

応用数値解析特論 第 11 回

～Navier-Stokes 方程式に対する有限要素法 (1) 定常 Stokes 方程式, 定常 Navier-Stokes 方程式～

かつらだ まさし
桂田 祐史

<https://m-katsurada.sakura.ne.jp/ana2026/>

2026 年 7 月 7 日

- 1 本日の講義内容
- 2 Navier-Stokes 方程式に対する有限要素法
 - はじめに
 - 弱形式
 - ターゲット問題とその弱定式化
 - 弱形式 (2a) の導出
 - 弱形式を 1 つの方程式の形で書く (とても基本的)
 - 定常 Stokes 方程式の Dirichlet 境界値問題
 - ターゲット問題と弱定式化
 - もう一つの弱形式
 - ペナルティー法
 - cavity 問題を解いてみる
 - お話 (鞍点型変分問題と inf-sup 条件)
 - Newton 法の常識
 - 定常 Navier-Stokes 方程式に対する Newton 法
 - 例題プログラムの紹介
 - 領域とその三角形分割
 - 方程式

目次 II

- 問題点と対処の方針
- Newton 法の復習
- 我々の問題での f と f' は?
- Newton 反復の弱形式
- プログラム中の弱形式解読
- 初期値の選択
- 余談: Oseen 方程式

3 補足

本日の講義内容

Poisson 方程式に対する有限要素法を知っていると、色々な問題に応用が効くが、それでは済まない問題もある。

- 固有値問題
そもそも連立 1 次方程式に帰着されるのではない。
- 板の振動問題など 4 階偏微分方程式
- 流体力学の問題

応用上も重要な流体の問題に対する有限要素法の解説をする。

- 未知関数が \mathbf{v} と p で、3次元問題ならば、実数値関数が4つ。そのため連立方程式になっている。
- 境界条件もヴァリエーションに富んでいる。
- 圧力 p については、境界条件も初期条件もない…どう考えるべき？
- 色々なプログラムが出回っているが、なぜこれで良いのか考え始めると、なかなか難しい。
- Reynolds 数が大きいと、解が求まらなくなったりする。

本日の講義内容 (続き)

- ① 数学的準備として、Green の公式、部分積分のベクトル値関数拡張が必要となる。別資料 桂田 [1] 「ベクトル値関数版 Green の公式、部分積分 — 流体力学のために —」の §3 (§4 の内容がこのスライド資料の補題 12.1 である。)
- ② Navier-Stokes 方程式の有限要素法シミュレーションのため、弱形式の導出について説明する。前々回に解説した **3 種類の境界条件** の扱いを示すところがハイライト。
- ③ まず定常 Stokes 方程式の Dirichlet 境界値問題を有限要素法の解き方を解説する。
 - a) 2 で導出したのとは違う弱形式も紹介する。
 - b) 普通に定式化すると圧力に一意性がないため、
$$Q = \left\{ q \in L^2(\Omega) \mid \int_{\Omega} q(x) dx = 0 \right\}$$
 という関数空間を導入するのが定番のやり方であるが、数値計算しにくい。そのため、**ペナルティー法** (penalty method) を用いるプログラムが利用される。それを紹介する。
 - c) この (定常 Stokes 方程式の Dirichlet 境界値) 問題が **鞍点型変分問題** であることを説明する。有限要素近似で解く場合に、**一様 inf-sup 条件** というものが重要となり、それは素朴に有限要素空間を選択すると満たされないことがある (例えば P1/P1)、そのことを紹介する。

Navier-Stokes 方程式の適切性は完全には解決されていない、と言うのは常識である。付録「A. 適切性に関する常識」をつけておく。

6 Navier-Stokes 方程式に対する有限要素法

6.1 はじめに

目標 : Navier-Stokes 方程式の有限要素法シミュレーションの大まかな説明

Navier-Stokes 方程式を有限要素法で解くための、ある弱定式化を紹介する。応力境界条件や滑り境界条件などへの応用を考えて、粘性項に $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u})$ を残した方程式から弱形式を導出する。これが唯一の弱定式化というわけではない。例えば Dirichlet 境界値問題の場合は、別の弱定式化を使うこともできる (後述する)。

元の微分方程式が非線形ならば、(当然) 弱形式も非線形になる。もし定常問題ならば、非線形方程式を解くために Newton 法などを利用する必要がある。

非定常問題の場合は、非線形方程式を解くのを避けることも出来るが、高い Reynolds 数の場合に安定性の問題が生じる。それへの対処法は現在でも重要な研究課題である。

一番基本的な定常 Stokes 方程式ならば簡単かと言うと、Poisson 方程式の場合の最小型変分原理とは異なる鞍点型変分原理の支配する問題で、その説明も一仕事だ。そもそも有限要素法で、区分的 1 次多項式 P1 ではうまく解けず、P2/P1 や P1b/P1 としなくてはならない、などは今では常識化されているが、説明 (あるいは納得) するのは一苦労である。

また、乱流が支配的な現象のシミュレーションについては、別のアプローチが必要になる。どこらへんで切り替える (give up する) ものか筆者は良く知らない。

6.2 弱形式 6.2.1 ターゲット問題とその弱定式化

Ω は \mathbb{R}^d ($d = 2, 3$) の有界領域であり、その境界 $\partial\Omega$ は $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ の3部分からなるとする。

$$(1a) \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p - \nu (\Delta \mathbf{u} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u})) - \mathbf{f} = 0 \quad \text{in } \Omega \times (0, \infty),$$

$$(1b) \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{in } \Omega \times (0, \infty),$$

$$(1c) \quad \mathbf{u} = \mathbf{g}_1 \quad \text{on } \Gamma_1 \times (0, \infty),$$

$$(1d) \quad \sigma(\mathbf{u}, p) \mathbf{n} = \mathbf{g}_2 \quad \text{on } \Gamma_2 \times (0, \infty),$$

$$(1e) \quad \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \sigma(\mathbf{u}, p) \mathbf{n} \parallel \mathbf{n} \quad \text{on } \Gamma_3 \times (0, \infty).$$

ただし

$$\sigma(\mathbf{u}, p) = -p\mathbf{I} + 2\nu E(\mathbf{u}) \quad (\text{応力テンソル}),$$

$$E(\mathbf{u}) = (e_{ij}(\mathbf{u})), \quad e_{ij}(\mathbf{u}) := \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

非圧縮条件 (1b) を課しているのに、 $+\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u})$ を残しているのは、境界条件をうまく扱うためである (後で分かる)。

6.2 弱形式 6.2.1 ターゲット問題とその弱定式化

関数空間

$$X(\phi) := \left\{ \mathbf{u} \in H^1(\Omega)^d \mid \mathbf{u} = \phi \text{ on } \Gamma_1, \quad \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ on } \Gamma_3 \right\},$$

$$V := X(\mathbf{g}_1),$$

$$X := X(\mathbf{0}),$$

$$Q := \begin{cases} \{q \in L^2(\Omega) \mid (q, 1) = 0\} & (\Gamma_1 = \partial\Omega, \text{ i.e. } \Gamma_2 = \Gamma_3 = \emptyset \text{ のとき}) \\ L^2(\Omega) & (\Gamma_1 \neq \partial\Omega \text{ のとき}). \end{cases}$$

注意 $\sigma(\mathbf{u}, p)\mathbf{n} \parallel \mathbf{n}$ (応力と法線は平行) という条件は、ここにも弱形式にも現れない (自然境界条件 — Poisson 方程式ならば $\frac{\partial u}{\partial n} = 0$ が相当)。

6.2.1 ターゲット問題とその弱定式化

まず結果から先に述べると、(1a)–(1e) の弱定式化は次のようになる。

Find $(\mathbf{u}, p) \in V \times Q$ s.t.

$$(2a) \quad \left(\frac{D\mathbf{u}}{Dt}, \mathbf{v} \right) + a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p) = (\mathbf{f}, \mathbf{v}) + [\mathbf{g}_2, \mathbf{v}] \quad (\mathbf{v} \in X),$$

$$(2b) \quad b(\mathbf{u}, q) = 0 \quad (q \in Q).$$

ただし

$$(3) \quad a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := 2\nu \int_{\Omega} E(\mathbf{u}) : E(\mathbf{v}) \, dx,$$

$$(4) \quad b(\mathbf{v}, p) := - \int_{\Omega} p \nabla \cdot \mathbf{v} \, dx,$$

$$(5) \quad [\mathbf{g}_2, \mathbf{v}] := \int_{\Gamma_2} \mathbf{g}_2 \cdot \mathbf{v} \, d\sigma.$$

($d\sigma$ は面積要素 (2次元ならば線要素, 弧長要素)、応力テンソル σ とは関係ない。)

(2b) の導出は簡単である。以下 (2a) の導出を説明する。

6.2.2 弱形式 (2a) の導出

任意の $\mathbf{v} \in X$ を取り、(1a) と内積をとり、 Ω で積分する。

$$(6) \quad \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}, \mathbf{v} \right) + (\nabla p, \mathbf{v}) - \nu (\Delta \mathbf{u} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}), \mathbf{v}) - (\mathbf{f}, \mathbf{v}) = 0.$$

左辺第 1 項については当面放置する。左辺第 2 項については、

$$(\nabla p, \mathbf{v}) = \int_{\partial\Omega} p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \, d\sigma - (p, \nabla \cdot \mathbf{v}).$$

(この公式は、桂田 [1] の §3.5 に書いておいた。次の補題も桂田 [1] にある。) 一方、(6) の左辺第 3 項については、次の形の部分積分公式を利用する。

補題 12.1 (誰か名前つけないかな. ある種の部分積分公式)

$$(7) \quad (\Delta \mathbf{u} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}), \mathbf{v}) = 2 \int_{\partial\Omega} E(\mathbf{u}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma - 2 \int_{\Omega} E(\mathbf{u}) : E(\mathbf{v}) \, dx.$$

ただし $P = (p_{ij})$, $Q = (q_{ij})$ に対して $P : Q := \sum_{i,j=1}^d p_{ij} q_{ij}$ とする。

この証明は後回しにして、とりあえずこれを使って (6) を書き換えると

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}, \mathbf{v} \right) - (p, \nabla \cdot \mathbf{v}) + \int_{\partial\Omega} p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \, d\sigma - 2\nu \int_{\partial\Omega} E(\mathbf{u}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma + 2\nu \int_{\Omega} E(\mathbf{u}) : E(\mathbf{v}) \, dx - (\mathbf{f}, \mathbf{v}) = 0.$$

6.2.2 弱形式 (2a) の導出

$p\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} - 2\nu E(\mathbf{u})\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} = -(-pl + 2\nu E(\mathbf{u}))\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} = -\sigma(\mathbf{u}, p)\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}$ であるから (←注目)

$$(8) \quad \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}, \mathbf{v} \right) - (p, \nabla \cdot \mathbf{v}) - \int_{\partial\Omega} \sigma(\mathbf{u}, p) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma + 2\nu \int_{\Omega} E(\mathbf{u}) : E(\mathbf{v}) \, dx - (\mathbf{f}, \mathbf{v}) = 0.$$

Γ_1 では、 $\mathbf{v} \in X$ であることから $\mathbf{v} = 0$. ゆえに

$$\int_{\Gamma_1} \sigma(\mathbf{u}, p) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma = 0.$$

Γ_2 では、 $\sigma(\mathbf{u}, p)\mathbf{n} = \mathbf{g}_2$ であるから

$$\int_{\Gamma_2} \sigma(\mathbf{u}, p) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma = \int_{\Gamma_2} \mathbf{g}_2 \cdot \mathbf{v} \, d\sigma.$$

Γ_3 では、 $\sigma(\mathbf{u}, p)\mathbf{n}$ は \mathbf{n} と平行で、 \mathbf{v} は $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$ を満たすので

$$\int_{\Gamma_3} \sigma(\mathbf{u}, p) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma = 0.$$

ゆえに (8) は次式と同値である。

$$(9) \quad \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}, \mathbf{v} \right) - (p, \nabla \cdot \mathbf{v}) + 2\nu \int_{\Omega} E(\mathbf{u}) : E(\mathbf{v}) \, dx - \int_{\Gamma_2} \mathbf{g}_2 \cdot \mathbf{v} \, d\sigma - (\mathbf{f}, \mathbf{v}) = 0.$$

これを移項すると (2a) になる。

(証明終)

6.2.2 弱形式 (2a) の導出 後始末 (補題 12.1 の証明)

$$\begin{aligned}
 \int_{\Omega} \mathbf{E}(\mathbf{u}) : \mathbf{E}(\mathbf{v}) \, d\mathbf{x} &= \int_{\Omega} \sum_{i,j} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right) d\mathbf{x} \\
 &= \frac{1}{4} \sum_{i,j} \int_{\Omega} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) d\mathbf{x} \quad (\text{展開した}) \\
 &= \frac{1}{4} \sum_{i,j} \int_{\Omega} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) d\mathbf{x} \quad (\because \sum_{i,j} A_{ij} = \sum_{i,j} A_{ji}) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{i,j} \int_{\Omega} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) d\mathbf{x} \quad (\text{ここから部分積分で } \mathbf{v} \text{ の微分を } \mathbf{u} \text{ によせる}) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\int_{\partial\Omega} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} v_i n_j + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} v_j n_i \right) d\sigma - \int_{\Omega} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} v_i + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_i} v_j \right) d\mathbf{x} \right) \\
 &= \sum_{i,j} \int_{\partial\Omega} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) v_i n_j d\sigma - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \int_{\Omega} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} v_i + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_i} v_j \right) d\mathbf{x} \quad (\because \sum_{i,j} A_{ij} = \sum_{i,j} A_{ji}) \\
 &= \int_{\partial\Omega} \sum_i \left(\sum_j \mathbf{e}_{ij} n_j \right) v_i d\sigma - \frac{1}{2} \int_{\Omega} \left(\sum_i \left(\sum_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right) v_i + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) v_j \right) d\mathbf{x} \\
 &= \int_{\partial\Omega} \mathbf{E}(\mathbf{u}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \, d\sigma - \frac{1}{2} \int_{\Omega} (\Delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{v}) \, d\mathbf{x}. \quad (\text{証明終})
 \end{aligned}$$

6.2.3 弱形式を1つの方程式の形で書く

$$A(\mathbf{u}, p, \mathbf{v}, q) := a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p) + b(\mathbf{u}, q)$$

とおく。次の2つの問題は同値である。

問題 1 (既に登場したもの)

Find $(\mathbf{u}, p) \in V \times Q$ s.t.

$$a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p) = (f, \mathbf{v}) \quad (\mathbf{v} \in X),$$

$$b(\mathbf{u}, q) = 0 \quad (q \in Q).$$

問題 2

Find $(\mathbf{u}, p) \in V \times Q$ s.t.

$$(10) \quad A(\mathbf{u}, p, \mathbf{v}, q) = (f, \mathbf{v}) \quad ((\mathbf{v}, q) \in X \times Q).$$

(\mathbf{u}, p) が問題 1 の解であれば、問題 2 の解であることはすぐ分かる。

一方 (\mathbf{u}, p) が問題 2 の解であれば、

- $q = 0$ であるような (\mathbf{v}, q) について考えると $a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p) = (f, \mathbf{v})$ が導かれ
- $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ であるような (\mathbf{v}, q) について考えると $b(\mathbf{u}, q) = 0$ が導かれる

ので、 (\mathbf{u}, p) は問題 1 の解である。

FreeFEM では、問題 2 の (10) の形で弱形式の指定をする。慣れる必要がある。

6.3 定常 Stokes 方程式の Dirichlet 境界値問題

6.3.1 ターゲット問題と弱定式化

まず簡単な定常 Stokes 方程式の Dirichlet 境界値問題を考えよう。

$$(11a) \quad -\nu \Delta \mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{f} \quad (\text{in } \Omega)$$

$$(11b) \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{in } \Omega)$$

$$(11c) \quad \mathbf{u} = \mathbf{g}_1 \quad (\text{in } \Gamma).$$

境界条件もシンプル ($\Gamma_2 = \Gamma_3 = \emptyset$) になっていることに注意。

前項で説明した弱定式化をこちらに適用すると、次のようになる。

Find $(\mathbf{u}, p) \in V \times Q$ s.t.

$$(12a) \quad a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p) = (\mathbf{f}, \mathbf{v}) \quad (\mathbf{v} \in X),$$

$$(12b) \quad b(\mathbf{u}, q) = 0 \quad (q \in Q).$$

ただし

$$(13) \quad a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := 2\nu \int_{\Omega} E(\mathbf{u}) : E(\mathbf{v}) \, dx, \quad b(\mathbf{v}, p) := - \int_{\Omega} p \nabla \mathbf{v} \, dx.$$

関数空間も次のようになる。

$$X(\phi) = \left\{ \mathbf{w} \in H^1(\Omega)^d \mid \mathbf{w} = \phi \text{ on } \Gamma \right\}, \quad V := X(\mathbf{g}_1), \quad X := X(\mathbf{0}),$$

$$Q := \left\{ q \in L^2(\Omega) \mid (q, 1) = 0 \right\}.$$

6.3.2 もう一つの弱形式

§6.2 で弱形式を導くときに

$$(再掲 1a) \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p - \nu (\Delta \mathbf{u} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u})) - \mathbf{f} = 0 \quad \text{in } \Omega \times (0, \infty)$$

に試験関数をかけるところから始めたが、

$$(14) \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p - \nu \Delta \mathbf{u} - \mathbf{f} = 0 \quad \text{in } \Omega \times (0, \infty)$$

から始めることも出来る。しかしその場合は、(自然に) 扱える境界条件が違ってくる。

6.3.2 もう一つの弱形式

(定常 Stokes 方程式の) 次の境界値問題を考える。

$$(15a) \quad -\nu \Delta \mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{f} \quad (\text{in } \Omega),$$

$$(15b) \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{in } \Omega),$$

$$(15c) \quad \mathbf{u} = \mathbf{g}_1 \quad (\text{on } \Gamma_1),$$

$$(15d) \quad -p\mathbf{n} + \nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = \mathbf{g}_2 \quad (\text{on } \Gamma_2). \quad (\leftarrow \text{新顔})$$

この場合は、 a の代わりに

$$(16) \quad a_1(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \nu \int_{\Omega} \nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{v} \, d\mathbf{x} = \nu \sum_{i,j=1}^d \int_{\Omega} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \, d\mathbf{x}.$$

という内積を使えば良い。すなわち次の弱形式が得られる。

$$(17a) \quad a_1(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p) = (\mathbf{f}, \mathbf{v}) + [\mathbf{g}_2, \mathbf{v}] \quad (\mathbf{v} \in X),$$

$$(17b) \quad b(\mathbf{u}, q) = 0 \quad (q \in Q).$$

この内積 $a_1(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ はシンプルで良さそうだが、この境界条件 (15d) の物理的な意味がはっきりしない。Dirichlet 境界条件の場合 ($\Gamma_2 = \emptyset$ なので、(15d) は現れない) のみ $a_1(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ を用いる、と考える方が良いかもしれない。

6.3.3 ペナルティ法

Dirichlet 境界値問題 ($\Gamma_2 = \Gamma_3 = \emptyset$) の場合、理論的には、上の (紹介した 2 つの) 定式化で一応筋は通るのだが、 Q のように平均 $(q, 1) \stackrel{\text{def.}}{=} \int_{\Omega} q \, dx$ が 0 という条件を課した有限要素空間 (近似関数の空間) を使うのは難しい (何か工夫しないと連立 1 次方程式が…)。

1 つの工夫として、実際の数値計算では、**ペナルティ法** (penalty method) という方法がしばしば使われる (FreeFEM のマニュアル Hecht [3] の §5.6 に少し説明がある… あれ、なくなっている！)。

これは、 \mathbf{u} , p の代わりに、小さい正定数 ε (以下の例では 10^{-6} とか 10^{-10}) に対する、次の問題の解 \mathbf{u}_ε , p_ε を使う、というものである。

Find $(\mathbf{u}_\varepsilon, p_\varepsilon) \in V \times L^2(\Omega)$ s.t.

$$(18a) \quad a(\mathbf{u}_\varepsilon, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, p_\varepsilon) = (\mathbf{f}, \mathbf{v}) \quad (\mathbf{v} \in X),$$

$$(18b) \quad b(\mathbf{u}_\varepsilon, q) = \varepsilon p_\varepsilon \quad (q \in L^2(\Omega)).$$

この問題は一意的な解を持ち、また次のような誤差評価が成り立つことが知られている (文献を紹介しないと…)。

$$\|\mathbf{u} - \mathbf{u}_\varepsilon\|_{1,\Omega} + \|p - p_\varepsilon\|_{0,\Omega} \leq C\varepsilon \quad (C \text{ は } \varepsilon \text{ によらない正の定数}).$$

実際には、さらに有限要素近似をすることになるが、近似解 $\hat{\mathbf{u}}$, \hat{p} の精度よりも ε を十分小さく取れば、 $\hat{\mathbf{u}}_\varepsilon$, \hat{p}_ε は近似解として遜色ないと期待出来る。

6.3.4 cavity 問題を解いてみる

流体の問題で、解法の“試し斬り”に使われることで有名な **cavity flow** の問題 (the driven cavity flow problem) を紹介する。

$\Omega := (0, 1) \times (0, 1)$ (正方形領域), $\Gamma_1 = \Gamma := \partial\Omega$ (Dirichlet 問題),

$$\mathbf{g}_1(x, y) := \begin{cases} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} & (x = 0 \text{ または } x = 1 \text{ または } y = 0) \\ \begin{pmatrix} g_1(x) \\ 0 \end{pmatrix} & (y = 1), \end{cases}$$

$$g_1(x) := 4x(1 - x).$$

(正方形領域の境界のうち、上の辺を除いて流速は 0 (固体壁を想定)、上の辺では水平方向右向きに速さ $4x(1 - x)$ で流れている。)

6.3.4 cavity 問題を解いてみる

Stokes-cavity.edp (前半)

```
// example 1
// Stokes equations : regularized cavity flow problem
// COE-tutorial 2007, Atsushi Suzuki 2007/03/08
//
mesh Th=square(20,20);
fespace Vh(Th,P1b),Qh(Th,P1);

Vh u1,u2,v1,v2;
Qh p,q;
macro d11(u1)      dx(u1) //
macro d22(u2)      dy(u2) //
macro d12(u1,u2)  (dy(u1) + dx(u2))/2.0 //

real epsln = 1.0e-6;

solve stokes([u1,u2,p], [v1,v2,q]) =
int2d(Th) ( 2.0*(d11(u1)*d11(v1)+2.0*d12(u1,u2)*d12(v1,v2)+d22(u2)*d22(v2))
- dx(v1)*p - dy(v2)*p - dx(u1)*q - dy(u2)*q
- p*q*epsln
)
+ on(1,2,4,u1=0,u2=0) + on(3,u1=x*(1-x)*4,u2=0) ;
```

6.3.4 cavity 問題を解いてみる

Stokes-cavity.edp (後半)

```
real area = int2d(Th)(1.0);
real meanp = int2d(Th)(p) / area;
cout << "mean pressure = " << meanp << endl;
p = p - meanp;
plot([u1,u2],p,wait=1,value=true,coef=0.1);
```

入手して実行

```
curl -O https://m-katsurada.sakura.ne.jp/program/fem/Stokes-cavity.edp
FreeFem++ Stokes-cavity.edp
```

解は `plot([u1,u2],p,...)` として、流速のベクトル場と圧力の等高線を同時に表示している。

圧力 p はスカラー場であるので、`plot()` に渡すと、等高線が表示できる (Poisson 方程式のときの解の表示と同様)。

流速 $\mathbf{u} = (u_1, u_2)^\top$ は 2 次元ベクトル場であり、`u1, u2` として求めている。これを `[u1,u2]` として `plot()` に渡すと、有向線分 (矢印) で表示される。矢印の大きさは `A` (大きくする), `a` (小さくする) で調節可能である (`arrow` の 'a' だろう)。

6.3.4 cavity 問題を解いてみる

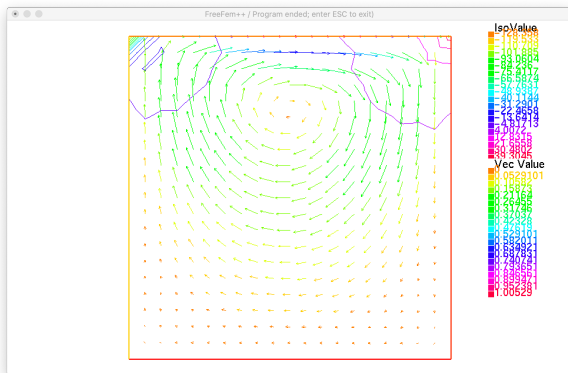


図 1: Stokes-cavity.edp の実行結果

'A' を打って少し矢印を大きくしてから画像を保存した

6.3.5 お話 (1) 鞍点型変分問題

Poisson 方程式の際に、弱形式 (W) がある変分問題 (V) と同値であることを述べた。Stokes 方程式の問題も、弱形式はある種の変分問題と同値であることが知られている。それについて説明しよう。

$$\mathcal{L}(\mathbf{v}, q) := \frac{1}{2}a(\mathbf{v}, \mathbf{v}) + b(\mathbf{v}, q) - (\mathbf{f}, \mathbf{v})$$

とおく。

問題 (S)

Find $(\mathbf{u}, p) \in V \times Q$ s.t.

$$(19) \quad \mathcal{L}(\mathbf{u}, q) \leq \mathcal{L}(\mathbf{u}, p) \leq \mathcal{L}(\mathbf{v}, p) \quad ((\mathbf{v}, q) \in V \times Q).$$

(19) は、 (\mathbf{u}, p) が \mathcal{L} の鞍点であることを意味するので、**鞍点型変分問題** (saddle point problem) と呼ばれる。

Cf. $f(\mathbf{v}, q) = \mathbf{v}^2 - q^2$ ($(\mathbf{v}, q) \in \mathbb{R}^2$) とする。 $(\mathbf{u}, p) = (0, 0)$ は極値点で次式を満たす (鞍点である):

$$f(\mathbf{u}, q) \leq f(\mathbf{u}, p) \leq f(\mathbf{v}, p) \quad ((\mathbf{v}, q) \in \mathbb{R}^2).$$

(\mathbf{u}, p) が弱形式の解であることと、問題 (S) の解であることが同値であることを示すのは、手頃な演習問題である (解くとすっきりすると思われるので、お勧め)。

6.3.5 お話 (2) inf-sup 条件

最小型変分問題 (V) や、鞍点型変分問題 (S) について、解が一意的に存在することを保証する定理を紹介しようと考えているが (時間が足りるか少し心配…まず Poisson 方程式だろうし、Navier-Stokes 方程式は時間切れだろうか…)、鞍点型変分問題については、

a が強圧的であること ($\inf_{\mathbf{v} \in V} \frac{a(\mathbf{v}, \mathbf{v})}{\|\mathbf{v}\|_V^2} > 0$) と、 b が inf-sup 条件

$$(20) \quad \inf_{q \in Q} \sup_{\mathbf{v} \in V} \frac{b(\mathbf{v}, q)}{\|q\|_Q \|\mathbf{v}\|_V} > 0$$

を満たすことが鍵となる。さらに有限要素近似を行う場合には、次の条件が必要となる。

- ある $\alpha > 0$ が存在して、十分小さい任意の h に対して

$$\inf_{\mathbf{v}_h \in V_h} \frac{a(\mathbf{v}_h, \mathbf{v}_h)}{\|\mathbf{v}_h\|_{V_h^2}} \geq \alpha \quad (\text{一様強圧性}).$$

- ある $\beta > 0$ が存在して、十分小さい任意の h に対して

$$\inf_{q_h \in Q_h} \sup_{\mathbf{v}_h \in V_h} \frac{b(\mathbf{v}_h, q_h)}{\|q_h\|_{Q_h} \|\mathbf{v}_h\|_{V_h}} \geq \beta \quad (\text{一様 inf-sup 条件}).$$

このうち一様 inf-sup 条件は、 V_h と Q_h の両方が関係することに注意。実は有限要素空間の選び方によっては、この条件が満たされないことがある。

6.3.5 お話 (2) inf-sup 条件 (続き)

例えば P1/P1 (流速も圧力も区分的 1 次多項式で近似) は、この一様 inf-sup 件を満たされず、実際にしばしば数値計算が破綻する。

P2/P1 (流速は区分的 2 次多項式, 圧力は区分的 1 次多項式) や P1b/P1 (流速は区分的 2 次多項式, 圧力は区分的 1 次多項式+気泡関数) は満たしている。

プログラム中で

```
fespace Vh(Th,P1b),Qh(Th,P1);
```

としているのに注目。Qh については、Poisson 方程式のときと同様に P1 (区分的 1 次多項式) 要素を用いているが、Vh については、P1 bubble (気泡関数要素, P1b あるいは P1+ と表す) を用いている。流速に P1 bubble, 圧力に P1 を用いる組み合わせを **MINI 要素**とも呼ぶ(らしい)。

上で紹介した Stokes-cavity.edp は大丈夫だが (なぜだろう? 速度の連続性のせい?), FreeFEM 配布物の exmaples/examples の下にある stokes.edp は、P1/P1 にするとおかしくなる (<https://m-katsurada.sakura.ne.jp/lab/text/welcome-to-freefem/node10.html>)。

6.4 Newton 法の常識

微分可能な写像 f に対して、非線形方程式 $f(x) = 0$ の解 x_* の“良い”近似値 x_0 が得られている場合、 $f(x) = 0$ を x_0 で1次近似した方程式

$$f'(x_0)(x - x_0) + f(x_0) = 0$$

の解

$$x = x_0 - f'(x_0)^{-1}f(x_0)$$

は x_0 よりも真の解に近いと期待される。さらに

$$x_{k+1} = x_k - f'(x_k)^{-1}f(x_k) \quad (k = 0, 1, \dots)$$

で $\{x_k\}_{k \in \mathbb{N}}$ を定めると

$$\lim_{k \rightarrow \infty} x_k = x_*$$

と期待できる。そこで十分大きな番号 k に対する x_k を近似解に採用する。

- 必ずしも収束するとは限らない。条件が良い場合は2次の収束をする。
- 良い初期値 x_0 をどのように見つけるかについては何も主張していない。
- 解の存在・一意性について、**Newton-Kantrovich の定理** がある。
- 高校数学でしばしば1次元の場合が説明されるが、 n 次元でも (その場合 $f'(x_k)$ はヤコビ行列)、無限次元でも (その場合 $f'(x_k)$ は Fréchet 微分) 使える。
- 数値計算では、 $f'(x_k)^{-1}f(x_k)$ は連立1次方程式 $f'(x_k)x = f(x_k)$ の解として求める。
- 反復をどこで止めるかの基準も一考を要する。

6.5 定常 Navier-Stokes 方程式に対する Newton 法

6.5.1 例題プログラムの紹介

前回、定常 Stokes 方程式を有限要素法で解いた。今回は定常 Navier-Stokes 方程式を有限要素法で解いてみよう。

例題プログラムは FreeFem++ に付属する

```
/usr/local/ff++/share/FreeFEM/4.9/examples/examples/NSNewton.edp (4.9 の場合)  
/Applications/FreeFem++.app/Contents/ff-4.15/share/FreeFEM/4.15/examples/examples/NSNewton.edp (4.15 の  
場合)
```

である。

ターミナルでこうすればカレント・ディレクトリにコピーできる

```
cp -p /usr/local/ff++/share/FreeFEM/4.9/examples/examples/NSNewton.edp .  
cp -p /Applications/FreeFem++.app/Contents/ff-4.15/share/FreeFEM/4.15/examples/examples/NSNewton.edp .
```

テキスト・エディターで開いて中身を読んでみよう。

これはマニュアル (Hecht [3]) の §2.12 に掲載されているプログラムとほぼ同じである。

6.5.2 領域とその三角形分割

Ω は $C_e + B_{eb} + B_{eo} + B_{eu} - C_c$ で囲まれる領域とする。ただし、 $R = 5$, $L = 15$,

$$C_e : (x, y) = (R \cos t, R \sin t) \quad (t \in [\pi/2, 3\pi/2]),$$

$$C_c : (x, y) = ((\cos t)/2, (\sin t)/2) \quad (t \in [0, 2\pi]),$$

$$B_{eb} : (x, y) = (Lt^{1.2}, -R) \quad (t \in [0, 1]),$$

$$-B_{eu} : (x, y) = (Lt^{1.2}, R) \quad (t \in [0, 1]),$$

$$B_{eo} : (x, y) = (L, t) \quad (t \in [-R, R]).$$

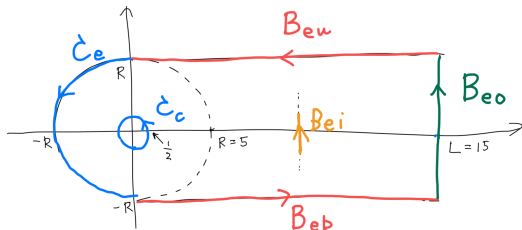


図 2: 領域 Ω ($\partial\Omega = C_e + B_{eb} + B_{eo} + B_{eu} - C_c$)

6.5.2 領域とその三角形分割

$$\Gamma_1 := -C_c + C_e + B_{eb} + B_{eu}, \quad \Gamma_2 := B_{eo}$$

とおく。 $\Gamma_1 \cup \Gamma_2 = \partial\Omega$ である (境界条件の種類に応じた分割)。

B_{eb} は $(x, y) = (Lt, R)$ ($t \in [0, 1]$) と書いても同じことであるが、FreeFEMでは t について等分することを想定してプログラムを書いたため、この式を採用しているのであろう。(こういう工夫が実際に効果があるのかどうかは分からない。)

B_{eu} はプログラムでは

```
border beu(tt=1, 0){real t=tt^1.2; x=t*L; y=R; label=1;}
```

として与えられている。FreeFem++ では、 $tt=1,0$ と書くことで、パラメーターが 1 から 0 まで減少する曲線を表すことが出来る、ということであろう (こういうことが出来ることは、このプログラムを見て初めて知った)。

6.5.2 領域とその三角形分割

三角形分割をする際に

$$B_{ei}: (x, y) = (L/2, t) \quad (t \in [-R/4, R/4])$$

という曲線 (線分) も用いている。

```
Th=buildmesh(cc(-40)+ce(20)+beb(15)+beu(15)+beo(8)+bei(10));
```

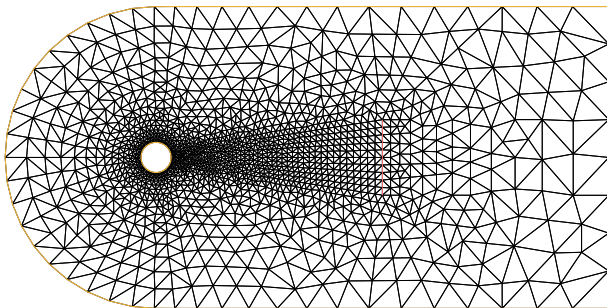


図 3: 領域の三角形分割. 中央部に B_{ei} (朱色の線分) が見える (拡大してみよう)

6.5.3 方程式

このプログラムが解く問題の方程式は (境界条件が、マニュアルにも、プログラムの注釈にも明記されていないが (真面目にやってほしい)…)、多分、次のものである。

$$(21a) \quad (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nu \Delta \mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{0} \quad \text{in } \Omega,$$

$$(21b) \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{in } \Omega,$$

$$(21c) \quad \mathbf{u} = \mathbf{U} \quad \text{on } \Gamma_1 \setminus C_c,$$

$$(21d) \quad \mathbf{u} = \mathbf{0} \quad \text{on } C_c,$$

$$(21e) \quad -pn + \nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = \mathbf{0} \quad \text{on } B_{eo}.$$

(判断の根拠: 1 というラベルをつけた Γ_1 で $\delta \mathbf{u} = \mathbf{0}$ としていることから、そこで Dirichlet 境界条件をつけているのだろう。Newton 法の初期値 \mathbf{u}_0 は

$$\mathbf{u}_0 = \begin{cases} (1, 0)^\top & (x^2 + y^2 > 2) \\ (0, 0)^\top & (x^2 + y^2 \leq 2) \end{cases}$$

であったから、 $\delta \mathbf{u}$ も Γ_1 では $\mathbf{0}$ である。)

(21e) は自然境界条件である (弱形式には explicit に現れない — Poisson 方程式の問題における同次 Neumann 境界条件のようなもの)。

一様流 ($\mathbf{U} := (1, 0)^\top$) の中に置かれた円柱の周りの流れを求めよという問題である。

今回のスライド「もう 1 つの弱形式」と類似点が多い。見比べてみよう。

6.5.4 問題点と対処の方針

問題になることと、それへの対処について、次の2点を指摘しておく。

- a) Navier-Stokes 方程式は非線形方程式であるので、一度に解を求めるのが難しい。Newton 法を用いて解くことにする (反復計算で近似解を求める)。
- b) 動粘性係数 $\nu = \frac{1}{200}$ は素朴な数値計算にとっては、かなり小さい (“円柱” の直径 1 であるから、これを代表的な長さ、 $\|\mathbf{U}\| = 1$ を代表的な速さに選ぶと、 ν の逆数が Reynolds 数 R_e に相当するので、 $R_e = 200$ ということになり、これが実はかなり大きい、ということである)。Newton 法の初期値は真の解に十分近いものを選ばないと、反復が収束しないかもしれない。そのため、大きめの ν についての解を求め、それを小さい ν の問題の Newton 法の初期値とすることで、解きたい ν に近づいていく。

Reynolds 数の説明をうっかり飛ばしていた… 「Navier-Stokes 方程式の無次元化と Reynolds 数」

6.5.5 Newton 法の復習

方程式 $f(u) = 0$ の近似解を求めるための Newton 法とは、まず適当な初期値 u_0 を選び、漸化式

$$(22) \quad u_{i+1} = u_i - f'(u_i)^{-1}f(u_i)$$

により $\{u_i\}$ を定め、十分大きな i に対して、 u_i を近似解に採用する、というものである。

(22) は、 $f(u) = 0$ を $u = u_i$ で線形近似した

$$f'(u_i)(u - u_i) + f(u_i) = 0$$

の解を u_{i+1} とする、ということである。

$w_i := f'(u_i)^{-1}f(u_i)$ とおくと、 w_i は $f'(u_i)w_i = f(u_i)$ の解であることに注意すると、次のアルゴリズムを得る (FreeFem++ のマニュアルでは、 F の微分は DF と表している)。

Find $u \in V$ such that $f(u) = 0$ where $f: V \rightarrow V$.

1. choose $u_0 \in V$
2. for ($i=0$; $i<niter$; $i=i+1$)
 1. Solve $f'(u_i)w_i = f(u_i)$
 2. $u_{i+1} := u_i - w_i$
break if $\|w_i\| < \varepsilon$ (修正量が小さくなったら反復を停止する)

6.5.6 我々の問題での f と f' は？

$f = 0$ が (21a) –(21e) と一致するようにするには

$$f(\mathbf{u}, p) := \begin{pmatrix} (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \nu \Delta \mathbf{u} + \nabla p \\ \nabla \cdot \mathbf{u} \\ \mathbf{u}|_{\Gamma_1} - \mathbf{u}_b \\ -p\mathbf{n} + \nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_{e_0}} \end{pmatrix}$$

とすれば良いだろう。ここで \mathbf{u}_b は次式で定まる Γ_1 上の関数である。

$$\mathbf{u}_b := \begin{cases} (1, 0)^\top & (\text{on } \Gamma_1 \setminus C_c) \\ (0, 0)^\top & (\text{on } C_c). \end{cases}$$

6.5.6 我々の問題での f と f' は？ (続き)

$$\begin{aligned}
 & f(\mathbf{u} + \delta\mathbf{u}, p + \delta p) - f(\mathbf{u}, p) \\
 &= \begin{pmatrix} ((\mathbf{u} + \delta\mathbf{u}) \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nu \Delta (\mathbf{u} + \delta\mathbf{u}) + \nabla (p + \delta p) - ((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nu \Delta \mathbf{u} + \nabla p) \\ \nabla \cdot (\mathbf{u} + \delta\mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{u} \\ (\mathbf{u} + \delta\mathbf{u})|_{\Gamma_1} - \mathbf{u}_b - (\mathbf{u}|_{\Gamma_1} - \mathbf{u}_b) \\ -(p + \delta p)\mathbf{n} + \nu \frac{\partial(\mathbf{u} + \delta\mathbf{u})}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_{eo}} - \left(-p\mathbf{n} + \nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_{eo}} \right) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} (\delta\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \delta\mathbf{u} - \nu \Delta (\delta\mathbf{u}) + \nabla (\delta p) + \delta\mathbf{u} \cdot \nabla (\delta\mathbf{u}) \\ \nabla \cdot (\delta\mathbf{u}) \\ \delta\mathbf{u}|_{\Gamma_1} \\ -(\delta p)\mathbf{n} + \nu \frac{\partial(\delta\mathbf{u})}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_{eo}} \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

であるから

$$f'(\mathbf{u}, p) \begin{pmatrix} \delta\mathbf{u} \\ \delta p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\delta\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \delta\mathbf{u} - \nu \Delta (\delta\mathbf{u}) + \nabla (\delta p) \\ \nabla \cdot (\delta\mathbf{u}) \\ \delta\mathbf{u}|_{\Gamma_1} \\ -(\delta p)\mathbf{n} + \nu \frac{\partial(\delta\mathbf{u})}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_{eo}} \end{pmatrix}.$$

(書くと手間だが、要するに2次式であるから、慣れると結果がすぐに分かる。)

6.5.7 Newton 反復の弱形式

$f'(\mathbf{u}_i, p_i) \begin{pmatrix} \delta \mathbf{u} \\ \delta p \end{pmatrix} = f(\mathbf{u}_i, p_i)$ を具体的に書くと

$$(23a) \quad (\delta \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}_i + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \delta \mathbf{u} - \nu \Delta(\delta \mathbf{u}) + \nabla(\delta p) = (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i - \nu \Delta \mathbf{u}_i + \nabla p_i \quad \text{in } \Omega,$$

$$(23b) \quad \nabla \cdot \delta \mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{u}_i \quad \text{in } \Omega,$$

$$(23c) \quad \delta \mathbf{u} = 0 \quad \text{on } \Gamma_1,$$

$$(23d) \quad -(\delta p) \mathbf{n} + \nu \frac{\partial(\delta \mathbf{u})}{\partial \mathbf{n}} = \mathbf{0} \quad \text{on } B_{eo}.$$

当たり前のことであるが、 $\delta \mathbf{u}$, δp についての線形方程式である。

最初の 2 つに試験関数 (それぞれ \mathbf{v} と q) をかけて積分すると

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} [((\delta \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}_i) \cdot \mathbf{v} + ((\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \delta \mathbf{u}) \cdot \mathbf{v} - \nu \Delta(\delta \mathbf{u}) \cdot \mathbf{v} + \nabla(\delta p) \cdot \mathbf{v}] dx, \\ = \int_{\Omega} ((\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i - \nu \Delta \mathbf{u}_i + \nabla p_i) \cdot \mathbf{v} dx \\ \int_{\Omega} q (\nabla \cdot (\delta \mathbf{u})) dx = 0. \end{aligned}$$

6.5.7 Newton 反復の弱形式 (続き)

それぞれ部分積分して (境界積分を消去するのに、(23d) を用いる)

$$(24a) \quad \int_{\Omega} [((\delta \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}_i) \cdot \mathbf{v} + ((\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \delta \mathbf{u}) \cdot \mathbf{v} - \nu \nabla(\delta \mathbf{u}) : \nabla \mathbf{v} - \delta p(\nabla \cdot \mathbf{v})] dx,$$
$$= \int_{\Omega} ((\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i - \nu \Delta \mathbf{u}_i + \nabla p_i) \cdot \mathbf{v} dx$$

$$(24b) \quad \int_{\Omega} q(\nabla \cdot (\delta \mathbf{u})) dx = 0.$$

これが弱形式である。

6.5.8 プログラム中の弱形式解読

次のようなマクロが定義されている。

```
Grad(u1,u2) [dx(u1),dy(u1),dx(u2),dy(u2)]
```

これは $\nabla \mathbf{u}$ を 4次元ベクトルにしたものである。これから

```
Grad(du1,du2)'*Grad(v1,v2)
```

は

```
dx(du1)*dx(v1)+dy(du1)*dy(v1)+dx(du2)*dx(v2)+dy(du2)*dy(v2)
```

となる。これは $\nabla(\delta \mathbf{u}) : \nabla \mathbf{v}$ である。

注 FreeFem++ では、' は転置を表す (MATLAB でも使われる、古い記法の利用)。

ベクトルの内積

```
real[int] a=[1,2,3,4];  
real[int] b=[-4,-3,-2,-1];  
cout << a'*b << endl;
```

これで -20 という値が表示される。

6.5.8 プログラム中の弱形式解読 (続き)

一方

$$\text{UgradV}(u_1, u_2, v_1, v_2) \quad [[u_1, u_2]' * [dx(v_1), dy(v_1)], [u_1, u_2]' * [dx(v_2), dy(v_2)]]$$

は

$$\begin{pmatrix} u_1 * dx(v_1) + u_2 * dy(v_1) \\ u_1 * dx(v_2) + u_2 * dy(v_2) \end{pmatrix},$$

すなわち

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \left(u_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial}{\partial x_2} \right) \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial v_1}{\partial x_2} \\ u_1 \frac{\partial v_2}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x_2} \end{pmatrix}$$

を意味する。ゆえに

$$\text{UgradV}(du_1, du_2, u_1, u_2)' * [v_1, v_2]$$

は $((\delta \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) \cdot \mathbf{v}$ を、

$$\text{UgradV}(u_1, u_2, du_1, du_2)' * [v_1, v_2]$$

は $((\mathbf{u} \cdot \nabla) (\delta \mathbf{u})) \cdot \mathbf{v}$ を計算する。

6.5.8 プログラム中の弱形式解読 (続き)

```
int2d(Th)(
    nu*(Grad(du1,du2)')*Grad(v1,v2))
+ UgradV(du1,du2, u1, u2)']**[v1,v2]
+ UgradV( u1, u2,du1,du2)']**[v1,v2]
- div(du1,du2)*q - div(v1,v2)*dp
- 1e-8*dp*q // stabilization term
)
```

は次式を意味する (Penalty 法を使っているので `stabilization term` がある)。

$$\int_{\Omega} [\nu \nabla(\delta \mathbf{u}) : \nabla \mathbf{v} + ((\delta \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) \cdot \mathbf{v} + ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\delta \mathbf{u})) \cdot \mathbf{v} - q \nabla \cdot (\delta \mathbf{u}) - \delta p \nabla \cdot \mathbf{v} - 10^{-8}(\delta p)q] dx$$

```
- int2d(Th)(
    nu*(Grad(u1,u2)')*Grad(v1,v2))
+ UgradV(u1,u2, u1, u2)']**[v1,v2]
- div(u1,u2)*q - div(v1,v2)*p
- 1e-8*p*q
)
```

は次式を意味する。

$$- \int_{\Omega} [\nu \nabla \mathbf{u}_i : \nabla \mathbf{v} + ((\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i) \cdot \mathbf{v} - q \nabla \cdot \mathbf{u}_i - p_i \nabla \cdot \mathbf{v} - 10^{-8} p_i q] dx$$

6.5.9 初期値の選択

最初に $\nu = \frac{1}{50}$ について、

$$\mathbf{u}_0(x, y) = \begin{cases} (1, 0)^\top & (x^2 + y^2 > 2) \\ (0, 0)^\top & (x^2 + y^2 \leq 2) \end{cases}$$

を Newton 法の初期値として Navier-Stokes 方程式の解を求め、それを ν を小さくした Navier-Stokes 方程式に対する Newton 法の初期値としている。

最終的には、 $\nu = \frac{1}{200}$ の場合の Navier-Stokes 方程式の解を求めている。

Newton 法の収束が早ければ、 ν をより速く小さくしたり、Newton 法が収束しなければ、 ν を少し (戻して) 大きくしたり、細かい制御を行っている。余裕があればプログラムを読んでみよう。

それが筋が通ったものであるか、私には分からない。「そこまでやるか」と感心する気持ちがある。こういうプログラムを公開してもらえるのは、大変ありがたいことである。

6.5.10 余談: Oseen 方程式

NSNewton.edp の弱形式を定義しているところで `solve Oseen()` と書いてある。

オゼーン

Oseen 方程式は、Navier-Stokes 方程式を一様な定常流において線形近似したものである (Cf. Stokes 方程式は非線形項を落とした ($\mathbf{u} = 0$ において線形近似))。

無限遠で小さいが 0 ではない、一様な速度 $U\mathbf{e}_x = (U, 0, 0)^\top$ を持つ流れを扱いたい。

$$\mathbf{v} := \mathbf{u} - U\mathbf{e}_x$$

とおく (\mathbf{v} は $\delta\mathbf{u}$ と書くのが良いかもしれない)。このとき

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \left((U + v_1) \frac{\partial}{\partial x_1} + v_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + v_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \begin{pmatrix} U + v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} = U \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x_1} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \doteq U \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x_1}.$$

そこで近似方程式として

$$(25) \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + U \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x_1} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v}$$

の採用が考えられる。この方程式が普通 Oseen 方程式と呼ばれる (と私は習った)。

Wikipedia 等を見ると、もう少し意味を広げて解釈されることもあるようである。しかし、Hecht のプログラムで、Oseen と言っているのは、かなりの拡張解釈であろう。

“Oseen 近似” という検索語でヒットした玉田 [?] は、Oseen 方程式が研究された経緯が分かる解説であると私は感じた。ネットで読めるので興味があれば読んでみよう。

(工事中)

説明がイマイチのところがあり、一部は式レベルでミスをしている気がする。時間が取れしだい直す。今は要点のみ以下に示す。

例えば、 A が線形作用素、 a が双線形作用素とするとき、

$$f(\mathbf{u}) = \begin{pmatrix} A\mathbf{u} - \mathbf{b} \\ a(\mathbf{u}, \mathbf{u}) \end{pmatrix}$$

の微分は

$$f'(\mathbf{u})\mathbf{v} = \begin{pmatrix} A\mathbf{v} \\ a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + a(\mathbf{v}, \mathbf{u}) \end{pmatrix}.$$

これを言っておくと、計算の見通しが良くなる。定理に格上げしておいてそれを使って議論すると、説明がかなり短縮されそうである。

A. 流体力学の方程式の適切性に関する常識 (耳学問)

考えている問題について、解の存在、一意性、解の (初期値・境界値などの) データに関する連続性が成り立つとき、その問題は**適切 (well-posed)** である、と言う。

Navier-Stokes 方程式の適切性は、未解決な部分が残る重要な研究対象であり、やさしい教科書は見当たらない。道案内としては、岡本 [4] を推奨する。少し古いですが、ラジゼンスカヤ [5] も定番本 (今絶版? 機会があれば入手しておくとも良いかも)。

以下は受け売りである。

圧力については定数差は無視できる場合が多い (方程式で考える範囲内では、 p が解ならば、 $p + C$ (C は定数) も解である、ということ。非圧縮という仮定をおいてあるせいかな。)

Stokes 方程式は、線形方程式であるから、適切性等についても満足の行く結果が得られている。例えば、[5] の第 2 章「線形化された定常問題」、第 3 章「流体力学的ポテンシャル論」、第 4 章「線形非定常問題」に、Stokes 方程式についての数学的考察が載っている。

A. 流体力学の方程式の適切性に関する常識 (耳学問)

Euler 方程式は、非線形方程式であり、手ごわい。ある程度まとまった日本語の解説としては、岡本 [6] がある。無限に多くの定常解が存在するなど、Stokes 方程式とは全く異なる様相を示す。

Euler 方程式は、Navier Stokes 方程式で形式的に $\nu \rightarrow 0$ ($\Leftrightarrow R_e \rightarrow \infty$) の極限を取ったものであるが、その解は、 ν が小さい場合の Navier-Stokes 方程式の解とはかなり異なる (そうである)。

Navier-Stokes 方程式の定常問題については、同次 Dirichlet 境界条件のもとでは、以下が成り立つ。

- つねに (粘性がどんなに小さくても) 定常解は存在する
- 外力がなければ定常解は一意である。
- 外力があっても、粘性が十分大きければ、定常解は一意である。
- 外力があって、粘性が小さい場合は、定常解は複数存在しうる。

… 結構複雑である。

Navier-Stokes 方程式の非定常問題は、特に 3 次元の場合、いわゆるクレイ研究所のミレニアム問題にも選ばれた、折り紙つきの難問である。

B 高次要素 B.1 P2 要素

2 変数 x, y の 2 次多項式とは

$$ax^2 + 2bxy + cy^2 + px + qy + r$$

の形をしている。2 次多項式全体の集合は 6 次元の線形空間である。

多角形領域を三角形の要素に分割する。全体で連続、各三角形上で 2 次多項式と一致する関数を **区分的 2 次多項式** と呼ぶ。三角形 K 上の 2 次多項式全体を $P^2(K)$ と表す。

三角形 K の頂点を P_1, P_2, P_3 とし、それぞれの対辺の中点を P_4, P_5, P_6 とする。また、面積座標を $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ とする (以前の L_1, L_2, L_3)。すなわち λ_i は 1 次多項式で、

$$(26) \quad \lambda_i(P_j) = \delta_{ij} \quad (i, j \in \{1, 2, 3\}).$$

$$(27) \quad \begin{aligned} \phi_1 &:= \lambda_1(2\lambda_1 - 1), \quad \phi_2 := \lambda_2(2\lambda_2 - 1), \quad \phi_3 := \lambda_3(2\lambda_3 - 1), \\ \phi_4 &:= 4\lambda_2\lambda_3, \quad \phi_5 := 4\lambda_3\lambda_1, \quad \phi_6 := 4\lambda_1\lambda_2 \end{aligned}$$

とおく。これらはすべて 2 次多項式であり、次式を満たす。

$$(28) \quad \phi_i(P_j) = \delta_{ij} \quad (i, j \in \{1, 2, \dots, 6\}).$$

$\{\phi_i\}_{i=1}^6$ は $P^2(K)$ の基底であり、任意の $v \in P^2(K)$ は次のように表される。

$$(29) \quad v = \sum_{i=1}^6 v(P_i)\phi_i.$$

(準備中)

参考文献 I

- [1] 桂田祐史：ベクトル値関数版 Green の公式、部分積分 — 流体力学のために —, <https://m-katsurada.sakura.ne.jp/ana2026/green-theorem-vector.pdf> (2009/6/14~).
- [2] 菊地文雄：有限要素法の数理, 培風館 (1994), 有限要素法の解析に関する貴重な和書です。
- [3] Hecht, F.: Freefem++ (マニュアル), <https://github.com/FreeFem/FreeFem-doc/raw/pdf/FreeFEM-documentation.pdf>, 以前は <http://www3.freefem.org/ff++/ftp/freefem++doc.pdf> にあった。(??).
- [4] 岡本久：ナビエ・ストークス方程式の数理, 東京大学出版会 (2009).
- [5] O. A. ラジゼンスカヤ：非圧縮粘性流の数学的理論, 産業図書 (1979), 藤田宏 竹下彬 訳.

- [6] 岡本久：非線形力学 第I部「流体の運動と力学系」，岩波書店 (1995)，岩波講座応用数学の分冊。今は入手しにくいかも。読みたいゼミ生は相談して下さい。