

临界点附近水的等容比热

周学华

(中国科学院力学研究所)

本文分析了临界物态的一般特性。提出了一种新的计算临界点附近水的等容比热的方法与公式。对水的单相区、二相区和界面曲线的等容比热进行计算,其结果令人满意。该计算公式既简单又准确,适用于实验设备和工程设计应用。

一、引言

气液相变点的终点称为流体的临界点,临界点附近的 P, V, T 数据和热力学函数的实验测量非常困难^[1~3]。一般过去是用解析状态方程和热力学关系式来估算临界区的热力学函数。为此往往需要引进很多可调参数,来拟合实验数据^[4, 5]。近代的重正化群理论,正确地预言了临界点附近流体的奇异特性,并得出很多重要结论,使临界态理论有了新的突破。为了能够表示临界点附近的热力学性质,状态方程应能表达流体临界点的奇异特性。只有非解析状态方程(即奇异状态方程)才能满足临界点是奇点的要求。60年代末,70年代初提出了各种奇异状态方程,并把它应用于各种实验数据的拟合和热力学性质的计算^[5~10]。

本文分析了各种奇异状态方程的优缺点,指出了限定立方模型参数标度状态方程最能表征临界区的奇异特性。在分析流体临界特性的基础上,认为临界点附近的流体热力学函数是由热力学函数的临界奇异部分与非临界奇异部分组成,提出了拟合实验数据

的新方法——简洁拟合法。即首先从理论上计算出奇异等容比热 C_v^s ,再应用 C_v 实验值与 C_v^s 的差即 $(C_v - C_v^s)$ 来拟合非临界奇异等容比热 C_v^b (也称为基值比热)。随后运用 $C_v = C_v^s + C_v^b$,求得临界点附近的总的等容比热。该拟合的优点是只要用少量离临界点较远的实验数据(实验上较易测得)就能拟合求出 C_v^b 的表达式中的两个待定参数,进而求出 C_v^b 的实际表达式;计算公式简单,适用于工程计算;计算结果的准确度在实验误差范围之内;适用范围大,既可以计算单相区 C_v ,也可以计算二相区与界面曲线上的 C_v 。

二、理论分析

1. 临界特性

从宏观角度来看,流体在临界点附近的特点是许多热物理性质(例如 K_T, C_p, C_v, λ 等)都趋向无穷大,这种特点称为临界奇异性。从微观角度来看,当物态趋近临界点时,密度涨落及其相关性的巨大增加引起上述热物理量的发散。此外,还有一类物理量(如 $P, \delta P/\delta T$ 等)在临界点附近不显示出奇异性,即涨落对这些量的贡献只占第二位,

而平均有序量的贡献却是主要的。可见，热物理量是由它的奇异项与基值项两部分所组成。在计算时，不能随意忽略其中任一项，否则会造成很大的计算误差。

$$\begin{aligned} \text{由热力学公式得知，等温压缩系数为} \\ K_T = (1/\rho)(\partial\rho/\partial P)_T = (1/\rho^2)(\partial\rho/\partial\mu)_T \\ = (1/\rho^2)\chi_T \end{aligned} \quad (1)$$

其中 ρ 为密度； μ 为化学势； $\chi_T = (\partial\rho/\partial\mu)_T$ 称为压缩率。在临界点附近 χ_T 分为临界奇异项与基值项两部分，即

$$\chi_T = \chi_T^S + \chi_T^B \quad (2)$$

其中上标S、B分别表示奇异项与基值项。由热力学公式可得出：

$$\begin{aligned} \mu &= \int \chi_T^{-1} d\rho \\ &= \int_{\rho_c}^{\rho} (\chi_T^{-1})_S d\rho + \int_{\rho_c}^{\rho} (\chi_T^{-1})_B d\rho + \mu(\rho_c, T) \\ &= \mu_S + \mu_B \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} F &= \int \mu d\rho \\ &= \int_{\rho_c}^{\rho} \mu_S d\rho + \int_{\rho_c}^{\rho} \mu_B d\rho + F(\rho_c, T) \\ &= F_S + F_B \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{其中} \quad \mu_S &= \int_{\rho_c}^{\rho} (\chi_T^{-1})_S d\rho \\ \mu_B &= \int_{\rho_c}^{\rho} (\chi_T^{-1})_B d\rho + \mu(\rho_c, T) \\ F_S &= \int_{\rho_c}^{\rho} \mu_S d\rho \\ F_B &= \int_{\rho_c}^{\rho} \mu_B d\rho + F(\rho_c, T) \end{aligned}$$

F为Helmholtz自由能，下标c表示临界点参数。其他热力学函数也可以作同样的处理。

$$P = \mu\rho - F = P_S + P_B \quad (5)$$

其中 $P_S = \rho\mu_S - F_S$ ， $P_B = \rho\mu_B - F_B$ 。显然等容比热 C_V 也可以分为 C_V^S 和 C_V^B 两部分。由热力学关系式可以推得：

$$\frac{C_V}{T} = -\frac{d^2F}{dT^2} - \rho \frac{d^2\mu}{dT^2}$$

$$= \left(-\frac{d^2F}{dT^2} - \rho \frac{d^2\mu}{dT^2} \right)_S - \left(\frac{d^2F}{dT^2} + \rho \frac{d^2\mu}{dT^2} \right)_B \quad (6)$$

2. 奇异状态方程的选择

奇异状态方程的种类是很多的^[11~13]。其中MLSG方程应用较多，它能够用于表示各种流体的实验数据。但此方程的缺点是：在单相区具有高次非解析性，不能解析积分，例如由P、V、T数据拟合方程，必须用数值积分才能求出化学势。其他方程也具有类似的缺点。Schofield^[14~15]提出了参数标度状态方程——线性模型和立方模型，能克服上述缺点。由该方程延伸出来的限定立方模型参数标度状态方程为

$$\begin{aligned} \Delta\mu^* &\equiv \mu^*(\rho, T) - \mu^*(\rho_c, T) \\ &= a\theta(1-\theta^2)R^{\beta\delta} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\Delta T^* = (1-b^2\theta^2)R \quad (8)$$

$$\Delta\rho^* = k\theta(1+c\theta^2)R^{\beta} \quad (9)$$

其中，*号表示无量纲量； μ 为化学势， $\mu^* = \mu\rho_c/P_c$ ； $\Delta T^* = (T - T_c)/T_c$ ； $\Delta\rho^* = (\rho - \rho_c)/\rho_c$ ；a、k为物质常数； β 、 δ 为临界指数； $c = (2\beta\delta - 3)/(3 - 2\beta)$ ； $b^2 = 3/(3 - 2\beta)$ ；R是表示涨落大小的状态方程参变数； θ 是表示平均有序量的状态方程参变数。当 $c=0$ 时，上述状态方程就变为线性模型参数标度状态方程。文献中总是采用线性模型进行计算。由线性模型可以求得 $C_V^S \propto R^{-\alpha}$ 。这就是说 C_V^S 仅与参变数R有关，与另一参变数 θ 无关。这就意味着参变数与 C_V^S 直接相关，而 C_V^S 在临界点虽然是发散的，但只是一个非常弱的发散，这样参变数R不能充分表征临界物态的奇异特性。然而，从立方模型可以求得 $K_T \propto R^{-\gamma}$ 。这就是说立方模型中的参变数R与等温压缩性直接有关。众所周知 K_T 在临界点具有强烈发散性，而且与密度涨落直接相联系，从而 K_T 更能表征流体的临界特性。而参变数R则是密度涨落大小和离临界点远近的直接度量者。可见从理论上讲立方模型要比线性模型状态方程更能表示流体的

临界奇异性。这就是本文选用立方模型的理由。在立方模型中本文又选用限定立方模型，这样可使状态方程中的参数 c, b 可以由理论求得而不依赖于实验值。

3. 临界指数

实验指出，当流体状态接近其临界点时，流体的热力学性质就显示出奇异特性。在特殊条件下，奇异特性可用下列幂次定律来表示。

沿着临界等容线的等温压缩系数：

$$K_T^* = \Gamma^2 |\Delta T^*|^{-\gamma} \quad (10)$$

沿着临界等温线的压力：

$$|\Delta P^*| = D |\Delta \rho^*|^{\delta} \quad (11)$$

沿着共存线的密度：

$$|\Delta \rho^*| = B |\Delta T^*|^{\beta} \quad (12)$$

沿着临界等容线的等容比热：

$$|C_v^*| = A^2 |\Delta T^*|^{-\alpha} \quad (13)$$

其中， $K_T^* = K_T P_c / \rho_c^2$ ， $\Delta P^* = (P - P_c) / P_c$ ， $C_v^* = C_v T_c / (P_c V_c)$ ； $\alpha, \beta, \delta, \gamma$ 为临界指数， Γ, D, B, A 为临界振幅。由上面公式可知，临界指数可由 K_T, P, ρ, C_v 的实验值拟合求得。这就需要较多的实验数据。另外不同作者实验测定的临界指数有较大的差别。所以在计算中采用实验拟合值是不方便的。重正化群理论证明，所有流体的临界指数是相同的，而且能由三维 Ising-like 体系的理论计算求得。这些计算值最近已被一些流体准确的实验测量所证实。所以在本文计算中临界指数采用理论计算值^[11]，并列于表 1。

表 1 水的参数表

P_c, MPa	22.046
$\rho_c, \text{kg/m}^3$	322.778
T_c, K	647.067
α	0.11
β	0.325
γ	1.24
δ	4.815
k	1.15
a	15.1

4. 计算公式

由奇异状态方程(7)，(8)，(9)和热力学公式经过 Jacobians 变数变换可以求得奇异等容比热表达式^[11]

$$C_v^*/(1 + \Delta T^*) = R^{-\alpha} a k [(1 - \alpha)(1 + 3c\theta^2) \times S(\theta) - \beta(1 + c\theta^2)\theta S'(\theta)] / q(\theta) \quad (14)$$

其中 $S(\theta) = S_0 + S_2\theta^2 + S_4\theta^4$

$$S'(\theta) = 2S_2\theta + 4S_4\theta^3$$

$$q(\theta) = 2\beta\delta b^2\theta^2(1 - \theta^2) + (1 - 3\theta^2)(1 - b^2\theta^2)$$

$$S_0 = -(2 - \alpha)f_0$$

$$S_2 = -(2 - \alpha)b^2(1 - 2\beta)f_0 - \gamma f_2$$

$$S_4 = -3\gamma c / [2b^2(1 + \alpha)]$$

$$f_0 = \frac{-\beta(\delta - 3) + b^2\alpha\gamma}{2b^4(2 - \alpha)(1 - \alpha)\alpha} +$$

$$+ \frac{c[b^2(1 + \alpha)(3\gamma + 2\beta) - 6\gamma]}{2b^6(2 - \alpha)(1 - \alpha)\alpha(1 + \alpha)}$$

$$f_2 = \frac{\beta(\delta - 3) - b^2\alpha(1 - 2\beta)}{2b^2(1 - \alpha)\alpha} -$$

$$- \frac{c[b^2(1 + \alpha)(3\gamma + 2\beta) - 6\gamma]}{2b^4(1 - \alpha)\alpha(1 + \alpha)}$$

二相区奇异比热为

$$C_v^*/(1 + \Delta T^*) = -(2 - \alpha)(1 - \alpha)(f_0 + f_2 + f_4 + f_6) a k (\Delta T^*)^{-2} [\Delta T^* / (1 - b^2)]^2 \quad (15)$$

其中

$$f_4 = \frac{-(1 - 2\beta)}{2\alpha} + \frac{c[b^2(1 + \alpha)(3 - 2\beta) - 3]}{2b^3\alpha(1 + \alpha)}$$

$$f_6 = -(3 - \alpha\beta)c / 2(1 + \alpha)$$

界面曲线上奇异等容比热为

$$C_v^*/(1 + \Delta T^*) = R^{-\alpha} a k [(1 - \alpha)(1 + 3c)S_1 - \beta(1 + c)S_2'] / 0.5532 \quad (16)$$

其中 $S_1 = S_0 + S_2 + S_4$ ， $S_2' = 2S_2\theta + 4S_4\theta^3$ 。

当 $\theta = +1$ 时为液体边的奇异比热，当 $\theta = -1$ 时为蒸汽边的奇异比热。

临界等容线上奇异比热为

$$C_v^*/(1 + \Delta T^*) = a k (1 - \alpha) S_0 (\Delta T^*)^{-\alpha}$$

基值比热公式可由式(6)

$$C_v^*/T = -d^2F/dT^2 - \rho d^2\mu/dT^2,$$

经过整理得到：

$$C_v^*/(1 - \Delta T^*)$$

$$= -F''(\Delta T^*) - (1 + \Delta \rho^*) \mu''(\Delta T^*) \quad (17)$$

其中 $F''(\Delta T^*)$ 和 $\mu''(\Delta T^*)$ 分别为 Helmholtz 自由能和化学势对温度的二次微分。

三、计算方法与结果

计算时首先给定 T, ρ 值, 按式(7)~(9)用牛顿迭代法算出对应的 R, θ 值。然后应用式(14)和表1的参数表求出 C_v^S 。 C_v^S 在临界点处为无穷大, 故临界点的比热仅由 C_v^S 决定。但是由于 C_v^S 发散又是缓慢的。所以临界点附近的比热是由 C_v^S 和 C_v^B 共同决定的。标度参数方程不能计算 C_v^B , 理论也无法算出 C_v^B , 所以采用拟合方法求之。 C_v^B 相对于 C_v^S 来说有两个特点: ①是小量但不能忽略; ②变化缓慢。这样本文应用新的拟合方法即用离临界点较远的比热差 ($C_v^S - C_v^B$) 来拟合 C_v^B , 即拟合式(17), 这样不但能以高的准确度求得变数 μ'' 和 F'' 的表达式, 而且还相当简单。 C_v^S 为等容比热实验值。本文应用 $T \geq 655\text{K}$ 的三相区的三条等温线上的 ($C_v^S - C_v^B$) 的差值得得: $-F''(\Delta T^*) = 2.27 - 70.80 \times \Delta T^*$, $-\mu''(\Delta T^*) = (-1.72 + 49.18 \times |\Delta T^*|)$ 。把 F'' 和 μ'' 的表示式代入式(17)得到单相区的基值比热计算公式:

$$C_v^{B*}/(1 + \Delta T^*) = 2.27 - 70.80 \Delta T^* + (-1.72 + 49.18 |\Delta T^*|)(1 + \Delta \rho^*) \quad (18)$$

由式(14), (18)分别求出单相区的 C_v^{B*} , C_v^S 。再应用 $C_v^* = C_v^{B*} + C_v^S$ 求出总的等容比热。计算结果示于图1。典型计算值与实验值的比较列于表2。由表2可以看到, 不但在离临界温度较远的 $T \geq 655\text{K}$ 的等温线上, 计算值与实验值^[9, 16]的一致性极好, 偏差一般小于2%, 而且在很接近临界温度 ($T_c = 647.067\text{K}$) $T = 648\text{K}$ 的等温线上, 计算值与实验值在个别点上的最大偏差也小于5%, 该偏差在实验误差范围之内。由此可知, 该公式不但具有良好的拟合性, 而且还具有很强的外推性, 能为没有实验数据的接近临界点的区域提供可靠的必要数据。

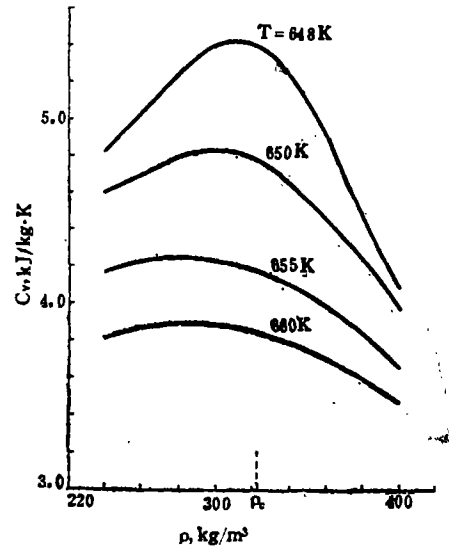


图1 等温线上 C_v 随密度的变化

表2 等温线上计算值与实验值

ρ	$T=648\text{K}$					$T=655\text{K}$				
	C_v^S	C_v^B	C_v	C_v^S	偏差%	C_v^S	C_v^B	C_v	C_v^S	偏差%
240	3.88	0.94	4.82	4.74	1.7	3.59	0.57	4.16	4.06	2.5
260	4.17	0.84	5.01	5.08	-1.4	3.71	0.51	4.22	4.15	1.7
280	4.43	0.74	5.22	5.42	-3.7	3.81	0.43	4.24	4.20	1.2
300	4.75	0.33	5.39	5.66	-4.8	3.87	0.37	4.24	4.21	0.7
320	4.83	0.53	5.41	5.66	-4.3	3.90	0.31	4.21	4.16	1.0
340	4.81	0.43	5.24	5.42	-3.3	3.89	0.23	4.12	4.08	1.0
360	4.56	0.33	4.89	5.01	-2.4	3.83	0.16	3.99	3.96	0.8
380	4.25	0.23	4.48	4.57	-2.0	3.74	0.09	3.83	3.83	0.0
400	3.96	0.13	4.09	4.18	-2.2	3.63	0.02	3.65	3.69	-1.1

用同样的方法可以求得二相区与共存曲线上的基值比热公式。

二相区的 C_v^B 计算公式:

$$C_v^B/(1+\Delta T^*) = 16.35 + 1265.25 \Delta T^* - (12.38 + 1031.0 \Delta T^*)(1 + \Delta \rho^*) \quad (19)$$

共存曲线 C_v^B 计算公式, 对气体边为:

$$C_v^B/(1+\Delta T^*) = -0.2351 + 1.7046 \times (1 + \Delta \rho^*) \quad (20)$$

对液体边为:

$$C_v^B/(1+\Delta T^*) = 4.3171 - 3.3613(1 + \Delta \rho^*) \quad (21)$$

应用上述公式计算的典型结果列于表3、表4和图2、图3。图2是 $\rho=320\text{kg/m}^3$ 等容线上 C_v 随 T 的变化(为了清楚只画了一条等容线上 C_v 随 T 的变化)。这条等容线非常接近临界等容线($\rho_c=322.778$)。由该图可见当 C_v 由单相区过渡到二相区时, C_v 发生了急剧的变化。其他等容线也具有类似形式。二相区的最大偏差为5.1%。图3是界面曲线上 C_v 随密度的变化。在接近临界点时, C_v 也发生急剧的变化,计算值的偏差小于3.3%。由此可知,计算值与实验值的偏差很小,是令人满意的。详细比较列于表2、表3、表4。



图2 等容线上 C_v 随 T 的变化

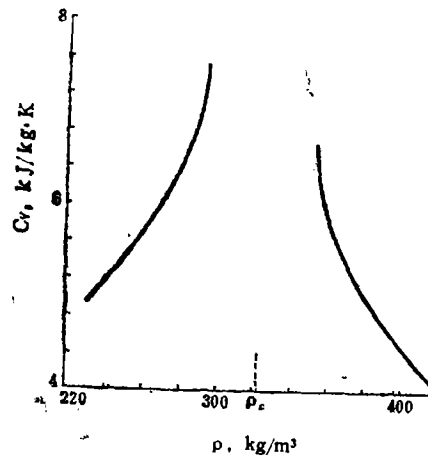


图3 界面曲线上 C_v 的变化

表3 $\rho=320\text{kg/m}^3$ 的等容线上水的等容比热计算值与实验值的比较

T, K	C_v^S	C_v^B	C_v	C_v^B	偏差%
643	7.89	2.53	10.42	10.47	-0.5
644	8.16	2.91	11.07	10.78	+2.7
645	8.53	3.28	11.81	11.24	5.1
646	8.81	3.67	12.48	12.10	3.1
647	12.48	4.08	16.56	16.69	-0.8
648	4.88	0.53	5.41	5.66	-4.4
650	4.31	0.47	4.78	4.82	-0.8
655	3.90	0.30	4.20	4.16	1.0
660	3.72	0.13	3.85	3.87	-0.5
665	3.62	0.0	3.2	3.68	-1.7

总之, 本文提供的临界点附近水的等容比热计算方法与计算公式是可靠的。它既能计算水的单相区 C_v , 也能计算二相区、共存曲线上的 C_v 。公式适用范围很大。计算偏差很小, 且在实验误差范围之内, 其准确度对工程和实验装置设计来说是足够了, 因此计算公式适用于工程计算。另外本方法也适用于其他流体。

表4 界面曲线上的计算值与实验值

气体边						液体边					
ρ^*	C_v^S	C_v^B	C_v	C_v^E	偏差%	ρ	C_v^S	C_v^B	C_v	C_v^E	偏差%
230.91	4.04	0.98	5.02	5.02	0.0	414.66	4.04	0.00	4.04	4.11	-1.7
233.90	4.08	1.00	5.08	5.08	0.0	411.67	4.08	0.03	4.11	4.17	-1.4
237.12	4.14	1.01	5.15	5.15	0.0	408.46	4.14	0.06	4.20	4.23	-0.7
240.60	4.20	1.03	5.24	5.23	0.2	404.97	4.20	0.10	4.30	4.30	0.0
244.43	4.27	1.05	5.33	5.32	0.2	401.15	4.27	0.14	4.41	4.39	+0.5
248.68	4.35	1.08	5.43	5.42	0.2	396.89	4.35	0.18	4.53	4.50	+0.7
253.52	4.45	1.10	5.55	5.55	0.0	392.06	4.45	0.23	4.68	4.63	1.1
259.18	4.58	1.13	5.71	5.72	-0.2	386.40	4.58	0.29	4.87	4.80	1.5
266.13	4.77	1.17	5.94	5.96	-0.3	379.44	4.77	0.37	5.14	5.06	1.6
275.55	5.08	1.22	6.29	6.36	-1.1	370.03	5.07	0.46	5.53	5.48	1.0
291.65	5.91	1.31	7.22	7.47	-3.3	352.92	5.91	0.64	6.55	6.69	-2.1

* ρ 值是运用式(8)、(9)从对应的温度值 645.0, 645.2, 645.4, 645.6, 645.8, 646.0, 646.2, 646.4, 646.6, 646.8, 647.0 求得。

参 考 文 献

[1] Wilcox, L. R., et al., J. Chem. Phys., 48, 749 (1968).

[2] Estlen, W. T., et al., Phys. Rev., A12, 2118 (1975).

[3] Levelt Sengers, J. M. H., et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 15, 1865 (1972).

[4] Альёков, Б. Г., Батырова, Р. Г., Теплоэнергетика, [12], 59 (1971).

[5] Chapela, G. A., et al., Faraday Transaction I, J. Chem. Society, 3, 584 (1974).

[6] Brown, G. R., et al., Phys. Rev., A6, 364 (1972).

[7] Hung, C. C., et al., Phys. Rev., A7, 1304 (1973).

[8] White, J. A., et al., Phys. Rev., A11, 1706 (1975).

[9] Levelt Sengers, J. M. H., J. Phys. Chem. Ref. Data, 12, 1 (1983).

[10] Wegner, F., Phys. Rev., B5, 4529 (1972).
R., et al., Rev. Mod. Phys., 51, 79 (1979).

[11] Misson, M. V., et al., J. Res. Nat. Bur. Stand., 73A, 563 (1969).

[12] Verbeke, O. B., et al., J. Chem. Phys., 73, 4076 (1969).

[13] Schofield, P., Phys. Rev. Lett., 22, 606 (1969).

[14] Ho, J. T., et al., Phys. Rev., B2, 4523 (1970).

[15] Baehr, H. D., et al., Forsch. Ingenieurwesen, 41, 43 (1975).

【上接第80页】

[3] W. K. Lemis Jr., Ind. and Eng. Chem., 28, [4], p. 399 (1936)

[4] 阎光善, 中国石化总公司洛阳工程公司工程设计部工艺室资料。

[5] 上海化工学院等, 化学工程, 第二册。

[6] H. E. Duljee, Hydrocarbon Processing, 54, [9], 122 (1975).

[7] 张全忠, 江西省吉水县酿酒厂内部资料。

[8] 石油部, 节能标准, 中国石化总公司洛阳工程公司设备研究所资料。

preciseness, convenient installation and adjustment, low cost and extensive application etc.

APPLICATION OF LDV IN THE STUDY OF CONTACTORS

Tu Haiyi

(Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University)

The application of laser-Doppler-velocimeter (LDV) in the study of chemical engineering contactors is discussed, and the possibility for measuring the flow fields of Kühni and rotary disc contactor (RDC) with LDV is proved. According to the measured results of the tangential velocity fields of Kühni contactor and RDC, their advantages and disadvantages are analysed. The tangential velocity fields of above two contactors are measured and analysed.

HEAT CAPACITY MEASUREMENT OF LIQUID DIETHYLFORMAMIDE (DEF)

Chen Guangming

(Zhejiang University)

Zhao Guanchun

(Xi'an Jiaotong University)

An automatically-adiabatic calorimeter is described briefly, which can be used for precision measurement of heat capacity of solid and liquid in the temperature range 250-370K. The reliability of the apparatus is verified by measuring the heat capacity of α -Al₂O₃ and n-heptane (accepted as the standard substances). The experimental heat capacity data of DEF measured by the apparatus are reported.

SPECIFIC HEAT AT CONSTANT VOLUME NEAR THE CRITIC POINT OF STEAM

Zhou Xuehua

(Institute of Mechanics, Academic Sinica)

A new calculating method and formulae of specific heat at constant volume

(C_v) near the critical point of steam are provided followed by analyzing the general characteristics of the critical states. C_v values in one-phase region, two phase region and at coexistence curve are calculated by the method, and the results are satisfactory. The formulae, which is simple and accurate, may be used in bench equipment and engineering design.

SOLUBILITY OF CO₂ IN DMF AND ITS AQUEOUS SOLUTION

Chen Zhongxiu & Wu Zhazhi

(Department of Chemical Engineering, Zhejiang University)

The solubilities of carbon dioxide in water, N,N'-dimethyl formamide (DMF) and its aqueous solution are determined at 298.15, 303.15, 308.15 K by a low pressure volumetric apparatus at atmospheric pressure. The Henry constant H_1 , and Ostwald coefficient L are also calculated. The apparatus used in above experiment is suitable for determining the isothermal VLE data (above room temperature) of gas-pure solvent and gas-solvent mixture systems at atmosphere.

A MODIFIED METHOD FOR CALCULATING SURFACE TENSION OF FATTY ALCOHOL

Wang Fuan & Wang Junchang

(Department of Chemical Engineering, Zhengzhou
Institute of Technology)

Some Van der Waals equations proposed for calculating the surface tension of fatty alcohol are verified and modified, and a new single equation is developed to calculate the surface tension of C₁-C₁₈ alcohol, which presents a total mean absolute error of 1.4% between the calculated value and experimental value.