em dutos. Os autores buscavam confirmar a reprodutibilidade dos regimes de escoamento previstos por Taitel e Dukler [23] e, então, identificaram os processos de transição entre os regimes. No entanto, limitaram-se à simulação de escoamentos em dutos horizontais ou inclinados, não abordando instalações com dutos verti-

cais. Problemas similares também já foram abordados via método SPH em Carvalho [4, 8].

Diante do exposto, o presente trabalho visa a verificar a viabilidade da utilização da versão multifásica do DualSPHysics [6] no estudo da técnica de gas lift. Realizamos um estudo inicial com o objetivo de simular a injeção de gás em um circuito contendo um trecho do duto de transporte e um reservatório para separação da mistura gás-óleo.

2 Equações Governantes

Da Mecânica do Contínuo, sabemos que as equações da continuidade e de Navier-Stokes governam o escoamento de fluidos newtonianos compressíveis. Aqui, apresentamos essas equações em suas respectivas representações lagrangianas.

A equação da continuidade, que expressa a conservação da massa, é dada na forma [16]:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (1)$$

onde ela é escrita em termos da derivada material (D/Dt), ρ é a massa específica, t é o tempo e \vec{v} representa o vetor velocidade.

Por outro lado, da conservação da quantidade de movimento obtemos a equação de Navier-Stokes (válida para fluidos newtonianos) [16]:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{v} - \frac{2}{3} \nabla (\mu \nabla \cdot \vec{v}) + \vec{f}_e, \quad (2)$$

onde P representa a pressão termodinâmica, μ é a viscosidade do fluido e \vec{f}_e é o vetor relativo às forças externas.

Como vamos considerar somente o escoamento isotérmico, não precisaremos resolver a equação da energia e, portanto, ela não é apresentada. Em se tratando do escoamento não isotérmico, os leitores podem encontrá-la em [16], incluindo a sua versão discretizada.

Em simulações utilizando o método SPH, uma abordagem possível para a simulação do escoamento de fluidos incompressíveis envolve a hipótese de considerá-lo como sendo ligeiramente compressível [10]. Portanto, a equação de estado de Tait é frequentemente utilizada para a determinação da pressão, como uma função da massa específica. Comumente utilizada na simulação de escoamentos com superfícies livres, ela possui versões que descrevem acuradamente fenômenos tais como a propagação de ondas sonoras na água [2].

Aqui, adotamos como equação de estado [17]:

$$P(\rho) = \frac{c_s^2 \rho_0}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] + P_f - a\rho^2, \quad (3)$$

onde γ é o fator de expansão isentrópica (relação entre os calores específicos a pressão e volume constantes), ρ_0 é a massa específica inicial do fluido, c_s é a velocidade do som, P_f é a pressão de fundo (definida pelo usuário ou calculada a partir da configuração inicial do problema)

e o último termo introduz as forças coesivas que atuam entre as partículas de uma dada fase. O coeficiente a é determinado com base nas propriedades das fases e no comprimento característico do problema, L_c [8]

$$a = 1,5g \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_\beta} \right) L_c, \quad (4)$$

onde g é a magnitude da aceleração devido à gravidade, e ρ_α e ρ_β são as massas específicas iniciais das duas fases presentes no escoamento. O comprimento característico é uma constante empírica que depende das dimensões do domínio e da distância inicial entre as partículas [8].

3 Metodologia Numérica

Usando as “Aproximações Integral e de Partículas” [8, 16] e tomando $v_{ij} = v_i - v_j$, as formas discretizadas das Equações Governantes (1) e (2) podem ser obtidas no formalismo do método SPH.

Inicialmente, apresentamos a forma discretizada da equação de continuidade [16]:

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}^h, \quad (5)$$

sendo que m_j representa a massa da partícula j , $W_{ij}^h = W(r_{ij}, h)$, W é a função núcleo (ou kernel), $r_{ij} = |x_i - x_j|$, h é o comprimento de suavização, e o gradiente da função núcleo é determinado em relação à partícula i , tal que:

$$\nabla_i W_{ij}^h = \frac{x_{ij}}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}^h}{\partial r_{ij}}, \quad (6)$$

onde x_{ij} representa a distância entre duas partículas i e j ($x_{ij} = x_i - x_j$).

Todas as simulações foram realizadas usando uma função kernel do tipo spline quintic [28]:

$$W(r, h) = \alpha_d \left(1 - \frac{q}{2} \right)^4 (2q + 1) \quad 0 \leq q \leq 2, \quad (7)$$

onde $q = r/h$ representa a distância (r) adimensionalizada entre as partículas, $\alpha_d = 3/4h$, $7/(4\pi h^2)$ e $21/(16\pi h^3)$ para problemas uni, bi e tridimensionais, respectivamente.

Devido à presença da fase gasosa e às discontinuidades na interface de separação das fases, a formulação tradicional usada no método SPH não é mais aplicável. Então, um termo extra é adicionado à equação do momentum (o quarto termo do lado direito do sinal da igualdade) para levarmos em conta as forças coesivas da fase menos densa [22]:

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{v}_i}{Dt} = & - \sum_j m_j \left(\frac{P_i + P_j}{\rho_i \rho_j} \right) \nabla_i W_{ij} \\ & + \sum_j m_j \left[\frac{4\mu r_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}}{(\rho_i + \rho_j)(r_{ij}^2 + \eta^2)} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_j m_j \left(\frac{\tau_{ij}^j}{\rho_j^2} + \frac{\tau_{ij}^i}{\rho_i^2} \right) \nabla_i W_{ij} \\
& - 2a\rho_\alpha^2 \underbrace{\sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \nabla_i W_{ij}}_{\text{para a fase gasosa}} + \vec{F}_s + \vec{g}, \quad (8)
\end{aligned}$$

onde os efeitos da tensão viscosa foram decompostos em dois termos: uma contribuição devida à tensão viscosa laminar e outra à tensão viscosa na Escala da Subpartícula (Sub-Particle Scale, SPS), tendo o conceito sido proposto por Gotoh, Shibahara e Sakai [11], de modo a introduzir os efeitos da turbulência no modelo Moving Particle Semi-implicit (MPS), e τ_{ij} representa os componentes do tensor de tensão da subpartícula:

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = \nu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \right) - \frac{2}{3}C_I \Delta l^2 \delta_{ij} |S_{ij}|^2, \quad (9)$$

onde $\nu_t = (C_S \Delta l)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ é a viscosidade turbulenta, C_S a constante de Smagorinsky, Δl representa a distância inicial entre as partículas, k a energia cinética de turbulência do modelo SPS, C_I um parâmetro constante, δ_{ij} é o delta de Kronecker, S_{ij} os componentes do tensor taxa de deformação do modelo SPS, e η é um número pequeno introduzido para evitarmos a divisão por zero e geralmente é considerado como sendo igual a $0,1h$.

A força superficial, por unidade de área, geralmente é expressa a partir do método da Tensão Superficial Contínua [8], que utiliza a curvatura da interface de separação das fases, κ , de modo que:

$$\vec{F}_s = \kappa \sigma_\alpha \vec{n} \quad (10)$$

onde σ_α é a tensão superficial da fase α e \vec{n} é o vetor normal unitário à superfície. O cálculo da curvatura pode não ser uma tarefa fácil. Destarte, na literatura foi proposta a sua determinação via o tensor de pressão capilar $\mathbf{\Pi}$ [9, 15]:

$$\vec{F}_s = -\nabla \cdot \mathbf{\Pi}, \quad (11)$$

sendo que o tensor é dado por [8]:

$$\mathbf{\Pi} = -\sigma (\mathbf{I} - \hat{n} \otimes \hat{n}) |\nabla C|, \quad (12)$$

onde C é a função cor definida, para uma partícula i pertencente à fase α , como:

$$C_i^\alpha = \begin{cases} 1 & \text{se } i \in \alpha, \\ 0 & \text{se } i \notin \alpha. \end{cases} \quad (13)$$

Essa função representa um salto unitário na interface e a normal unitária, presente na Equação (12), pode ser determinada na forma:

$$\hat{n} = \frac{\nabla C}{|\nabla C|}. \quad (14)$$

No presente modelo, a força devida à tensão superficial, Equação (8), é computada como sendo uma força externa [8]:

$$\vec{F}_s = \sum_j m_j \frac{\Pi_i^{\alpha\beta} + \Pi_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W}{\partial r_{ij}}, \quad (15)$$

onde α e β representam as duas fases que interagem entre si e as componentes do tensor $\Pi_i^{\alpha\beta}$ são determinadas na forma [15]:

$$\begin{aligned}
\Pi_i^{\alpha\beta} = & \sigma^{\alpha\beta} \frac{1}{|\nabla C_i^{\alpha\beta}|} \left(\frac{1}{d} |\nabla C_i^{\alpha\beta}|^2 \delta^{\alpha\beta} \right) \\
& - \sigma^{\alpha\beta} \frac{1}{|\nabla C_i^{\alpha\beta}|} \left(\nabla C_i^{\alpha\beta} \otimes \nabla C_i^{\alpha\beta} \right), \quad (16)
\end{aligned}$$

na qual d é o número de dimensões do problema (1, 2 or 3) e o gradiente da função cor, para uma partícula i , pode ser calculado no formalismo do método SPH por [6]:

$$\nabla C_i^{\alpha\beta} = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (C_j^\beta - C_i^\beta) \frac{\partial W}{\partial r_{ij}}. \quad (17)$$

4 Resolução do Sistema de Equações Diferenciais Ordinárias

Após a discretização das equações governantes do escoamento, nos deparamos com o sistema de equações diferenciais ordinárias:

$$\frac{D\vec{v}_i}{Dt} = \vec{F}_i, \quad (18)$$

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = R_i, \quad (19)$$

$$\frac{D\vec{r}_i}{Dt} = \vec{v}_i, \quad (20)$$

onde a primeira equação representa, de forma simplificada, a equação do momentum, a segunda a da continuidade, e usamos a terceira para calcularmos o deslocamento das partículas de fluido.

Na resolução desse sistema, usamos o algoritmo de integração numérica de Verlet [26], geralmente utilizado em problemas da dinâmica molecular devido ao seu baixo custo computacional. Assim, quando o aplicamos na resolução do escoamento quase-compressível obtemos [4, 8]:

$$\vec{v}_i^{n+1} = \vec{v}_i^{n-1} + 2\Delta t \vec{F}_i^n, \quad (21)$$

$$\vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^n + \Delta t \vec{v}_i^n + \frac{1}{2} \Delta t^2 \vec{F}_i^n, \quad (22)$$

$$\rho_i^{n+1} = \rho_i^{n-1} + 2\Delta t R_i^n, \quad (23)$$

onde o sobrescrito $n+1$ indica o próximo instante de tempo $t^{n+1} = t^n + \Delta t$.

Devido à natureza do método, desacoplamos no procedimento de cálculo os valores da massa específica e da velocidade no tempo $n + 1$, pois eles não consideram os seus respectivos valores determinados no instante de tempo n (usando apenas a informação disponível em $n - 1$). Tal fato pode levar à divergência do método numérico [6]. Assim, precisamos de um passo intermediário a cada N_s passos:

$$\vec{v}_i^{n+1} = \vec{v}_i^n + \Delta t \vec{F}_i^n, \quad (24)$$

$$\vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^n + \Delta t \vec{v}_i^n + \frac{1}{2} \Delta t^2 \vec{F}_i^n, \quad (25)$$

$$\rho_i^{n+1} = \rho_i^n + 2\Delta t R_i^n. \quad (26)$$

Como usamos um método explícito, devemos impor restrições ao valor do incremento de tempo para garantir a sua estabilidade e convergência numéricas. Neste trabalho, determinamos o Δt de acordo com o proposto por Monaghan [18]:

$$\Delta t_f = \min_i \left(\sqrt{\frac{h}{|f_i|}} \right), \quad (27)$$

$$\Delta t_{cv} = \min_i \left(\frac{h}{c_s + \max_j \left(\frac{h v_i \cdot r_i}{r_{ij}^2 + \eta^2} \right)} \right), \quad (28)$$

$$\Delta t = C_{CFL} \min(\Delta t_f, \Delta t_{cv}), \quad (29)$$

sendo que Δt_f é calculado a partir da magnitude das forças por unidade de massa atuando na partícula i . Por outro lado, Δt_{cv} considera a estimativa da relação entre a distância percorrida pela partícula e a sua velocidade de deslocamento acrescida da do som. Nelas, h é o comprimento de suavização, v_i é a magnitude da velocidade da partícula i , c_s a velocidade do som e η foi introduzido a fim de evitarmos a divisão por zero. Resumindo, o valor do passo de tempo efetivamente empregado é determinado como sendo o valor mínimo entre Δt_f e Δt_{cv} , multiplicado pelo fator C_{CFL} pré-definido.

5 Resultados Numéricos

Como mencionado na introdução, realizamos simulações utilizando a versão multifásica do DualSPHysics [6] com o objetivo de estudar qualitativamente o fenômeno da elevação por gás (gas lift). Esse processo é amplamente utilizado na indústria petrolífera como método de recuperação artificial, sendo caracterizado pela injeção controlada de gás com o intuito de reduzir a densidade do fluido no duto de produção, facilitando, assim, o seu escoamento até a superfície.

Neste trabalho inicial, nosso foco esteve voltado para a modelagem conceitual e a definição adequada do domínio computacional. O sistema modelado inclui um duto

principal por onde escoo o óleo, uma seção dedicada à injeção do gás e um reservatório posicionado no final do tubo, destinado à separação das fases. Tal configuração, embora simplificada, procura capturar os aspectos fundamentais do mecanismo de elevação por gás, permitindo a visualização dos efeitos da injeção contínua de gás sobre o padrão de escoamento e a eficiência da produção.

Cabe destacarmos que o problema-teste idealizado não representa diretamente um caso real. Entretanto, na concepção do modelo procuramos respeitar proporções fisicamente plausíveis, com base em dados da literatura técnica, no que diz respeito às razões entre os diâmetros dos tubos, às propriedades dos fluidos e às vazões de injeção tanto do óleo quanto do gás. Com isso, buscamos garantir a relevância prática dos resultados obtidos e oferecer uma base para estudos mais avançados com geometrias e condições operacionais mais complexas.

Ressaltamos que, em um trabalho anterior, o método SPH já havia sido aplicado com sucesso na identificação de padrões de escoamento durante a simulação de um escoamento multifásico de dois fluidos imiscíveis em dutos horizontais [4].

A Figura 1 apresenta uma representação esquemática do sistema, que consiste em um duto para o escoamento principal, uma seção de injeção de gás e um reservatório para a separação dos fluidos.

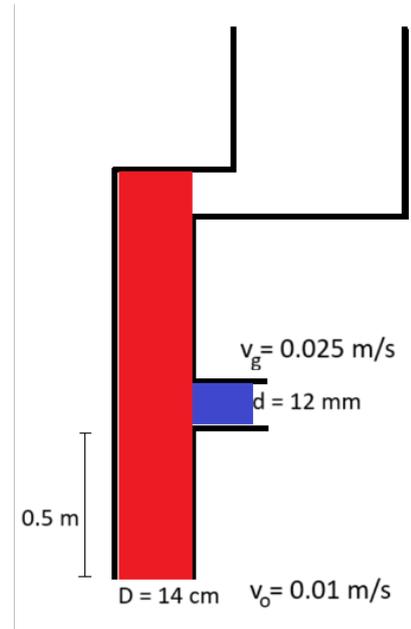


Figura 1: Representação do duto principal, de injeção e do reservatório de separação

De acordo com o que já dissemos, as dimensões do duto principal e da seção de injeção foram definidas em conformidade com os padrões industriais, sendo o diâmetro da injeção semelhante ao de uma válvula de controle em sistemas de gas lift. O reservatório de separação é necessário para que os efeitos da injeção de gás possam ser quantificados na recuperação do óleo.

Na Tabela 1, apresentamos os parâmetros usados em todas as simulações, enquanto as propriedades específicas do óleo e do gás estão listadas na Tabela 2. O número total de partículas representando o óleo foi de 37.397; para o gás, foram utilizadas 12.162 partículas. O tempo máximo de simulação foi de 10 segundos.

Tabela 1 Parâmetros para as simulações

Propriedades	Unidade	Valor
C_I	-	0,066
C_S	-	0,12
g	m/s ²	9,81
L_c	m	0,14
N_s	-	40
Δl	m	0,002

Tabela 2 Propriedades do óleo e do gás

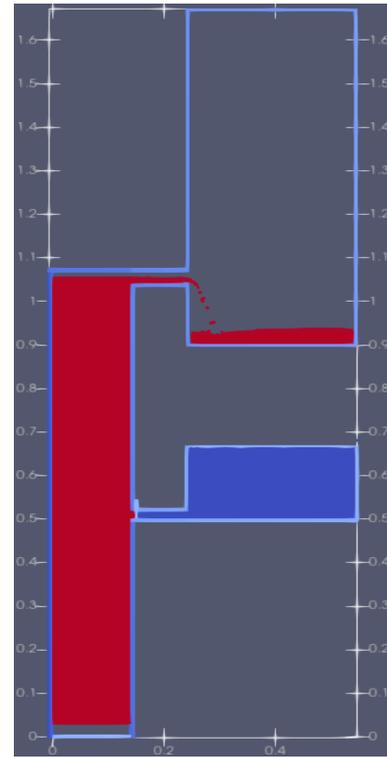
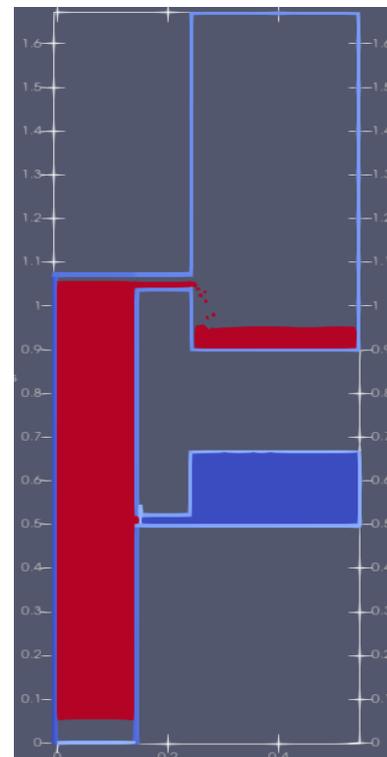
Propriedades	Unidade	Óleo	Gás
c_s	m/s	100	343,28
γ	-	7	1,32
μ	N.s/m ²	0,0092	0,000275
ρ_0	kg/m ³	728	0,717

Simulamos dois casos: um sem injeção de gás e outro com injeção contínua de gás até o tempo final estipulado. Os resultados são apresentados, respectivamente, nas Figuras 2–5 e 6–9. Tanto o óleo quanto o gás foram postos em movimento por meio do deslocamento de um pistão com velocidade especificada, recurso disponível na versão do DualSPHysics utilizada.

Devido ao alto custo computacional, as simulações foram realizadas utilizando a Application Programming Interface (API) CUDA da Nvidia para computação paralela em Graphics Processing Units (GPUs), com o uso de uma placa de vídeo Nvidia K80.

Na primeira simulação, apenas a fase óleo (partículas vermelhas) foi considerada, sem injeção de gás. Essa configuração serviu como referência para avaliarmos o impacto da injeção de gás. O deslocamento das partículas de óleo pode ser observado nas Figuras 2–5, para quatro instantes de tempo predefinidos, com a velocidade do pistão estabelecida em 0,01 m/s.

No segundo caso, o gás foi injetado continuamente com uma velocidade do pistão de 0,025m/s durante todo o período de escoamento do óleo, Figuras 6–9, para os mesmos instantes de tempo considerados anteriormente. Ressaltamos que o gás se expande dentro do tanque de separação.

Figura 2: Escoamento da fase óleo sem a injeção de gás: $t=2,5$ sFigura 3: Escoamento da fase óleo sem a injeção de gás: $t=5,0$ s

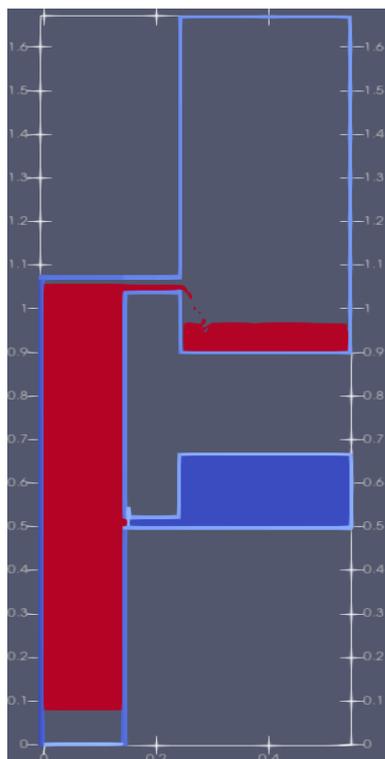


Figura 4: Escoamento da fase óleo sem a injeção de gás: $t=7,5$ s

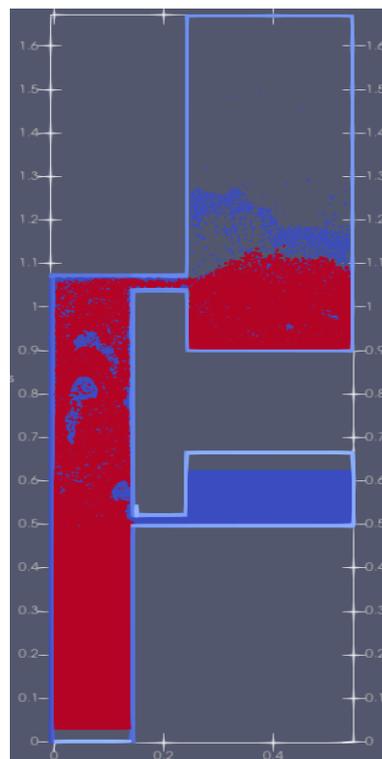


Figura 6: Escoamento da fase óleo com a injeção contínua de gás: $t=2,5$ s

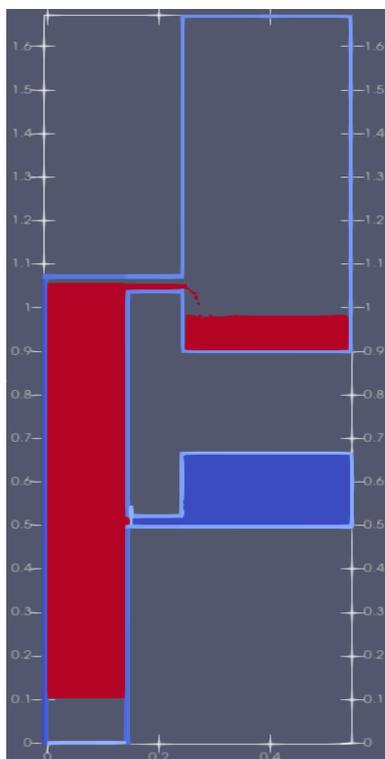


Figura 5: Escoamento da fase óleo sem a injeção de gás: $t=10,0$ s

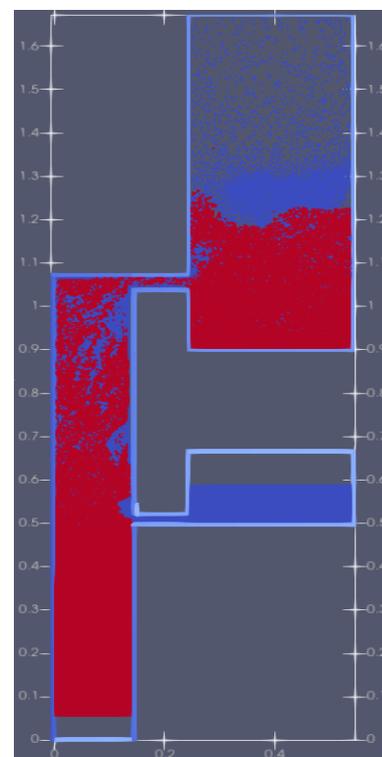


Figura 7: Escoamento da fase óleo com a injeção contínua de gás: $t=5,0$ s

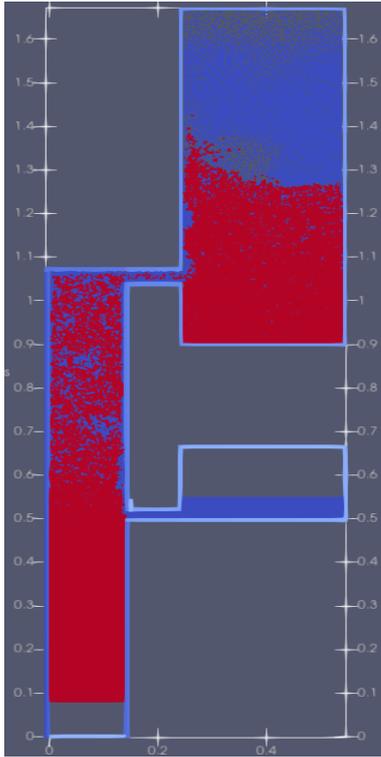


Figura 8: escoamento da fase óleo com a injeção contínua de gás: $t=7,5$ s

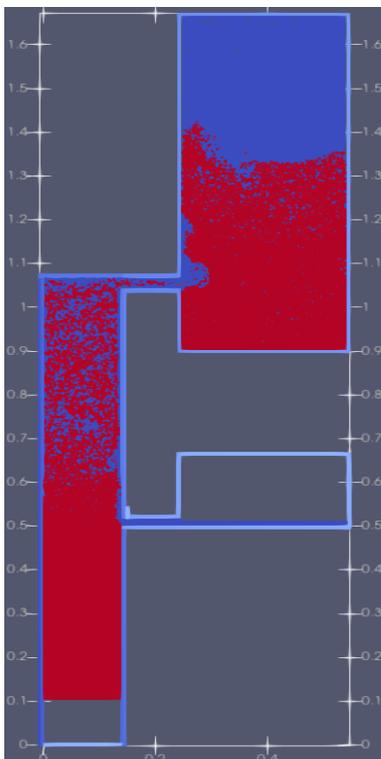


Figura 9: escoamento da fase óleo com a injeção contínua de gás: $t=10,0$ s

Em função da distribuição das fases, foi possível observar que a produção de óleo aumentou significativamente com a aplicação da técnica de gas lift. Essa constatação foi feita por meio da estimativa do volume de óleo, ao final dos 10 segundos, contido no reservatório de separação. Como os valores de massa específica de cada partícula estão disponíveis em todos os instantes da simulação, o volume de fluido pôde ser calculado pela relação $V = m/\rho$, considerando que a massa das partículas é constante. Utilizamos essa relação para computar o volume de óleo no tanque de separação e verificamos que ele foi quatro vezes maior do que no caso sem a injeção contínua de metano.

6 Conclusões

Neste trabalho, empregamos o método Smoothed Particle Hydrodynamics na simulação numérica do escoamento multifásico em um duto, com foco na técnica de recuperação gas lift. O escoamento isotérmico bifásico óleo-gás foi estudado a fim de verificarmos se o método seria capaz de reproduzir o comportamento físico esperado durante a injeção de gás para aumentar o volume de óleo extraído.

Como resultado, o método SPH da versão multifásica da distribuição atual do DualSPHysics permitiu confirmar, ainda que qualitativamente, um maior volume de óleo coletado no tanque separador do sistema, ao compararmos os valores obtidos sem e com a injeção contínua de gás, para o mesmo intervalo de tempo. Esse resultado sugere que o método é adequado para a simulação de escoamentos multifásicos em dutos verticais e, em particular, na aplicação da técnica de elevação artificial.

Em conclusão, constatamos que a versão multifásica do DualSPHysics pode ser utilizada na simulação da técnica de elevação por injeção de gás. No entanto, modificações adicionais, como a implementação de condições de contorno do tipo inlet e outlet, devem ser exploradas para dispensar o uso de pistões e do tanque de separação.

Como perspectiva futura, também estamos trabalhando na resolução do mesmo problema utilizando o método Volume of Fluid, na versão disponibilizada no OpenFOAM.



Referências

- [1] M. Abdulkadir, V. Hernandez-Perez, S. Lo, I.S. Lowndes, and B.J. Azzopardi. Comparison of experimental and computational fluid dynamics (CFD) studies of slug flow in a vertical riser. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68:468–483, 2015.

- [2] G. K. Batchelor. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge Mathematical Library. Cambridge University Press, 2000.
- [3] G. Boyun, W. C. Lyons, and A. Ghalambor. Petroleum Production Engineering - A Computer-Assisted Approach. Elsevier Science & Technology Books, 2007.
- [4] Naim Carvalho, Grazielle de Souza, and Helio Pedro Amaral Souto. Simulação numérica do escoamento bifásico óleo-água em um duto horizontal empregando o método Smoothed Particle Hydrodynamics. VETOR - Revista de Ciências Exatas e Engenharias, 31(2):14–24, 2021.
- [5] Clodoaldo de Oliveira Carvalho Filho. Produção de petróleo por elevação a gás intermitente: simulação e análise dos métodos convencional e invertido. PhD thesis, Universidade Estadual de Campinas, 2004.
- [6] A.J.C. Crespo, J.M. Domínguez, B.D. Rogers, M. Gómez-Gesteira, S. Longshaw, R. Canelas, R. Vacondio, A. Barreiro, and O. García-Feal. Dual-physics: Open-source parallel cfd solver based on smoothed particle hydrodynamics (sph). Computer Physics Communications, 187:204–216, 2015.
- [7] S. Márquez Damián. An extended mixture model for the simultaneous treatment of short and long scale interfaces. PhD thesis, Instituto de Desarrollo Tecnológico para la Industria Química, 2013.
- [8] Naim Jessé dos Santos Carvalho. Simulação numérica do escoamento bifásico em um duto horizontal empregando o método smoothed particle hydrodynamics. Master's thesis, Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Nova Friburgo, Brasil, 2021.
- [9] Thomas Douillet-Grellier, Florian De Vuyst, Henri Calandra, and Philippe Ricoux. Simulations of intermittent two-phase flows in pipes using Smoothed Particle Hydrodynamics. Computers & Fluids, 177:101 – 122, 2018.
- [10] Carlos Alberto Dutra Fraga Filho. Smoothed Particle Hydrodynamics: Fundamentals and Basic Applications in Continuum Mechanics. Springer, 2019.
- [11] H. Gotoh, T. Shibahara, and T. Sakai. Sub-particle-scale turbulence model for the mps method. Computational Fluid Dynamics Journal, 9:339–347, 2001.
- [12] L. A. O. Guerra, B. O. Temer, J. B. R Loureiro, and A. P. Freire. Experimental study of gas-lift system with inclined gas jets. Journal of Petroleum Science and Engineering, 216(110749), 2022.
- [13] A. Hernandez. Fundamentals of Gas Lift Engineering: Well Design and Troubleshooting. Elsevier Science, 2016.
- [14] Mohamed M. Hussein, A. Al-Sarkhi, H. M. Badr, and M. A. Habib. CFD modeling of liquid film reversal of two-phase flow in vertical pipes. Journal of Petroleum Exploration and Production Technology, 9(4):3039–3070, 2019.
- [15] Bruno Lafaurie, Ruben Scardovelli, Carlo Nardone, Stephane Zaleski, and Gianluigi Zanetti. Modeling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER. Journal of Computational Physics, 113(1):134–147, 1994.
- [16] G. Liu and M. Liu. Smoothed Particle Hydrodynamics: A Meshfree Particle Method. World Scientific Publishing Company, 2003.
- [17] Athanasios Mokus. Muti-phase Modelling of Violent Hydrodynamics using Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) on Graphics Processing Units (GPU). PhD thesis, School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, Faculty of Engineering and Physical Sciences, University of Manchester, Manchester, 2013.
- [18] J. J Monaghan. Simulating free surface flows with SPH. Journal of Computational Physics, 110(2):399–406, 1994.
- [19] M. Parsi, R. E. Vieira, M. Agrawal, V. Srinivasan, B. S. McLaury, S. A. Shirazi, E. Schleicher, and U. Hampel. Computational fluid dynamics (CFD) simulation of multiphase flow and validating using wire mesh sensor. In International Conference on Multiphase Production Technology, pages BHR–2015–D4, Cannes, France, June 2015.
- [20] Haroldo dos Santos Rizzo Filho. A otimização de gás lift na produção de petróleo: avaliação da curva de performance do poço. Master's thesis, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2011.
- [21] Nagham Amer Sami and Zoltan Turzo. Computational fluid dynamic (CFD) modelling of transient flow in the intermittent gas lift. Petroleum Research, 5(2):144–153, 2020.
- [22] Ovadia Shoham. Mechanistic Modeling of Gas-liquid Two-phase Flow in Pipes. Society of Petroleum Engineers, 2013.
- [23] Yemada Taitel and A. E. Dukler. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. AIChE Journal, 22(1):47–55, 1976.
- [24] Alex Furtado Teixeira. Otimização da produção de poços de petróleo com gas lift contínuo. Master's thesis, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2013.

- [25] F. Tocci, F. Bos, and R. Henkes. CFD for multiphase flow in vertical risers. In International Conference on Multiphase Production Technology, pages BHR-2017-309, Cannes, France, June 2017.
- [26] Loup Verlet. Computer “experiments” on classical fluids - thermodynamical properties of lennard-jones molecules. Physical Review, 159(1):98-103, 1967.
- [27] Kent E. Wardle and Henry G. Weller. Hybrid multiphase CFD solver for coupled dispersed/segregated flows in liquid-liquid extraction. International Journal of Chemical Engineering, 2013(2):13, 2013.
- [28] H. Wendland. Piecewise polynomial, positive definite and compactly supported radial functions of minimal degree. Advances in Computational Mathematics, 4:389-396, 1995.