Metaullics Lotussシステムにおけるフローと自由表面パラメータの流体モデル化

Mark Bright¹, Florin Ilinca², Jean-François Hétu², Frank Ajersch³, Charbel Saliba¹, Chris Vild¹ ¹Pyrotek Inc., Metaullics Systems Division, 31935 Aurora Rd.; Solon, OH 44139, USA, www.pyrotek.info ²Industrial Materials Institute, NRC; 75 de Mortagne, Boucherville, QC, J4B 6Y4, Canada ³Fabmatek Services Inc., 520 Berwick Ave., Mount Royal, QC, H3R 2A2, Canada

要約

アルミニウム製品の消費の伸びに従い社内で発生するスクラップ を効率良く処理することがますます重要になってきた。Metaullics Lotussシステム (LOw Tubulence Scrap Submergence:低乱流スク ラップ巻き込みシステム)設置する事で、アルミニウ加工チップの 溶解速度を時間当たり10トンと効率化しかつ回収歩留りを顕著に 向上させる事ができる。 流体力学解析(Computational Fluid Dynamics:CFD)を用いてLotussシステムの効率を更に向上し、溶 解能力を生かす為の最適条件を検討した。CFDモデル化の基礎実 験において、Lotussシステム内部の乱流と自由表面フローを解き 明かす為の3D数値アルゴリズムの概要を示した。CFDシミュレー ションは、様々な溶解システム条件で実行され、以前の実験的研 究に対しての検証もなされた。この結果、自由表面CFDモデル は、計測実験値を比べる事で仮想された渦巻きコーンの 位置と大きさが実稼動条件と非常に類似している事を示した。

序論

十年以上、Metaullics Lotussシステムは一般的反射式溶解炉 を用いた軽量アルミニウムスクラップの巻き込み溶解におい て、業界の先駆者的技術だと自負している。Lotussシステム は、(図1)溶湯メタル歩留りを最大限に伸ばし、酸化物の形 成を最小限に抑え、効率的に軽量アルミニウムチップや切粉 を迅速に巻き込めるように設計されている。世界中で多くの 実績があり、多数の実績が世界的にもあり、Lotussシステム は年間何百万トンものアルミニウムスクラップをリサイクル している。

近年、エネルギー節約の気運が高まり、常に炉や溶解効率全 般に渡り改善が求められ、工場内全システムにデザイン最適 化や厳格なエネルギー制限といった数々の要求がなされてい る。それを考慮し、実仕様を満足させる精密なシミュレー ションできるような最新のエンジニアリングツールが採用さ れている。

エンジニアリングツールの一つは流体力学解析 (CFD)であ る。CFDモデルは、プロセス配管、鋳造/成型作業の様な工 業仕様に長年使用されてきたが、コンピュータ"処理能力"の 驚異的な進化は、全工業行程解析を飛躍的に簡素にユーザー フレンドリーにした。

Lotussシステム内での巻き込み動作や循環動作が効果的に モデル化できているか確認するべく、一連のモデル試験が 近々に始められた。このモデルの正確さを確認する為に、 コンピュータモデルの結果は以前行われた実験サイズの水 試験と比較された。



図1: アルミニウム溶解炉に配置された典型的なLotuss槽と 循環ポンプ

モデル方程式

CFDモデルは、Lotussシステムでの速度と圧力を求める為 に質量と運動量不変を示した微分方程式を用いる。流れ は、非圧縮性レイノズル平均ナビエ・ストーク方程式によ り導かれる「1」。

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}\right) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[(\mu + \mu_T)(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)\right] + \rho \mathbf{g}$$
(1)
$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

 ρ , u, p, μ , g が密度、速度、圧力、流体粘度及び重力をそれ ぞれ示す時。

乱流の粘 $g\mu T$ は乱流の標準 $k-\varepsilon$ モデルを使って計算される。「2」;

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2}$$

乱流運動エネルギー k とその消散率 ε は、次の輸送方程式を 解く事によって得られる。:

$$\rho\left(\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla k\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \mu_T P(\mathbf{u}) - \rho \varepsilon$$
(3)

$$\rho\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varepsilon\right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\varepsilon}}\right) \nabla \varepsilon\right] + C_{\epsilon t} \frac{\varepsilon}{k} \mu_T P(\mathbf{u}) - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4)$$

 $P(\mathbf{u}) = \nabla \mathbf{u} : (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$ が乱流生成を示する時

モデル定数は: $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_s = 1.3$, $C_{sl} = 1.44$, $C_{s2} = 1.92$, $C_u = 0.09$

乱流方程式は、k とε,のロガリズムで解け、このように 解法アルゴリズムの正確性と安定性を増す。 [3]. 速度境界条件は、ポンプからのインレット形状と固体境界 (壁面)によって決まる。: $\mathbf{u} = U_{pump}(x)$ on Γ_{pump} ($\mu + \mu_r$)($\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T$): $\mathbf{n} - p\mathbf{n} = \tau_{-}$ (5)

 $\left\{ \begin{array}{l} (\mu + \mu_T) (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \cdot \mathbf{n} - p \mathbf{n} = \tau_w \\ \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \end{array} \right\} \qquad on \ \Gamma_{wall}$

壁せん断応力 τ_w は、速度境界条件と同様、壁面モデルの 原理によって与えられる。[1]

自由表面解析

現状の研究の課題は、Lotussシステム内部の自由表面 フローの解明である。それに伴い、フロー内部の計算領 域を説明する方程式に加え、数値アプローチが導入され る事で自由表面の位置を特定できるようになる。 この作業で、ふた通りの解法アルゴリズムが考えられ た。最初、各々の場所でゼロ垂直速度を課する事でLotuss 内の自由表面を初期値で維持される簡略化モデルが考え られた。CFDモデルで、その時次の関係を使って同等の 自由表面上昇で関連づけられる水平自由表面に圧力が上 昇する事を予測した。「4」

$$h = \frac{1}{\rho g} \left[p \cdot 2 \left(\mu + \mu_T \right) \frac{\partial w}{\partial z} \right]$$
(6)

このアプローチは自由表面が変形を示す場合には上手く 適合し、その為表面上昇と流動力学間の簡単な相互関係 を供給した。圧力は p U2として変動するので自由表面の 上昇は フルード数Fr=U2/(gL)として得られ、LはLotuss システム固有の全長である。

二番目の解法アルゴリズムはレベル集合法を使った自由表 面問題の完全な解法と考えられた。[1] このプロセス用と して軌道関数Fが自由表面の位置を表す為に生み出され た。: Fは溶湯で満たされる計算領域の範囲内で実存し、 それ以外の領域では存在しない。自由表面の開始位置へ合致 するように一旦初期化されると、輸送方程式を解く事で軌道 関数は更新される。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F = 0 \tag{7}$$

CFD モデルは、フローセルの中では違った材料特性と考え られ、そこでは溶湯とエアによって各々占められている。 この様なアプローチにより重力の存在の中で自由表面が近 接する圧力と重力との離散的表現が一致されないために疑 似振動を生じる事とになる。解決の精度を上げる一つの方法 は、流体界面を因子に含んだ改良型圧力成型関数を考慮する 事である。 {5} この有限要素法は不連続な傾斜の圧力場を 生み出し、それは又溶湯とエア間の接触面に沿って不連続 だった重力と一致している。





(b) Lotussシステム図 2: Lotussシステム計算領域

プロセスモデル化

三次元解析モデルのソフトを用い、今回求められている40イン チLotussシステム(内径1m)用で作成された幾何学的表 現は、ポンプからの流路、内部Lotuss槽デザイン、排出パイ プ部と外部の溜まり槽が含まれる。図2は分析された計算領 域が示されている。この領域は4接点の四面体有限要素を 使って離散化され、148,161の接点と846,839の要素を含ん だメッシュを持っている。(図2(b)参照)外部の溜まり槽は システムの正しい静水圧を保たせる為に加味された。実験条 件の再現性を高める為に、外気温の水に相当する安定材料を 使用して分析は行われた。

- 密度 $\rho = 1000 \ kg / m^3$
- 層流粘度 µ0.000933 Pa・s

S

シミュレーションは、初期水位を排出ライザーより9インチ (229mm) 上にし600GPM (2280L/min) と 1000GPM (3800L/min) のポンプ流量で行われた。工業 関連性で、これらの 流動様式は(各々) 360ton/hrと 600ton/hrの溶湯循環に適合する。

数値結果の分析

過渡状態計算は、自由表面を決定する為に行われた。渦巻は Lotussシステム内で非常に迅速に形成され、15~20秒後に渦 巻のサイズは安定する。(それは又、アルミニウム溶湯中の 実地経験でも合致されている。) 図3は、600GPM(2280L/min)のポンプ流量でLotussシステムにおける速度と圧力分布を表している。同結果が1000GPM (3800L/min)流量で図4に示されている。 どちらの場合も耐火物は透明に表され、断面は耐火物の中心面で表記された。速度は、Lotuss槽の外側領域、ライザー部コーナー周辺及び流れの加速が予想されるパイプ内部湾曲部で大きくなっている。自由表面では圧力はゼロで、自由表面から深くなればそこで圧力は増す。





(a) 速度





(b) 圧力 図 4: 1000GPM(3800L/min)の流量での速度と圧力分布

図5 は600GPM (2280L/min) の流量でLotussシステム内 部の流れを示す。耐火物はフローパターンを可視化する為に 透明にして表されている。自由表面の位置は示され、流れ は 自由表面上に速度ベクトルを描く事で説明される。渦巻 形状が明確に見られる。ポンプからの流れの範囲内からの 流動流線は図5に示される。流線の色は 流量積算時間に よって確認される。青色は、流れがポンプから 丁度入って きた事を示しているが、一方 赤色はもっと長い流動経路を 示している。流線はポンプからの流れが 急速な中心循環を 誘発し、自由表面からスクラップを強引に巻込みながら力 強い渦巻き作用を生み出している事を示している。 渦巻が誘導され、その結果起こり得る巻込み動作をモデル化 する為に、トレーサー位置が自由表面付近に置かれLotuss槽 内で自由に循環する事を許された。これらトレーサー粒子の 経路は渦巻きコーンにある粒子(例えばスクラップアルミ ニウムチップ)が移動する推定ルートを示している。図7 (1000GPM 3800L/min)に描かれている様に、渦巻きセン ター近くに位置している粒子はより迅速に沈み易いが、他方 外縁にある粒子は自由渦の表面上又は表面近くでいつまでも 再循環するであろう。将来、熱力学や溶解反応へのコン ピュータモデルの展開が具体化される事により、完全なス クラップ回収のシミュレーションを促進する見込みである。



図5:600 GPM (2280L/min) でのフローパターン

同様の結果が1000GPM(3800L/min)のポンプ流量で図6 に見られる。この場合、渦巻きの中心はより深くなり低流量 の場合と比較して外側の渦巻きは高くなる。ポンプからの 流れに位置している流線はこの領域からの流れが出口パイ プに迅速に引っ張られる事を意味している。



図 6:1000GPM (3800L/min) 流量でのフローパターン



(センター付近)



(外縁付近) 図 7: 渦巻き表面「1000GPM(3800L/min)流量」上に位置したトレーサ粒子の循環経路

LOTUSS流体モデル化

次に、計算モデルの幾何学的な渦巻きパラメータが過去の 実物大のLotussシステム用水槽モデルとのとの比較を進める 為にプロットされた。図8に示された様に、各々の流動状態 の渦巻きの形状は排出ライザー上の縦位置に対する渦巻きの 幅を示しながらプロットされている。初期バスレベル(静 止溶湯高さ)は、ライザー上9インチ(229mm)だった事に をここに付け加えておく。600GPM(2280L/min)のポ ンプ流量(赤線で記入)の溶湯は1000GPM(3800L/min) (青線で記入)のものより肉薄の渦巻きを示している。溶湯 流速早いの場合、エアが出口に引き込まれ、不安定なエリア を生成しながら渦巻きのセンター(先端)は排出ライザーの 方へより深く沈んで行く。渦巻きコーンの先端位置を測定す る為に、渦巻きの幅がその要素寸法が等しい位置と二倍の 位置をそれぞれ推定した。この二つの位置は、図8に破線と して示されている。



図8: 40インチLotuss: 排出ライザー上の渦巻き幅と深さ

渦巻きコーンのサイズと位置の計算上の結果は、前出の実装 水槽モデルからの実験データーとも比較される。図9はバス 上の渦巻きの高さを示しており、それは、初期バスレベル (ライザー上9インチ)に対して渦巻きコーン(側壁に沿っ て)の一番高い位置の事である。実験データが黒色の菱形 で示さているのに対して、青色と赤色は計算結果からのもの である。:赤色の四角は簡素化した小型の摂動モデルを、青 色の円は完全な自由表面モデルを示している。 600GPM(2280L/min)ポンプ流量での簡素化されたモデ ル予測から得られた二次近似曲線も赤色破線で示されてい る。両方のモデルと同じ様に二次近似曲線も精密であると 見込まれるだ。



図9: 40インチLotuss: バス上の渦巻き高さ

総渦巻きの高さ(すなわち、側壁から先端まで垂直距離)の 結果は図10で比較されている。繰り返しになるが、実験 データは二つのモデルから簡素化された溶湯モデルの二次 近似曲線までの予測と比較される。

総渦巻きの高さには、簡素化したモデルが30%程度測定した 数値を下回り、他方自由表面モデルからの予測が実験数値 とより近いものであった。然し、高速液体流動の"強烈な"性 質の為実験モデルの物理的測定は誤差範囲±10%の可能性が ある。

ポンプ流量がより大きくなれば、間隔は特定の位置によっ て決められる様にプロットされ、その位置では渦巻き先端 の幅は一つとそれぞれ個別の二つのメッシュ状要素寸法 (つまり、渦巻きコーンはほぼ垂直)に等しい。 全般的に 見て、限られたデータの初期シミュレーションにおいて自 由表面解法は将来のモデルにとって正確な出発点を提供し たといえる。



最後に、図11は ライザーレベルに対して渦巻きコーン先端 (深さ)位置の結果を表している。この場合、簡素化された モデルからの予測は十分に正確なものとはいえない。然し、 はっきりしている事は、自由表面モデルは渦巻きコーンの先 端を正確に予測できる事は明らかです。

1000GPM (3800L/min) ポンプ流量用として再度数値的予 測は間隔形成で与えられている。この場合、渦巻き自由表 面は先端周辺の比較的広範な領域上でほぼ 垂直である。こ の解答が示すのは、自由表面のごく一部が崩壊する事によ りおそらくエアが排出部に巻き込まれるという事だ。更 に、渦巻きコーン先端付近で初期水平位置から自由表面 の大きな歪が発生している事が明確である。図10と11の で、自由表面が大きく歪みだした際の簡素化したアプロー チの限界を図示している。



図11: 40インチLotuss: ライザー上の先端高さ

これらの結果は、完璧な自由表面モデルはより以上に正確で 実測値と完璧に比較されうるという事を実証している。然 し、簡素化したモデルはLotussシステムのサイズとポンプ流 量を踏まえた役立つ相関関係を提供する可能性がある。

ここに示した様に、Metaullics Lotussシステムの計算流体 力学モデルは、実際の溶湯アルミニウム循環シナリオの効 果的説明を導き出した。このシミュレーションシステム は、耐火物/炉の手ほどきをする前段階で、浸漬渦巻きの 自由表面を予想する実用的ツールして速やかに採用される 可能性がある。モデル化への追加作業として当プロジェク トは将来継続され、データポイントと統計的分析を得るこ とで全体的なモデルが改良され正確さを増していく事とな る。

結論

流入速度の二乗と内部の内径の逆数を変数とする渦
 巻き高さが予見される。

•計算モデルはLotussシステムにおける流体の有効表現であり、循環作用を視覚化する便利な道具として適用できる。

 渦巻き表面に位置するトレーサー粒子移動は、当面複雑 な熱力学計算用の必要性はなく起こりうる沈下効率を示 している可能性がある。

•簡素化されたモデルと完全な自由表面により槽上で 渦巻 き高さを正確に予測できる。

渦巻きコーンの先端位置は予測が非常に困難で、自由表 面モデルのみが実験値から10%以内の誤差範囲という かなり正確な値を示している。

 渦巻きのコーンの先端付近の領域は1000GPM (3800L/ min) ポンプ流量の場合 非常に急激な降下を示す。

シミュレーションで観察される様に、渦巻きの境界の自 由表面は著しく湾曲しながらお互いに非常に近接し合 い、それはやがて自由表面の崩壊となる。;エアは出口 パイプへの流れに巻き込まれると予想される。

•全体的にこれらの初期トライアルにおいてMetaullics

Lotussシステムのシミュレーションを実行する為に自由 表面計算モデルを利用する事の正確さと効率を確認し た。

参考文献

[1] F. Ilinca, J.-F. Hétu, "Finite Element Solution of Three-Dimensional Turbulent Flows Applied to Mold-Filling Problems," Int. J. for Numerical Methods in Fluids. 2000: **34**: 729-750.

[2] B.E. Launder and D.B. Spalding, *Mathematical Models of Turbulence*, 6th ed., Academic Press, London, 1972.

[3] F. Ilinca and D. Pelletier, "Positivity Preservation and Adaptive Solution of the k- ϵ Model of Turbulence," *AIAA Journal*, 1998; **36**(1): 44-50.

[4] M. Piva and E. Meiburg, "Steady axisymmetric flow in an open cylindrical container with a partially rotating bottom wall," *Physics of Fluids*, 2005; **17**.

[5] A.H. Coppola-Owen and R. Codina, "Improving Eulerian twophase flow finite element approximation with discontinuous gradient shape functions," *Int. J. Num. Methods Fluids*, 2005: **49**: 1287–1304.