

# 汽液相变换热过程唯象系数的计算

吴双应, 曾丹苓

(重庆大学 动力工程学院, 重庆 400044)

**摘 要:** 基于非平衡热力学理论, 导出了汽液相变过程化学势的变化及汽泡临界半径的计算式; 在此基础上, 提出用唯象系数表征相变换热过程的强度, 给出了相变换热过程的唯象系数的计算式并进行了数值计算; 讨论了相变过程的推动力和汽泡半径等参数对相变过程唯象系数的影响。

**关 键 词:** 相变; 唯象系数; 非平衡热力学

中图分类号: TK124·0371 文献标识码: A

## 1 引 言

相变换热是在介质相变下的传热。对相变换热的研究, 过去一向依靠实验。一些计算公式, 都是经实验数据的拟合得到的。因此在使用中, 有一定的局限范围, 同时有一定的误差。目前, 对相变换热强度, 一般采用相变对流换热系数来反映, 该系数的定义和单相对流换热一样, 都是采用热流密度与对流换热温差之比而得到。然而, 相变对流换热传递的主要是介质的汽化潜热, 其对流换热过程存在质量的迁移, 这一点与单相对流换热存在很大的不同, 如果采用相变对流换热系数就不能反映相变对流换热的物理本质。由非平衡热力学理论<sup>[1]</sup>, 任何相变过程都是一个典型的不可逆过程, 驱动相变过程的广义热力学力  $X$  与相互接触的两相间的化学势差有关, 与热力学力共轭的流即是质量转化率  $J_m$ , Onsager 理论认为,  $J_m$  与  $X$  近似呈直线关系, 其比例系数为唯象系数  $L$ , 这也就说明, 唯象系数  $L$  可以作为反映相变对流换热强度的一个重要指标。该系数的定义不仅象对流换热系数一样简单明了, 而且更重要的是它能真正揭示相变换热过程的本质; 而目前有关相变换热过程唯象系数的计算还未见有关文献报道。于是, 本文以非平衡热力学理论为基础, 首先导出汽液相变过程化学势的变化及汽泡临界半径的计算式; 然

后以水和水蒸气为工质, 采用 IFC 公式计算水和水蒸气的有关参数<sup>[2]</sup>, 最终对相变换热过程的唯象系数进行数值计算, 并讨论有关参数对其的影响, 从而为相变换热的机理研究提供基础。

## 2 汽液相变换热过程化学势的变化及汽泡的临界半径

对一个压力为  $p$ , 温度为  $T$  的系统, 有以下热力学关系:

$$ds = \frac{c_p}{T}dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp \quad (1)$$

式中:  $s$ —流体的比熵,  $J/(kg \cdot K)$ ;  $c_p$ —定压比热,  $J/(kg \cdot K)$ ;  $v$ —流体比容,  $m^3/kg$ 。

假定液体比容不随温度而变化, 即有:

$$\left(\frac{\partial v_l}{\partial T}\right)_p \approx 0 \quad (2)$$

汽体为理想气体, 即有:

$$\left(\frac{\partial v_v}{\partial T}\right)_p \approx \frac{R}{P} \quad (3)$$

式中:  $R$  为气体常数。

对温度为  $T_1$ , 压力为  $p_1$  的过热液, 其熵  $s_1$  为:

$$s_1 = s_{1s} + \Delta s_1 \quad (4)$$

式中:  $s_{1s}$ —饱和液体的熵;  $\Delta s_1$  为从饱和温度  $T_s(p_1)$  对应下的饱和温度) 上升到过热温度  $T_1$  时的熵增。

由式(1)、(2)和(4)得:

$$s_1 = s_{1s} + \int_{T_s}^{T_1} ds = s_{1s} + c_{p1} \ln\left(\frac{T_1}{T_s}\right) \quad (5)$$

式中:  $c_{p1}$ —液体的定压比热容。

同理对过热蒸汽的熵  $s_v$  为:

$$s_v = s_{vs} + \Delta s_v \quad (6)$$

式中:  $s_{vs}$ —饱和蒸汽的熵;  $\Delta s_v$ —从饱和温度  $T_s$  上升到过热温度  $T_v$  的熵增。

收稿日期: 2004-03-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50076048)

作者简介: 吴双应(1968-), 男, 安徽桐城人, 重庆大学副教授。

由式(1)、(3)和(6)得:

$$s_v = s_{vs} + \int_{T_s}^{T_v} ds = s_{vs} + c_{pv} \ln\left(\frac{T_v}{T_s}\right) - R \ln \frac{p_v}{p_s} \quad (7)$$

式中:  $c_{pv}$ —汽体的定压比热容。

在汽液相平衡条件下, 汽泡内外压力差满足 Laplace 方程:

$$p_v = p_l + \frac{2\sigma}{r} \quad (8)$$

式中:  $\sigma$ —汽液界面的表面张力;  $r$ —汽泡半径。

同时考虑到汽液相平衡时, 过热液温度  $T_1$  和过热蒸汽温度  $T_s$  相等, 则汽液之间的化学势差  $\Delta\mu$  为:

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= \mu_l - \mu_v = (h_l - T_1 s_l) - (h_v - T_s s_v) \\ &= (h_l - h_v) - T_1 (s_l - s_v) \end{aligned} \quad (9)$$

其中: 过热液的焓  $h_l$  和过热蒸汽的焓  $h_v$  分别为:

$$h_l = h_{ls} + c_{pl}(T_1 - T_s) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} h_v &= h_{vs} + c_{pv}(T_v - T_s) \\ &= h_{vs} + c_{pv}(T_1 - T_s) \end{aligned} \quad (11)$$

式中:  $h_{ls}$  和  $h_{vs}$  分别为饱和液体与饱和蒸汽的焓。

把式(10)、(11)代入式(9), 并结合式(5)、(7)得:

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= -h_{fg} + (T_1 - T_s)(c_{pl} - c_{pv}) - T_1(s_{ls} - s_{vs}) - T_1(c_{pl} - c_{pv}) \ln\left(\frac{T_1}{T_s}\right) - RT_1 \ln\left(\frac{p_l + 2\sigma/r}{p_l}\right) \\ &= -h_{fg} + (T_1 - T_s)(c_{pl} - c_{pv}) + \frac{T_1}{T_s} h_{fg} - T_1(c_{pl} - c_{pv}) \ln\left(\frac{T_1}{T_s}\right) - RT_1 \ln\left(\frac{p_l + 2\sigma/r}{p_l}\right) \\ &= (c_{pl} - c_{pv} + \frac{h_{fg}}{T_s}) \Delta T - T_1(c_{pl} - c_{pv}) \ln\left(\frac{T_1}{T_s}\right) - RT_1 \ln\left(\frac{p_l + 2\sigma/r}{p_l}\right) \end{aligned} \quad (12)$$

式中:  $\Delta T$ —液体的过热度(=  $T_1 - T_s$ ),  $h_{fg}$ —汽化潜热。

当  $\Delta\mu = 0$  时, 可以得到汽泡临界半径  $r_c$  与液体过热度  $\Delta T$  之间的关系:

$$\begin{aligned} r_c &= \frac{2\sigma}{p_l} \left\{ \exp\left\{ \frac{1}{RT_1} \left[ (c_{pl} - c_{pv} + \frac{h_{fg}}{T_s}) \Delta T - T_1 (c_{pl} - c_{pv}) \ln\left(\frac{T_1}{T_s}\right) \right] \right\} - 1 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

将上式的对数项作如下展开, 并取一级近似可得:

$$\ln(x) = x - 1 \quad (0 < x \leq 2),$$

$$\ln(x) = 2 \frac{x-1}{x+1} \quad (x > 0)$$

则有:

$$\ln\left(\frac{T_1}{T_s}\right) = -\ln\left(\frac{T_s}{T_1}\right) = \frac{\Delta T}{T_1} \quad (14)$$

$$\ln\left(\frac{p_l + 2\sigma/r}{p_l}\right) = 2 \frac{p_l - p_l}{p_l + p_l} = \frac{2\sigma}{p_l + \sigma} \quad (15)$$

由式(12)、(14)和(15)可得:

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= (c_{pl} - c_{pv} + \frac{h_{fg}}{T_s}) \Delta T - T_1(c_{pl} - c_{pv}) \left(\frac{\Delta T}{T_1}\right) - RT_1 \left(2 \frac{p_l + 2\sigma/r - p_l}{p_l + 2\sigma/r + p_l}\right) = \frac{h_{fg}}{T_s} \Delta T - RT_1 \left(\frac{2\sigma}{p_l + \sigma}\right) \end{aligned} \quad (16)$$

当  $\Delta\mu = 0$  时, 可得到汽泡临界半径的另一近似计算式:

$$r_c = 2\sigma \frac{RT_1 T_s}{p_l h_{fg} \Delta T} - \frac{\sigma}{p_l} \quad (17)$$

当  $\sigma \ll p_l$  时,  $\sigma/p_l \rightarrow 0$ , 且根据理想气体状态方程可把上式简化为:

$$r_c = \frac{2\sigma T_s}{\rho_v h_{fg} \Delta T} \quad (18)$$

式中:  $\rho_v$ —压力  $p_l$  下的蒸汽密度,  $\text{kg}/\text{m}^3$ 。

式(18)与已有的利用 Clausius-Clapeyron 方程导出的汽泡临界半径与液体过热度之间的关系式是一致的<sup>[3~4]</sup>, 由此可见, 本文从化学势角度导出的汽泡临界半径与液体过热度之间的关系式更具有—般性。

### 3 相变换热过程的唯象系数

液体的汽化不是整个系统同时汽化蒸发, 而是一个个汽泡独立汽化的过程, 即具有一定的汽泡核心。由汽泡成长过程的分析可知, 只有半径  $r > r_c$  的那些汽泡核心才能在过热液中进一步长大, 而那些半径  $r < r_c$  的汽泡核心必然自行消失, 具有半径  $r_c$  的汽泡核心称为临界汽泡核心。单位时间、单位液体容积中能产生的临界汽泡核心数目称为汽泡核化速率, 用  $f_v$  表示。根据概率关系, 可以按波尔兹曼能量分布律写出下式:

$$f_v = NB \exp\left(-\frac{W_k}{kT_1}\right) \quad (19)$$

式中:  $N$ —分子数密度, 分子/ $\text{m}^3$ ;  $B$ —碰撞次数, 次数/ $\text{s}$ ;  $k$ —波尔兹曼常数,  $k = 1.3805 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ;  $T_1$ —过热液的温度,  $\text{K}$ ;  $W_k$ —形成一个汽泡所需功量(即可用能的变化),  $\text{J}$ , 可按汽泡尺寸为  $r_c$  时的最大值决定, 其计算式为<sup>[3,4]</sup>:

$$W_k = \Delta\Phi_c = \frac{4}{3} \pi r_c^2 \sigma \quad (20)$$

把式(18)及式(20)代入式(19), 得到汽泡的核化速率  $f_v$  与过热度  $\Delta T$  之间的关系:

$$f_v = NB \exp\left[-\frac{4\pi\sigma}{3kT_l} \left(\frac{2\sigma T_s}{\rho_v h_{fg} \Delta T}\right)^2\right] \quad (21)$$

式中:  $T_s$ —液体在  $p_l$  压力下的饱和温度, K;  $\rho_v$ — $p_l$  下蒸汽的密度,  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $h_{fg}$  为汽化潜热, J/kg;  $\sigma$ —表面张力, N/m.

任何实际的相变过程(包括沸腾和凝结)是同时存在传热、流体流动和相转变的复杂的耦合不可逆过程, 是在广义热力学力推动下产生与之共轭流的结果. 在相变中, 其共轭流为质量蒸发率, 用  $J_m$  来表示, 热力学力用  $\Delta\mu/T$  来表示. 上述分析, 得到了汽泡核化速率与液体过热度的关系, 知道汽泡的形成是在半径大于临界半径的条件下形成的. 单位时间、单位容积内的汽泡数在微观上用汽泡形成速率  $f_v$  来表示, 而在宏观上我们用汽泡的质量蒸发率  $J_m$  来表示, 它们之间的关系为:

$$J_m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v f_v \quad (22)$$

把式(21)代入上式得:

$$J_m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v \cdot NB \exp\left[-\frac{4\pi\sigma}{3kT_l} \left(\frac{2\sigma T_s}{\rho_v h_{fg} \Delta T}\right)^2\right] \quad (23)$$

根据昂萨格理论, 有下列唯象关系:

$$J_m = LX_m = L\Delta\left(\frac{\mu}{T}\right) = \frac{L}{T}\Delta\mu \quad (24)$$

则得唯象系数  $L$  的定义式:

$$L = \frac{J_m}{\Delta\mu/T} \quad (25)$$

上式即为相变唯象定律的表达式,  $\Delta\mu/T$  为热力学力(相变驱动力), 由相变热平衡, 有  $T = T_l = T_v$ . 上式奠定了非平衡热力学的基础, 阐明了流和力在相变中的关系. 由式(16)可得热力学力  $\Delta\mu/T$  为:

$$\frac{\Delta\mu}{T} = \frac{1}{T} \left[ \frac{h_{fg}}{T_s} \Delta T - RT_l \left( \frac{2\sigma}{rp_l + \sigma} \right) \right] \quad (26)$$

把式(23)和式(26)代入式(25)得相变唯象系数  $L$  为:

$$L = \frac{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v \cdot NB \exp\left[-\frac{4\pi\sigma}{3kT_l} \left(\frac{2\sigma T_s}{\rho_v h_{fg} \Delta T}\right)^2\right]}{\frac{1}{T_l} \left[ \frac{h_{fg}}{T_s} \Delta T - RT_l \left( \frac{2\sigma}{rp_l + \sigma} \right) \right]} \quad (27)$$

即给出了唯象系数  $L$  与液体过热度等参数之间的关系.

### 4 数值计算结果和分析

图1给出了在一定的液体压力  $p_l$  下汽泡核化速率  $f_v$  与液体过热度  $\Delta T$  之间的关系曲线. 从图中可看出, 随着过热度  $\Delta T$  的增大, 汽泡核化速率  $f_v$  增加, 这是由于随着过热度  $\Delta T$  的增加, 汽泡的临界半径  $r_c$  减少, 这时就有更多的汽化核心产生, 即使汽泡核化速率  $f_v$  增加; 另外从图中还可看出, 在过热度  $\Delta T$  较大时, 此时汽泡核化速率  $f_v$  随过热度的增加而增大较慢, 而在过热度  $\Delta T$  较小时, 汽泡核化速率  $f_v$  随过热度  $\Delta T$  的增加而增大较快, 这就说明液体的初始过热度对相变过程的影响较大.

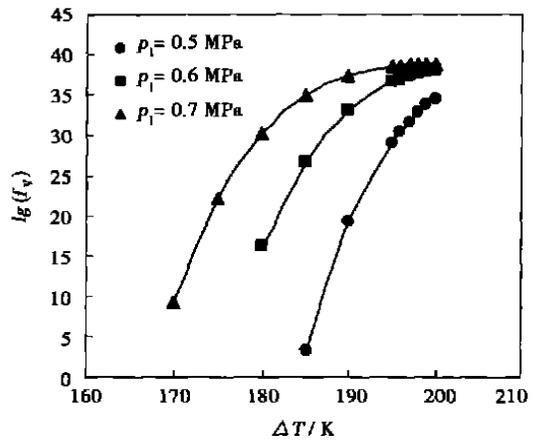


图1 汽泡核化速率  $f_v$  与液体过热度  $\Delta T$  之间的关系

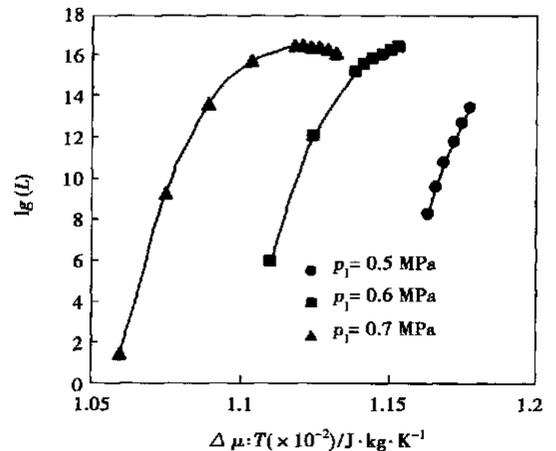


图2 唯象系数  $L$  与相变驱动力  $\Delta\mu/T$  之间的关系

图2给出了在一定的液体压力 $p_l$ 下相变过程唯象系数 $L$ 与相变过程推动力 $\Delta\mu/T$ 之间的关系曲线。从图中可看出,随着推动力 $\Delta\mu/T$ 的增大,唯象系数 $L$ 并不是单调递增,特别是在液体压力 $p_l$ 较大时,存在一推动力 $\Delta\mu/T$ 使得唯象系数 $L$ 达到最大。这是由于随着相变过程的进行,质量蒸发率 $J_m$ 增加,然而随着汽泡的长大,界面单位面积上的传热量会减小,当传递的热量不能满足相变蒸发过程的要求时,虽然相变过程推动力 $\Delta\mu/T$ 仍在不断增加,但质量蒸发率 $J_m$ 将因能量供应不足而增大缓慢,这就导致了 $L-\Delta\mu/T$ 曲线有最大值出现,说明随着相变过程的进行,质量蒸发率 $J_m$ 和相变推动力 $\Delta\mu/T$ 的增大速率是不相同的,即相变过程前期,质量蒸发率 $J_m$ 的增大速率要大于相变推动力 $\Delta\mu/T$ 的增大速率,而在相变过程后期,质量蒸发率 $J_m$ 的增大速率要小于相变推动力 $\Delta\mu/T$ 的增大速率。

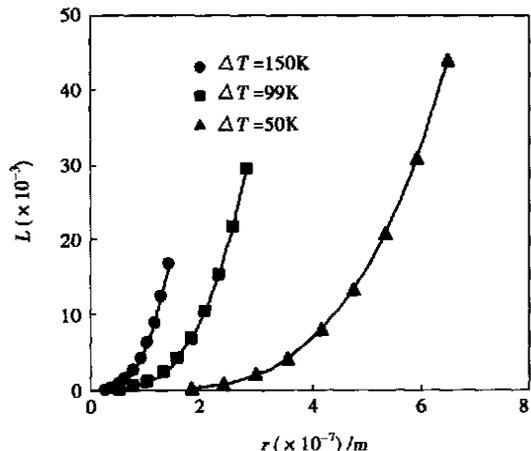


图3 唯象系数 $L$ 与汽泡半径 $r$ 之间的关系 ( $p_l = 0.1 \text{ MPa}$ )

图3给出了在一定的液体过热度 $\Delta T$ 下,相变过程唯象系数 $L$ 与汽泡半径 $r$ 的变化关系曲线。从图

中可看出,随着相变过程汽泡半径 $r$ 的增大,唯象系数 $L$ 单调递增,这说明相变换热过程的强度在不同的相变换热过程时刻是不相同的,而传统的相变对流换热系数反映的是相变换热过程的平均效果,而不能反映相变换热过程的局部效果。另外从计算结果还可看出,当汽泡半径 $r > r_c$ 时有 $L > 0$ ,即有质量的迁移,从而使汽泡不断长大;而当 $r < r_c$ 时有 $L < 0$ ,即无质量的迁移,汽泡将不复存在。同时,在相同的汽泡半径 $r$ 下,液体过热度 $\Delta T$ 大时,其唯象系数 $L$ 越大,相变换热过程越强。

### 5 结 论

基于非平衡热力学理论,导出了汽液相变过程化学势的变化及汽泡临界半径的计算式;在此基础上,提出用相变换热过程的唯象系数作为评价相变换热过程强度的指标,给出了相变换热过程的唯象系数的计算式并进行了数值计算。结果表明:随着过热度 $\Delta T$ 的增大,汽泡核化速率 $f_v$ 增加;随着推动力 $\Delta\mu/T$ 的增大,唯象系数 $L$ 并不是单调递增,特别是在液体压力 $p_l$ 较大时,存在一推动力 $\Delta\mu/T$ 使得唯象系数 $L$ 达到最大;随着相变过程汽泡半径 $r$ 的增大,唯象系数 $L$ 单调递增,当汽泡半径 $r > r_c$ 时有 $L > 0$ ,即有质量的迁移,从而使汽泡不断长大;而当 $r < r_c$ 时有 $L < 0$ ,即无质量的迁移,汽泡将不复存在。

### 参考文献:

- [1] 曾丹苓. 工程非平衡热力学[M]. 北京: 科学出版社, 1991.
- [2] SMIDT V D I. 水和水蒸气热力学性质图表[M]. 西安热工研究所译. 北京: 水利电力出版社, 1974.
- [3] 施明恒, 甘永平, 马重芳. 沸腾与凝结[M]. 北京: 高等教育出版社, 1995.
- [4] 林瑞泰. 沸腾换热[M]. 北京: 科学出版社, 1988.

喜 迎 二 ○ ○ 五 年

depth analysis was conducted of the influence of thermal non-equilibrium effect, fluid physical properties, wall surface inclination angle and Reynolds number on the stability of stationary waves. The results of the study indicate that the influence of thermal non-equilibrium effect on the stability of the stationary waves is relatively significant only under small Reynolds numbers. At higher Reynolds numbers the stability is mainly dependent on inertial force and viscosity force. In the whole range of Reynolds number, fluid physical properties and wall surface inclination angle all play a very conspicuous role. **Key words:** evaporation, cooling, thermal non-equilibrium effect, thin liquid film, stationary wave, stability

汽液相变换热过程唯象系数的计算 = **Calculation of Phenomenological Coefficient in the Heat Exchange Process of Liquid-vapor Phase Transition** [刊, 汉] / WU Shuang-ying, ZENG Dan-ling (College of Power Engineering under the Chongqing University, Chongqing, China, Post Code: 400044) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2004, 19(6). — 593 ~ 596.

In the light of the theory of non-equilibrium thermodynamics derived is formula for calculating the chemical potential variation and vapor bubble critical radius in the heat exchange process of liquid-vapor phase transition. On this basis, a phenomenological coefficient is proposed to evaluate the intensity of phase-transition heat exchange process. Meanwhile, a formula for calculating the phenomenological coefficient of phase-transition heat exchange process is given and a numerical calculation performed. The impact of the driving force of the phase-transition process, and bubble radius, etc on the phenomenological coefficient is also discussed. **Key words:** phase transition, phenomenological coefficient, non-equilibrium thermodynamics

有叶扩压器内部流场的 PIV 实验测量 = **PIV (Particle Image Velocimetry) Experimental Measurements of the Flow Field in a Bladed Diffuser** [刊, 汉] / ZHANG Li, WANG Qi-jie (Power Engineering Department, Shanghai Electric Power Institute, Shanghai, China, Post Code: 200090), CHEN Han-ping (Mechanical College under the Shanghai Jiaotong University, Shanghai, China, Post Code: 200030) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2004, 19(6). — 597 ~ 600.

By making use of PIV (particle image velocimetry) techniques capable of acquiring an instantaneous velocity field an experimental investigation is conducted of the flow in a bladed diffuser. The flow field in the diffuser at different flow conditions was measured. The test data were processed by the use of an integral averaged method and diagrams showing velocity field distribution at various flow conditions were obtained. An analysis and discussion of the above was also conducted. **Key words:** bladed diffuser, experimental measurement, particle image velocimetry

CFD 技术在汽轮机定子线圈冷却水流量测量中的应用 = **The Application of CFD (Computational Fluid Dynamics) Technology for the Measurement of Cooling Water Flow in a Turbogenerator Stator Coil** [刊, 汉] / XIAO Hui-min, YANG Jian-dong (National Key Laboratory of Water Resources & Hydropower Engineering Sciences under the Wuhan University, Wuhan, China, Post Code: 430072) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2004, 19(6). — 601 ~ 604.

By using an ultrasonic flowmeter to detect and measure the flow rate of cooling water in a large-sized turbogenerator stator coil it is possible to directly ascertain whether there exists a phenomenon of cooling water jamming and leak, thus thoroughly solving the problem of cooling water blocking. However, when the ultrasonic flowmeter is used for conducting measurements in a curved tube section, errors may occur. By using CFD (computational fluid dynamics) technology the authors have calculated the cooling-water flow velocity distribution in the generator stator coil at a thermal power plant and analyzed the influence of in-tube flow on ultrasonic flow gauging. As a result, the variation tendency of measurement errors at various measuring locations was obtained. The use of CFD technology makes it possible to determine the optimum installation location for an ultrasonic flowmeter, thus providing a theoretical basis for obtaining an accurate flow rate. **Key words:** ultrasonic flowmeter, curved pipe, computational fluid dynamics