

研究论文

含相变物质流体的自然对流强度评价

戴传山, 张永发, 孙平乐

(天津大学机械工程学院地热中心, 天津 300072)

摘要: 给出了积分平均法、超临界数法两种关于有相变物质流体的自然对流强度评价方法, 并与常规算术平均温度法进行了对比分析. 通过给定两种表观比热容随温度变化的关系式, 即正弦函数和高斯函数, 获得了 Rayleigh 数的修正系数, 以及随加热表面温度的变化规律. 同时, 还可以根据所介绍的分析方法预测获得最佳自然对流传热的工况, 对实现蓄热或传热的最佳控制有指导意义.

关键词: 相变物质; 自然对流; 强度评价; 线性稳定性

中图分类号: TK 124

文献标识码: A

文章编号: 0438-1157 (2006) 02-0246-05

Intensity analysis of natural convection in fluid layer with phase change material particles

DAI Chuanshan, ZHANG Yongfa, SUN Pingle

(School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: The intensity of Rayleigh-Bénard convection in a fluid layer dispersed with phase-change-material particles was studied. Instead of using the conventional mean temperature method, two new methods were proposed for evaluating the intensity of convection in a horizontal fluid layer with strongly variable apparent specific heat. One method was by introducing a modified Ste number in a $Nu-Ra$ correlation or using the integrally averaged specific heat over the layer in calculating the Rayleigh number. The other method was by using the supercriticality (Ra/Ra_c) as the intensity parameter. The critical Rayleigh number Ra_c could be calculated with the linear stability theory. After giving two kinds of correlating functions of non-dimensionalized apparent specific heat functions with respect to temperature, the influences of their amplitudes and phase angles on the critical Rayleigh number were investigated. Results showed that the two proposed methods were more rational comparing with the convectional method. The optimum convective mode predicted by the two methods was in agreement with previous experimental results.

Key words: phase change material slurry; natural convection; intensity evaluation; linear stability theory

引 言

自然对流是自然界中较普遍存在的一种对流方式, 从理论上真正理解自然对流是从英国科学家

Rayleigh 开始的^[1]. 以他的名字命名的自然对流强度评价参数 Ra 是迄今为止自然对流传热研究中的最重要参数. 在几种典型几何结构形式下, 对多种流体进行的实验研究证明, 通过 Rayleigh 线性稳

2005-02-01 收到初稿, 2005-03-30 收到修改稿.

联系人及第一作者: 戴传山 (1964—), 男, 博士, 副研究员.

基金项目: 国家自然科学基金项目 (50576065); 教育部归国人员启动基金资助项目.

Received date: 2005-02-01.

Corresponding author: DAI Chuanshan. E-mail: csdai@tju.edu.cn

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (50576065).

定性理论所预测的临界 Ra_c 与实验结果相当吻合^[2]。然而, 对一些热物性随温度变化较大的流体或一些复杂流体误差比较大。因此, 一些学者针对各种不同情况提出了经验关系准则式及不同的修正方法^[3-4]。Rayleigh 数的定义式为

$$Ra = \frac{g\beta(T_h - T_c)L^3}{\nu\alpha} \quad (1)$$

式中 ν 、 α 分别为运动黏度系数和热扩散系数, β 为体积热膨胀系数, T_h 、 T_c 分别为加热和冷却温度, $T_h - T_c$ 可以是加热表面或冷却表面与主流流体的温度差, L 是定性尺寸。对相变物性流体而言, 通常采用平均温度下的流体热物性参数。然而对一些物性随温度变化较大的流体, 会带来较大的误差, 比如: 黏度系数变化较大的流体, 雷利-贝纳德对流层顶部会出现滞止导热层 (conductive lid), 只在下部产生对流^[5]。通过线性稳定性分析结果得到了后来的实验^[6]和数值模拟结果的证实^[7]。

众所周知, 单一组分的固液相变或气液相变有较明显的相界面, 即使存在自然对流也往往只是在单一相空间内进行, 比如有移动界面的自然对流问题。然而, 最近人们开发的多种功能性流体中, 有一种很有节能潜力的含相变微粒乳胶漆。这种流体是把微小的相变物质颗粒 (体积平均直径可小于 $1 \mu\text{m}$) 通过胶囊化分散在水中, 形成即能流动又能增强蓄热能力、甚至强化对流传热的有多重功效的功能性热流体 (functionally thermal fluids)。近十几年来有很多国内外学者对其进行了研究^[8]。作者对含相变颗粒流体的内空间雷利-贝纳德对流研究结果表明, 相变颗粒的存在确实可以增强传热能力^[9-11]。但同时带来一些新问题, 也出现了许多有趣的对流传热现象。问题之一就是如何比较合理地评价有相变物质流体的自然对流强度。能否沿用传统定义的 Rayleigh 数进行实验数据的整理, 带来的误差有多大, 本文即是对含相变物质流体的雷利-贝纳德对流强度问题进行的探讨。

1 3种自然对流强度计算方法

1.1 算术平均温度法

由于相变物质的存在, 流体的有效比热容 (或称表观比热) 在一定温度下有个峰值, 在没有发生相变时, 比热容随温度的变化不大, 可以视为常数。但有相变发生后, 有效比热容会随温度剧增,

在某个温度下达到最大值, 然后开始下降。相变温度的范围主要与相变物质的成分与百分比有关系。假设水平流体层的上下表面为固体边界, 且为常壁温边界条件的典型雷利-贝纳德结构, 上固体表面温度 T_c 控制在相变的起始温度 T_s , 而下固体表面温度 T_h 可以变化, 但若产生自然对流要求 $T_h > T_c$ 。假设除比热容外其他热物性为常数。给出两种比热容模型, 其一: 假设比热容随温度遵循正弦函数的变化; 其二: 假设比热容随温度遵循高斯函数。若以未发生相变时的比热容为量纲 1 尺度, 并且认为相变温度范围是一个完整的 π 周期, 那么量纲 1 比热容比 $Q (=c_p/c_{p,0})$ 可以表示为

$$Q = 1 + b \sin \psi \quad (2)$$

$$Q = 1 + b \left\{ \exp \left[-c \left(\frac{\psi}{\pi} - \frac{1}{2} \right)^2 \right] - \exp \left(-\frac{c}{4} \right) \right\} \quad (3)$$

式中 $Q (=c_p/c_{p,0})$ 为量纲 1 比热容比, ψ 为相角 $\psi = \left(\frac{T_h - T_s}{T_l - T_s} \right) \pi$, T_s 、 T_l 分别为相变开始时和结束时的温度, b 、 c 为实验数据拟合常数。如图 1 所示, 由于高斯函数模型有两个实验常数, 可以与实验点吻合得比较好。如果以水平流体层的上下表面温度的算术平均为特征温度 (即所谓的 1/2 法则), 则定义的 Ra 为

$$Ra = Q_{\frac{1}{2}} Ra_0 \quad (4)$$

式中 Ra_0 是以比热容是常数 $c_{p,0}$ 定义的 Ra , $Q_{\frac{1}{2}}$ 为温度 $T = \frac{T_c + T_h}{2}$ 时的量纲 1 比热容比, 由式 (4) 可知, 在 $T = \frac{T_s + T_l}{2}$ 时 Ra 最大, 自然对流换热强度最强, 而此时在加热表面和冷却表面处的比热容均为 $c_{p,0}$ 。

1.2 积分平均比热容法

作者认为以一个温度下的比热容代表流体层内所有相变物质的影响不太合理, 因此, 提出了采用流体层内积分平均比热容用于计算 Ra 的方法, 即为

$$Ra = \bar{Q} Ra_0 \quad (5)$$

式中

$$\bar{Q} = \frac{\int_{T_c}^{T_h} Q dT}{T_h - T_c}$$

在文献[9]中应用这一定义对实验结果进行了关联式整理, 只不过文献[9]是以修正 Ste 定义的, 因为, 传统上常使用 Ste 表示潜热和显热比。修正 Ste 的定义式为

$$Ste = \frac{c_{p,0}(T_h - T_c)}{\int_{T_c}^{T_h} c_p dT} \quad (6)$$

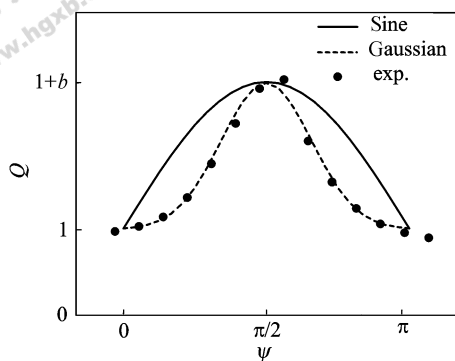


Fig. 1 Normalized specific heat *versus* phase angle

同时, 利用上面定义的修正 Ste 和 Ra_0 整理有相变物质的自然对流实验数据, 得到的结果还是比较满意的^[9-10].

1.3 超临界数法 (supercriticality)

Brooke 等提出对黏度随温度变化较大的流体, 可以采用实际 Ra 与该结构条件下的临界 Ra_c 之比作为独立变量整理实验数据^[12]. 在此 Ra 可以是采用平均温度下的黏度, 也可以采用加热表面温度下的黏度. 采用超临界数法 (Supercriticality, Ra/Ra_c) 整理出的实验关联式更具有通用性, 适合黏度变化或均匀的许多流体. 同时, 认为对有亚临界自然对流情况也比较适合, 因为, 在临界 Ra_c 下 Nu 可能是大于 1 的有限值, 这取决于系统被加热时的起始状态. 可是, 采用此方法的一个缺点是要计算出临界 Ra_c . 目前, 比较简单的方法是线性稳定性分析法. 对比热容随温度变化的流体, 也可以通过线性稳定性分析得到临界 Ra_c 随 b 、 ψ 的变化关系, 具体数值计算方法参见文献^[13]. 图 2 (a) 和图 2 (b) 分别表示计算得到的临界 Ra_c 随量纲 1 比热容函数系数 b 以及相角 ψ 或加热温度的变化关系. 在采用高斯函数时 c 值取为 20, 该值通过拟合实验数据获得, 参见图 1. 值得指出的是在不同的 b 数下, 无论是正弦函数形式的比热容还是高斯函数形式的比热容, 在 $\psi \approx 0.9\pi$ 时 Ra_c 达到最小.

采用超临界数法 (supercriticality) 对 Ra 进行修正, 得到修正后的 Ra 可以表示为

$$Ra = \left(\frac{1708}{Ra_c} \right) Ra_0 \quad (7)$$

可以把式 (4)、式 (5)、式 (7) 写成统一形式: $Ra = f(b, c, \psi) Ra_0$, 系数 $f(b, c, \psi)$ 是关于实测比热容拟合系数 b 、 c 以及加热相角 ψ 的函数.

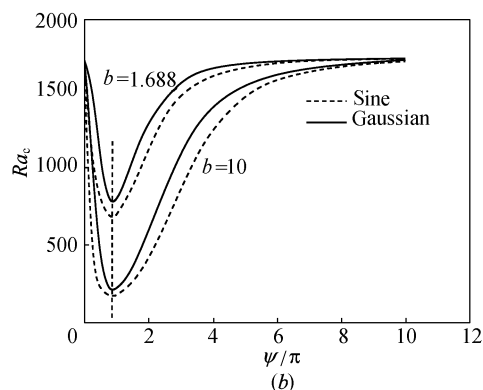
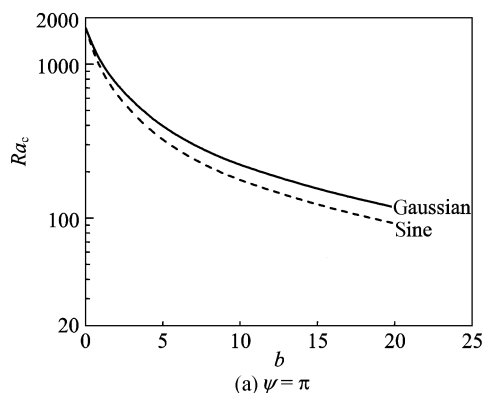


Fig. 2 Critical Rayleigh number *versus* amplitude b and phase angle ψ

2 结果与讨论

图 3 和图 4 是在 $b=1.688$ 、 $c=20$ 条件下, 3 种定义下的系数 f 随相角 ψ 的变化关系. 这里 b 值的大小反映比热容变化的最大波幅, 对相同的相变物质也可以反映出其浓度的大小. 由图 3 和图 4 可以看出, 比热容随温度的变化无论是正弦函数关系还是高斯函数关系, 在上冷却表面温度控制在相变起始温度的情况下, 随着下加热表面温度的变化, 都会出现最大的换热强度. 在此温度下, 传热系数或 Nu 可以出现局部最大值. 这点与以往的实验结果和理论模拟结果吻合. 然而, 出现最大值时的相角 ψ 或者加热面的温度有所不同. 对常规算术平均法, 出现峰值的位置是加热表面控制在相变物质全部变成液相时的温度, 即 $\psi = \pi$. 而积分平均法的峰值位置比较靠前, 约在 $\psi = 3\pi/4$ 处, 采用超临界数介于前面两者之间, 约在 $\psi = 0.9\pi$ 处. 另外, 如果采用算术平均法, 在加热面与冷却面的温度差超过两个完整的相变温度范围周期后, 不再体现有相变对自然对流的强化传热作用, 系数 $f(b, c, \psi)$ 恢复为 1. 而其他两种方法是逐步的递减过程,

显然, 后两者比较合理. 经过最大值后, 采用算术平均法的系数 $f(b, c, \psi)$ 随相角 ψ 或者加热面的温度的增加下降最为显著, 其次是超临界系数法, 下降最缓的是积分平均法. 同时, 由图 3 和图 4 还可以看出, 在 ψ 值比较低时 ($\psi < 0.5\pi$), 对正弦函数关系的比热容变化, 3 种方法基本一致. 而对有 Gaussian 函数关系的比热容变化也基本相同. 说明对大多数流体而言, 采用算术平均温度作为定性温度计算得到的 Rayleigh 数是满足要求的.

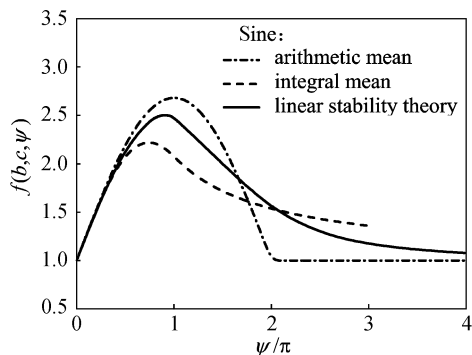


Fig. 3 Correction factors of Ra number vs. phase angle for various correlating methods

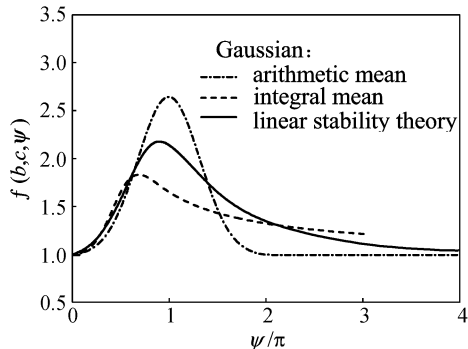


Fig. 4 Correction factors of Ra number vs. phase angle for various correlating methods

3 结 论

本文给出了积分平均法、超临界数法两种关于有相变物质流体的自然对流强度评价方法. 并与常规算术平均温度法进行了对比分析. 只要获得根据实测比热容数据进行的拟合关系式, 就可以通过上述介绍的方法获得 Ra 的修正系数. 从而, 对传热数据进行整理分析. 同时, 还可以根据所介绍的方法预测在何温度下获得最佳的换热工况, 从而实现蓄热或传热的最佳控制. 尽管所介绍的积分平均法、超临界数法是针对有雷利-贝纳德结构导出的, 但对其他结构形式下的有相变物质流体的自然对流

强度评价也有指导意义.

符 号 说 明

- b ——量纲 1 比热容函数的波幅系数
- c ——量纲 1 比热容函数中的系数
- c_p ——比定压热容, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
- g ——重力加速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
- L ——流体层厚度, m
- Q ——量纲 1 比热容 ($Q = c_p / c_{p,0}$)
- Ra ——Rayleigh 数
- T_c, T_h ——分别为冷却面、加热面温度, $^\circ\text{C}$
- T_l ——相变物质液化完了温度, $^\circ\text{C}$
- T_s ——相变物质开始液化温度, $^\circ\text{C}$
- ΔT ——流体层温度差 ($\Delta T = T_h - T_c$), $^\circ\text{C}$
- α ——热扩散系数, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
- β ——体积热膨胀系数, $^\circ\text{C}^{-1}$
- ν ——运动黏度系数, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
- ρ ——密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
- ψ ——相角

References

- [1] Rayleigh L. On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side. *Philos. Mag. J. Sci.*, 1916, **32**: 529-546
- [2] Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: Oxford University Press, 1961
- [3] Getling A V. Rayleigh-Bénard Convection: Structures and Dynamics. Advanced Series in Nonlinear Dynamics. 11, Singapore: World Scientific Press, 1998
- [4] Arpacı V S, Kao Shu-Hsin. Foundations of Buoyancy Driven Heat Transfer Correlations. *ASME J. Heat Transfer*, 2001, **123**: 1181-1184
- [5] Stengel K C, Oliver D S, Booker J R. Onset of convection in a variable-viscosity fluid. *J. Flow Mech.*, 1982, **120**: 411-431
- [6] Richter F M, Nataf H C, Daly S F. Heat transfer and horizontally averaged temperature of convection with large viscosity variations. *J. Fluid Mech.*, 1983, **129**: 173-192
- [7] Ogawa M, Schubert G, Zebib A. Numerical simulations of three-dimensional thermal convection in a fluid with strongly temperature-dependent viscosity. *J. Fluid Mech.*, 1991, **233**: 299-328
- [8] Inaba H. New Challenge in advanced thermal energy transportation using functionally thermal fluids. *Int. Journal of Thermal Sciences*, 2000, **39**: 991-1003
- [9] Inaba H, Dai Chuanshan (戴传山), Horibe A. Natural

- convection heat transfer of microemulsion phase-change-material slurry in rectangular cavities heated from below and cooled from above. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2003, **46** (23): 4427-4438
- [10] Inaba H, Dai Chuanshan (戴传山), Horibe A. Natural convection heat transfer in enclosures with microemulsion phase-change-material slurry. *Heat and Mass Transfer*, 2003, **40**: 179-189
- [11] Inaba H, Dai Chuanshan (戴传山), Horibe A. Numerical simulation of Rayleigh-Bénard convection in non-Newtonian phase change material slurries. *Int. J. Thermal Sciences*, 2003, **42**: 471-480
- [12] Booker J R, Stengel K C. Further thoughts on convective heat transport in a variable viscosity fluid. *J. Flow Mech.*, 1978, **86**: 289-303
- [13] Dai Chuanshan (戴传山), Si Shirong (司士荣). Onset of Rayleigh-Bénard convection in a fluid layer dispersed with phase-change-material particles. *Journal of Chemical Industry and Engineering (China)* (化工学报), 2004, **55** (5): 824-827