

激冷室内气体穿越液池过程 气液固三相的数值模拟

吴 晔, 谢海燕, 李 铁, 袁竹林

(东南大学能源与环境学院 洁净煤发电及燃烧技术教育部重点实验室, 江苏 南京 210096)

摘 要:水煤浆气化炉激冷室内合成气穿越液池过程是复杂的气液固三相的流动过程, 该过程起到合成气的进一步冷却及其所含凝渣捕集的作用。将欧拉和拉格朗日方法相结合, 用 VOF 模型跟踪气液界面, 用直接模拟蒙特卡罗方法 (DSMC) 计算颗粒碰撞。对含渣气体穿越液池的气液固三相流动过程进行了数值模拟, 探讨了不同粒径、气流速度以及下降管出口淹没深度对气液流场以及对固体颗粒分离的影响。研究表明: 气体出下降管后做流动方向急剧突变的流动, 穿越过程气液形成具有一定周期的波状流动; 含尘气体穿越液池过程对颗粒具有较高的捕集效率; 颗粒的捕集效率随着粒径的增大而提高; 随着气流流出速度以及下降管出口淹没深度的增加, 液体的扰动加强, 产生更多的液滴, 有助于颗粒捕集效率的提高, 但气流速度及淹没深度对颗粒捕获效率的影响逐渐减弱。

关 键 词: 气化炉; 激冷室; 气液固三相; 捕集效率; 直接模拟蒙特卡罗方法

中图分类号: O359 文献标识码: A

引 言

在 Texaco 水煤浆气化炉中, 从燃烧室出来的高温合成气进入激冷室, 在激冷室内进行冷却及除渣。激冷室主要由激冷环、下降管、上升管和液池组成 (见图 1)。

下降管出口浸入液池中。激冷水从激冷环内流出, 沿下降管内壁流入液池, 高温合成气与下降管内壁水膜直接接触发生强烈的热质交换, 合成气中熔融态灰渣发生聚并与凝结。合成气沿着下降管进入液池, 大部分凝渣与气体发生分离而留在液池中, 合成气得到初步净化以便满足后续工段的需要^[1-4]。该净化过程依次可以分为 3 个阶段^[5]: 含尘气体经下降管以一定速度冲击水面并急剧改变方向。气流

中的凝渣因惯性作用与水碰撞而被捕集, 称为冲击作用阶段; 较小的凝渣随气流以细流的方式穿过水层, 激发出的大量泡沫和水花, 使凝渣进一步被捕集, 称为泡沫作用阶段; 气流进入液池上部空间, 并在前阶段激起的水花和雾滴回落时的淋浴下得到再次净化, 称为淋浴作用阶段。通过以上 3 个阶段, 合成气中的大部分凝渣被除去。在运作时气化炉激冷室内进行着高温高压的传热、传质过程, 这使得相关的试验研究较难以开展^[6]。而数值模拟方法往往能有效的发挥出探讨其内在规律的作用^[7]。

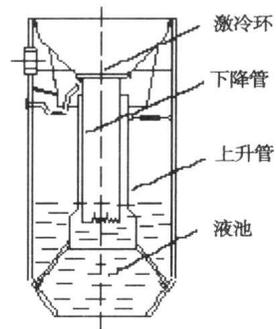


图 1 激冷室

本文将欧拉和拉格朗日方法相结合, 对气化炉激冷室内合成气穿越液池的流动过程进行气液固三相的数值模拟, 揭示了该流动过程以及凝渣的分离规律; 分析了不同粒径、不同气流速度以及下降管插入液池深度对流动及凝渣分离的影响。

1 数值模拟平台的建立

1.1 物理模型

收稿日期: 2006-10-24; 修订日期: 2006-12-12

基金项目: 国家重点基础研究发展规划基金资助项目 (2004CB217707)

作者简介: 吴 晔 (1977-) 男, 湖北武汉人, 东南大学博士研究生

根据本文的工程背景, 气化炉激冷室的尺寸如表 1 所示。

表 1 尺寸数据

数值	数值
下降管内径/m	0.875
下降管外径/m	0.887
下降管高度/m	4
激冷室内径/m	2.8
激冷室外径/m	2.812
激冷室高度/m	7

考虑到圆周方向上流体速度变化较为均匀, 为此假设沿激冷室圆周方向上没有速度的变化, 仅考虑沿高度方向和半径方向上的速度变化, 这样可以将三维的物理模型简化为仅在高度和半径方向上变化的二维轴对称物理模型。同时考虑到在实际操作中, 合成气穿越液池存在较强的带液现象, 同时合成气中的凝渣容易阻塞下降管与上升管之间的环隙。因此本文简化得到的物理模型如图 2 所示, 模型尺寸如表 1 所示。

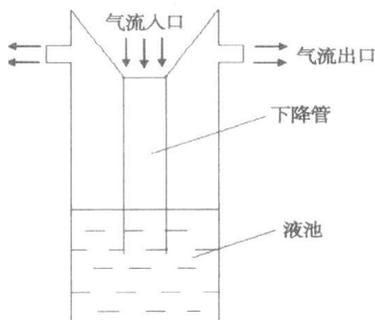


图 2 物理模型

1.2 数学模型的建立

1.2.1 连续相数学模型的建立

合成气穿越液池的流动过程为气液固三相的复杂流动。气液场的求解采用欧拉方法, 建立连续介质流动控制方程, 即连续方程和 $N-S$ 动量方程。

湍流模型采用基于重整化群 (renormalization group) 理论的 RNG $k-\epsilon$ 湍流方程^[8]。

湍动能 k 输运方程:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - \rho \epsilon \quad (1)$$

湍动能耗散 ϵ 输运方程:

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_\epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R \quad (2)$$

式中, G_k —由于平均速度梯度引起的湍动能产生

项; $C_{1\epsilon}$ 、 $C_{2\epsilon}$ —常数, 分别为 1.42、1.68; 输运方程中的 R 项可表示为:

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \epsilon^2}{1 + \beta \eta^3} k \quad (3)$$

这里, $\eta = Sk / \epsilon$, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.012$ 。将 R 式代入 ϵ 方程, 合并后两项有 $C_{2\epsilon}^* = C_{2\epsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3}$,

则 ϵ 方程可重新写成:

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_\epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon}^* \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4)$$

气液两相间运动界面的跟踪采用 VOF 模型^[9], 有如下流体输运控制方程:

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha_q}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

式中: α_q —控制单元中第 q 相的体积分量, 有 $\sum_{q=1}^k \alpha_q = 1$; k —流场为 k 相流。本文中 $n=2$ 。

采用连续表面张力模型模拟相界面上的表面张力^[10]:

$$n = \nabla \alpha_q \quad (6)$$

其中: n —表面法向量。曲率 k 可从垂直于界面的表面的局部梯度计算得出:

$$k = -\nabla \cdot n^\circ \quad (7)$$

其中: n° —单位法向量, $n^\circ = n / |n|$ 。使用散度原理可以将表面张力表示为体积力, 即:

$$F_s = \sigma k \nabla \alpha_q \quad (8)$$

另外, 在界面与管壁的接触线处的法向量由壁面法线和接触角确定。壁面处界面的切线和壁面的夹角为 θ_w , 那么近壁面单元的法线为:

$$n = n_w \cos \theta_w + t_w \sin \theta_w \quad (9)$$

这里: n_w 和 t_w —壁面的单位法向量和单位切向量。

1.2.2 离散相数学模型的建立

固相场采用基于硬球模型直接模拟蒙特卡诺 (DSMC) 方法^[11-12]。DSMC 方法起源于稀薄气体模拟^[13]。在该方法中, 用于模拟的计算颗粒被视为多个物理颗粒的代表, 其模拟的颗粒数远小于物理 (实际) 的颗粒数。DSMC 方法并不直接跟踪每个物理颗粒, 而是通过概率抽样的方法判断颗粒间是否发生碰撞^[14]。

对于单个颗粒, 其运动方程为:

$$a = F / m + g \quad (10)$$

式中: a —颗粒的加速度; m —颗粒质量; g —重力加速度; F —颗粒受到的合力。模型中主要考虑的

力: 流体对颗粒的曳力 F_d 、重力以及 Magnus 力 F_m 。

$$\begin{cases} F_d = \frac{\pi r_p^2}{2} C_d \rho_c |u_c - u_p| (u_c - u_p) \\ F_m = \pi r^3 \rho_c \omega (u_c - u_p) \end{cases} \quad (11)$$

式中: C_d —单颗粒曳力系数; r_p —颗粒半径; ρ_c —气体密度; u_c —气体速度; u_p 和 ω —颗粒线速度和角速度。

颗粒 i 与颗粒 j 在时间步长 Δt 内发生碰撞的概率可由以下公式给出^[14]:

$$P_{ij} = \frac{n}{N} \pi d_p^2 |G_{ij}| \Delta t \quad (12)$$

式中: n —真实颗粒数; N —取样颗粒数; d_p —颗粒 i 的直径; G_{ij} —颗粒 i 与颗粒 j 的相对速度。

根据式 (12), 运用修正的 Nanbu 法^[12], 在产生 $[0, 1]$ 之间的均匀随机数 R 后, 用:

$$j = \text{int}[R \cdot N] + 1 \quad j \neq i \quad (13)$$

选择可能与颗粒 i 发生碰撞的候选颗粒。其中 int 表示一个数的整数部分。

再利用随机数 $R (0 < R < 1)$ 判断颗粒 i 是否与候选颗粒 j 发生碰撞, 若:

$$R > \frac{j}{N} - P_j \quad (14)$$

满足, 则颗粒 i 和颗粒 j 在 Δt 中发生碰撞。颗粒 i 和 j 的速度和角速度由硬球模型的计算公式确定^[14]。当 $\frac{n \cdot G_{ct}^0}{G_{ct}^0} < \frac{2}{7f(1+e)}$ 时:

$$\begin{cases} V_i = V_i^0 - (n - ft)(n \cdot G^0)(1+e) \frac{m_j}{m_i + m_j} \\ V_j = V_j^0 - (n - ft)(n \cdot G^0)(1+e) \frac{m_i}{m_i + m_j} \\ \omega_i = \omega_i^0 + \frac{5}{d_i}(n \cdot G^0)(n \times t)(1+e) \frac{m_j}{m_i + m_j} \\ \omega_j = \omega_j^0 + \frac{5}{d_j}(n \cdot G^0)(n \times t)(1+e) \frac{m_i}{m_i + m_j} \end{cases} \quad (15)$$

当 $\frac{n \cdot G_{ct}^0}{G_{ct}^0} > \frac{2}{7f(1+e)}$ 时:

$$\begin{cases} V_i = V_i^0 - [(1+e)(n \cdot G^0)n + \frac{2}{7}|G_{ct}^0|t] \frac{m_j}{m_i + m_j} \\ V_j = V_j^0 - [(1+e)(n \cdot G^0)n + \frac{2}{7}|G_{ct}^0|t] \frac{m_i}{m_i + m_j} \\ \omega_i = \omega_i^0 - \frac{10}{7d_i}|G_{ct}^0|(n \times t) \frac{m_j}{m_i + m_j} \\ \omega_j = \omega_j^0 - \frac{10}{7d_j}|G_{ct}^0|(n \times t) \frac{m_i}{m_i + m_j} \end{cases} \quad (16)$$

式中: f —摩擦系数; e —回复系数; 碰撞前的相对速

度 $G^0 = V_i^0 - V_j^0$; 切向方向上的单位矢量 $t = G_{ct}^0 / |G_{ct}^0|$; 相对速度的切向分量 $G_{ct}^0 = G^0 \cdot (G^0 \cdot n)n + 0.5 \times d_i \omega_i^0 \times n + 0.5 \times d_j \omega_j^0 \times n$ 。

2 求解方法与计算条件

2.1 求解方法与假设

运用 Fluent 软件采用欧拉方法对气液两相流场进行求解。对压力与速度的耦合采用 PISO 算法, 在计算中考虑了重力和液体表面张力的影响。控制方程的离散采用具有二阶精度的迎风格式, 然后在此基础上运用拉格朗日方法跟踪离散颗粒相。

在实际操作中, 影响流动的因素很多。为了便于分析, 本文作了适当假设: (1) 假设合成气中的凝渣为球形固体颗粒; (2) 假设气化炉内产生的合成气在下降管出口处已完全冷却到液池内压力下饱和水的蒸发温度, 在流动过程中无传质、传热现象; (3) 忽略下降管内水膜对流动的影响; (4) 固体颗粒浓度相为稀相, 只考虑连续相对离散颗粒相的影响。

2.2 颗粒相的计算

在气液场的计算过程中每隔 0.05 s 保存一次气液两相流场。完成全部计算后, 再依次提取气液两相流场数据与固相场单相耦合, 进行固体颗粒场的计算。在每一时间步长内跟踪计算某一颗粒轨迹, 依据气液两相流场每个网格中的气体和液体所占容积份额, 确定此颗粒是否被液体所捕集。当网格全部为气体占据时, 则该网格中的颗粒继续受气流作用; 当网格内全部为液体时, 则此颗粒被捕集, 终止其计算并统计。当网格中既有气体又有液体时, 利用乘同余法生成在 $[0, 1]$ 区间内均匀分布的随机数^[15], 再根据网格内气体和液体所占容积比重判断颗粒是否被捕集。若被捕集, 此颗粒终止计算并统计。在 Δt 时间段内所有颗粒轨道跟踪计算完成后, 就可以得到该时间段内的颗粒捕集数。

实际运行中, 设备总是从开始的不稳定过渡到一个相对稳定的工作状态。为了反映颗粒捕集的趋稳过程, 这里采用如下的方法进行统计:

$$\eta = \frac{n(t)}{N(t)} \times 100\% \quad (17)$$

式中: $n(t)$ —从开始运行时刻 t_0 到 t 时刻, 液体所捕获的总颗粒数; $N(t)$ —从开始运行时刻 t_0 到 t 时刻, 随气体进入的颗粒总数; η —捕集效率。

2.3 计算条件

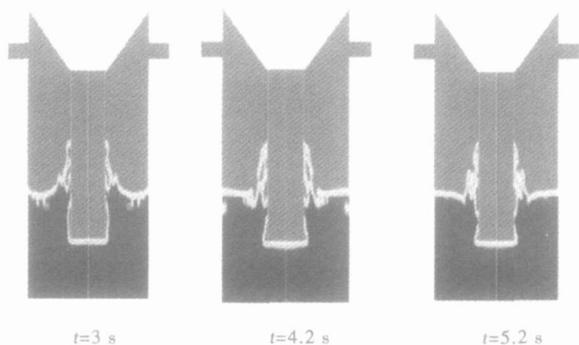
结合实际运行情况, 本文计算参数如表 2 所示。

表 2 计算参数

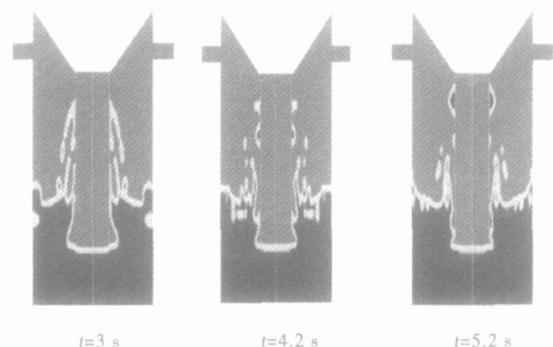
	数值		数值
气体密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1.29	下降管入口流速/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	1~6
空气运动粘度/ $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	2.38×10^{-5}	颗粒密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	2100
颗粒摩擦系数	0.25	计算时间步长/s	0.001
颗粒回复系数	0.8	颗粒粒径/ μm	10、20、50

3 模拟结果及分析

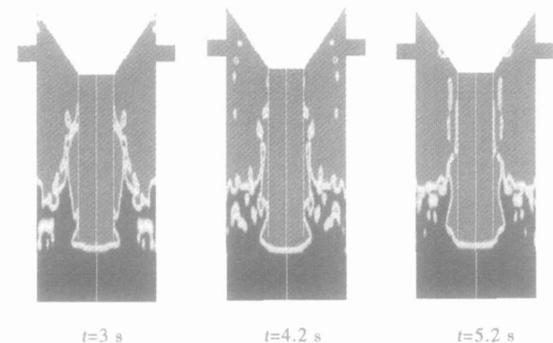
3.1 气体以不同流速穿越液池的模拟分析



(a) $v=1\text{ m/s}$ 时的气液流动



(b) $v=3\text{ m/s}$ 时的气液流动



(c) $v=6\text{ m/s}$ 时的气液流动

图 3 不同流速下的气液流场模拟结果

模拟了气体穿越液池流速分别为 $v=1\text{ m/s}$, $v=3\text{ m/s}$, $v=6\text{ m/s}$ 3 种工况下气液流动过程以及固体颗粒的捕集情况。颗粒粒径为 $20\ \mu\text{m}$ 。图 3 为不同气流速度、不同时刻气液流场的模拟结果。

从图 3 中可知, 气流在流出下降管出口后反折向上, 在下降管外壁面聚集。由于液体相对于气体的巨大质量惯性, 出现液体堵塞气体通道, 气体一股一股的穿出水面, 使得气液沿下降管外壁形成波状流型。随着气流速度的增加, 气体对液池内部的扰动加剧, 激起的水花和泡沫增多, 所产生的液滴被气体携带到洗涤室的高处。同时穿过液体的每一股排放量增大, 液池水面的波动幅度增加。

图 4 为不同流速下固体颗粒捕集效率随时间的变化关系。其量化了气液相对固体颗粒捕获作用的程度。可以看出, 整个过程可以分为两个阶段: 递增阶段和稳定阶段。在前 5 s 内, 气液场还处于初始的不稳定状态。15 s 后流动达到充分发展, 对颗粒的捕获力提高, 最终达到稳定阶段。此时不同流速 $v=1\text{ m/s}$ 、 $v=3\text{ m/s}$ 和 $v=6\text{ m/s}$ 分别对应的捕集效率约为 94.1%、97% 和 97.9%。

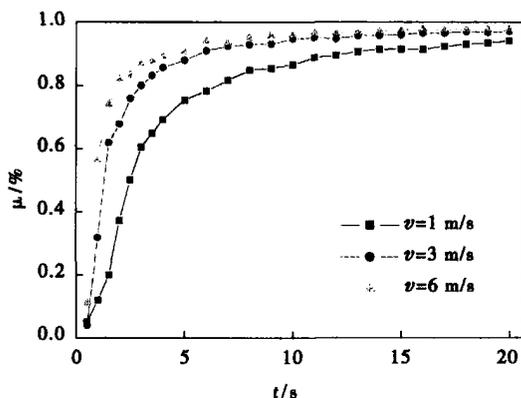


图 4 不同流速下的颗粒捕集效率趋稳过程

从图 4 可知, 随着气流速度增加, 颗粒被捕集的效率提高。分析其原因: 气体流速的增加, 颗粒的惯性作用加强, 在冲击作用阶段更容易被液体捕获。同时, 流速增加, 激发的水花和泡沫也越多, 使得在泡沫作用阶段和淋浴作用阶段的净化作用得到进一步加强。

从速度为 3 m/s 和 6 m/s 时的变化曲线可见, 当达到稳定时两者的区别已不是较大。这说明当气体流速增加到一定值后, 对颗粒捕集效率的影响不大。但随着流速的增加, 设备的压力损失急剧增加。同时, 气流的带液量也增加^[16], 带液量的增加将严重

影响整个设备的正常运行^[17]。因此盲目依靠提高气流速度来增加颗粒捕集效率显然是不合理的。

3.2 对不同粒径颗粒的捕集

气流速度为 3 m/s, 下降管浸入液面 1 m, 分别计算了颗粒粒径为 50、20 和 10 μm 3 种工况。图 5 为这 3 种颗粒的捕集效率变化曲线比较。

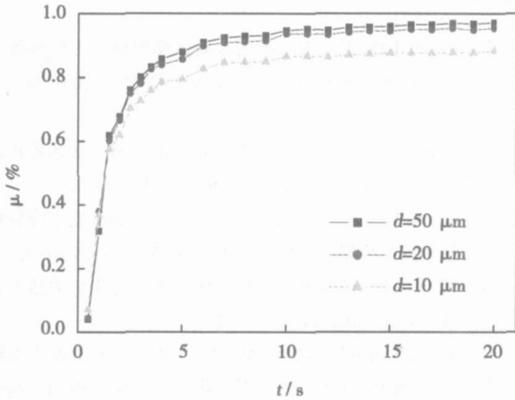


图 5 不同粒径颗粒的捕集效率趋稳过程

颗粒的分离效率随着时间的推移, 逐渐增加, 并最终趋于稳定。在稳定阶段, 粒径为 50、20 和 10 μm 的颗粒捕集效率分别约为 98.1%、97% 和 88.2%。对于粒径较大的颗粒, 由于其惯性大, 对气流的跟随性差, 因此容易被液体捕获。而对于较小颗粒, 其惯性小, 对气流的跟随性好。较小颗粒的捕集效率要低于较大颗粒的捕集效率。

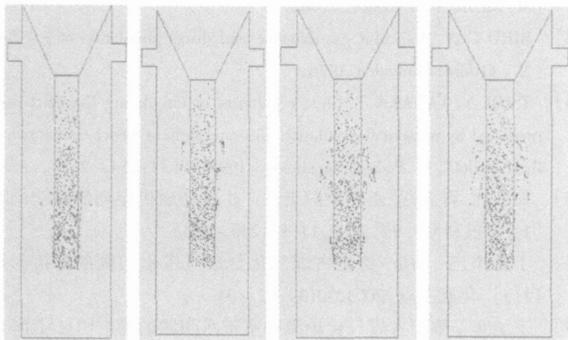


图 6 激冷室内离散颗粒流场模拟结果

图 6 为不同时刻粒径为 20 μm 颗粒流场模拟结果。由于在处理被液体捕获的颗粒时, 采用的是终止其计算的方法, 为此, 颗粒一旦被捕获就在流场中消失。从图中可以看到, 大部分颗粒由于惯性, 一出下降管便被液体捕获。只有小部分颗粒跟随气体,

一股一股的顺着下降管外壁穿过液体, 同时又有一部分被气体所激起的水花捕获。

3.3 下降管出口不同淹没深度的模拟分析

分别模拟了气流速度为 3 m/s, 下降管出口浸入液面深度为 0.5、2 m 两种情况, 颗粒粒径为 20 μm。模拟结果如图 7 所示, 图中 L 表示下降管出口在液池中的淹没深度。

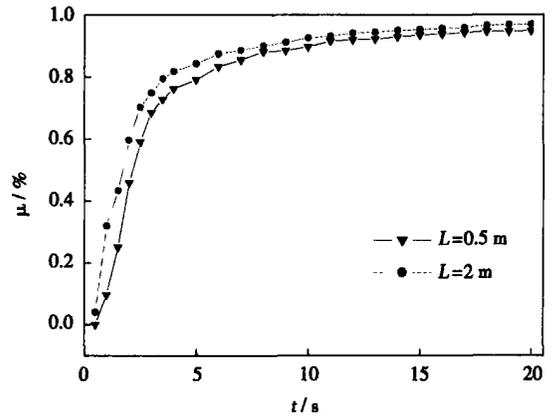
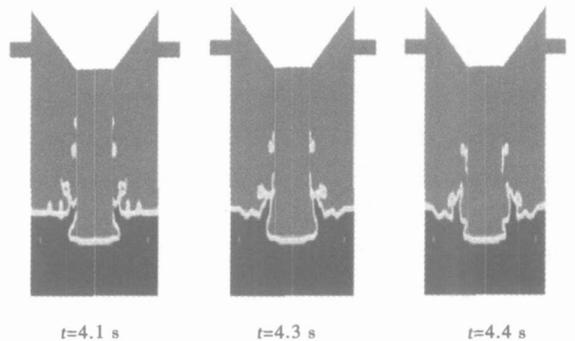
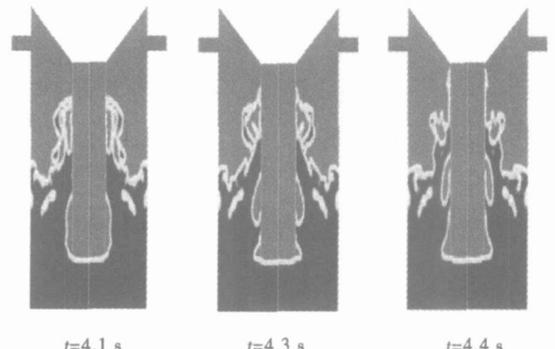


图 7 不同下降管淹没深度的捕集效率趋稳过程



(a) L=0.5 m 时的气液流动



(b) L=2 m 时的气液流动

图 8 不同下降管淹没深度时的气液流场模拟结果

从图7可见,随着下降管出口淹没深度的增加,颗粒的捕集效率有所提高。当达到稳定阶段时,淹没深度 $L=0.5\text{ m}$ 、 $L=2\text{ m}$ 的捕集效率分别约为95.2%、97.5%。图8为不同下降管淹没深度时气液流动模拟结果。随着下降管淹没深度的增加,气体穿过液体所需的有效行程增加,气体与液体间相互作用的时间增长,液体的波动加剧,产生更多的气泡和液滴。

随着出口淹没深度的增加,颗粒被捕获的几率增加。同时气体对液体的扰动增强,产生的泡沫和水花增多,泡沫作用阶段和淋浴作用阶段的净化作用得到了加强,有助于颗粒的捕获。

3.4 计算结果的合理性

目前针对 Texaco 气化炉激冷室的相关试验正在逐步开展,因此相关的试验数据较为匮乏。文献[18]通过对气化炉洗涤冷却室内的气液两相流动的模拟和实验表明:气体主要沿洗涤冷却管外边缘上升,在冷却管外壁面气含率最大,气含率分布不均。同时,随着气量的增大,造成液面波动增大。本文模拟所得到的现象与其结论一致。另外考虑到所研究的流动除尘过程与冲击水浴除尘器原理极为相似,故对照表明:从图4所获得的在稳定阶段不同气流速度下颗粒的捕集效率可知,随着气流速度的增加,气流流速对颗粒的捕集效率的影响减弱,这一结论与文献[5,19]关于冲击水浴除尘中的结论一致。即颗粒捕集效率随着冲击流速的增加而增加,但流速增加到一定值后,除尘效率变化不大。此外,文献[19]中统计得到的冲击式洗涤器对粒径为50和5 μm 的颗粒的捕集效率分别为98%、85%,本文计算得出的捕集效率与其结果较为接近。

4 结论

采用欧拉-拉格朗日方法,对 Texaco 气化炉中激冷室内合成气穿越液池过程进行了气液固三相的数值模拟。研究结果表明:

(1) 气体进入液池后反射向上流动,在下降管外壁面聚集。周期性出现液体堵塞气体通道现象,使得气体穿越液体的流动形成具有波状的流型,并且液面产生波动。

(2) 随着气流速度的增加,液面波动幅度增加,

并且激起更多的液滴,颗粒的捕集效率增加。当气流速度增加到一定值后,颗粒的捕集效率受气流速度影响变小。

(3) 随着下降管出口淹没深度的增加,液体穿越液体的有效行程加长,气体对液体的扰动加强,颗粒的捕集效率有所提高。

参考文献:

- [1] 李 云,顾兆林,冯 霄. 利用双流体模型研究不同煤种对煤气化激冷过程的影响[J]. 西安交通大学学报, 2004, 34(8): 83-87.
- [2] 吴 韬,何 元,王辅臣,等. Texaco 气化炉激冷室热质传递过程模拟[J]. 华东理工大学学报, 1997, 23(1): 25-32.
- [3] 赵永志,顾兆林,李 云,等. 水煤浆气化炉激冷室下降管内流动与传热数学模型[J]. 化工学报, 2003, 54(1): 115-118.
- [4] 步学朋,彭万旺,徐振刚. 煤炭气化气流床气化炉的数学模拟[J]. 煤炭转化, 2001, 24(4): 7-12.
- [5] 吴忠标. 大气污染控制技术[M]. 北京: 化学工业出版社, 2002.
- [6] 李 云,顾兆林. 气化炉激冷室工作过程数学模拟[J]. 高校化学工程学报, 2000, 14(2): 134-138.
- [7] 陈 敏,袁竹林,郜时旺. 移动床过滤除尘的直接数值模拟研究及实验对比[J]. 中国电机工程学报, 2003, 23(11): 195-199.
- [8] YAKHOT V, ORZAG S A. Renormalization group analysis of turbulence, basic theory[J]. J Scient Comput, 1986, 1: 3-11.
- [9] HIRT C W, NICHOLS B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundary[J]. Compute Phys, 1981, 39: 201-225.
- [10] BRACKBILL J U. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(3): 335-354.
- [11] 王 娴,王秋旺,陶文铨. 直接模拟蒙特卡诺方法在微通道流动模拟中的应用[J]. 工程热物理学报, 2002, 23(增): 125-128.
- [12] 李静海,欧阳洁,高士秋,等. 颗粒流体复杂系统的多尺度模拟[M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [13] BIRD G A. Molecular gas dynamic and direct simulation of gas flow[M]. Oxford: Clarendon, 1976.
- [14] TSUJI Y, TANAKA T. Cluster patterns in circulating fluidized beds predicted by numerical simulation(discrete particle model versus two-fluid model)[J]. Powder Technology, 1998, 95(3): 254-264.
- [15] 郭双冰,肖先赐. 基于乘同余法产生的伪随机序列的区间预测[J]. 电波科学学报, 2002, 17(3): 250-253.
- [16] 丁振伟,王 伟. 德士古煤气化合成气带水问题的分析与探讨[J]. 化肥工业, 2003, 30(3): 52-54.
- [17] 王旭宾. 德士古煤气化炉激冷室带水问题的探讨[J]. 上海化工, 1999, 24(9): 17-19.
- [18] 贺必云. 新型洗涤冷却室内多相流动特征的研究[D]. 上海: 华东理工大学, 2005.
- [19] 方德明,陈冰冰. 大气污染控制技术及设备[M]. 北京: 化学工业出版社, 2005.

(编辑 辉)

By adopting Level Set method and a Navier-Stokes equation coupled with a surface tension model and in combination with ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) numerical algorithm, a direct numerical simulation was conducted of the rising process of two neighboring air bubbles inside a vertical channel. The emphasis was put on the study of the effect of 8 mm diameter air bubbles arranged at different spatial positions on the rear wake flows and their interactions. The numerical simulation can accurately reproduce the deformation, attraction and repellent action of the air bubble pairs. The calculation results of air bubble rising speed are in good agreement with those obtained by using an empirical formula. The simulation results show that the wake flows after the two air bubbles and their interaction determine the behavior of the rising air bubble pair. An air bubble pair rising side by side does not coalesce due to their wake zones being separated by a jet flow. When the air bubbles following the vertically rising air bubble pair have over 50% of their projection area entering the wake zones of their ahead air bubbles, however, a coalescence phenomenon will occur. **Key words:** air bubble pair, wake flow, Level Set method, direct numerical simulation

垂直自由下降液膜厚度的瞬时无接触测量研究 = A Study of the Transient Non-contact Measurement of Vertical Free-falling Liquid-film Thickness [刊, 汉] / YAN Wei-ping, YE Xue-min (Education Ministry Key Laboratory on Condition Monitoring and Control of Power Plant Equipment under North China Electric Power University, Baoding, China, Post Code: 071003), LI Hong-tao (Power Engineering Department of Shenyang Engineering College, Shenyang, China, Post Code: 110136), GU Gen-dai (Department of Mathematics, North China Electric Power University, Baoding, China, Post Code: 071003) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2007, 22(4). — 380 ~ 384

On a vertical free-falling liquid-film test rig, by employing the image rapid-acquisition function of a CCD (Charge Coupled Device), the transient flow-pattern images of a free-falling liquid-film flow at different Reynolds numbers were obtained and then digitally processed on a computer by using an image processing method. Studied were the evolution characteristics of the transient liquid-film thickness along the flow direction in a certain zone and the time-dependent evolution characteristics of the above thickness at a certain location. Also given was an experimental formula showing the correlation of the average liquid film thickness with Reynolds numbers under the condition of different Reynolds numbers. The test results show that the measurement accuracy is comparatively high when the Reynolds number is less than 4000 and the measurement error is relatively big when the Reynolds number is over 4000 due to the influence of sampling facilities. The authors have undertaken a non-contact measurement of flow characteristics of liquid films, initiating a useful attempt for applying digital image processing technology to the study of thin-film flow characteristics. **Key words:** non-contact measurement, liquid film, thickness, evolution characteristics, correlation formula

激冷室内气体穿越液池过程气液固三相的数值模拟 = A Gas-liquid-solid Three-phase Numerical Simulation of the Syngas Passing Through a Cistern in a Quench Chamber [刊, 汉] / WU Xuan, XIE Han-yan, LI Tie, et al (Education Ministry Key Laboratory on Clean Coal Power Generation and Combustion Technology, College of Energy Source and Environment under the Southeast University, Nanjing, China, Post Code: 210096) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2007, 22(4). — 385 ~ 390

A syngas passing through a cistern in the quench chamber of a coal slurry gasifier pertains to a sophisticated gas-liquid-solid three-phase flow process, which functions to further cool the syngas and capture and collect the slag contained therein. By combining the Euler method with Lagrange one, the authors have calculated particle collisions by using a direct simulation Monte Carlo's (DSMC) method and employing VOF model to track the gas-liquid interface. A numerical simulation was conducted of the gas-liquid-solid three-phase flow process of slag-laden syngas passing through a cistern. An exploratory study has been performed of the influence of the following factors on the gas-liquid flow field and separation of solid particles: particle diameter, gas flow velocity and submerged depth of the downcomer at the outlet. The research results show that the syngas undergoes an abrupt change in flow direction after it leaves the downcomer and the formation of gas and liquid exhibits a periodic wave-shaped flow pattern. The dust-laden gas, when it passes through the cistern, features a relatively high particle-capture efficiency. An increase in particle diameters can also enhance the particle capture efficiency. With an increase of gas flow velocity and submerged depth of the downcomer at the outlet, the perturbation of the liquid intensifies, producing more liquid drops and contributing to an enhancement of particle-capture efficiency. The influence of gas flow velocity and submerged depth of the downcomer on the particle-capture efficiency, however, will be gradually weakened. **Key words:** gasifier, quench chamber, gas-liquid-solid three-phase, capture efficiency, direct simulation

tion Monte Carlo's method

煤粉锅炉膜法富氧局部助燃技术开发及应用 = **Development and Applied Research of Local Combustion-supporting Technology Involving a Membrane-method-based Oxygen Enrichment for Pulverized Coal-fired Boilers** [刊, 汉] / ZHANG Jia-yuan, ZHOU Jie-min (College of Energy Science and Engineering under the Central South University, Changsha, China, Post Code: 410083), YANG Shao-wei (Changsha Nonferrous Metallurgical Design Institute, Changsha, China, Post Code: 410011), CHEN Qiao-ping (Thermal Power Plant of Henan Subsidiary under China Aluminum Industry Company, Zhengzhou, China, Post Code: 450041) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2007, 22(4). — 391 ~ 394

In the light of various problems existing in a 150 t/h pulverized coal-fired boiler, such as high-temperature corrosion, slagging, low thermal efficiency and inferior combustion stability at low loads when no oil is used for combustion support etc., the authors have by adopting membrane method-based oxygen enrichment techniques developed local combustion-supporting technology featuring oxygen enrichment and designed a combustion-supporting system based on the above technology. Industrial experiments applying the technology under discussion were conducted for a pulverized coal-fired boiler. Practice has shown that with a reduction in combustible content in large slags and in fly ash, the thermal efficiency of the boiler has been increased by over 2.5%, the NO_x emission concentration lowered ($627 \sim 768 \text{ mg/m}^3$ at a load of 120 ~ 150 t/h) and the combustion stability at low operating loads (50% of rated load) enhanced with no oil being provided for combustion support. As a result, various problems, such as slagging in furnace and high-temperature corrosion, have been effectively solved, blazing a new path for the safe, economical and environment-friendly operation of pulverized coal-fired boilers. **Key words:** pulverized coal-fired boiler, membrane method-based oxygen enrichment, local combustion support, energy saving, environmental protection

螺旋槽管换热过程的三维速度场与温度场耦合数值模拟 = **Numerical Simulation of a Three-dimensional Velocity Field Coupled With a Temperature Field for the Heat Exchange Process in a Spirally Grooved Tube** [刊, 汉] / PENG Jie, YU En-lin (College of Mechanical Engineering under Yanshan University, Qinhuangdao, China, Post Code: 066004), JIANG Wei (College of Mechanical Engineering under Heilongjiang Institute of Science and Technology, Harbin, China, Post Code: 150027) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2007, 22(4). — 395 ~ 398

On the basis of structural features and heat transfer characteristics of a spiral-grooved tube heat exchanger, a three-dimensional geometric model was established for the flow and heat transfer in a heat exchanger with water serving as its working medium. By employing a finite-element analysis software ANSYS, simulated were the conditions of the velocity and temperature fields in the heat exchanger during its heat exchange process and obtained were the convective heat exchange coefficients for inner and outer walls of the spiral-grooved tubes respectively. The simulation results show that the deeper the groove, with an increase in Reynolds number, the better the heat-exchange performance. When the Reynolds number is relatively small, the greater the fin pitch, the poorer the heat exchange effectiveness. It has been found that the heat exchange coefficient of the spiral-grooved tubes is approximately 2.5 times that of the bare tubes when compared with the bare tube heat exchangers of the same kind, thus intensifying the heat transfer and providing a basis for the further theoretical research and widespread application of such products. **Key words:** spiral-grooved tube, intensification of heat exchange, numerical simulation, ANSYS, convective heat exchange coefficient

换热器特性参数与热力性能熵产分析 = **Entropy Production Analysis of Heat Exchanger Characteristic Parameters and Thermodynamic Performance** [刊, 汉] / YU Min, MA Jun-jie, YANG Mo, et al (Shanghai University of Science and Technology, Shanghai, China, Post Code: 200093) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2007, 22(4). — 399 ~ 403

On the basis of the second law of thermodynamics, introduced was a non-dimensional entropy production number N_s to express the thermodynamic perfection degree of a heat exchanger. Through an analysis and evaluation of entropy production studied was the impact of heat exchanger characteristic parameters, such as inlet temperature ratio α , preheat temperature ratio β , water equivalent ratio W , effective energy ϵ , heat transfer units NTU and flow pattern, on heat exchange performance and mutual relations. The results of the study indicate that the entropy production number N_s will increase with the