

3. Propriedades Termodinâmicas

Nesta seção são apresentadas as equações de estado e relações termodinâmicas utilizadas para calcular as propriedades termodinâmicas do gás natural (massa específica, calor específico, entalpia, entropia e temperatura), incluindo a lei de mistura adotada no cálculo das propriedades da mistura de gases. Apresenta-se ainda a correlação empírica adotada para estimar a viscosidade absoluta. As propriedades termodinâmicas são necessárias para a solução das equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e energia, as quais serão apresentadas no Capítulo 4.

3.1. Equações de Estado

A determinação das propriedades do gás natural pode ser obtida a partir de uma equação de estado que retrate o comportamento do gás para várias condições de pressão, volume específico (ou massa específica) e temperatura. A equação de estado, também chamada de relação p - ν - T , relaciona as variáveis de estado (pressão p , volume específico ν ou massa específica ρ e temperatura T) permitindo a obtenção de qualquer variável em função de duas variáveis de um determinado estado.

A lei dos gases ideais ou perfeitos é o modelo termodinâmico mais simples que prevê o comportamento dos gases submetidos a baixas pressões ou altas temperaturas, quando o efeito das interações moleculares é pequeno. No entanto gases a altas pressões não se comportam como ideais ou perfeitos. O desvio do comportamento em relação ao gás ideal é medido pelo fator de compressibilidade $Z(p,T)$ que varia com pressão e temperatura. A massa específica do gás pode ser calculada com:

$$\rho(p,T) = p \frac{M_g}{Z(p,T) \mathfrak{R} T} \quad (3.1)$$

sendo \mathfrak{R} a constante universal dos gases perfeitos, $\mathfrak{R}=8314,4 \text{ J}/(\text{kmolK})$ e M_g é a massa molecular do gás (kg/kmol).

As equações de estado mais empregadas na indústria de gás natural são as desenvolvidas por Soave-Redlich-Kwong em 1972 e Peng-Robinson em 1976 (Pratt, 2002), pois oferecem melhores resultados que a lei clássica dos gases ideais principalmente quando sujeitos à altas pressões e baixas temperaturas. Estas equações de estado estimam o comportamento de gases a quaisquer pressões e temperaturas inclusive próximas de seu ponto crítico, pois consideram as forças de interação intermoleculares.

3.1.1. Equação de Soave-Redlich-Kwong

A equação de estado de Soave-Redlich-Kwong relaciona a pressão com a temperatura e o volume específico molar $\nu = \nu M_g$, e é expressa da seguinte forma:

$$p = \frac{\mathfrak{R} T}{\nu - b} - \frac{a}{\nu(\nu + b)} \quad (3.2)$$

onde os parâmetros a e b dependem da pressão crítica p_c , temperatura crítica T_c e fator acêntrico ω , de acordo com

$$a = 0,42748 \frac{(\mathfrak{R} T_c)^2}{p_c} \left[1 + m \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_c}} \right) \right]^2 \quad (3.3)$$

$$b = 0,08664 \frac{\mathfrak{R} T_c}{p_c} \quad (3.4)$$

$$m = 0,48 + 1,574 \omega - 0,176 \omega^2 \quad (3.5)$$

O fator de compressibilidade $Z(p, T)$ pode ser obtido a partir da solução do seguinte polinômio cúbico o qual é obtido igualando-se a Eq. (3.2) com a Eq. (3.1):

$$Z^3 - Z^2 + Z(A - B - B^2) - AB = 0 \quad (3.6)$$

onde os parâmetros A e B são definidos como:

$$A = \frac{a p}{\mathfrak{R}^2 T^2} \quad \text{e} \quad B = \frac{b p}{\mathfrak{R} T} \quad (3.7)$$

A equação para o fator de compressibilidade $Z(p, T)$ tem como resposta três raízes que podem ser reais ou imaginárias dependendo dos termos A e B . De acordo com Pratt (2002), a teoria de equilíbrio de fases determina que fator de compressibilidade para fase vapor corresponde à maior raiz real encontrada, e para fase líquida a menor raiz real encontrada.

3.1.2. Equação de Peng-Robinson

A equação de estado de Peng-Robinson é expressa de seguinte forma:

$$p = \frac{\mathfrak{R} T}{v - b} - \frac{a}{v(v + b) + b(v - b)} \quad (3.8)$$

onde os parâmetros a e b dependem da pressão crítica p_c , temperatura crítica T_c e fator acêntrico ω , de acordo com

$$a = 0,45724 \frac{(\mathfrak{R} T_c)^2}{p_c} \left[1 + m \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_c}} \right) \right]^2 \quad (3.9)$$

$$b = 0,0778 \frac{\mathfrak{R} T_c}{p_c} \quad (3.10)$$

$$m = 0,37464 + 1,54226 \omega - 0,26992 \omega^2 \quad (3.11)$$

O fator de compressibilidade $Z(p, T)$ pode ser obtido de forma análoga ao fator de compressibilidade de Soave-Redlich-Kwong, a partir da solução do seguinte polinômio cúbico:

$$Z^3 + Z^2 (B - 1) + Z(A - 2B - 3B^2) + (B^3 + B^2 - AB) = 0 \quad (3.12)$$

onde os parâmetros A e B são definidos pela Eq. (3.7).

3.1.3. Propriedades de Mistura

O gás natural é formado por uma série de espécies químicas. Para a determinação das equações de estado apresentadas é necessário determinar as propriedades da mistura, as quais dependem da composição do gás natural.

A propriedade ϕ_g da mistura de gás com n -espécies corresponderá ao produto interno do vetor propriedade ϕ das espécies pelo vetor composição molar X

$$\phi_g = \langle X, \phi \rangle = \sum_{i=1}^n X_i \cdot \phi_i \quad (3.13)$$

Neste caso adota-se o subscrito g para representar a propriedade do gás de mistura e i para indicar a propriedade de substância pura da espécie.

A Equação (3.13) pode ser aplicada para o cálculo das seguintes propriedades de mistura:

- Propriedades de substância pura: peso molecular M_g , fator acêntrico ω , pressão crítica p_c e temperatura crítica T_c
- Coeficientes do calor específico molar à pressão zero
- Poder calorífico molar inferior e superior

Como o coeficiente b da equação de estado cúbica depende apenas das propriedades críticas e da constante universal, a seguinte expressão é válida:

$$b_g = \sum_{i=1}^n x_i \cdot b_i \quad (3.14)$$

3.1.3.1. Regra de Combinação Clássica de Van de Waals

De acordo com Cavalcanti e Rojas (2008) e Pratt (2002) o cálculo das propriedades de uma mistura de gás com n -espécies utilizando a equação de estado de Peng-Robinson, deve utilizar a regra de combinação clássica de Van der Waals para avaliar o parâmetro a da mistura. Esta regra leva em consideração o potencial de combinação em pares de cada espécie através de uma constante empírica de interação binária k_{ij} .

$$a_g = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n X_i X_j \sqrt{a_i a_j} (1 - k_{ij}) \quad (3.15)$$

De acordo com a regra de Van der Waals, a constante de interação binária é exatamente zero ($k_{ij}=0$) para moléculas iguais ($i = j$). Os valores de k_{ij} para vários pares de combinação são encontrados na literatura (Walas, 1985), contudo para moléculas diferentes ($i \neq j$) de hidrocarbonetos os valores são próximos de zero ($k_{ij} \approx 0$).

$$a_m = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n X_i X_j \sqrt{a_i a_j} \quad (3.16)$$

3.1.3.2. Propriedades de Substância Pura e de Mistura

Um gás natural pode ser composto por uma variedade de combinações de diversos hidrocarbonetos, além de outras espécies. As equações de estado cúbicas necessitam das propriedades de substância pura para cada um dos componentes ou espécies químicas que formam a composição da mistura do gás natural. A Tabela 3.1 apresenta as propriedades das 13 substâncias puras mais utilizadas para caracterizar uma gás natural (ver Anexo B da norma ABNT NBR-1513). As propriedades críticas para várias espécies químicas são facilmente encontradas na literatura (Van Wylen e Sonntag, 2003).

Tabela 3.1 – Propriedades de Substância Pura das Espécies Químicas

Sigla	Componente	M_g (kg/kmol)	p_c (k Pa)	T_c (K)	ω
CH4	METANO	16,043	4599	190,564	0,011
C2H6	ETANO	30,07	4872	305,32	0,099
C3H8	PROPANO	44,097	4248	369,83	0,153
I-C4H10	I-BUTANO	58,123	3796	425,12	0,199
N-C4H10	N-BUTANO	58,123	3796	425,12	0,199
I-C5H12	I-PENTANO	72,15	3370	469,7	0,251
N-C5H12	N-PENTANO	72,15	3370	469,7	0,251
C6+	HEXANO	86,177	3030	506,4	0,299
CO	MONÓXIDO DE CARBONO	28,01	3499	132,91	0,239
CO2	DIÓXIDO DE CARBONO	44,01	7375	304,14	0,066
H2	HIDROGÊNIO	2,0159	1293	32,97	-0,216
N2	NITROGÊNIO	28,0135	3390	126,21	0,039
O2	OXIGÊNIO	31,9988	5043	154,59	0,025

3.2.**Viscosidade Absoluta**

O cálculo da viscosidade absoluta é realizado com a correlação de Lee et al (1966), válido somente para misturas de gás natural. Nesta correlação a viscosidade absoluta em (cP) é calculada a partir da massa específica ρ (g/cm³), da massa molecular da mistura M_g (kg/kmol) e da temperatura T em Rankine:

$$\mu_g = 10^{-4} A_\mu \exp(B_\mu \rho^{C_\mu}) \quad (3.17)$$

$$A_\mu = \frac{(9,379 + 0,01607 M_g) T^{1.5}}{209,2 + 19,26 M_g + T} \quad (3.18)$$

$$B_\mu = 3,448 + 0,0101 M_g + \frac{986.4}{T} \quad (3.19)$$

$$C_\mu = 2,447 - 0,2224 B_\mu \quad (3.20)$$

3.3.**Propriedades Térmicas**

Neste item são apresentadas as metodologias para avaliar a variação das propriedades termodinâmicas (entalpia h , energia interna u e entropia s) entre dois estados distintos. Como mencionado, qualquer propriedade termodinâmica pode ser determinada em função de duas outras propriedades. Por exemplo, a energia interna pode ser considerada como dependente da temperatura e volume específico molar, $u = u(T, v)$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad \text{ou} \quad du = C_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (3.21)$$

Note que é necessário conhecer $\partial u / \partial v)_T$. No entanto a partir das relações de Maxwell (Shapiro, 2007), tem-se que

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = \left[-p + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right] \quad (3.22)$$

sendo que $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ pode ser facilmente calculado a partir das equações de estado. No caso da equação de Soave-Redlich-Kwong (Eq. 3.2) tem-se

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{\mathfrak{R}}{v-b} + \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right) \frac{1}{v(v+b)} \quad (3.23)$$

$$\left(\frac{\partial a}{\partial T}\right) = \frac{0,42748\mathfrak{R}^2 T_c \left[m + m^2 \left(1 - \sqrt{T/T_c} \right) \right]}{p_c \sqrt{T/T_c}} \quad (3.24)$$

No caso da equação de Peng-Robinson (Eq. 3.8), tem-se

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{\mathfrak{R}}{v-b} + \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right) \frac{1}{v(v+b) + b(v-b)} \quad (3.25)$$

$$\left(\frac{\partial a}{\partial T}\right) = \frac{0,45724\mathfrak{R}^2 T_c \left[m + m^2 \left(1 - \sqrt{T/T_c} \right) \right]}{p_c \sqrt{T/T_c}} \quad (3.26)$$

Já a entalpia pode ser considerada como função de temperatura e pressão, $h = h(T, p)$, logo

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp \quad \text{ou} \quad dh = C_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp \quad (3.27)$$

Neste caso, é necessário avaliar $\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T$. Um procedimento alternativo consiste em avaliar a variação de entalpia do processo em função da variação da energia interna ($h = u - pv$) como

$$\Delta h = (h - h_{ref}) = (u - u_{ref}) + (pv - p_{ref} v_{ref}) \quad (3.28)$$

A variação da entropia molar pode ser obtida a partir da 1ª. lei da Termodinâmica $T ds = du + p dv$. Logo, utilizando as Eqs. (3.21) e (3.22)

$$\Delta s = s - s_{ref} = \int_{T_{ref}}^T \frac{C_v}{T} dT + \int_{v_{ref}}^v \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv \quad (3.29)$$

Para avaliar a variação da entalpia, energia interna e entropia entre dois estados distintos é necessário integrar as equações apresentadas entre os dois

estados. A seguir apresenta-se um procedimento para integrar estas equações para o caso de interesse que corresponde a um processo sujeito a qualquer variação de pressão e temperatura. No entanto, como será mostrado a seguir, os casos particulares de processo isobárico com pressão zero, e processo isotérmico são mais fáceis de serem obtidos, e podem auxiliar a determinar o caso geral.

3.3.1.

Processo Termodinâmico com Variação de Pressão e Temperatura

Um processo qualquer com variação de pressão e temperatura é passível de ser representado por dois processos isotérmicos e um processo isobárico na pressão zero. O valor da propriedade termodinâmica no estado (p, T) pode ser obtido a partir do ponto de referência (p_{ref}, T_{ref}) , calculando-se a variação da propriedade termodinâmica de acordo com o ilustrado na Fig. 3.1.

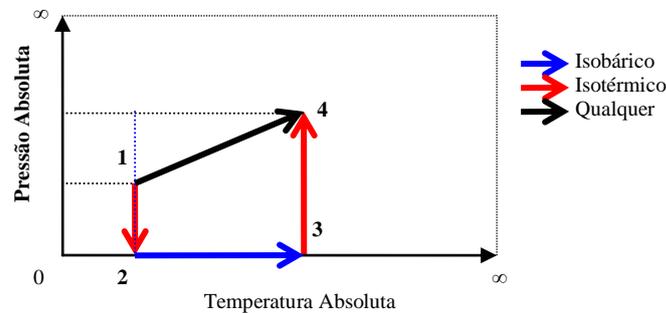


Figura 3.1 – Processo termodinâmico com qualquer variação de pressão e temperatura

A variação da propriedade termodinâmica para um processo termodinâmico qualquer com variação de pressão e temperatura é composto pela soma das variações parciais de todos os processos. Logo a variação de energia interna molar, entalpia molar e entropia molar para um processo qualquer podem ser representadas por:

$$\Delta h_{1 \rightarrow 4} = \Delta h_{1 \rightarrow 2} + \Delta h_{2 \rightarrow 3} + \Delta h_{3 \rightarrow 4} \quad (3.30)$$

$$\Delta u_{1 \rightarrow 4} = \Delta u_{1 \rightarrow 2} + \Delta u_{2 \rightarrow 3} + \Delta u_{3 \rightarrow 4} \quad (3.31)$$

$$\Delta s_{1 \rightarrow 4} = \Delta s_{1 \rightarrow 2} + \Delta s_{2 \rightarrow 3} + \Delta s_{3 \rightarrow 4} \quad (3.32)$$

Conhecendo a entalpia, o cálculo da temperatura num processo qualquer pode ser realizado através da solução conjunta da equação da entalpia molar em um processo isotérmico $h_T(p)$ e da equação da entalpia molar em um processo isobárico a pressão zero $h_p(T)$.

No presente trabalho, um procedimento iterativo foi adotado. O algoritmo ilustrado na Fig. 3.2 estima o valor da temperatura para um estado qualquer com pressão absoluta e entalpia molar conhecidos $T_q(p,h)$ em relação a um estado de referência ($T_{ref} = 300$ K e $p_{ref} = 101.325$ kPa). Inicialmente estima-se a temperatura considerando um processo isobárico T_p , com esta temperatura é possível obter a variação de entalpia em um processo isotérmico h_T , seguido da variação de temperatura resultante de um processo isobárico T_p . Foi necessário utilizar um fator de sub-relaxação λ para aumentar a estabilidade e a convergência. O Apêndice A apresenta informações sobre os critérios de convergência.

- Estimativa inicial da temperatura do processo isobárico: $T_q = T_p(h)$
 - Inicialização do processo iterativo
 $dh = h$
 $dT = 0$
 $iter = 1$
 - Enquanto ($dh > tol$) ou ($iter < maxiter$) faça
 $T_q = T_q - \lambda \cdot dT$
 $dh = h_T(T_q) - h$
 $dT = T_p(dh) - T_{ref}$
 $iter = iter + 1$
 - Retornar T_q como resultado da função

Figura 3.2 – Algoritmo de cálculo da temperatura variando pressão e entalpia $T_q(p,h)$

Nas seções seguintes o processo isobárico à pressão zero e o processo isotérmico são apresentados.

3.3.2.

Processo Isobárico à Pressão Zero (Gás Perfeito)

O processo isobárico com pressão zero refere-se a um processo com mudança de temperatura onde gás se comporta como um gás ideal, ou seja ausência de pressão ou interações intermoleculares. As relações termodinâmicas

são as mesmas utilizadas para condição de gás perfeito. Para uma espécie química, o calor molar à pressão constante (J/mol K) somente varia com a temperatura, e seu valor é extraído diretamente de um polinômio:

$$C_p(T) = C_1 + C_2 T + C_3 T^2 + C_4 T^3 + C_5 T^4 \quad (3.33)$$

Os coeficientes dos polinômios de vários gases perfeitos são facilmente encontrados na literatura (Van Wylen, 2003) para uma dada temperatura de referência ($T_{ref} = 300\text{K}$). As curvas de calor específico molar à pressão zero em função da temperatura para vários componentes são apresentados na Fig. 3.3.

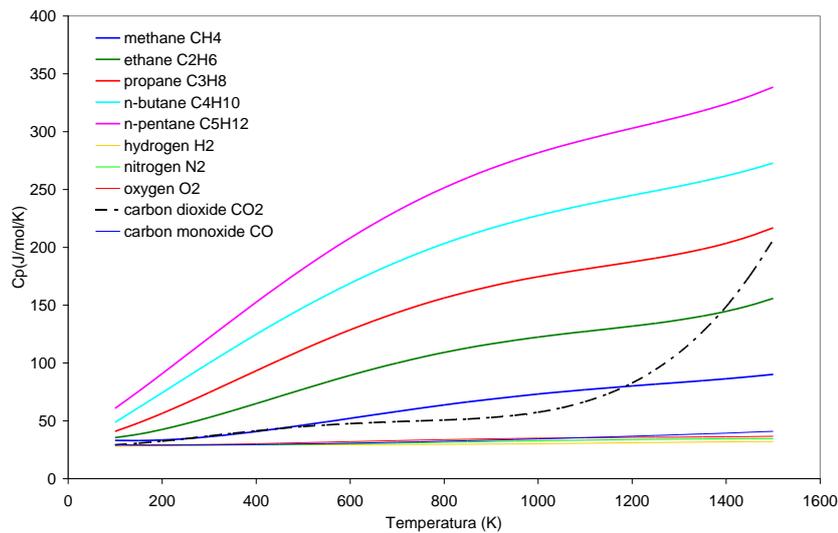


Figura 3.3 – Variação do calor molar com a temperatura (Gás perfeito)

A variação da entalpia molar e da energia interna molar pode ser calculada através das relações de gases perfeitos, isto é dependendo somente da temperatura.

$$\Delta h_p = h(T) - h(T_{ref}) = \int_{T_{ref}}^T C_p(T) dT \quad (3.34)$$

$$\Delta u_p = u(T) - u(T_{ref}) = \int_{T_{ref}}^T C_v(T) dT \quad (3.35)$$

Integrando o polinômio de $C_p(T)$ obtém-se a variação da entalpia a pressão constante:

$$\Delta h_p = C_1(T - T_{ref}) + \frac{C_2}{2}(T^2 - T_{ref}^2) + \frac{C_3}{3}(T^3 - T_{ref}^3) + \frac{C_4}{4}(T^4 - T_{ref}^4) + \frac{C_5}{5}(T^5 - T_{ref}^5) \quad (3.36)$$

A energia interna é obtida através da relação existente entre os calores molares (gás perfeito):

$$C_v(T) = C_p(T) - \mathfrak{R} \quad (3.37)$$

As curvas de variação da entalpia para vários componentes são apresentados na Fig. 3.4. Como a temperatura de referência adotada para o cálculo da temperatura é de 300K, neste ponto a variação de entalpia molar para todas as espécies é nula.

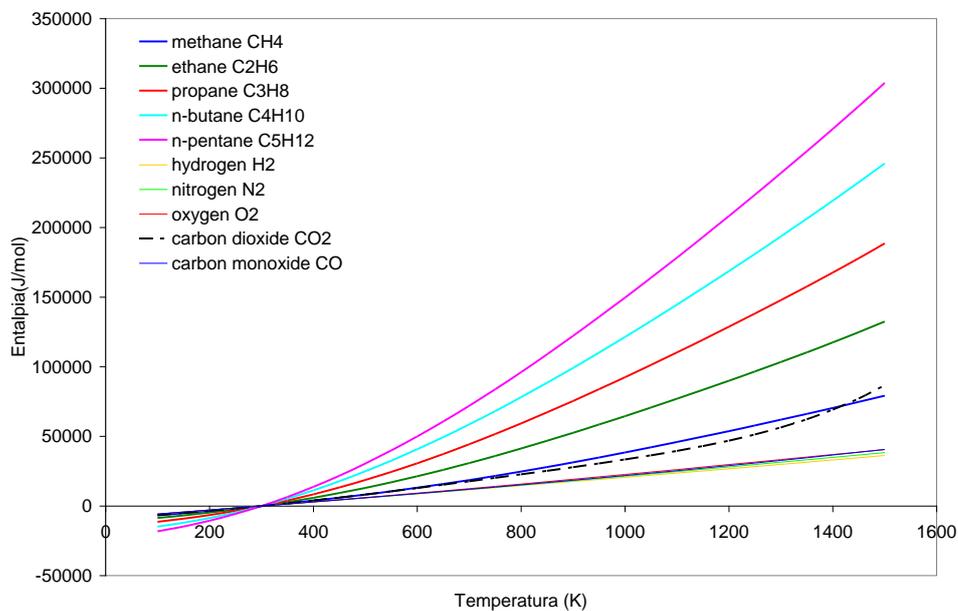


Figura 3.4 – Variação da entalpia molar com a temperatura (Gás perfeito)

A variação da entropia molar pode ser obtida a partir da 1ª. lei da Termodinâmica ($T ds = dh - v dp$). Substituindo a Eq. (3.1) e lembrando que para gases ideais $Z = 1$ e que a entalpia só depende da temperatura, tem-se

$$\Delta s = s(T, p) - s(T_{ref}, p_{ref}) = \int_{T_{ref}}^T \frac{C_p(T)}{T} dT + \mathfrak{R} \ln \left(\frac{p_{ref}}{p} \right) \quad (3.38)$$

Integrando o polinômio de $C_p(T)$ obtém-se:

$$\Delta s_p = C_1 \ln\left(\frac{T}{T_{ref}}\right) + R \ln\left(\frac{p_{ref}}{p}\right) + C_2(T^2 - T_{ref}^2) + \frac{C_3}{2}(T^3 - T_{ref}^3) + \frac{C_4}{3}(T^4 - T_{ref}^4) + \frac{C_5}{4}(T^5 - T_{ref}^5) \quad (3.39)$$

As curvas de variação da entropia para vários componentes são apresentados na Fig. 3.5.

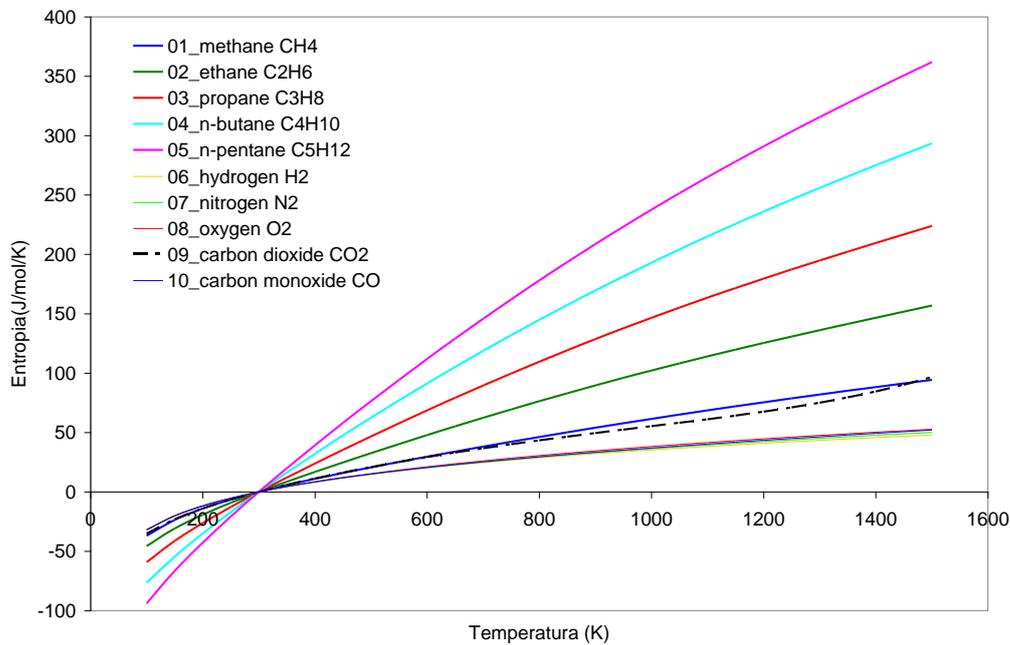


Figura 3.5 – Variação da entropia molar com a temperatura (Gás Perfeito)

A temperatura no processo isobárico a pressão zero $T_p(h)$, para um valor de entalpia conhecido, deve ser calculada de forma iterativa a partir da Eq. (3.36). Para reduzir o tempo de processamento, o algoritmo de cálculo ilustrado na Fig. 3.6 pode ser utilizado para estimar a temperatura à pressão zero a partir da entalpia e da temperatura de referência $T_p(h, T_{ref})$.

Determinar calor específico no ponto de referência $C_{p,ref}(T_{ref})$.
Calcular $T_p = T_{ref} + h / C_{p,ref}$
Calcular $T_m = (T_p + T_{ref}) / 2$
Reavaliar o calor específico no ponto médio $C_{p,m}(T_m)$.
Calcular $T_p = T_{ref} + h / C_{p,m}$
Retornar T_p como resultado da função

Figura 3.6 – Algoritmo de cálculo da temperatura no processo isobárico a pressão zero $T_p(h)$

3.3.3. Processo Isotérmico

A variação da energia interna em um processo isotérmico pode ser obtida integrando a Eq. (3.21), juntamente com a Eq. (3.22)

$$\Delta u_T = (u - u_{ref}) = \int_{v_{ref}}^v \left[p + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right] dv \quad (3.40)$$

Substituindo as equações de estado de Soave-Redlich-Kwong obtém-se

$$\begin{aligned} \Delta u_T &= \left[a + T \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right) \right] \int_{v_{ref}}^v \frac{dv}{v(v+b)} \\ &= \frac{1}{b} \left[a + T \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right) \right] \cdot \ln \left[\frac{v}{v_{ref}} \left(\frac{v_{ref} + b}{v + b} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.41)$$

No caso da equação de estado de Peng-Robinson, tem-se

$$\begin{aligned} \Delta u_T &= \left[a + T \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right) \right] \int_{v_{ref}}^v \frac{dv}{v(v+b)+b(v-b)} \\ &= -\frac{\sqrt{2}}{2b} \left[a + T \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right) \right] \left[\zeta(v) - \zeta(v_{ref}) \right] \end{aligned} \quad (3.42)$$

onde

$$\zeta(v) = \tanh^{-1} \left[\frac{\sqrt{2}}{2b} (v+b) \right] \quad (3.43)$$

A variação de entalpia pode ser avaliada aplicando a Eq. (3.28), $\Delta h_T = (h - h_{ref}) = (u - u_{ref}) + (p v - p_{ref} v_{ref})$. E a entropia integrando a Eq. (3.29) considerando T constante.

3.4. Processo Iso-entálpico e Efeito Joule-Thomson

O processo de expansão adiabática numa válvula com variação de pressão e temperatura ocorre de acordo com o efeito Joule-Thomson (Van Wylen e

Sonntag, 2003). Por definição o coeficiente μ_{JT} é uma propriedade termodinâmica do fluido e mede a taxa de variação da temperatura com a pressão num processo iso-entálpico

$$\mu_{JT} = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h \quad (3.44)$$

O coeficiente μ_{JT} dos gases ideais é positivo quando o fluido resfria e negativo quando o fluido aquece durante a expansão na válvula. O ponto (p, T) de inversão de sinal do coeficiente μ_{JT} pode ser verificado experimentalmente através do levantamento das curvas de inversão JT ou a partir da utilização das equações de estado para gases reais que levam em consideração as forças intermoleculares.

Uma curva de inversão é o lugar geométrico formado por todos os pontos onde μ_{JT} é zero. A condição de inversão foi demonstrada no experimento conduzido por Donohue e Prausnitz (1978) para o gás metano e comparado na Fig. 3.7 com as curvas de inversão geradas baseadas nas equações de estado de Soave-Redlich-Kwong (SRK) e Peng-Robinson (PR).

Observa-se no gráfico que a condição de inversão para o metano ocorre a pressões muito elevadas (acima de 30000 kPa) dentro da faixa de temperatura de 200 a 500 K. Como a composição do gás processado entregue nas estações é formado por mais de 90% de metano, pode-se considerar como regra que o gás resfria ao expandir na válvula ($\mu_{JT} > 0$).

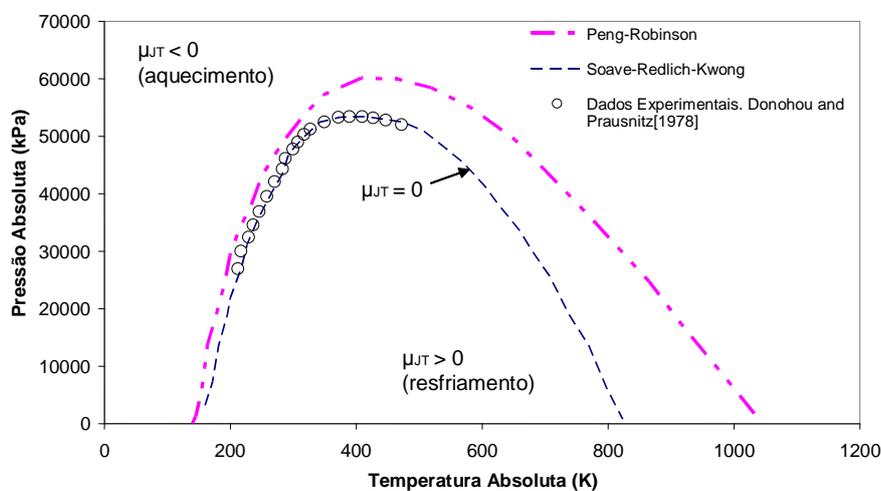


Figura 3.7 – Comparação de curvas de inversão Joule-Thompson do metano