

A INFLUÊNCIA DA INCORPORAÇÃO DE CALOR EXTERNO DURANTE A DESPRESSURIZAÇÃO DE UM GASODUTO

Rubem da Cunha Reis – rreis@eq.pucrs.br

Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Depto. de Eng^a Química
Av. Ipiranga 6681- CEP 90619-200, Porto Alegre, RS

César Antônio Leal - leal@vortex.ufrgs.br

Univ. Federal do Rio Grande do Sul, Depto. de Eng^a Nuclear e Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFRGS

Av. Sarmiento Leite 425 – CEP 90050-170, Porto Alegre, RS

***Resumo.** Neste trabalho, apresenta-se a modelagem do transiente que se segue a uma ruptura com perda de contenção num gasoduto, inicialmente em condições de escoamento típicas, com pressão supercrítica, para determinar o comportamento da vazão, da pressão e da temperatura no interior do sistema, durante o citado transiente. A despressurização é acompanhada de um rebaixamento da temperatura do material no interior da tubulação e, conseqüentemente, deve haver incorporação de calor do meio ambiente. O foco do trabalho está na avaliação da importância que este aporte de calor tem sobre os resultados obtidos. São apresentadas as modelagens e respectivos resultados para situações onde há ou não isolamento térmico da tubulação, ou seja, modelos e resultados sem aporte de calor (sistema isolado) e com aporte de calor (com convecção externa). A situação escolhida para análise é a de um gasoduto inicialmente na temperatura ambiente de 25 °C e pressão de operação de 10,13 MPa, valores típicos para este tipo de sistema. Partindo-se deste tipo de condição inicial tem-se a formação de escoamento crítico e, por isto, também, apresenta-se uma discussão da utilização da equação de estado termodinâmica para o levantamento de propriedades e sua influência no cálculo do escoamento crítico. Os resultados obtidos indicam que a incorporação de calor tem pouca influência sobre os resultados que se obtém com o modelo.*

***Palavras-chave:** Escoamento crítico, Escoamento bifásico, Análise de riscos.*

1. INTRODUÇÃO

Neste trabalho visa-se discutir e apresentar o resultado das simulações do comportamento de um fluido escoando em um duto longo, em condições inicialmente supercríticas, decorrente de um vazamento para o meio ambiente, devido a uma ruptura total de uma tubulação a uma dada distância da unidade produtora. O interesse maior reside em estimar a quantidade de material e em que condições de temperatura, pressão e estado físico dá-se a liberação, para aplicação em análise de riscos industriais. Discute-se, também, as condições que se formam

quando o fluido atinge a vazão crítica, calculada com uma equação de estado cúbica, no caso, a equação de Peng-Robinson modificada por Melhem *et al.* (1989), verificando a influência de aporte de calor devido à utilização ou não de isolamento externo na tubulação. Partiu-se de condições iniciais típicas utilizadas em gasodutos (10,13 MPa, 298,15 K) que levam a um escoamento bifásico com formação de equilíbrio líquido-vapor no processo de vazamento para a atmosfera no ponto de ruptura da tubulação.

Na literatura existem algumas publicações referentes ao escoamento crítico bifásico em dutos. O trabalho de Richardson & Saville, (1991) trata de comparar um modelo transiente para escoamento crítico bifásico para um inventário de acidente de um gasoduto que transportava gás natural em condições supercríticas. Elias & Lellouche (1994) apresentam uma revisão sobre escoamento crítico bifásico contendo vários modelos estacionários para descarga de vasos com fluidos armazenados em condições de saturação ou, em alguns casos, em condições de subresfriamento leve. Discute, também, os fundamentos básicos e critérios para avaliação do valor da vazão crítica. Outro trabalho, como o de Khajehnajafi & Shinde (1994), apresenta comparações de modelos com resultados experimentais. Um trabalho de Seynhaeve *et al.* (1994) apresenta um estudo sobre o escoamento de fluidos em tubos longos, só que partindo de condições de saturação a pressões relativamente baixas. Mais tarde, Mahgerefteh *et al.* (1999), estudando o mesmo caso de acidente apresentado no trabalho de Richardson & Saville (1991), apresentaram uma modelagem que utiliza uma equação de estado cúbica.

Enfim, há diversos trabalhos publicados que reportam resultados e estudos associados ao escoamento crítico de substâncias. Porém, quando o fluido escoar em condições supercríticas em dutos longos, não se verifica o mesmo número de trabalhos voltado para a modelagem desta situação. Também não se percebe uma preocupação maior com a equação de estado termodinâmica.

Assim, a motivação para este trabalho, é apresentar uma modelagem e os seus resultados para o escoamento em um duto longo, que sofre uma despressurização devido a um acidente com perda de contenção, com ruptura total na tubulação, inicialmente a alta pressão (supercrítica). Serão apresentados resultados da despressurização quando ela se dá adiabaticamente e quando ela se dá com transferência de calor do meio para o fluido em escoamento (diabaticamente). Além disto, a importância da equação de estado e a forma que ela será tratada neste texto, conforme será mostrado, podem dar uma contribuição importante do ponto de vista de reduzir o esforço computacional.

2. EQUAÇÕES BÁSICAS DO MODELO

Nesta seção, as equações apresentadas a seguir, dão ênfase ao escoamento compressível unidimensional, com todas as variáveis e propriedades físicas sendo iguais ao seu valor médio na seção transversal.

Assim, as equações do balanço para um escoamento compressível em um duto horizontal, com seção constante, sem geração interna de energia, podem ser escritas como:

- massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho w}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

- quantidade de movimento:

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial (\rho w^2 + p)}{\partial x} + f \frac{1}{D} \frac{\rho w^2}{2} = 0 \quad (2)$$

- energia:

$$\frac{\partial \rho \left(u + \frac{w^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial \rho w \left(H + \frac{w^2}{2} \right)}{\partial x} - \frac{Q_c}{A} = 0 \quad (3)$$

onde ρ é a massa específica, w é a velocidade na coordenada x , t é o tempo, A é a área de seção perpendicular ao escoamento, p é a pressão, f é o fator de D'Arcy associado às perdas por atrito na parede do duto, u é a energia interna, H é a entalpia e Q_c é o aporte de calor do meio para o fluido escoando.

A equação de estado adotada neste texto foi a equação de Peng – Robinson modificada por Melhem. Ela é da forma

$$p = \frac{R^* T \rho}{1 - b \rho} - \frac{a \rho^2 \exp \left[m(1 - T_R) + n(1 - \sqrt{T_R})^2 \right]}{1 + 2b\rho - b^2 \rho^2} \quad (4)$$

onde m , n , a , b são constantes que dependem do fluido, T é a temperatura, T_R é a temperatura reduzida, calculada por T/T_C , onde T_C é a temperatura crítica do fluido e R^* é a constante universal dos gases por unidade de massa. Ainda, esta equação pode ser expressa em termos do fator de compressibilidade Z , em termos da pressão reduzida p_R (p/p_C , p_C sendo a pressão crítica) e da temperatura reduzida. Uma outra função de estado utilizada quando o escoamento se der em um duto com isolamento é a entropia, $s=s(\rho, T)$ que foi determinada a partir da Eq.(4) através de propriedades residuais, procedimento descrito em várias obras de termodinâmica aplicada à engenharia química, como, por exemplo, em Kyle (1992), que foi desenvolvida para este trabalho. Procedimento análogo foi utilizado para a obtenção da função associada à energia interna, $u=u(\rho, T)$, e à função entalpia, $H=H(\rho, T)$.

Assim sendo, para a entropia, a equação é apresentada a seguir onde a_1 , a_2 , a_3 , a_4 são constantes que dependem do fluido (estas constantes são relativas ao comportamento do calor específico da substância como gás ideal) e B é um parâmetro que depende da pressão reduzida, da temperatura reduzida e da constante b , que é calculada a partir das propriedades críticas do fluido.

$$\Delta s = s - s_0 = s$$

$$s = \Delta s_0^* + a_1 \ln \frac{T}{T_0} + a_2 (T - T_0) + \frac{a_3}{2} (T^2 - T_0^2) + \frac{a_4}{3} (T^3 - T_0^3) - R^* \ln \frac{P}{P_0} - \Delta s^* \quad (5)$$

$$\Delta s^* = \frac{\alpha \alpha}{2\sqrt{2}bT_C} \left(\frac{n}{\sqrt{T_R}} + m - n \right) \ln \frac{Z + (1 + \sqrt{2})B}{Z + (1 - \sqrt{2})B} - R^* \ln(Z - B) \quad (5.a)$$

As equações de estado termodinâmicas do tipo cúbicas, como é a equação de Peng-Robinson modificada por Melhem, Eq.(4), são capazes, segundo Reid *et al.*(1987), de representar a fase líquida.

Neste texto, um dos objetivos é estudar o escoamento devido a uma despressurização, em duto isolado (adiabático), de um fluido no estado supercrítico que passe pela zona bifásica (equilíbrio líquido-vapor) utilizando uma equação cúbica. Assim, faz-se uma analogia com o comportamento de um líquido subresfriado com um alto nível de pressurização, que venha a sofrer uma queda brusca de pressão, vaporizando a seguir.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 Escoamento Adiabático

Para o escoamento com isolamento, considerou-se o sistema de equações formado pela Eq.(1), Eq.(2), Eq.(3) e Eq.(4), sendo que a Eq.(3) foi utilizada sem o termo de aporte de calor, pois o escoamento considerado foi adiabático irreversível. Em um primeiro momento, tentou-se a solução deste sistema com o esquema de Godunov, (1959), mas devido ao forte comportamento “stiff” somado às não-linearidades do sistema, não foi possível a obtenção de uma solução. Foi necessária ser feita uma simplificação do sistema de equações.

Esta simplificação foi realizada conduzindo a despressurização, resolvendo-se um sistema formado pelas Eq.(4) e Eq.(5) para cada pressão. Para identificar quando o fluido chega à região bifásica, analisam-se as raízes da Eq.(4). Enquanto ela fornecer duas raízes complexas e uma raiz real, o fluido ainda não começou a vaporizar. Quando todas estas raízes forem reais, o fluido está na região de líquido-vapor. Na região bifásica, a fração de vapor X foi calculada estabelecendo-se uma média ponderada entre a massa específica do vapor e do líquido, utilizando-se, para isto, a fração mássica de fase de vapor

Ao final da despressurização, relaciona-se graficamente a pressão e massa específica, conforme pode ser visto na Fig.1. Com isto, pode-se relacionar a pressão com a massa específica através de um ajuste polinomial de ordem dois, como mostrado na Eq.(6), onde p^* é a pressão ajustada pelo polinômio..

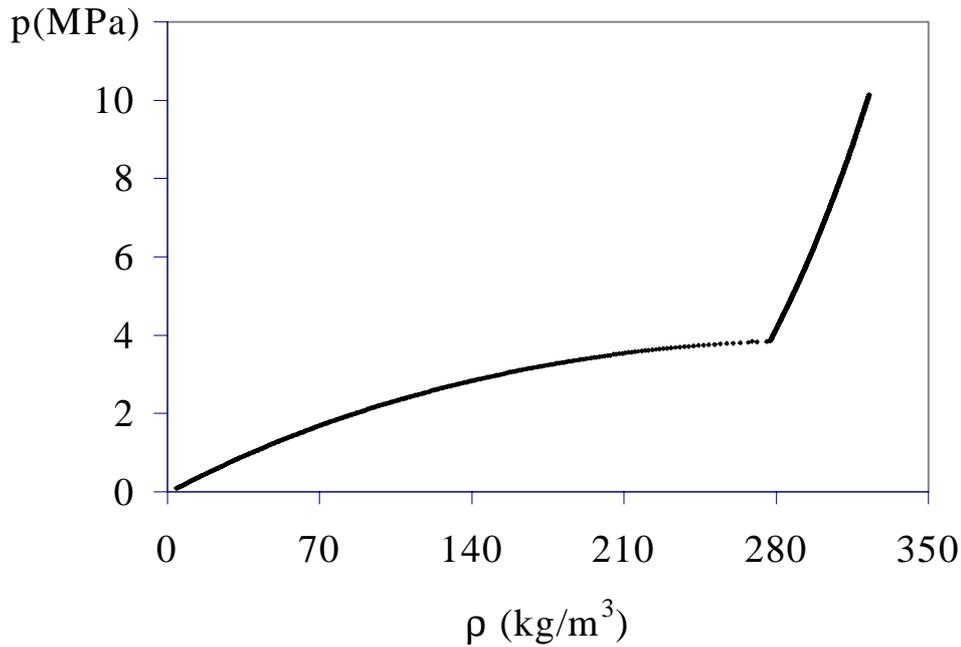


Figura 1 - Despressurização do eteno (condições iniciais: 10,13 MPa e 298,15 K)

$$p^*(\rho) = \begin{cases} c_1 + c_2\rho + c_3\rho^2 \\ \rho \geq \rho_{SAT} \\ c_4 + c_5\rho + c_6\rho^2 \\ \rho < \rho_{SAT} \end{cases} \quad (6)$$

Assim, o sistema formado pela Eq.(1) à Eq.(3), juntamente com a Eq.(4) é reduzido para um sistema de Equações formado, agora, pelas Eq.(1), Eq.(2) e pela Eq.(6). Este sistema de equações possui menos não-linearidades e esta redução do número de equações facilitou muito a convergência e a estabilidade da solução numérica que foi realizada através do esquema de Godunov (1959).

O comportamento da temperatura pode ser tratado paralelamente à solução do sistema de equações, pois a temperatura também pode ser ajustada por um polinômio, pois os dados da despressurização são formados por uma relação de p, ρ e T . Através deste ajuste, a relação (ρ, p, T) fica preservada pois os pontos (ρ, p^*) continuam representando o mesmo processo. A temperatura é relacionada diretamente, pois para cada par (ρ, p^*) da Eq.(6), existe um único agrupamento (ρ, p, T) obtido pela solução do sistema formado pelas Eq.(4) e Eq.(5). A Figura 2 mostra os perfis de fluxo de massa para o eteno, que inicialmente se encontrava a 10,13 MPa e 298,15 K em um duto de 0,1 m de diâmetro, com ruptura ocorrendo a 5000m da fonte.

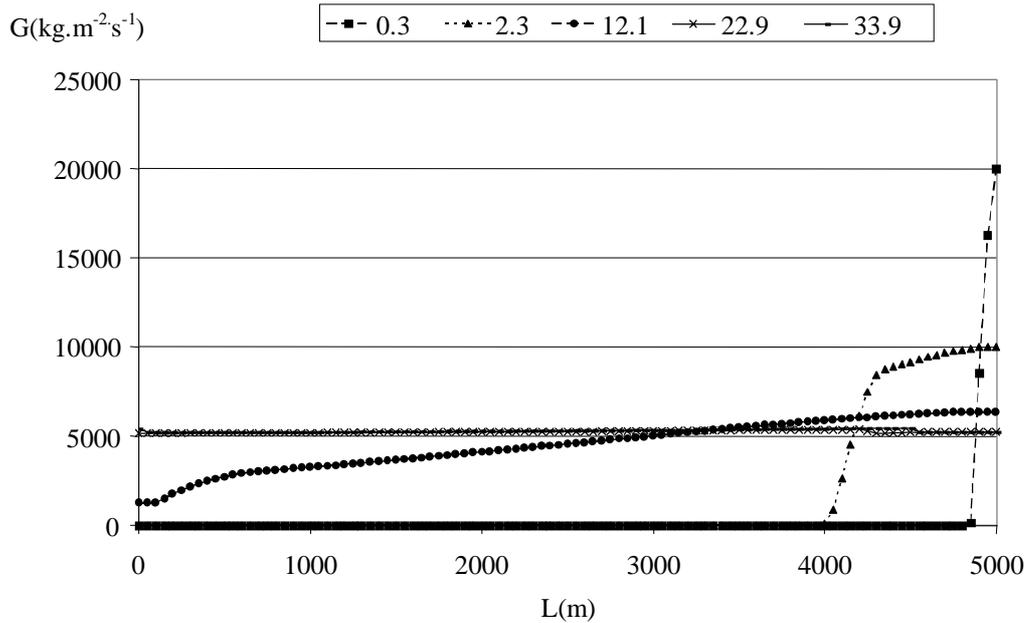


Figura 2 - Perfis de fluxo mássico de eteno em vários instantes para $L = 5000$ m e $D = 0,1$ m, após ruptura do duto (na legenda, instantes em segundos).

3.2 Escoamento Diabático

Quando ocorre uma perda de contenção em uma tubulação não-isolada, o problema a ser resolvido, do ponto de vista termodinâmico, é uma depressurização que não segue nenhum caminho específico, ou seja, não é possível assumir que o processo se dê com a entropia constante, entalpia constante, etc. O fluido, nestas circunstâncias, sofre uma transformação politrópica qualquer. Em função disto, a metodologia adotada até aqui, que utiliza um polinômio ajustado sobre pontos advindos da solução de um sistema formado pela equação de estado e pela equação da entropia, não pode ser utilizada, pois o processo de depressurização não será adiabático.

Assim sendo, o problema a ser resolvido, vai utilizar todas as equações de um sistema, formado pela Eq.(1), pela Eq.(2) e pela Eq.(3) juntamente com a equação de estado, Eq.(4). No estado estacionário, este sistema fica formado pelas seguintes equações, sem mudança da área de seção da tubulação e sem geração interna de energia.

$$G = \text{constante} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{G^2}{\rho} + P \right] + \frac{f}{2D} \frac{G^2}{\rho} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{G}{\rho} (e + P) \right] + \frac{Q_c}{A_T} = 0 \quad (9)$$

Um sistema de quatro equações, formado pelas Eq.(7), Eq.(8), Eq.(9) e a equação de estado, Eq.(4), com quatro incógnitas, sendo elas G , e , P e ρ . O fluxo de massa G é obtido maximizando a Eq.(10), que por sua vez é obtida pela integração da Eq.(8). A Eq.(9) pode ser rearranjada, expressa através da entalpia e aplicada em um duto com seção circular e mostrada na Eq.(11).

$$G = \sqrt{\frac{2 \int_{p_2}^{p_1} \rho dP^*}{2 \ln \frac{\rho_1}{\rho_2} + f \frac{L}{D}}} \quad (10)$$

$$G \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{G^3}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho^2} \right) - \frac{Qc}{A} = 0 \quad (11)$$

Na Eq.(11), h é a entalpia, que também pode ser encontrada através de propriedades residuais, como função da massa específica ρ e da temperatura T , G é o fluxo de massa no estado estacionário (encontrado pela maximização da Eq. (10) com relação à pressão) e Qc/A é o aporte de energia térmica por unidade de área de seção advinda do meio onde a tubulação está instalada, por convecção.

A metodologia, que foi adotada para a obtenção do fluxo de massa crítico, utiliza um procedimento iterativo duplo. Discretiza-se a Eq.(11). Admitindo-se, como valores de partida, o fluxo de massa crítico obtido em um processo isoentrópico e os perfis estacionários de massa específica e de temperatura como função da posição x , obtidos na modelagem adiabática. A Eq.(11) discretizada, fica da seguinte forma.

$$G\Delta h + \frac{G^3}{2} \Delta \left(\frac{1}{\rho^2} \right) - \frac{Qc}{A} \Delta x = 0 \quad (12)$$

Procedendo desta forma, a Eq.(12) fica com apenas uma incógnita, a temperatura T , que é resolvida para cada intervalo Δx . A parcela devido ao aporte de calor, para um duto circular, fica da forma $-4.U.(T-T_A).D^{-1}.\Delta x$, onde T_A é a temperatura do meio e U é o coeficiente global de troca térmica. Com isto cria-se, juntamente com o perfil de massa específica, o novo perfil de temperatura e os valores novos de pressão calculados pela equação de estado, um conjunto de pontos (ρ, T, P) , em cada valor de x . Com estes valores, a Eq.(10) é maximizada novamente e um novo valor de fluxo de massa é obtido. Este novo valor de G é inserido novamente na Eq.(12) e mantendo o perfil de temperatura calculado no passo anterior, calcula-se o novo perfil de massa específica para cada x . Novamente, tem-se um novo conjunto de pontos (ρ, T, P) . Assim, novamente calcula-se um novo fluxo de massa crítico G , que é novamente inserido na Eq.(12). Um novo perfil de temperatura é determinado e, através deste procedimento, em um determinado momento, os valores de fluxo de massa do passo anterior e do passo atualizado serão iguais. Este procedimento mostrou-se adequado com convergência rápida e gerou os resultados com eteno, mostrados na Tabela 1.

Tabela 1 – Resultados com aporte de calor à tubulação na depressurização de eteno.

Variável	Valor
Composição	Eteno
Comprimento do duto (m)	1000
Diâmetro (m)	0,1
Coeficiente global de transferência de calor ($W.m^{-2}$)	2
Temperatura ambiente (K)	298
Pressão inicial no duto (MPa)	10,1
Temperatura inicial no duto (K)	298
$G(kg.m^{-2}.s^{-1})$ (adiabático)	11500
$G(kg.m^{-2}.s^{-1})$ (diabático)	10600

Os resultados mostram que, para as condições de aporte de energia à tubulação estudadas, a influência do não-isolamento é pouco sentida no valor do fluxo de massa crítico no ponto de ruptura. Este é um resultado esperado, pois não só o tempo de residência do material no escoamento pelo duto é pequeno como as condições de troca térmica por convecção entre o duto e o meio onde ele está instalado levam a uma baixa troca térmica.

Com relação às condições de temperatura no ponto de ruptura, para o eteno, o sistema isolado (adiabático) apresenta no ponto de ruptura uma temperatura de 246 K. Com o sistema isolado, a temperatura alcançou o valor de 257 K. Estes resultados estão coerentes, pois no caso não-isolado, o fluido deve receber calor externo e alcançar uma temperatura mais alta ao final da depressurização. No sistema isolado, pelo fluido estar mais protegido do meio, a depressurização atinge um nível de temperatura mais baixo.

4. CONCLUSÃO

No regime transiente, o tratamento numérico adotado mostrou ser bastante adequado. O método de Godunov é bastante robusto, mas pode apresentar instabilidade em função de não-linearidades presentes no sistema de equações, principalmente devido à equação de estado, no caso, a equação de Peng-Robinson modificada por Melhem. Com o ajuste polinomial realizado e mostrado neste texto, os perfis de fluxo de massa apresentaram solução convergente e possibilita visualizar a evolução da onda viajando para montante do duto.

Com relação à influência da transferência de calor (duto sem isolamento), percebe-se que há pouca influência do aporte de calor em uma depressurização devido a uma ruptura total de um duto transportando eteno supercrítico. A hipótese adiabática pode estimar razoavelmente este processo de descarga

REFERÊNCIAS

- Elias, E. e Lellouche, G.S., 1994, Two-phase critical flow, Int. J. Multiphase Flow, vol.20, p.91.
- Godunov, S.K., 1959, A finite difference method for the numerical computation and discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics, Mat. Sb., vol.47, p.271.
- Khajehnajafi, S. e Shinde, A., 1994, Prediction of discharge rate from pressurized vessel blowdown through sheared pipe, Process Safety Progress, vol 13 n.2, p. 75.
- Kyle, B.G., 1992, Chemical and Process Thermodynamics, 2nd ed. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Mahgerefteh, H., Saha, P. e Economou, I.G., 1999. fast numerical simulation for full bore rupture of pressurized pipelines, AIChE Journal, vol. 45, n° 6, pp. 1191-1201.
- Melhem, G.A., Little, A.D., Goodwin, B.M. e Saini, R., 1989, A modified Peng-Robinson equation state, Fluid Phase Equilibria, vol.47, p189.
- Reid, R.C., Prausnitz, J.M. e Poling, B.E. 1987, The Properties of Gases and Liquids, 4th ed., McGraw-Hill, Boston.
- Richardson, S.M. e Saville, G., 1991, Blowdown of pipelines, Society of Petroleum Engineers Offshore Europe 91, Aberdeen, U.K., paper SPE 23070, pp. 369-377.
- Seynhaeve, J.M., Lombré, R., Ducrocq, J. e Bolle, L. ,1994, Physical modelling of rapid transients in long pipes, in case of vaporization: an efficient tool for safety management, Process Safety Progress, vol 13, n. 2, p. 95.

THE INFLUENCE OF THE EXTERNAL HEAT TRANSFER DURING A PIPELINE BLOWDOWN

Abstract: *In this paper, it is presented the modeling of the transient that follows an accidental gas pipeline breakage. It is assumed that before the rupture the gas was flowing under supercritical pressure, something typical for this kind of system, and the aim is to establish the spatial and time variations of the variables mass flow, pressure and temperature, inside the system, during the mentioned transient. The drop in pressure induces a reduction of the gas temperature inside the pipeline and therefore incorporation of heat from the surroundings. The focus of the work is in the evaluation of the importance that this contribution of heat has on the obtained results. The modeling and respective results are presented for situations with and without thermal isolation of the pipeline, that is, models and results with contribution of external heat (convection) and without contribution of heat (isolated system). The situation studied is for a pipeline initially at ambient temperature of 25 °C and operating pressure of 10,13 MPa, typical values for this type of system. Starting from this initial condition (critical flow) there will be the formation of choked flow and, for this reason, it is also presented a discussion of the use of a thermodynamical state equation for the evaluation of properties and its influence in the calculation of the choked flow. The obtained results indicate that the incorporation of heat has little influence on the results obtained with the model.*

Key-words: *choked flow, critical flow, two-phase flow.*