

3 成分燃焼モデルと燃焼界面

Three-component combustion model and combustion fronts

出原 浩史 (Hirofumi Izuhara)¹

¹ 宮崎大学工学教育研究部 (Faculty of Engineering, University of Miyazaki)

e-mail : izuhara@cc.miyazaki-u.ac.jp

1 はじめに

火災は一般家庭でもリスクの高い災害の一つであり、防災や減災の観点から燃焼の研究は古くから行われてきた。特に、火災の初期段階で見られる低音状態でくすぶり続ける燻焼は、酸素濃度が比較的低い状況でも燃焼状態が持続しうるため非常に危険である。また燻焼は、周囲の環境が変化する（風による酸素供給など）と大きな火災を伴う燃焼形態へと変化する、深刻な火災へと発展する原因となるため火災安全の観点から強く関心が持たれている。

このような燻焼に関していくつか実験がなされており、興味深い結果が報告されている。一つは、Zik らの狭い空間における紙の燃焼実験である ([1])。可燃性物質である紙を 2 つのプレートの間に固定し、一方向から空気を一様かつ一定速度で供給し、その逆側から紙を一様に着火する。この実験では 2 つのプレートの間隔を十分小さくしている。この理由として、空気の流れや流入量をコントロールでき、かつ燃焼による空気の自然対流を抑制した実験系とするためである。この実験系では、空気の流れに逆らって進む対向流燃焼と呼ばれる燃焼となる。興味深いことは、Zik らは空気の供給速度を変えると燃焼の状態が変化することを報告している。

もう一つの実験は増田らによる燃焼実験である ([2])。Zik らの実験と同様にこの実験も 2 つの狭いプレート間での燃焼実験であるが、Zik らと異なる点は、円形の紙の中心を着火させるとともに中心から放射状に酸素を供給する実験系である点である。したがって、燃焼は紙の中心から外側に向かって進む。この場合、燃焼は空気の流れと同じ向きに進むため、並行流燃焼と呼ばれる。

2 3 成分燃焼モデル

上記の狭い空間における対向流燃焼や並行流燃焼を記述する数理モデルとして次の 3 成分反応拡散系に基づく数理モデルが提唱されている ([3])。 u , v , w はそれぞれ温度、酸素濃度、紙密度である。

$$\begin{aligned} u_t &= Le\Delta u + \phi\Lambda Peu_x + \beta\gamma f(u, v, w) - a(u - \tilde{u}), \\ \phi v_t &= \Delta v + \phi Pev_x - \gamma f(u, v, w), \\ w_t &= -H_w\gamma f(u, v, w), \end{aligned}$$

ここで、 $f(u, v, w)$ は反応項であり、

$$f(u, v, w) = \begin{cases} vw(1 - e^{-10(u-u^*)^2})e^{-\theta/u} & u \geq u^* \\ 0 & u < u^* \end{cases}$$

とする。ここで u^* は着火温度であり、温度が着火温度より低い場合は燃焼は進まないことを意味している。また、酸素を一方向から供給する実験系であるため、数理モデルに移流項が含まれている。

次の問題として、この数理モデルは燃焼実験で観察される燃焼パターンを再現することができるのかという問いが挙げられる。実際、燃焼実験に見られるものと類似の燃焼挙動が見られる。

3 数値計算結果

図 1 は Zik らの対向流燃焼を再現した数値シミュレーション結果である．(a)，(b)，(c)，(d) の順

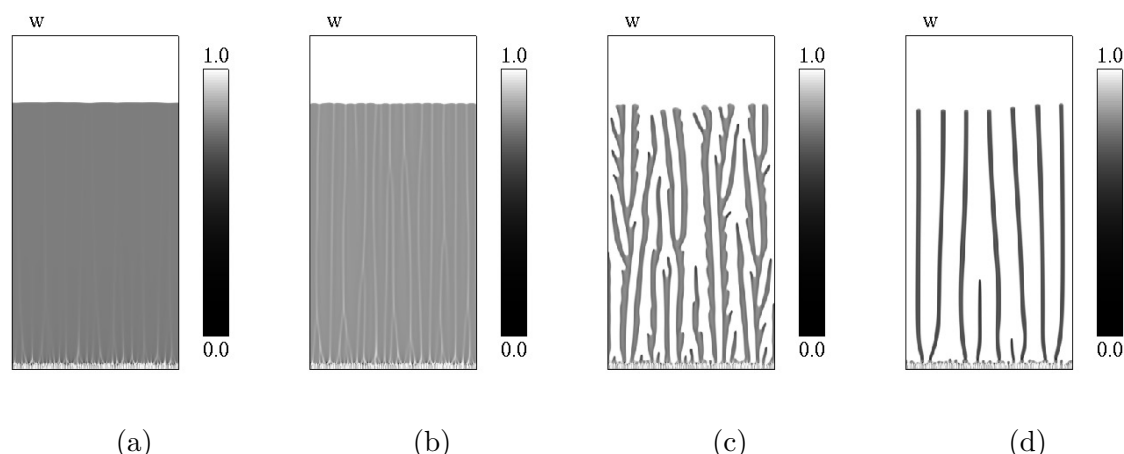


図 1. 燃焼モデルで酸素の供給速度に対応するパラメータを変えたときの燃焼跡パターンの変遷．左から右の順に酸素の供給速度のパラメータの値が小さくなっている．

に酸素の供給速度に対応するパラメータが小さくなっており，ここでは紙密度 w のみを表示している．酸素の供給速度が速いときには，紙の着火面と平行かつ一様な燃焼波が形成され，紙を一様に燃やす (図 1(a))．酸素の供給速度を遅くすると，その一様な燃焼波が不安定化を起し，燃焼波面に凹凸が現れる (図 1(b))．さらに遅くすると，燃焼波が燃焼スポットに分裂し，スポットは分裂や消滅を繰り返すことから，枝分かれを伴う指状の燃焼跡パターンが残る ((図 1(c)))．供給速度をさらに遅くすると，各燃焼スポットは分裂や消滅はせず，枝分かれのない指状の燃焼跡パターンとなる (図 1(d))．空気の供給速度が非常に遅い場合，酸素不足のため燃焼は持続せず消滅する．これらは実験結果と合致している．

図 1(a) は一様な燃焼波なので 1 次元の進行波解として理解できる．また，図 1(b) は一様平面波からの不安定化として理解できることが示唆される．本講演では，(a) から (b) への燃焼跡パターンの遷移を，燃焼波の不安定化という観点から考察した結果を報告する．また，可能であれば対向流燃焼に加え，並行流燃焼についても報告したい．

謝辞 本研究は JSPS 科研費 25K07120, 24K07960, 21K03353 の助成を受けたものです．

参考文献

- [1] O. Zik and E. Moses, Fingering instability in combustion: An extended view, *Phys. Rev. E*, 60 (1999), pp. 518–531.
- [2] 増田雅士, 溝口哲也, 松岡常吉, 桑名一徳, 中村祐二, 並行流中での薄い円形固体上の燃え拡がりにおける分裂挙動, 燃焼シンポジウム講演論文 (2019).
- [3] E. R. Ijioma, H. Izuhara and M. Mimura, Traveling waves in a reaction-diffusion system describing smoldering combustion, *SIAM J. Appl. Math.*, 77 (2017) pp.614–637.

The Multiphase Surface-Constrained Level Set Method

ギンダー エリオット (Elliott Ginder)¹

¹ 明治大学 総合数理学部 (Meiji University, School of Interdisciplinary Mathematical Sciences)
e-mail : eginder@meiji.ac.jp

1 Introduction

We develop the multiphase level set method for modeling interfacial motions on surfaces. By constructing surface-constrained signed distance functions, we are able to represent multiphase regions by means of the *signed distance vector field* (SDVF) [1]. Although computing distances on arbitrary surfaces is, in general, a non-trivial problem, the process of extracting interfaces from the SDVF is markedly more involved. Here we describe the algorithm for extracting interfaces from the surface-constrained SDVF.

2 Surface-constrained signed distance vector field

Using the sign of a level set function, one can only express the geometry of two phase regions. In particular, in the multiphase setting, since the interior and exterior of a region is discerned by the sign (positive or negative) of the level set function, it is not possible to partition regions involving three or more phases. In order to overcome this limitation, we have developed a surface-constrained signed distance vector field. This vector field can represent multiphase geometries by utilizing vector orientation to separate regions composed of three or more phases.

Let N be the number of phases, P_i be the domain of phase i , Γ_i be the boundary (interface) of domain P_i , \mathbf{p}_i be the vector from the centroid of an $N - 1$ dimensional regular simplex given to each each of the N vertices [1], $\epsilon > 0$ be an interpolation parameter, $d_S^{\Gamma_i}$ be the signed distance function to Γ_i on S , and χ_E be the characteristic function of the set E . The signed distance vector field $\mathbf{z}_S^\epsilon(\mathbf{x})$ is then expressed as follows:

$$\mathbf{z}_S^\epsilon(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N \left(\mathbf{p}_i \chi_{\{d_S^{\Gamma_i}(\mathbf{x}) \geq \epsilon/2\}} + \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{2} + d_S^{\Gamma_i}(\mathbf{x}) \right) \mathbf{p}_i \chi_{\{|d_S^{\Gamma_i}(\mathbf{x})| < \epsilon/2\}} \right), \quad \mathbf{x} \in S,$$

where

$$d_S^{\Gamma_i}(\mathbf{x}) = \begin{cases} \inf_{\mathbf{y} \in \Gamma_i} \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|_S, & \mathbf{x} \in P_i \\ -\inf_{\mathbf{y} \in \Gamma_i} \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|_S, & \text{otherwise} \end{cases}, \quad \chi_E(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{x} \in E \\ 0, & \text{otherwise.} \end{cases}$$

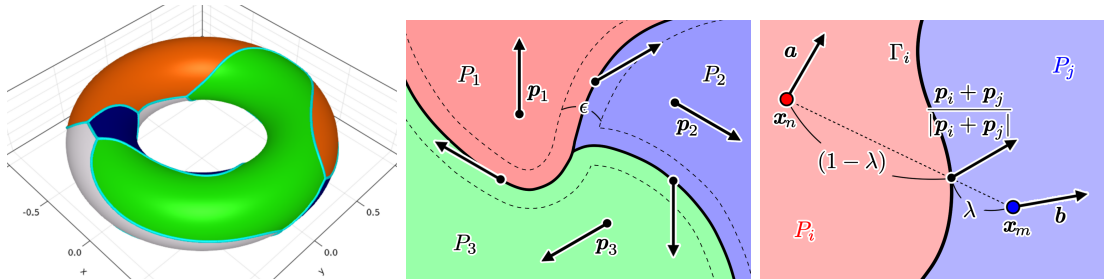


図 1. (Left) Multiphase region on a torus. (Center) Signed distance vector field. (Right) Interface detection.

Figure 1 illustrates the signed distance vector field on the torus. The interfaces separating each phase are represented by black curves.

3 Detection of the multiphase geometry.

The shape of each Γ_i can be obtained directly from $\mathbf{z}_S^\varepsilon(\mathbf{x})$, or from the solution of a level set equation $\mathbf{u}(\tau, \mathbf{x})$, where $\tau \geq 0$ denotes the time variable. The surface S is represented by a point cloud G , and the continuous representation of the interface is obtained by the following process.

Algorithm for interface detection.

- 1) Set $\mathbf{w}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}(\tau, \mathbf{x})$.
- 2) For each \mathbf{x} of the point cloud G , assign the region P_i , where $i = \underset{j \in \{1, 2, \dots, N\}}{\operatorname{argmax}} \mathbf{w}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{p}_j$.
- 3) Construct the distance function d_S^Γ using the points of P_i as the surface $\Gamma = \{\mathbf{x} | \mathbf{x} \in P_i\}$, and define $d_S^i(\mathbf{x}) = d_S^\Gamma(\mathbf{x})$.
- 4) Set the value of the distance function $d_S^i(\mathbf{x})$ to ∞ for elements $\mathbf{x} \in P_i$.
- 5) Execute steps 3 ~ 4 for each $i = 1, 2, \dots, N$.
- 6) For each point \mathbf{x} of G , let the distance be $d_S(\mathbf{x}) = \min_{i \in \{1, 2, \dots, N\}} d_S^i(\mathbf{x})$.
- 7) Define the tentative interface by $\Gamma_\varepsilon = \{\mathbf{x} | d_S(\mathbf{x}) < \varepsilon\}$.
- 8) Repeat steps 9 ~ 12 for each $i = 1, 2, \dots, N$.
- 9) Select two nearby points from Γ_ε , such that $\mathbf{x}_n \in P_i$ and $\mathbf{x}_m \in P_j$, ($i \neq j$) belong to different phases.
- 10) Determine the value of λ satisfying:

$$\frac{\lambda \mathbf{a} + (1 - \lambda) \mathbf{b}}{|\lambda \mathbf{a} + (1 - \lambda) \mathbf{b}|} = \frac{\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j}{|\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j|}$$

where

$$\mathbf{x}_n \in P_i, \quad \mathbf{x}_m \in P_j, \quad \mathbf{a} = \frac{\mathbf{w}(\mathbf{x}_n)}{|\mathbf{w}(\mathbf{x}_n)|}, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{w}(\mathbf{x}_m)}{|\mathbf{w}(\mathbf{x}_m)|}.$$

- 11) Compute the location \mathbf{x} on the interface Γ_i from the following equation.

$$\mathbf{x} = \lambda \mathbf{x}_n + (1 - \lambda) \mathbf{x}_m$$

- 12) Repeat steps 9 ~ 11 to define the interface Γ_i of region P_i .

Remark: The surface Γ in Step 3 represents a region, not a curve. In Step 4, ∞ denotes a large value that is not treated as a distance on the surface (it is used to distinguish interior and exterior points of different phases).

参考文献

- [1] E. Ginder, S. Omata, K. Svadlenka. “Variational Approach to Hyperbolic Free Boundary Problems.” SpringerBriefs in Mathematics, 2023.

非伸縮条件下におけるイデアル曲線流

Ideal curve flow under local length constraint

岡部 真也 (Shinya Okabe)¹

¹ 東北大学 (Tohoku University)

e-mail : shinya.okabe@tohoku.ac.jp

1 導入

1964 年に J. Bernoulli によって提唱された弾性体に関する問題に端を発する Euler 螺旋は、これまで様々な研究されてきた。J. Bernoulli によって提唱された弾性体の問題としては弾性曲線があり、曲率の二乗積分として定義される曲げエネルギー

$$B(\gamma) := \frac{1}{2} \int_{\gamma} k(s)^2 ds$$

の長さ一定条件下における臨界点であるという変分的特徴付けが知られている。ここで、 γ は曲線、 k と s はそれぞれ γ の曲率と弧長パラメータを表す。Euler 螺旋については、曲率の Dirichlet 汎関数とみなすこともできる次の汎関数

$$I(\gamma) := \frac{1}{2} \int_{\gamma} k_s(s)^2 ds$$

に長さの制約を付した問題の臨界点、すなわち、汎関数 $I(\gamma) + \lambda L(\gamma)$ の臨界点になり得ることが確認できる。ここで、 $L(\gamma)$ は γ の長さを表し、 $\lambda > 0$ は与えられた定数である。曲げエネルギー B に対しては多くの数学的研究がなされてきたわけだが、近年、汎関数 I に関する数学的研究が注目されつつある。2020 年に [1] によって汎関数 I に関する勾配流が初めて考察され、その中で汎関数 I はイデアル汎関数と呼ばれた。具体的には、平面閉曲線 γ に対して I の L^2_{ds} -勾配流

$$\partial_t \gamma = (\partial_s^4 k + k^2 \partial_s^2 k - \frac{1}{2} k (\partial_s k)^2) \nu$$

を考察し、その時間大域可解性を示すとともに、初期曲線 γ_0 が条件

$$I(\gamma_0) \ll 1, \quad \omega := \frac{1}{2\pi} \int_{\gamma_0} k_0(s_0) ds_0 \neq 0, \quad (\text{A})$$

をみたすときに時間大域解は ω -重円に滑らかな意味で収束することが証明された。ここで、 k_0 と s_0 はそれぞれ γ_0 の曲率と弧長パラメータである。論文 [1] では、条件 (A) により長さ $L(\gamma)$ の一様評価を得ることによって解の収束を証明している。長さの一様評価が本質的であるという示唆に伴い、長さ一定の束縛条件のもとで I に対する L^2_{ds} -勾配流が [2] によって考察された。しかし、論文 [2] では長さ一定の束縛条件を付してもなお、解の収束を示すために条件 (A) は課されたままであった。ここで、極限として現れる多重円は長さ一定の束縛条件の下でのイデアル汎関数 I の自明な臨界点であるが、論文 [1, 2] において長さ一定の束縛条件の下でのイデアル汎関数 I の臨界点はイデアル曲線と呼ばれていることに注意する。また、先行研究において数学的に示されているイデアル曲線は多重円のみである。

2 主結果

本講演の目的は、条件 (A) を課すことなく定常状態へと収束する I の勾配流を構成することである。その目的のもとで、局所長一定という束縛条件を付した I の L^2 -勾配流を導出し、その初期値問題について考察する。まず、初期曲線 $\gamma_0 : \mathbb{R}/\mathbb{Z} \rightarrow \mathbb{R}^2$ は滑らかな平面閉曲線とし、

$$|\gamma'_0(x)| \equiv 1 \quad \text{in } \mathbb{R}/\mathbb{Z}$$

をみたすとする。このとき、局所長一定の束縛条件にしたがう I に対する L^2_{dx} -勾配流は次のように記述される：

$$\begin{cases} \partial_t \gamma = \partial_x^6 \gamma + 2\partial_x^2(|\partial_x^2 \gamma|^2 \partial_x^2 \gamma) \\ \quad + \partial_x \left[\left(v + 3\partial_x^2(|\partial_x^2 \gamma|^2) - \frac{9}{2}|\partial_x^3 \gamma|^2 + \frac{13}{2}|\partial_x^2 \gamma|^4 \right) \partial_x \gamma \right], \\ -\partial_x^2 v + |\partial_x^2 \gamma|^2 v = -|\partial_x^4 \gamma|^2 + 4[\partial_x(|\partial_x^2 \gamma|^2)]^2 + \frac{13}{2}|\partial_x^2 \gamma|^2(|\partial_x^3 \gamma|^2 - |\partial_x^2 \gamma|^4), \\ \gamma(x, 0) = \gamma_0(x). \end{cases} \quad (\text{IF})$$

問題 (IF) に関する本講演の主結果は次である：

定理 1 ([3]). $\gamma_0 : \mathbb{R}/\mathbb{Z} \rightarrow \mathbb{R}^2$ は滑らかな平面閉曲線とし、 $|\gamma'_0(x)| \equiv 1$ をみたすとする。このとき、(IF) は一意な時間大域古典解 $\gamma(x, t)$ をもつ。さらに、あるイデアル曲線 $\gamma_\infty : \mathbb{R}/\mathbb{Z} \rightarrow \mathbb{R}^2$ が存在し、 $t \rightarrow \infty$ とするとき、時間大域解 $\gamma(\cdot, t)$ は $C^\infty(\mathbb{R}/\mathbb{Z})$ -位相の意味で $\gamma_\infty(\cdot)$ に収束する。

定理 1 において先行研究と同様に仮定 (A) を初期曲線 γ_0 に課すならば、極限として得られるイデアル曲線 γ_∞ は γ_0 と同じ回転数をもつ多重円であることがわかる。一方、定理 1 では仮定 (A) を必要としないため、初期曲線として回転数 0 の閉曲線を考えることができる。よって、定理 1 の系として次の主張を得る：

系 2 ([3]). 回転数が 0 であるようなイデアル曲線が存在する。

定理 1 の証明の鍵は時間大域解の定常解への収束を如何にして示すかである。先行研究では初期エネルギーの小ささを用いて様々な量の指数減衰を示すことによって定常解への収束を証明している。曲線に対する幾何学的勾配流において解の収束を示す際の有効な道具の一つは Łojasiewicz–Simon の勾配不等式である。Łojasiewicz–Simon の勾配不等式を示す手立ては様々な研究されてきたが、幾何学的勾配流の場合、対象とする汎関数の第二変分から定まる作用素が指数 0 の Fredholm 作用素となることを示す方法が一般的である。しかし、幾何学的汎関数がパラメータ変換の下で不変であることを一因として、各時刻毎に適切な変換を施すなどの工夫なしにそれを示すことは困難となる。結果として得られる収束においても同様の変換が必要となるわけであるが、定理 1 ではそういった変換を必要としない。講演ではその理由に焦点を当て証明の概略について説明する予定である。

謝辞 本研究は JSPS 科研費 20KK0057, 23K20802 の助成を受けたものである。

参考文献

- [1] B. Andrews, J. McCoy, G. Wheeler, and V. Wheeler, *Closed ideal planar curves*, Geom. Topol., **24** (2020), 1019–1049.
- [2] J. McCoy, G. Wheeler, and Y. Wu, *A length-constrained ideal curve flow*, **73** (2022), 685–699.
- [3] S. Okabe and H. Yamaguchi, *The ideal flow for planar closed curves with local length constraint*, preprint, 2025.

電気化学反応における周期的沈殿帯形成を記述する数理モデルについて

On the mathematical model for periodic precipitation banding generation in electrochemical reactions

愛木 豊彦 (Toyohiko Aiki)¹, 林 久史 (Hisashi Hayashi)¹,

垣内 花 (Hana Kakiuchi)¹

¹ 日本女子大学 (Japan Women's University)

e-mail : aikit@fc.jwu.ac.jp

1 概要

2023 年, Hayashi [1] はアガロースゲルを詰めた細いストローの両端に電極を付けた図 1 のような実験において, 高い電圧 ($V = E_H$) と低い電圧 ($V = E_L$) を時間的に交互に印加し続けると, 図 2 のように沈殿物が周期的な帯を形成することを報告した. [1] の実験結果では, Fe^{2+} と OH^- の電極上での生成比 1 : 2 と沈殿反応における消費比 1 : 3 が異なっていた. さらに, [2] では, いろいろな金属を電極としたところ, 電極上での生成比と沈殿反応における消費比が一致している場合でも周期帯が形成される現象が観察された ([2]). これとよく似た沈殿帯形成反応にリーゼガング現象があるが, [1, 2] で示された実験結果は周期帯の間隔等がリーゼガング現象とは異なるまったく新しい現象である. 本講演ではこの現象を記述する数理モデルを紹介し, その数値計算結果や数学的考察結果を示す.

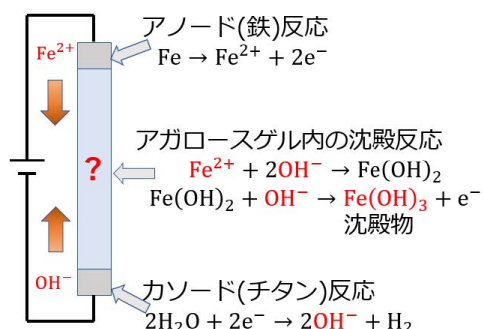


図 1. 反応過程 (参照 [1])

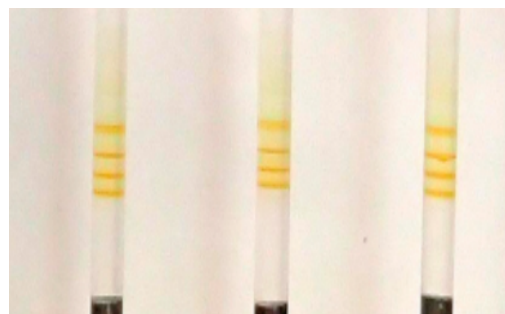


図 2. 実験結果 (参照 [1])

2 数理モデル

[2] において, 実験結果とともに Nernst-Planck の式 ([3]) をもとに, 1 次元開区間上の連立放物型方程式系を導出し, その数値計算結果も示した. その際, 系を簡単にするため境界条件を Dirichlet 型としたが, ここでは質量保存則が成り立つよう Robin 型境界条件を課す.

数理モデルを与える前に, いろいろな金属を電極にした場合に対応できるよう化学反応式を以下のように設定する. まず, アノード ($x = 0$) とカソード ($x = 1$) における反応をそれぞれ $\text{M} \rightarrow \text{M}^{n+} + n\text{e}^-$ と $(m+n)\text{H}_2\text{O} + (m+n)\text{e}^- \rightarrow (m+n)\text{OH}^- + \frac{m+n}{2}\text{H}_2$ とする. ここで, M は金属, e^- は電子を表している. また, 沈殿反応の化学式を $\text{M}^{n+} + n\text{OH}^- \rightarrow \text{M}(\text{OH})_n$, $\text{M}(\text{OH})_n + m\text{OH}^- \rightarrow \text{M}(\text{OH})_{n+m} + m\text{e}^-$ とする. つまり, 金属イオンと水酸化物イオンの電極における生成比は 1 : n , 消費比は 1 : $(n+m)$ である. なお, [1] の実験では $n = 2$, $m = 1$, [2] の実験で

は n は正の整数, $m = 0$ である.

この化学反応を記述する数理モデルにおける未知関数は, 金属イオン濃度 $u_1 = u_1(t, x)$, 水酸化物イオン濃度 $u_2 = u_2(t, x)$ と化合物 $M(OH)_{n+m}$ の濃度 $u_3 = u_3(t, x)$ であり $((t, x) \in Q(T) := (0, T) \times (0, 1))$, 以下を満たすものとする.

$$u_{1t} = \kappa_1 u_{1xx} - n\kappa_1 \alpha V u_{1x} - ch(u_1 u_2^n - K_0) \text{ in } Q(T), \quad (1)$$

$$u_{2t} = \kappa_2 u_{2xx} + \kappa_2 \alpha V u_{2x} - c(n+m)h(u_1 u_2^n - K_0) \text{ in } Q(T), \quad (2)$$

$$u_{3t} = c'h(u_1 u_2^n - K_0) \text{ in } Q(T), \quad (3)$$

$$-\kappa_1 u_{1x}(t, 0) + n\kappa_1 \alpha V(t) u_1(t, 0) = \rho(V(t)) \text{ for } t \in (0, T), \quad (4)$$

$$-\kappa_1 u_{1x}(t, 1) + n\kappa_1 \alpha V(t) u_1(t, 1) = 0 \text{ for } t \in (0, T), \quad (5)$$

$$\kappa_2 u_{2x}(t, 0) + n\kappa_2 \alpha V(t) u_2(t, 0) = 0 \text{ for } t \in (0, T), \quad (6)$$

$$\kappa_2 u_{2x}(t, 1) + n\kappa_2 \alpha V(t) u_2(t, 1) = n\rho(V(t)) \text{ for } t \in (0, T), \quad (7)$$

$$u_1(0, x) = u_2(0, x) = u_3(0, x) = 0 \text{ for } x \in (0, 1). \quad (8)$$

ここで, κ_1, κ_2 は拡散係数, α は正定数, V はこの実験装置に印加される電圧を表しており, 時刻 t に関する周期関数とする. つまり, イオンの移動速度は電圧 V に比例することを仮定している. また, h は Heaviside 関数である. ここでは, h を多価関数とするので, 数学的には (1) と (2) は等式ではなく集合の包含関係と捉える. K_0 は溶解度積を表す定数である. これは, 沈殿反応が起きるためには $u_1 u_2^n$ の値が K_0 を超える必要があることを表している. c と c' は化学反応速度を表す正定数であり, ρ は \mathbb{R} 上の関数で, 電圧 V が印加されたときのイオンの生成量を表す.

3 結果と考察

本講演では上記の初期値境界値問題 $P := (1) \sim (8)$ を多次元の立方体上で考察するが, この問題には, 境界条件に含まれる関数 V が時間に関して不連続であること, 境界条件が非単調であること, Heaviside 関数の引数が未知関数の積を含んでいるという 3 つの困難がある. そこで, 研究の第一段階として, まずは境界条件を $W^{1,2}(0, T)$ に相当するクラスに属するという強い仮定の下, h を吉田近似した場合の可解性について述べる予定である. なお, 領域を立方体に限定したのは, [4] に従い, 非単調性を有限体積法によって克服するためである.

講演では, 上記方程式系を導出し, 数値計算結果を示した上で, 実験結果 [2] との比較から生じた課題や数学的な課題についても説明する.

参考文献

- [1] H. Hayashi, Periodic band formation of $Fe(OH)_3$ precipitate through reaction-diffusion-reaction processes, *Frontiers in Physics, Sec. Soft Matter Physics*, 11(2023), 1114106.
- [2] H. Hayashi, R. Arifuku, K. Yamada, M. Nampo, K. Ogitani, T. Aiki, Periodic precipitation banding of metal hydroxides in agarose gels via cyclic-voltage-driven reaction-transport-reaction process, *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2025.
- [3] Joseph Wang, *Analytical electrochemistry*, Third edition, John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [4] A. Morimura, T. Aiki, Convergence of approximate solutions constructed by the finite volume method for the moisture transport model in porous media, arXiv: 2505.09763.