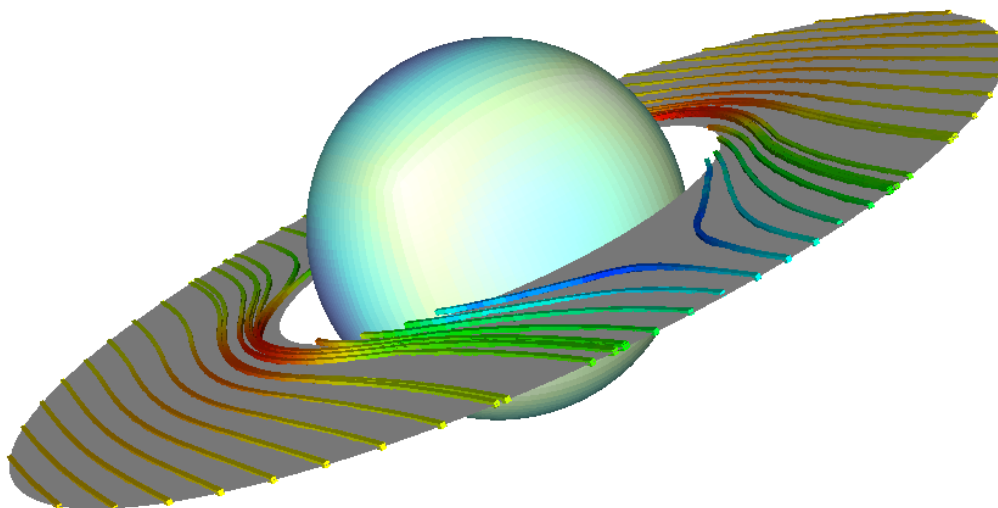


Code_Saturne documentation

***Code_Saturne* 2.0.4 Theory and Programmer's
Guide**

contact: saturne-support@edf.fr



EDF R&D	<i>Code_Saturne</i> 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 2/312
---------	---	--

ABSTRACT

Code_Saturne solves the Navier-Stokes equations for 2D, 2D axisymmetric, or 3D, steady or unsteady, laminar or turbulent, incompressible or dilatable flows, with or without heat transfer, and with possible scalar fluctuations. The code also includes a Lagrangian module, a semi-transparent radiation module, a gas combustion module, a coal combustion module, an electric module (Joule effect and electric arc) and a compressible module. In the present document, the "gas combustion", "coal combustion", "electric" and "compressible" capabilities of the code will be referred to as "particular physics". The code uses a finite volume discretization. A wide range of unstructured meshes, either hybrid (containing elements of different types) and/or non-conform, can be used.

This document constitutes the theory and developer's guide associated with the kernel of *Code_Saturne*. Combustion, electric and compressible modules are also presented.

To make the documentation immediately suitable to the developers' needs, it has been organized into sub-sections corresponding to the major steps of the algorithm and to some important subroutines of the code. In each sub-section (for each subroutine), the **function** of the piece of code considered is indicated. Then, a description of the **discretisation** follows. Finally, and more oriented towards the developers, details of the **implementation** are provided and a list of open problems is given (improvements, limitations...).

To make it easier for the developers to keep the documentation up to date during the development process, the files have been associated "physically" with the release of the code (each release of the code includes a directory containing the whole documentation). In practice, the users of *Code_Saturne* can access the documentation at the following location `$CS_HOME/doc/NOYAU/`. The general command `info_cs [theory]` also provides this information.

Code_Saturne is free software; you can redistribute it and/or modify it under the terms of the GNU General Public License as published by the Free Software Foundation; either version 2 of the License, or (at your option) any later version. *Code_Saturne* is distributed in the hope that it will be useful, but WITHOUT ANY WARRANTY; without even the implied warranty of MERCHANTABILITY or FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE. See the GNU General Public License for more details.

SOMMAIRE

I	Introduction	5
II	Module de base	21
1-	Sous-programme bilsc2	22
2-	Sous-programme clptur	32
3-	Sous-programme clptrg	52
4-	Sous-programme clsyvt	64
5-	Sous-programme codits	72
6-	Sous-programme condli	78
7-	Sous-programme covofi	94
8-	Sous-programme gradmc	112
9-	Sous-programme gradrc	118
10-	Sous-programme inimas	128
11-	Sous-programme itrmas/itrgrp	132
12-	Sous-programme matrix	134
13-	Sous-programme navsto	140
14-	Sous-programme preduv	150
15-	Sous-programme recvmc	162

EDF R&D	<i>Code_Saturne</i> 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 4/312
16- Sous-programme resolp		164
17- Sous-programme turbke		174
18- Sous-programme turrij		180
19- Sous-programme viscfa		194
20- Sous-programme visort		196
21- Sous-programme vissec		200
22- Sous-programme vortex		204
III	Module compressible	210
1- Sous-programme cfb1**		212
2- Sous-programme cfener		230
3- Sous-programme cfmsvl		236
4- Sous-programme cfqdmv		242
5- Sous-programme cfxtcl		246
IV	Module électrique	266
1- Sous-programme elec**		268
V	Module combustion	286
1- Sous-programme Introduction		288
2- Sous-programme Gas combustion		292
3- Sous-programme cpbase		300
4- Sous-programme fubase		306
5- Sous-programme Thermodynamics		312

Part I

Introduction

Introduction

1.1 Disclaimer

Code_Saturne is free software; you can redistribute it and/or modify it under the terms of the GNU General Public License as published by the Free Software Foundation; either version 2 of the License, or (at your option) any later version.

Code_Saturne is distributed in the hope that it will be useful, but WITHOUT ANY WARRANTY; without even the implied warranty of MERCHANTABILITY or FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE. See the GNU General Public License for more details.¹

1.2 Aims of the document

This chapter constitutes an introduction to the theory and developer's guide associated with the kernel of *Code_Saturne*. The system of equations considered consists of the Navier-Stokes equations, with turbulence and passive scalars. First, the continuous equations for mass, momentum, turbulence and passive scalars are presented. Then, information related to the time scheme is supplied. Finally, the spatial discretisation is detailed: it is based on a co-located² finite volume scheme for unstructured meshes.

To make the documentation immediately suitable to the developers' needs, it has been organized into sub-sections corresponding to the major steps of the algorithm and to some important subroutines of the code.

In each sub-section (for each subroutine), the **function** of the piece of code considered is indicated. Then, a description of the **discretisation** follows. Finally, and more oriented towards the developers, details of the **implementation** are provided and a list of open problems is given (improvements, limitations...).

Several accessibility levels have been defined for the documentation, so that it is possible to choose the information level best suited to the intended use. At the present time, on UNIX and Linux platforms, free access is granted to all information (level called "**Comple**t"). The most restrictive level provides only the function of the subroutines ("**Fon**ction" level). The intermediate level provides the function of the subroutines and the associated discretisation ("**Dis**cret" level).

During the development process of the code, the documentation is naturally updated as and when required by the evolution of the source code itself. Suggestions for improvement are welcome. In particular, it will be necessary to deal with some transverse subjects (such as parallelism, periodicity or memory management) which were voluntarily left out of the first versions, to focus on the algorithms and their implementation.

To make it easier for the developers to keep the documentation up to date during the development process, the files have been associated "physically" with the release of the code (each release of the code includes a directory containing the whole documentation). In practice, the users of *Code_Saturne* will find the documentation at the following location (UNIX and Linux server at MFEE):

`$CS_HOME/doc/NOYAU/Postscripts/Base,`

The general command `info.cs [noyau]` also provides this information.

¹You should have received a copy of the GNU General Public License along with *Code_Saturne*; if not, write to the Free Software Foundation, Inc., 51 Franklin St, Fifth Floor, Boston, MA 02110-1301 USA

²All the variables are located at the centres of the cells.

1.3 Continuous equations

This section presents the continuous equations. It is no substitutes for the specific sub-sections of this documentation: the purpose here is mainly to provide an overview before more detailed reading.

In the following, ρ stands for the density, \underline{u} for the velocity field. A mass source term, Γ , may present, but in most cases the right-hand side of the Masss equation is $\Gamma = 0$

Mass

$$\operatorname{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma \quad (\text{I.1.1})$$

In fact, to compute a given unknown ϕ (and in particular for the velocity prediction), the equation $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma$ is used to re-write the term $\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}$ as follows: $\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \phi \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma \phi$. The possible variations in time of the density are however not taken into account in the pressure correction step.

Momentum

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \text{div}(\underline{\sigma}) + \underline{ST} - \underline{K} \underline{u} \\ \text{div}(\rho \underline{u}) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.1.2})$$

$[\underline{ST} - \underline{K} \underline{u}]$ stands for the additional momentum Source Terms which may be prescribed by the user (head loss, $\Gamma \underline{u}^i$ contribution associated with a user-prescribed mass source term...).

\underline{K} is a positive diagonal tensor, by definition (derived, for example, from the diagonal source term of the head loss tensor).

- For laminar flow, $\underline{\sigma}$ is the stress tensor:

$$\underline{\sigma} = \underline{\tau} - P \underline{Id} \quad (\text{I.1.3})$$

where $\underline{\tau}$ is the viscous stress tensor, defined from $\mu = \mu_l$ (dynamic molecular viscosity) and \underline{S} (strain rate tensor) as:

$$\underline{\tau} = 2\mu \underline{S} - \frac{2}{3}\mu \text{tr}(\underline{S}) \underline{Id} \quad \text{with} \quad \underline{S} = \frac{1}{2}(\text{grad} \underline{u} + {}^t\text{grad} \underline{u}) \quad (\text{I.1.4})$$

- For turbulent flow, $\underline{\sigma}$ also accounts for the turbulent Reynolds stress tensor (correlations of the velocity fluctuations arising from the non linear convective term). The modelling of the latter depends upon the turbulence model adopted:

- with an eddy-viscosity model (EVM) such as the $k - \varepsilon$ model, the closure requires a turbulent viscosity μ_t . With formally the same definition for $\underline{\tau}$ as in equation (I.1.4), but with $\mu = \mu_l + \mu_t$, $\underline{\sigma}$ reads:

$$\underline{\sigma} = \underline{\tau} - (P + \frac{2}{3}\rho k) \underline{Id} \quad (\text{I.1.5})$$

- with the *LES* approach, the definition for $\underline{\sigma}$ remains the same as for the EVM, above, but the turbulent viscosity μ_t now accounts only for the sub-grid effects.

- with a Differential Reynolds Stress Model (DRSM), the components of the Reynolds stress tensor \underline{R} are solved as extra variables during the simulation, and are readily available for the momentum equation, so one obtains, with $\mu = \mu_l$ in the definition of $\underline{\tau}$ (equation (I.1.4)) :

$$\underline{\sigma} = \underline{\tau} - P \underline{Id} - \rho \underline{R} \quad (\text{I.1.6})$$

In the following, only three standard types of turbulence models are described, as representatives of the types of equations that need to be discretised. A more detailed description of available turbulence models is described in section (?? Turbulence Models??)

Equations for the variables k and ε (standard $k - \varepsilon$ model)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \text{div} \left[\rho \underline{u} k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \underline{\text{grad}} k \right] = \mathcal{P} + \mathcal{G} - \rho \varepsilon + \Gamma k^i + ST_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \text{div} \left[\rho \underline{u} \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \underline{\text{grad}} \varepsilon \right] = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [\mathcal{P} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \mathcal{G}] - \rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \Gamma \varepsilon^i + TS_\varepsilon \end{array} \right. \quad (\text{I.1.7})$$

\mathcal{P} is the production term created by mean shear:

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= -\rho R_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \left[-\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu_t (\text{div} \underline{u})^2 - \frac{2}{3} \rho k \text{div}(\underline{u}) \\ &= \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \\ &\quad - \frac{2}{3} \mu_t (\text{div} \underline{u})^2 - \frac{2}{3} \rho k \text{div}(\underline{u}) \end{aligned}$$

\mathcal{G} is the production term created by gravity effects: $\mathcal{G} = -\frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} g_i$

The turbulent viscosity is: $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$.

ST_φ ($\varphi = k$ or ε) stands for the additional source terms prescribed by the user (in rare cases only).

The constants of the model are given below:

C_μ	C_{ε_1}	C_{ε_2}	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1	1,3

$C_{\varepsilon_3} = 0$ if $\mathcal{G} \geq 0$ (unstable stratification) and $C_{\varepsilon_3} = 1$ if $\mathcal{G} \leq 0$ (stable stratification).

Equations for the Reynolds stress tensor components R_{ij} and ε (LRR model)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\rho R_{ij}) + \text{div}(\rho \underline{u} R_{ij} - \mu \underline{\text{grad}} R_{ij}) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \text{div}[\rho \underline{u} \varepsilon - (\mu \underline{\text{grad}} \varepsilon)] \end{array} \right. = \begin{array}{l} \mathcal{P}_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} + d_{ij} - \rho \varepsilon_{ij} \\ d + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [\mathcal{P} + G_\varepsilon] - \rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \end{array} + \Gamma R_{ij}^i + ST_{R_{ij}} \quad + \Gamma \varepsilon^i + ST_\varepsilon \quad (\text{I.1.8})$$

$\underline{\mathcal{P}}$ stands for the turbulence production tensor associated with mean flow strain-rate and $\underline{\mathcal{G}}$ is stands for the production- tensor associated with buoyancy effects:

$$P_{ij} = -\rho \left[R_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + R_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \quad \text{and} \quad G_{ij} = -\frac{3}{2} \frac{C_\mu}{\sigma_t} \frac{k}{\varepsilon} (r_i g_j + r_j g_i) \quad (\text{I.1.9})$$

$$\text{with } k = \frac{1}{2} R_{ll} \text{ and } r_i = R_{ik} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \quad (\text{I.1.10})$$

$$\text{moreover, } \mathcal{P} = \frac{1}{2} \mathcal{P}_{kk} \quad \text{and} \quad G_\varepsilon = \max(0, \frac{1}{2} G_{kk}) \quad (\text{I.1.11})$$

$\underline{\Phi}$ is the term representing pressure-velocity correlations:

$$\Phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,3} + \phi_{ij,w} \quad (\text{I.1.12})$$

$$\text{with } \phi_{ij,1} = -\rho C_1 \frac{\varepsilon}{k} (R_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}) \quad , \quad \phi_{ij,2} = -\rho C_2 (\mathcal{P}_{ij} - \frac{2}{3} \mathcal{P}) \delta_{ij} \quad \text{and} \quad \phi_{ij,3} = -C_3 (G_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} G_{kk}) \quad (\text{I.1.13})$$

The term $\phi_{ij,w}$ is called “wall echo term” (by default, it is not accounted for : see `turrij`).

The dissipation term, ε_{ij} , is considered isotropic:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (\text{I.1.14})$$

The turbulent diffusion terms are :

$$d_{ij} = C_S \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{k}{\varepsilon} R_{km} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m} \right) \quad \text{and} \quad d = C_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{k}{\varepsilon} R_{km} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} \right) \quad (\text{I.1.15})$$

In the rare event of masse sources, ΓR_{ij}^i and $\Gamma \varepsilon^i$ are the corresponding injection terms. $ST_{R_{ij}}$ and ST_ε are also rarely used additional source terms that can prescribed by the user.

C_μ	C_ε	C_{ε_1}	C_{ε_2}	C_1	C_2	C_3	C_S	C'_1	C'_2
0,09	0,18	1,44	1,92	1,8	0,6	0,55	0.22	0,5	0,3

Definition of μ_t for LES

★ Smagorinsky model

$$\mu_t = \rho (C_s \bar{\Delta})^2 \sqrt{2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}}} \quad (\text{I.1.16})$$

With $\overline{S_{ij}}$ the filtered strain rate tensor components:

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I.1.17})$$

Here, $\overline{u_i}$ stands for the i^{th} resolved velocity component³.

C is the Smagorinsky constant. Its theoretical value is 0.18 for homogenous isotropic turbulence, but the value 0.065 is classic for channel flow.

$\bar{\Delta}$ is the filter width associated with the finite volume formulation (implicit filtering which corresponds to the integration over a cell). The value recommended for hexahedral cells is: $\bar{\Delta} = 2 |\Omega|^{\frac{1}{3}}$ where $|\Omega|$ is the volume of the cell.

★ Classic dynamic model (??this should be moved to chapter turbulence models??)

A second filter is introduced: it is an explicit filter with a characteristic width $\tilde{\Delta}$ superior to that of the implicit filter ($\bar{\Delta}$). If a is a discrete variable defined over the computational domain, the variable obtained after applying the explicit filter to a is noted \tilde{a} . Moreover, with:

$$L_{ij} = \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\overline{u_i}} \widetilde{\overline{u_j}}$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}$$

$$T_{ij} = \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\overline{u_i}} \widetilde{\overline{u_j}}$$

Germano identity reads:

$$L_{ij} = T_{ij} - \widetilde{\tau_{ij}}$$

Both dynamic models described hereafter rely on the estimation of the tensors $\underline{\underline{T}}$ and $\underline{\underline{\tau}}$ as functions of the filter widths and of the strain rate tensor (Smagorinsky model). The following modelling is adopted⁴:

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2C \tilde{\Delta}^2 |\widetilde{\overline{D_{ij}}}| \widetilde{\overline{D_{ij}}}$$

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C^* \bar{\Delta}^2 |\overline{D_{ij}}| \overline{D_{ij}}$$

\overline{u} stands for the "implicit-filtered" value of a variable u defined at the centres of the cells and $\widetilde{\overline{u}}$ represents the "explicit-filtered" value associated with the variable u . It follows that the numerical computation of L_{ij} is possible, since it requires the explicit filtering to be applied to implicitly filtered variables only (*i.e.* to the variables explicitly computed).

On the following assumption:

$$C = C^*$$

³In the case of implicit filtering, the discretisation in space introduces a spectral low pass filter: only the structures larger than twice the size of the cells are accounted for. Those structures are called "the resolved scales", whereas the rest, $u_i - \overline{u_i}$, is referred to as "unresolved scales" or "sub-grid scales". The influence of the unresolved scales on the resolved scales have to be modelled.

⁴ δ_{ij} stands for the Kroeneker symbol.

and assuming that C^* is only slightly non-uniform, so that it can be taken out of the explicit filtering operator, the following equation is obtained:

$$L_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk} = C(\alpha_{ij} - \tilde{\beta}_{ij})$$

with:

$$\begin{aligned}\alpha_{ij} &= -2\tilde{\Delta}^2 \widetilde{|\overline{D_{ij}}|} \widetilde{|\overline{D_{ij}}|} \\ \beta_{ij} &= -2\tilde{\Delta}^2 \widetilde{|\overline{D_{ij}}|} \widetilde{|\overline{D_{ij}}|}\end{aligned}$$

Since we are left with six equations to determine one single variable, the least square method is used⁵. With:

$$E_{ij} = L_{ij} - C(\alpha_{ij} - \tilde{\beta}_{ij})$$

the value for C is obtained by solving the following equation:

$$\frac{\partial E_{ij} E_{ij}}{\partial C} = 0$$

Finally:

$$C = \frac{M_{ij} L_{ij}}{M_{kl} M_{kl}}$$

with

$$M_{ij} = \alpha_{ij} - \tilde{\beta}_{ij}$$

This method allows to calculate the Smagorinsky "constant" dynamically at each time step and at each cell. However, the value obtained for C can be subjected to strong variations. Hence, this approach is often restricted to flows presenting one or more homogeneous directions (Homogeneous Isotropic Turbulence, 2D flows presenting an homogeneous spanwise direction...): indeed, in such cases, the model can be (and is) stabilized by replacing C by an average value of C computed over the homogeneous direction(s).

For a general case (without any homogeneous direction), a specific averaging is introduced to stabilize the model: for any given cell of the mesh, the averaged Smagorinsky constant is obtained as an average of C over the "extended neighbourhood" of the cell (the set of cells that share at least one vertex with the cell considered). More precisely, the average value (also denoted C hereafter) is calculated as indicated below:

$$C = \frac{\widetilde{M_{ij} L_{ij}}}{\widetilde{M_{kl} M_{kl}}}$$

⁵ L_{kk} has no effect for incompressible flows.

Equations for the scalars

Two types of transport equations are considered:

★ advection of a scalar with additional source terms:

$$\frac{\partial(\rho a)}{\partial t} + \underbrace{\operatorname{div}((\rho \underline{u}) a)}_{\text{convection}} - \underbrace{\operatorname{div}(K \operatorname{grad} a)}_{\text{diffusion}} = TS_a + \Gamma a^i \quad (\text{I.1.18})$$

★ advection of the variance $\widetilde{a''^2}$ with additional source terms :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \widetilde{a''^2})}{\partial t} + \underbrace{\operatorname{div}((\rho \underline{u}) \widetilde{a''^2})}_{\text{convection}} - \underbrace{\operatorname{div}(K \operatorname{grad} \widetilde{a''^2})}_{\text{diffusion}} = TS_{\widetilde{a''^2}} + \Gamma \widetilde{a''^2}^i \\ + \underbrace{2 \frac{\mu_t}{\sigma_t} (\operatorname{grad} \widetilde{a})^2 - \frac{\rho \varepsilon}{R_f k} \widetilde{a''^2}}_{\text{production and dissipation}} \end{aligned} \quad (\text{I.1.19})$$

The two previous equations can be unified formally as:

$$\frac{\partial(\rho f)}{\partial t} + \operatorname{div}((\rho \underline{u}) f) - \operatorname{div}(K \operatorname{grad} f) = TS_f + \Gamma f^i + T_s^{pd} \quad (\text{I.1.20})$$

with:

$$T_s^{pd} = \begin{cases} 0 & \text{for } f = a, \\ 2 \frac{\mu_t}{\sigma_t} (\operatorname{grad} \widetilde{a})^2 - \frac{\rho \varepsilon}{R_f k} \widetilde{a''^2} & \text{for } f = \widetilde{a''^2} \end{cases} \quad (\text{I.1.21})$$

TS_f represents the additional source terms that may be prescribed by the user.

1.4 Discretisation in time

At first, the physical properties of the flow are computed (density, viscosity, specific heat...): indeed, they may depend upon the variables (such as the temperature for example).

The time scheme is a θ -scheme:

$$\begin{cases} \theta = 1 & \text{for an implicit first order Euler scheme} \\ \theta = 1/2 & \text{for second order Crank-Nicolson scheme} \end{cases} \quad (\text{I.1.22})$$

For the second order scheme, the time step is assumed to be constant.

A fractional step scheme is used to solve the mass and momentum equations (Chorin). The first step (predictor step) provides predicted velocity components: they are determined sequentially and without coupling between each other. The mass equation is taken into account during the second step (corrector step): a pressure Poisson equation is solved and the mass fluxes at the cell faces are updated.

If required, the equations for the turbulent variables are solved (turbulent kinetic energy and dissipation or Reynolds stresses and dissipation), using a θ -scheme again. For the $k - \varepsilon$ model, an additional step is carried out to couple the source terms. For the Reynolds stress model, the variables (turbulent stresses and dissipation) are solved sequentially, without coupling.

Next, the equations for the “scalars” (enthalpy, temperature, tracers, concentrations, mass fractions...) are solved, also with a θ -scheme.

Finally, all the variables are updated and another time step may start.

The general equation for advection (valid for the velocity components, the turbulent variables and the scalars) is re-written as follows in a condensed form; the mass equation ($\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma$) has been used to split the time derivative:

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u})f) - \text{div}(K \underline{\text{grad}} f) = S_i(\Phi, \varphi) f + S_e(\Phi, \varphi) + \text{div}(\rho \underline{u}) f \quad (\text{I.1.23})$$

In this equation:

- Φ : represents the physical properties (ρ, K, μ_t, \dots)
- φ : represents the variables of the problem ($\underline{u}, k, \epsilon, \dots$)
- $S_i(\Phi, \varphi) f$: represents the linear part of the source terms
- $S_e(\Phi, \varphi)$: includes all other source terms
- $\text{div}(\rho \underline{u}) f$: is the term associated with “mass accumulation”

The time at which the different quantities are evaluated is indicated below:

- Φ : the time considered is defined by the time scheme applied to the physical properties.
- $(\rho \underline{u})$: the time considered is defined by the time scheme applied to the mass flux.
- $S_e(\Phi, \varphi)$: the time considered is defined by the time scheme applied to the explicit source terms.

If $\theta = 1/2$, or if an extrapolation is used, the time step Δt is constant in time and uniform in space.

1.4.1 Physical properties

The physical properties of the flow (density, viscosity, specific heat...) are:

- either explicit, defined at the time step n .
- or extrapolated at $n + \theta_\Phi$ using the Adam-Bashforth time scheme (in this case, the time step is assumed to be constant).

Under a more general form, this reads:

$$\Phi \equiv \Phi^{n+\theta_\Phi} = (1 + \theta_\Phi) \Phi^n - \theta_\Phi \Phi^{n-1} \quad (\text{I.1.24})$$

$$\begin{cases} \theta_\Phi = 0 & \text{standard explicit formulation} \\ \theta_\Phi = 1/2 & \text{second order extrapolation at } n + 1/2 \\ \theta_\Phi = 1 & \text{first order extrapolation at } n + 1 \end{cases} \quad (\text{I.1.25})$$

1.4.2 Mass flux

For the mass flux, three time schemes are available. The mass flux may be:

- explicit, taken at time step n for the momentum equations and updated with its value at time step $n + 1$ for the equations for turbulence and scalars (standard scheme).
- explicit, taken at time step n for the momentum equations and also for the equations for turbulence and scalars.
- taken at $n + \theta_F$ (second order if $\theta_F = 1/2$). To solve the momentum equations, $(\rho \underline{u})^{n-2+\theta_F}$ and $(\rho \underline{u})^{n-1+\theta_F}$ are known. Hence, the value at $n + \theta_F$ is obtained as a result of the following extrapolation:

$$(\rho \underline{u})^{n+\theta_F} = 2 (\rho \underline{u})^{n-1+\theta_F} - (\rho \underline{u})^{n-2+\theta_F} \quad (\text{I.1.26})$$

At the end of this phase (after the pressure correction step), $(\rho \underline{u})^{n+1}$ is known and the following interpolation is used to determine the mass flux at $n + \theta_F$ that will be adopted for the equations for turbulence and scalars:

$$(\rho \underline{u})^{n+\theta_F} = \frac{1}{2 - \theta_F} (\rho \underline{u})^{n+1} + \frac{1 - \theta_F}{2 - \theta_F} (\rho \underline{u})^{n-1+\theta_F} \quad (\text{I.1.27})$$

1.4.3 Source terms

As for the physical properties, the **explicit** source terms are:

- explicit:

$$[S_e(\Phi, \varphi)]^n = S_e(\Phi^{n+\theta_\Phi}, \varphi^n) \quad (\text{I.1.28})$$

- extrapolated at $n + \theta_S$ using the Adams-Bashforth scheme:

$$[S_e(\Phi, \varphi)]^{n+\theta_S} = (1 + \theta_S) S_e(\Phi^n, \varphi^n) - \theta_S S_e(\Phi^{n-1}, \varphi^{n-1}) \quad (\text{I.1.29})$$

By default, to be consistent and preserve the order of convergence in time, the implicit source terms are discretized with the same scheme as that used for convection-diffusion of the unknown considered, *i.e.* taken at $n + \theta$:

$$[S_i(\Phi, \varphi) f]^{n+\theta} = S_i(\Phi^{n+\theta_\Phi}, \varphi^n) [\theta f^{n+1} + (1 - \theta) f^n] \quad (\text{I.1.30})$$

Note:

The **implicit** source terms taken also at $n + \theta$ for $\theta_S \neq 0$, while for $\theta_S = 0$, the implicit source terms are taken at $n + 1$, this to enhance stability.

1.4.4 General discrete form

For the sake of clarity, it is assumed hereafter that, unless otherwise explicitly stated, the mass flux is taken at $n + \theta_F$ and the physical properties are taken at $n + \theta_\Phi$, with θ_F and θ_Φ dependant upon the specific schemes selected for the mass flux and the physical properties respectively.

Under a general form, the discrete counterpart of equation (I.1.23) at $n + \theta$ reads:

$$\frac{\rho}{\Delta t}(f^{n+1} - f^n) + \text{div}((\rho \underline{u})f^{n+\theta}) - \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+\theta}) = [S_i(\Phi, \varphi) f]^{n+\theta} + [S_e(\Phi, \varphi)]^{n+\theta_s} + \text{div}(\rho \underline{u}) f^{n+\theta} \quad (\text{I.1.31})$$

Using the standard θ -scheme $f^{n+\theta} = \theta f^{n+1} + (1 - \theta) f^n$, the equation reads:

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\Delta t}(f^{n+1} - f^n) + \theta \text{div}((\rho \underline{u})f^{n+1}) - \theta \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+1}) = \\ -(1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u})f^n) + (1 - \theta) \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^n) + \\ S_i(\Phi, \varphi^n) [\theta f^{n+1} + (1 - \theta) f^n] + [S_e(\Phi, \varphi)]^{n+\theta_s} + \text{div}(\rho \underline{u}) (\theta f^{n+1} + (1 - \theta) f^n) \end{aligned} \quad (\text{I.1.32})$$

For numerical reasons, the system is solved in an iterative and incremental manner, with the help of the series $\delta f^{n+1,k+1} = f^{n+1,k+1} - f^{n+1,k}$ (with, by definition, $f^{n+1,0} = f^n$). In particular, this method allows to treat implicitly a portion of the advection-diffusion terms associated correction terms for non orthogonal meshes. Hence, the system actually solved reads:

$$\begin{aligned} \underbrace{\left[\frac{\rho}{\Delta t} - \theta S_i(\Phi, \varphi^n) - \theta \text{div}(\rho \underline{u}) \right]}_{\text{ROVSDT}} (f^{n+1,k+1} - f^{n+1,k}) \\ + \theta \text{div}((\rho \underline{u}) (f^{n+1,k+1} - f^{n+1,k})) - \theta \text{div}(K \underline{\text{grad}} (f^{n+1,k+1} - f^{n+1,k})) = \\ \text{SMBRS} \begin{cases} -\theta \text{div}((\rho \underline{u}) f^{n+1,k}) + \theta \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+1,k}) \\ -(1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u}) f^n) + (1 - \theta) \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^n) \\ -\frac{\rho}{\Delta t}(f^{n+1,k} - f^n) + S_i(\Phi, \varphi^n) [\theta f^{n+1,k} + (1 - \theta) f^n] \\ + \text{div}(\rho \underline{u}) (\theta f^{n+1,k} + (1 - \theta) f^n) + [S_e(\Phi, \varphi)]^{n+\theta_s} \end{cases} \quad (\text{I.1.33}) \end{aligned}$$

Whatever the equation considered (momentum equation, equations for turbulence or scalars,...) the system representation is always the same: a right-hand side (stored in the vector-array **SMBRS**) and a vector-array **ROVSDT** for the part linear with respect to $\delta f^{n+1,k+1}$.

The vector-array **ROVSDT** is computed by the subroutine **covofi** for the scalars, by **preduv** for the velocity and by **turbke** or **turrij** for the turbulence.

The vector-array **SMBRS** is not computed at one go, but in two successive steps.

The first part is calculated by the subroutines **covofi**, **preduv**, **turbke** and **turrij** (respectively for the scalars, the velocity and the turbulence). At that point, the vector **SMBRS** is defined as follows:

$$\text{SMBRS} = S_i(\Phi, \varphi^n) f^n + \text{div}(\rho \underline{u}) f^n + [S_e(\Phi, \varphi)]^{n+\theta_s} \quad (\text{I.1.34})$$

then, the calculation of **SMBRS** is complemented at each sub-iteration during the resolution of the equation by the subroutine **codits** as follows:

$$\begin{aligned} \text{SMBRS} = \text{SMBRS} - \text{ROVSDT} (f^{n+1,k} - f^n) \\ - \theta \text{div}((\rho \underline{u}) f^{n+1,k}) + \theta \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+1,k}) \\ - (1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u}) f^n) + (1 - \theta) \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^n) \end{aligned} \quad (\text{I.1.35})$$

1.5 Discretisation in space

Within the framework of the finite volume approach, the equations are integrated over each cell of the mesh (or "control volume" Ω_i). This section is limited to a brief description of the way the terms appearing in the equations are integrated. Specific attention is devoted to the calculation of gradients, since it is a major characteristic of the co-located finite volume method (all the variables are associated with the same point, namely the cell centre⁶).

The terms of **order 0** (*i.e.* the terms that are not a space derivative) are integrated to introduce their average over the cell. For example, ρg becomes $|\Omega_i| \bar{\rho}_i g$. In this expression, $|\Omega_i|$ is the volume of cell Ω_i and $\bar{\rho}_i$ denotes the average of ρ over the control volume (the cell) Ω_i . For less clumsy notations, $|\Omega_i| \bar{\rho}_i g$ is simply written as $|\Omega_i| \rho_i g$. When "reconstructions" (in fact Taylor series) are required to reach a higher order in space, the average value ρ_i is assumed to be associated with the centre I of Ω_i .

The "divergence" terms (or "flux" terms, or again "conservative" terms) are integrated using the Green relation to introduce cell faces values (and so, "fluxes" appear naturally). For example, a term such as $\text{div}(p)$ becomes⁷ $\sum_{j \in \text{Neibr}(i)} \bar{p}_{ij} S_{ij}$. In this expression, \bar{p}_{ij} is the average of p on the interface between the neighbouring cells i and j . The summation is carried out for $j \in \text{Neibr}(i)$, that is, all cells in the neighbourhood of Ω_i thus sharing a cell face with it. As for the cell-average above, the overbar is omitted: the sum is simply written $\sum_{j \in \text{Neibr}(i)} p_{ij} S_{ij}$. The value p_{ij} is assumed to be associated with the centre F of the face ij when "reconstructions" are needed to reach a higher order in space.

The precision of the value p_{ij} determines the precision of the calculation of $\text{div}(p)$. For p_{ij} , it is possible to take a non-centred and non-interpolated value (upwind scheme for convection) or a linear interpolation between the values at the centres I and J of the neighbouring cells. Both methods are relatively straightforward but may lack consistence and precision for arbitrary meshes (and in particular on non-orthogonal meshes). A higher order in space may be reached if reconstruction techniques are used. The idea is to compute the value for p_{ij} more precisely: to do so, p is interpolated at F_{ij} (the centre of the face) using the values for p at I and J and... the gradients of p calculated at I and J. The reader will notice that it is precisely the calculation of the space derivatives⁸ of p that motivated the need for a good interpolation of p at F_{ij} . Hence, the computation of the space derivatives of p requires to solve a system: this is done in an iterative manner.

Doing so allows to calculate the "**cell gradient**" of the variables. It is important to keep in mind that the "cell gradient" of a given variable represents the gradient of the variable in the cell and that it is obtained from the values of the variable interpolated at the cell faces.

Similarly, the terms written as "**divergence of gradient**" are integrated to introduce face values. One has to calculate the gradient at each face (or "face gradient") in the direction normal to the face. This concept of "face gradient" is extremely important. The "face gradient" normal to a face can be easily calculated with just the values at the centres of the two cells that share the face (points I and J on figure I.1.1), but this method is limited to orthogonal meshes. For consistence and to reach a higher order in space, the values of the variables at points I' and J' have to be used. These are calculated by a Taylor series from the values at I and J and from the "cell gradient" previously determined.

⁶The centre of a cell is a geometric point associated with the cell and located preferably inside the cell. Nevertheless, the word "centre" shall not be taken literally, especially in the case of polyhedral cells that do not have a regular shape.

⁷If the cell i is at the domain boundary, the sum becomes $\sum_{j \in \text{Vis}(i)} \bar{p}_{ij} S_{ij} + \sum_{k \in \gamma(i)} \bar{p}_{b_{ik}} S_{b_{ik}}$, with b_{ik} referring to the faces of the cell i which are at the domain boundary.

⁸The first derivatives in space are required to obtain $\text{div}(p)$ in each cell.

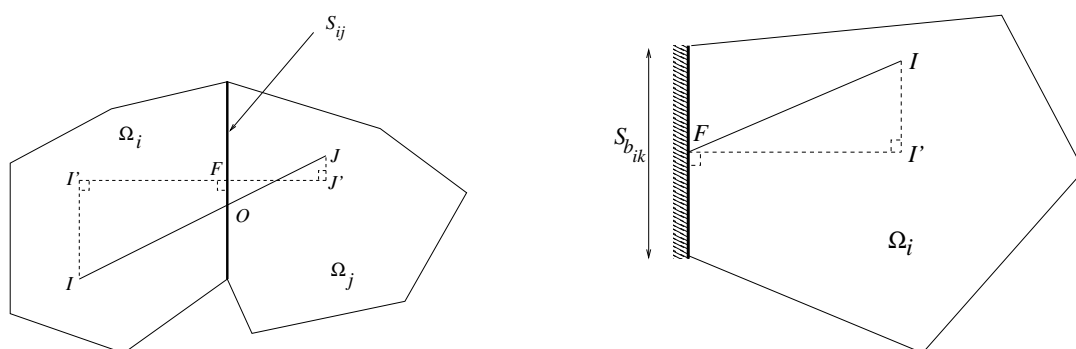


Figure I.1.1: Identification of the geometric entities for internal (left) and boundary faces (right).

1.6 Calling tree

Each sub-section of this document is associated with an important subroutine. The full list of the subroutines described here is the following: `bilsc2` `clptur` `clsyvt` `codits` `condli` `covofi` `gradmc` `gradrc` `inimas` `itrmas` `matrix` `navsto` `preduv` `recvmc` `resolp` `turbke` `turrij` `viscfa` `visort` `vissec`.

The table 1 presents their sequence within a time step. This calling tree is only partial. In particular, it does not account for the number of calls to each subroutine. Also, for the sake of clarity, no reference has been made to the subroutines dedicated to the gradient calculation (`gradmc`, `gradrc`), which are called very often. For the same reason, the calls to `bilsc2` (advection fluxes) and `matrix` (matrix calculation) which are made from within `codits` (treatment of an advection equation with source terms) have not been reported.

The sub-sections where important information can be found are indicated below:

Calculation of gradients

`gradrc`

`gradmc`

Least square method

`recvmc`

`gradmc`

Convective schemes

`bilsc2`

Wall-laws (for velocity and temperature)

`clptur`

`condli`

System solve (incremental method)

`codits`

Calculation of the values at the faces (not exhaustive)

`viscfa`

`visort`

Finally, for the reader wishing to become more familiar with the methods implemented in *Code_Saturne*, it is recommended to begin with the study of the advection equation for a scalar (`covofi`) which is solved iteratively using an incremental method (`codits`). It will then be useful to look at `navsto` which briefly presents the solution of the system made up of the mass and momentum equations.

Calculation of the physical properties

Boundary Conditions

condli	
clptur	“turbulent” conditions at the wall
clsyvt	symmetry conditions for the vectors and the tensors

Navier-Stokes solution

navsto	
Velocity prediction	
preduv	
vissec	momentum source terms related to the transposed gradient of the velocity
viscfa	calculation of the viscosity at the faces
codits	iterative solution of the system using an incremental method

Pressure correction

resolp	
viscfa	calculation of the time step at the faces...
visort	...according to the selected options
matrix	calculation of the Poisson equation matrix
inimas	initialisation of the mass flow rate
itrmas	update of the mass flow rate

Velocity correction

recvmc	standard method or... least square method
--------	--

$k - \varepsilon$ model

turbke	
viscfa	preliminary steps before...
bilsc2	...source terms coupling
viscfa	calculation of the viscosity at the faces
codits	iterative solution of the systems using an incremental method

Reynolds stress model

turrij	
visort	calculation of the viscosity at the faces
codits	iterative solution of the systems using an incremental method

Equations for the scalars

covofi	
viscfa	calculation of the viscosity at the faces
codits	iterative solution of the systems using an incremental method

Table 1: Partial and simplified calling tree associated with the successive stages within a time step.

Part II

Module de base

1- Sous-programme bilsc2

1.1 Function

In this subroutine, called by `codits` and `turbke`, the contributions to the explicit budget of the reconstructed (on non-orthogonal meshes and if the user chooses to) convective and diffusive terms of the right-hand side of a convection/diffusion equation for a scalar a are computed. These terms write ¹:

$$\mathcal{B}_\beta((\rho \underline{u})^n, a) = \underbrace{-\text{div}((\rho \underline{u})^n a)}_{\text{convective part}} + \underbrace{\text{div}(\beta \underline{\text{grad}} a)}_{\text{diffusive part}} \quad (\text{II.1.1})$$

with ρ , \underline{u} , β and a the variables at time t^n .

1.2 Discretization

1.2.1 Convective Part

Using the notations adopted in the subroutine `navsto`, the explicit budget corresponding to the integration over a cell Ω_i of the convective part $-\text{div}((\rho \underline{u})^n a)$ of \mathcal{B}_β can be written as a sum of the numerical fluxes F_{ij} calculated at the faces of the internal cells, and the numerical fluxes $F_{b_{ik}}$ calculated at the boundary faces of the computational domain Ω . Let's take $Vois(i)$ the set of the centres of the neighbouring cells of Ω_i and $\gamma_b(i)$ the set of the centres of the boundary faces of Ω_i (if they exist). Thus we can write

$$\int_{\Omega_i} \text{div}((\rho \underline{u})^n a) d\Omega = \sum_{j \in Vois(i)} F_{ij}((\rho \underline{u})^n, a) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} F_{b_{ik}}((\rho \underline{u})^n, a)$$

with :

$$F_{ij}((\rho \underline{u})^n, a) = [(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}] a_{f,ij} \quad (\text{II.1.2})$$

$$F_{b_{ik}}((\rho \underline{u})^n, a) = [(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}}] a_{f_{b_{ik}}} \quad (\text{II.1.3})$$

where $a_{f,ij}$ and $a_{f_{b_{ik}}}$ represent the values of a at the internal and boundary faces of Ω_i , respectively.

Before presenting the different convection schemes available in *Code_Saturne*, we define:

$$\alpha_{ij} = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}} \text{ defined at the internal faces only and}$$

$$\underline{u}_{K'} = \underline{u}_K + (\underline{\text{grad}} \underline{u})_K \cdot \underline{KK'} \text{ at the first order in space, for } K = I \text{ or } J$$

The value of the convective flux F_{ij} depends on the numerical scheme. Three different types of convection schemes are available in this subroutine:

¹They appear on the right-hand side of the incremental system for cell I of the momentum prediction step: $\mathcal{EM}(\delta \underline{u}^{k+1}, I) = \mathcal{E}(\underline{u}^{n+1/2,k}, I)$ (see `navsto` for more details)

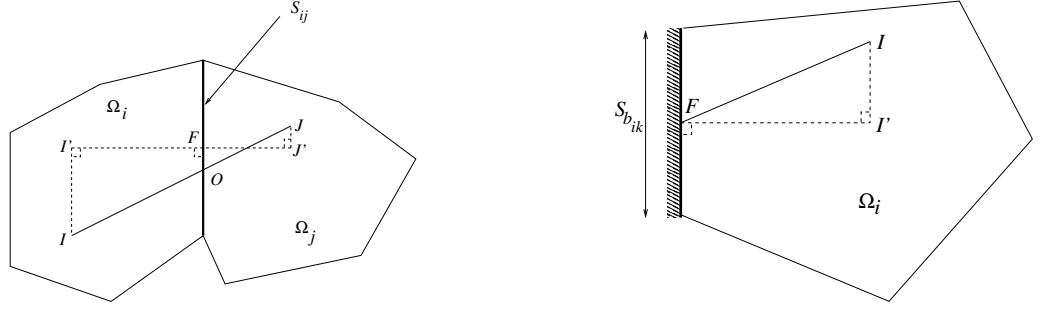


Figure II.1.1: Definition of the geometric entities for internal (left) and a boundary faces (right).

- a 1st order upwind scheme:

$$F_{ij}((\rho \underline{u})^n, a) = F_{ij}^{upstream}((\rho \underline{u})^n, a)$$

où :

$$a_{f,ij} = \begin{cases} a_I & \text{si } (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ a_J & \text{si } (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{cases}$$

- a centered scheme:

$$F_{ij}((\rho \underline{u})^n, a) = F_{ij}^{centered}((\rho \underline{u})^n, a)$$

with : $a_{f,ij} = \alpha_{ij} a_{I'} + (1 - \alpha_{ij}) a_{J'}$

- a Second Order Linear Upwind scheme (SOLU):

$$F_{ij}((\rho \underline{u})^n, a) = F_{ij}^{SOLU}((\rho \underline{u})^n, a)$$

with :

$$a_{f,ij} = \begin{cases} a_I + \underline{IF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_I & \text{si } (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ a_J + \underline{JF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_J & \text{si } (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{cases}$$

The value of $F_{b_{ik}}$ is calculated as :

$$a_{f_{b_{ik}}} = \begin{cases} a_I & \text{if } (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \geq 0 \\ a_{b_{ik}} & \text{if } (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} < 0 \end{cases}$$

$a_{b_{ik}}$ is the boundary value directly computed from the prescribed boundary conditions.

REMARK 1

When a centered scheme is used, we actually write (to ensure first order discretization in space for a)

$$a_{f,ij} = \alpha_{ij} a_I + (1 - \alpha_{ij}) a_J + \frac{1}{2} [(\underline{\text{grad}} a)_I + (\underline{\text{grad}} a)_J] \cdot \underline{OF}$$

A factor $\frac{1}{2}$ is used for numerical stability reasons.

REMARK 2

A slope test (which may introduce non-linearities in the convection operator) allows to switch from

¹Extrapolation of the upwind value at the faces centre.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 24/312
---------	---	--

the centered or SOLU scheme to the first order upwind scheme (without blending). Additionally, in standard mode $a_{f,ij}$ is computed as a weighted average between the upstream value and the centered value (blending), according to users' choice (variable **BLENCV** in the subroutine **usini1**).

1.2.2 Diffusive Part

Similarly, the diffusive part writes :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\beta \underline{\text{grad}} a) d\Omega = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} D_{ij}(\beta, a) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} D_{b_{ik}}(\beta, a)$$

with:

$$D_{ij}(\beta, a) = \beta_{ij} \frac{a_{J'} - a_{I'}}{\overline{I'J'}} S_{ij} \quad (\text{II.1.4})$$

and :

$$D_{b_{ik}}(\beta, a) = \beta_{b_{ik}} \frac{a_{b_{ik}} - a_{I'}}{\overline{I'F}} S_{b_{ik}} \quad (\text{II.1.5})$$

using the same notations as before, and with S_{ij} and $S_{b_{ik}}$ being the norms of vectors \underline{S}_{ij} , and $\underline{S}_{b_{ik}}$ respectively.

1.3 Implementation

In the following, the reader is reminded of the role of the variables used in the different tests: • **IRCFLP**, from array **IRCFLU** ; indicates for the considered variables whether or not the convective and diffusive fluxes are reconstructed

= 0 : no reconstruction

= 1 : reconstruction

• **ICONVP**, from array **ICONV** ; indicates if the considered variables is convected or not.

= 0 : no convection

= 1 : convection

• **IDIFFP**, from array **IDIFF** ; indicates if the diffusion of the considered variables is taken into account or not.

= 0 : no diffusion

= 1 : diffusion

• **IUPWIN** indicates locally, in **bilsc2** (to avoid unnecessary calculations) whether a pure upwind scheme is chosen or not for the considered variables to be convected.

= 0 : no pure upwind

= 1 : pure upwind is used

• **ISCHCP**, from array **ISCHCV** ; indicates which type of second order convection scheme is used on orthogonal meshes for the considered variable to convect (only useful if **BLENCV** > 0).

= 0 : we use the SOLU scheme (Second Order Linear Upwind)

= 1 : we use a centered scheme

In both cases the blending coefficient **BLENCV** needs to be given in **usini1**.

• **BLENCV**, from array **BLENCV** ; indicates the percentage of centered or SOLU convection scheme that one wants to use. This weighting coefficient is between 0 and 1.

• **ISSTPP**, from array **ISSTPC** ; indicates if one wants to remove the slope test that switches the convection scheme from second order to upwind if the test is positive.

= 0 : a slope test is systematically used

= 1 : no slope test

1.3.1 Computation of the gradient $\underline{G}_{c,i}$ of variable a

The computation of the gradient of variable a is necessary for the computation of the explicit budget. `grdcel` is called everytime this gradient is needed, and it is stored in the array (DPDX, DPDY, DPDZ). The computation of the gradient is necessary in the following situations:

- if the convection is activated with a non pure upwind scheme ($\text{ICONVP} \neq 0$ and $\text{IUPWIN} = 0$) **and**,

- if we want to reconstruct the fluxes ($\text{IRCFLP} = 1$),
- or** if we want to use the SOLU scheme ($\text{ISCHCP} = 0$),
- or** if we use the slope test ($\text{ISSTPP} = 0$),

or :

- if there is diffusion and we want to reconstruct the fluxes ($\text{IDIFFP} \neq 0$ and $\text{IRCFLP} = 1$).

In all other cases, the array (DPDX, DPDY, DPDZ) is set to zero.

1.3.2 Computation of the upwind gradient $\underline{G}_{c,i}^{amount}$ of variable a

$\underline{G}_{c,i}^{amount}$ refers to the upwind gradient of variable a , for cell Ω_i . It is stored in the array (DPDXA, DPDYA, DPDZA). We also define the scalars a_{ij}^{amount} and $a_{b_{ik}}^{amount}$ as:

$$|\Omega_i| \underline{G}_{c,i}^{upwind} \stackrel{def}{=} \sum_{j \in V_{ois}(i)} a_{ij}^{upwind} \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} a_{b_{ik}}^{upwind} \underline{S}_{b_{ik}} \quad (\text{II.1.6})$$

After initializing it to zero, $\underline{G}_{c,i}^{amount}$ **is only computed** when the user wishes to compute a **convection term with a centered or SOLU method, and a slope test**.

- For each cell Ω_i , the face values a_{IF} (variable PIF) and a_{JF} (variable PJF), are computed as:

$$\begin{aligned} a_{IF} &= a_I + \underline{IF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_I \\ a_{JF} &= a_J + \underline{JF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_J \end{aligned}$$

Depending on the sign s_{ij}^n of the mass flux $(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}$, we give a_{IF} or a_{JF} the value a_{ij}^{upwind} of the expression $\sum_{j \in V_{ois}(i)} a_{ij}^{upwind} \underline{S}_{ij}$.

$$a_{ij}^{upwind} = \begin{cases} a_I + \underline{IF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_I & \text{si } s_{ij}^n = 1 \\ a_J + \underline{JF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_J & \text{si } s_{ij}^n = -1 \end{cases}$$

- The boundary terms are computed in a classic manner as follows (keeping the same notations as in the other subroutines):

$$\begin{aligned} \sum_{k \in \gamma_b(i)} a_{b_{ik}}^{upwind} \underline{S}_{b_{ik}} &= \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} a_I) \underline{S}_{b_{ik}} \\ &= \sum_{k \in \gamma_b(i)} [\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} a_I + B_{b,ik} \underline{II}' \cdot \underline{G}_{c,i}] \underline{S}_{b_{ik}} \end{aligned}$$

$(A_{b,ik}, B_{b,ik})_{k \in \gamma_b(i)}$ are stored in the arrays (COEFAP, COEFBP). The vector \underline{II}' is stored in the array (DIIPBX, DIIPBY, DIIPBZ). The surfaces $(\underline{S}_{b_{ik}})_{k \in \gamma_b(i)}$ are stored in the array SURFBO.

1.3.3 Summation of the numerical convective and diffusive fluxes

The contributions to the explicit budget $[-\text{div}((\rho \underline{u})^n a) + \text{div}(\beta \underline{\text{grad}} a)]$ are computed and added to the right-hand side array `SMBR`, which has already been initialized before the call to `BILSC2` (with the explicit source terms for instance, etc.).

The variable `FLUX` gathers the convective and diffusive parts of the numerical fluxes. It is computed in a classic manner, first on the internal faces, and then on the boundary faces. The indices i and j

are represented by II and JJ, respectively.

In order to take into account (when necessary) the sign s_{ij}^n of the mass flux $(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}$, the following equations are used :

For any real b , we have :

$$\begin{cases} b &= b^+ + b^- \text{ with } b^+ = \max(b, 0), \quad b^- = \min(b, 0) \\ |b| &= b^+ - b^- \\ b^+ &= \frac{1}{2} [b + |b|] \\ b^- &= \frac{1}{2} [b - |b|] \end{cases}$$

In this subroutine, b represents the mass flux $\text{FLUMAS}(\text{IFAC})$ on an internal face IFAC ($\text{FLUMAB}(\text{IFAC})$ for a boundary face IFAC) ; b^+ is stored in FLUI and b^- in FLUJ .

■ for an internal face ij (IFAC)

We calculate :

$$\sum_{j \in \text{Vois}(i)} F_{ij}((\rho \underline{u})^n, a) - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} D_{ij}(\beta, a) = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left([(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}] a_{f,ij} - \beta_{ij} \frac{a_{J'} - a_{I'}}{I'J'} S_{ij} \right)$$

The above sum corresponds to the numerical operation:

$$\begin{aligned} \text{FLUX} &= \text{ICONVP} \cdot [\text{FLUI} \cdot \text{PIF} + \text{FLUJ} \cdot \text{PJF}] \\ &+ \text{IDIFFP} \cdot \text{VISCF}(\text{IFAC}) \cdot [\text{PIP} - \text{PJP}] \end{aligned} \quad (\text{II.1.7})$$

The above equation does not depend on the chosen convective scheme, since the latter only affects the quantities PIF (face value of a used when b is positive) and PJF (face value of a used when b is negative). PIP represents $a_{I'}$, PJP $a_{J'}$ and $\text{VISCF}(\text{IFAC}) \beta_{ij} \frac{S_{ij}}{I'J'}$.

The treatment of diffusive part is identical (either with or without reconstruction). Consequently, only the numerical scheme relative to the convection differs.

■ for a boundary face ik (IFAC)

We compute the terms :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} F_{ik}((\rho \underline{u})^n, a) - \sum_{k \in \gamma_b(i)} D_{ik}(\beta, a) = \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left([(\rho \underline{u})_{ik}^n \cdot \underline{S}_{ik}] a_{f,ik} - \beta_{ik} \frac{a_{b_{ik}} - a_{I'}}{I'F} S_{ik} \right)$$

with:

$$\begin{aligned} a_{I'} &= a_I + \underline{II'} \cdot \underline{G}_{c,i} \\ a_{b_{ik}} &= \text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} a_{I'} \\ a_{b_{ik}} &= \text{INC } A_{b,ik}^{diff} + B_{b,ik}^{diff} a_{I'} \end{aligned}$$

The coefficients $(A_{b,ik}, B_{b,ik})_{k \in \gamma_b(i)}$ (resp. $(A_{b,ik}^{diff}, B_{b,ik}^{diff})_{k \in \gamma_b(i)}$) represent the boundary conditions associated with a (resp. the diffusive fluxes² of a).

The above sum corresponds to the numerical operation:

$$\begin{aligned} \text{FLUX} &= \text{ICONVP} \cdot [\text{FLUI} \cdot \text{PVAR}(\text{II}) + \text{FLUJ} \cdot \text{PFAC}] \\ &+ \text{IDIFFP} \cdot \text{VISCB}(\text{IFAC}) \cdot [\text{PIP} - \text{PFACD}] \end{aligned} \quad (\text{II.1.8})$$

where PFAC represents $a_{b_{ik}}$, PIP $a_{I'}$, PFACD $a_{b_{ik}}$ and $\text{VISCB}(\text{IFAC}) \beta_{b_{ik}} \frac{S_{b_{ik}}}{I'F}$.

This treatment is common to all schemes, because boundary values only depend on boundary conditions, and because a very simplified expression of $F_{b_{ik}}$ is used (upwind)³.

We still have to compute, when the convection option is activated ($\text{ICONVP} = 1$), the values of variables PIF and PJF , for any internal face IFAC between cell Ω_i and Ω_j .

²see `clptur` for more details. The difference is actually only effective when the $k-\epsilon$ model is used, and for the velocity only.

³Actually, $a_{f,ik}$ is a_I if $(\rho \underline{u})_{ik}^n \cdot \underline{S}_{ik} \geq 0$, $a_{b_{ik}}$ otherwise.

Calculation of the flux in pure upwind IUPWIN = 1

In this case, there is no reconstruction since only the values PVAR(II) and PVAR(JJ) at the cell centres are needed.

$$\begin{aligned} \text{PIF} &= \text{PVAR}(\text{II}) \\ \text{PJF} &= \text{PVAR}(\text{JJ}) \end{aligned} \quad (\text{II.1.9})$$

The variable INFAC counts the number of calculations in pure upwind, in order to be printed in the listing file. In order to obtain the global numerical flux FLUX (convective + diffusive) associated, the following operations are performed :

- calculation of vectors II' and JJ',
- calculation of the face gradient (DPXF, DPYF, DPZF) with the half-sum of the cell gradients $\underline{G}_{c,i}$ et $\underline{G}_{c,j}$,
- calculation of the reconstructed (if necessary) values $a_{I'}$ and $a_{J'}$ (variables PIP and PJP, respectively) given by :

$$a_{K'} = a_K + \text{IRCFLP} \cdot \underline{KK'} \cdot \frac{1}{2} (\underline{G}_{c,i} + \underline{G}_{c,j}) \quad K = \text{I et J} \quad (\text{II.1.10})$$

- calculation of the quantities FLUI and FLUJ,
- calculation of the flux FLUX using (II.1.7).

The computation of the sum in SMBR is straight-forward, following (II.1.1) ⁴.

Calculation of the flux with a centered or SOLU scheme (IUPWIN = 0)

The two available second order schemes on orthogonal meshes are the centered scheme and the SOLU scheme.

In both cases, the following operations are performed:

- calculation of the vector II', the array (DIIPFX, DIIPFY, DIIPFZ) and the vector JJ', the array (DJJPFX, DJJPFY, DJJPFZ)
- calculation of the face gradient (DPXF, DPYF, DPZF) half-sum of the cell gradients $\underline{G}_{c,i}$ and $\underline{G}_{c,j}$,
- calculation of the possibly reconstructed (if IRCFLP = 1) values $a_{I'}$ and $a_{J'}$ (variables PIP and PJP, respectively) given by :

$$a_{K'} = a_K + \text{IRCFLP} \cdot \underline{KK'} \cdot \frac{1}{2} (\underline{G}_{c,i} + \underline{G}_{c,j}) \quad K = \text{I and J} \quad (\text{II.1.11})$$

- calculation of FLUI and FLUJ.

■ without slope test (ISSTPP = 1)

★ with a centered scheme (ISCHCP = 1)

The values of the variables PIF and PJF are equal, and calculated using the weighting coefficient α_{ij} as follows:

$$\begin{aligned} P_{IF} &= \alpha_{ij} \cdot P_{I'} + (1 - \alpha_{ij}) \cdot P_{J'} \\ P_{JF} &= P_{IF} \end{aligned} \quad (\text{II.1.12})$$

★ with a SOLU scheme (ISCHCP = 0)

After calculating the vectors IF and JF, the values of the variables PIF and PJF are computed as follows:

$$\begin{aligned} P_{IF} &= P_I + \underline{IF} \cdot \underline{G}_{c,i} \\ P_{JF} &= P_J + \underline{JF} \cdot \underline{G}_{c,j} \end{aligned} \quad (\text{II.1.13})$$

PIF and PJF are systematically reconstructed in order to avoid using pure upwind, *i.e.* this formulae is applied even when the user chooses not to reconstruct (IRCFLP = 0).

■ with slope test (ISSTPP = 0)

⁴taking into account the negative sign of \mathcal{B}_β .

The procedure is quite similar to the one described in the previous paragraph. There is, in addition to the previous procedure, a slope test that makes under certain conditions the scheme switch locally (but systematically) from the chosen centered or SOLU scheme to a pure upwind scheme.

↪ calculation of the slope test

Equation (II.1.6) writes on an internal cell Ω_i , with $s_{ij}^n = \text{sgn}[(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}]$:

$$\begin{aligned}
 |\Omega_i| \underline{G}_{c,i}^{upwind} &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} a_{ij}^{upwind} \underline{S}_{ij} \\
 &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[\frac{1}{2} (s_{ij}^n + 1) a_{IF} + \frac{1}{2} (s_{ij}^n - 1) a_{JF} \right] \underline{S}_{ij} \\
 &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[\frac{1}{2} (s_{ij}^n + 1) (a_I + \underline{IF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_I) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} (s_{ij}^n - 1) (a_I + \underline{JF} \cdot (\underline{\text{grad}} a)_J) \right] \underline{S}_{ij}
 \end{aligned}$$

On a cell Ω_i with neighbours $(\Omega_j)_{j \in \text{Vois}(i)}$, the classic slope test consists in locating where a variable a is non-monotonic by studying the sign of the scalar product of the cell gradients of $\underline{G}_{c,i}$ and $\underline{G}_{c,j}$. If this product is negative, we switch to an upwind scheme, if it is positive, we use a centered or SOLU scheme.

Another technique which also ensures the monotonicity of the solution is to apply this criterion to the upwind gradients $\underline{G}_{c,k}^{amount}$ or to their normal projection on face $(\underline{G}_{c,k}^{amount} \cdot \underline{S}_{kl})$.

We then study the sign of the product $\underline{G}_{c,i}^{amount} \cdot \underline{G}_{c,j}^{amount}$ or of the product $(\underline{G}_{c,i}^{amount} \cdot \underline{S}_{ij}) \cdot (\underline{G}_{c,j}^{amount} \cdot \underline{S}_{ij})$.

The slope test implemented is based on the first quantity, $\underline{G}_{c,i}^{amount} \cdot \underline{G}_{c,j}^{amount}$ (the second one was abandoned because it was found to be less general). The choice of a slope test based on $\underline{G}_{c,i}^{amount} \cdot \underline{G}_{c,j}^{amount}$ comes from the following line of argument in one-dimension⁵:

Let's take p a second order in x polynomial function. Its value at points $I-1$, I , $I+1$ of coordinates x_{I-1} , x_I and x_{I+1} are p_{I-1} , p_I , and p_{I+1} , respectively. To simplify, we suppose that I is the origin O ($x_I = 0$), and that the grid spacing h is constant, which results in $x_{I+1} = -x_{I-1} = h$. Additionally, we suppose that the velocity is orientated from point I towards point $I+1$, i.e. $s_{ij}^n = 1$. Therefore we consider the points $I-1$, I and $I+1$ for the face ij which is located between I and $I+1$.

The sign of the product $p'(x_{I-1}) \cdot p'(x_{I+1})$ indicates the monotonicity of function p . If this product is positive, the function is monotonic and we use a centered or a SOLU scheme, otherwise, we switch to an upwind scheme. By identifying the polynomial coefficients using the equations $p(x_{I-1}) = p_{I-1}$, $p(x_I) = p_I$, $p(x_{I+1}) = p_{I+1}$, we obtain :

$$\begin{aligned}
 p'(x_{I-1}) &= +\frac{p_{I+1} - p_{I-1}}{2h} + \left[\frac{p_I - p_{I-1}}{h} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right] \\
 p'(x_{I+1}) &= +\frac{p_{I+1} - p_{I-1}}{2h} - \left[\frac{p_I - p_{I-1}}{h} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right]
 \end{aligned} \tag{II.1.14}$$

or after simplification :

$$\begin{aligned}
 p'(x_{I-1}) &= G_{c,i} + \left(G_{c,i}^{amount} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right) \\
 p'(x_{I+1}) &= G_{c,i} - \left(G_{c,i}^{amount} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right)
 \end{aligned} \tag{II.1.15}$$

We know that :

♣ $\frac{p_{I+1} - p_I}{h}$ represents the upwind derivative at point $I+1$, directly accessible by the values of p in the neighbouring cells of face ij ,

♣ $\frac{p_{I+1} - p_{I-1}}{2h}$ represents the centered derivative (in finite volume) at point I , namely $G_{c,i}$,

⁵Information on the second derivative would permit to study more finely the behaviour and the strong variations of a .

★ $\frac{p_I - p_{I-1}}{h}$ represents the value of the upwind derivative (in finite volume) at point I , namely $G_{c,i}^{amont}$. The slope test relative to $p'(x_{I-1}) \cdot p'(x_{I+1})$ reduces to studying the sign of \mathcal{TP}_{1d} :

$$\begin{aligned} \mathcal{TP}_{1d} &= \left(G_{c,i} + \left[G_{c,i}^{amont} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right] \right) \cdot \left(G_{c,i} - \left[G_{c,i}^{amont} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right] \right) \\ &= |G_{c,i}|^2 - \left(G_{c,i}^{amont} - \frac{p_{I+1} - p_I}{h} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{II.1.16})$$

Using a similar line of argument, a possible extension to higher dimensions consists in replacing the values $G_{c,k}$ and $G_{c,k}^{amont}$ by $(\underline{G}_{c,k} \cdot \underline{S}_{kl})$ and $(\underline{G}_{c,k}^{amont} \cdot \underline{S}_{kl})$ respectively. After simplifications, this leads us to the formulae \mathcal{TP}_{3d}^+ :

$$\mathcal{TP}_{3d}^+ = (\underline{G}_{c,i} \cdot \underline{S}_{ij})^2 - (\underline{G}_{c,i}^{amont} \cdot \underline{S}_{ij} - \frac{a_J - a_I}{I'J'} S_{ij})^2 \quad (\text{II.1.17})$$

for $(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} > 0$.

Similarly, we can deduce a \mathcal{TP}_{3d}^- associated with $(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} < 0$, defined by :

$$\mathcal{TP}_{3d}^- = (\underline{G}_{c,j} \cdot \underline{S}_{ij})^2 - (\underline{G}_{c,j}^{amont} \cdot \underline{S}_{ij} - \frac{a_J - a_I}{I'J'} S_{ij})^2 \quad (\text{II.1.18})$$

We introduce the variables TESTI, TESTJ and TESTIJ computed as:

$$\begin{aligned} \text{TESTI} &= \underline{G}_{c,i}^{amont} \cdot \underline{S}_{ij} \\ \text{TESTJ} &= \underline{G}_{c,j}^{amont} \cdot \underline{S}_{ij} \\ \text{TESTIJ} &= \underline{G}_{c,i}^{amont} \cdot \underline{G}_{c,j}^{amont} \end{aligned} \quad (\text{II.1.19})$$

The quantity TESQCK corresponding to \mathcal{TP}_{3d} , is computed dynamically, depending on the sign of the mass flux s_{ij}^n .

↪ consequently :

$$\begin{aligned} \diamond \text{ if } (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} > 0 \text{ and} \\ \underbrace{\text{if } (\underline{G}_{c,i} \cdot \underline{S}_{ij})^2 - (\underline{G}_{c,i}^{amont} \cdot \underline{S}_{ij} - \frac{a_J - a_I}{I'J'} S_{ij})^2 < 0 \text{ or } (\underline{G}_{c,i}^{amont} \cdot \underline{G}_{c,j}^{amont}) < 0,}_{\text{TESQCK}} \\ \text{or :} \\ \diamond \text{ if } (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \text{ and} \\ \underbrace{\text{if } (\underline{G}_{c,j} \cdot \underline{S}_{ij})^2 - (\underline{G}_{c,j}^{amont} \cdot \underline{S}_{ij} - \frac{a_J - a_I}{I'J'} S_{ij})^2 < 0 \text{ or } (\underline{G}_{c,i}^{amont} \cdot \underline{G}_{c,j}^{amont}) < 0,}_{\text{TESQCK}} \end{aligned}$$

then we switch to a pure upwind scheme:

$$\begin{aligned} \text{PIF} &= \text{PVAR}(\text{II}) \\ \text{PJF} &= \text{PVAR}(\text{JJ}) \end{aligned} \quad (\text{II.1.20})$$

and INFAC is incremented.

◊ otherwise :

the centered or the SOLU scheme values are used as before :

★ with a centered scheme (ISCHCP = 1)

The values of the variables PIF and PJF are equal and calculated using the weighting coefficient α_{ij} :

$$\begin{aligned} P_{IF} &= \alpha_{ij} \cdot P_{I'} + (1 - \alpha_{ij}) \cdot P_{J'} \\ P_{JF} &= P_{IF} \end{aligned} \quad (\text{II.1.21})$$

★ with a SOLU scheme (ISCHCP = 0)

After calculating the vectors \underline{IF} and \underline{JF} , the values of the variables PIF and PJF are computed as follows:

$$\begin{aligned} P_{IF} &= P_I + \underline{IF} \cdot \underline{G}_{c,i} \\ P_{JF} &= P_J + \underline{JF} \cdot \underline{G}_{c,j} \end{aligned} \quad (\text{II.1.22})$$

PIF and PJF are systematically reconstructed in order to avoid using pure upwind, *i.e.* this formulae is applied even when the user chooses not to reconstruct (IRCFLP = 0).

Whether the slope test is activated or not, when the centered or the SOLU schemes are activated, a blending coefficient (BLENCP) between 0 and 1, provided by the user, enables to blend, if desired, the chosen scheme and the pure upwind scheme following the formulae:

$$\begin{aligned} P_{IF} &= \text{BLENCP} P_{IF}^{(\text{centre ou SOLU})} + (1 - \text{BLENCP}) P_{II} \\ P_{JF} &= \text{BLENCP} P_{JF}^{(\text{centre ou SOLU})} + (1 - \text{BLENCP}) P_{JJ} \end{aligned} \quad (\text{II.1.23})$$

- calculation of FLUI and FLUJ,
- calculation of the flux FLUX using equation (II.1.7).

The computation of the sum in SMBR is straight-forward, following (II.1.1)⁶

REMARK

For more information on the convection schemes and the slope test in *Code_Saturne* (version 1.1), the reader is referred to EDF internal report EDF HI-83/04/020 (F. Archambeau, 2004).

⁶taking into account the negative sign of \mathcal{B}_β .

1.4 Points to treat

- **Convection scheme**

↪ Upwind scheme

As all first-order schemes, it is robust, but introduces severe numerical diffusion.

↪ Centered or SOLU scheme

This type of schemes can generate numerical oscillations, that can cause the calculation to blow up. It can also lead to physical scalars taking unphysical values.

Considering these limitations, other schemes are currently being tested and implemented in order to improve the quality of the schemes available to the users.

- **Diffusion scheme**

The formulae :

$$D_{ij}(\beta, a) = \beta_{ij} \frac{a_{J'} - a_{I'}}{I'J'} S_{ij} \quad (\text{II.1.24})$$

is second-order accurate only for $\alpha_{ij} = \frac{1}{2}$. A possible correction may be to write :

$$\underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{S}_{ij} = (\underline{\text{grad}} a)_{ij} = \frac{a_{J'} - a_{I'}}{I'J'} \cdot \underline{S}_{ij} + \left(\frac{1}{2} - \alpha_{ij}\right) [(\underline{\text{grad}} a)_{I'} - (\underline{\text{grad}} a)_{J'}] \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{II.1.25})$$

with a gradient limiter and a computation of β_{ij} which does not alter the order of accuracy.

- **Implementation**

In order to improve the CPU time, an effort on loops can be done. More particularly, there is a test IF inside of a loop on variable IFAC that needs to be checked.

- **Calculation of the gradient used during the reconstruction of the diffusive fluxes**

Why do we use $\frac{1}{2} (\underline{G}_{c,i} + \underline{G}_{c,j})$ instead of $\underline{G}_{c,k}$, for $k = i$ or for $k = j$ in the reconstructed values $a_{I'}$ or $a_{J'}$ of (II.1.10) and (II.1.11)?

2- Sous-programme clptur

2.1 Function

This subroutine is dedicated to the calculation of the wall boundary conditions. The notations introduced in `CONDLI` for the general boundary conditions will be used.

The wall boundary conditions refer to all the boundary conditions for the velocity, the turbulent variables (k , ε , R_{ij}), the temperature when it has a prescribed value at the wall (or the enthalpy and more generally the *VarScalaire*¹ to treat at the wall by using a similarity law for the associated boundary layer). For the *VarScalaire* in particular, when the boundary conditions at the wall are of Neumann type (homogeneous or not), they are treated in `condli` and don't present them here. In particular, the boundary conditions of the *VarScalaire* are not treated here because their treatment at the wall is of homogeneous Neumann type.

We present the calculation of the pair of coefficients A_b and B_b which are used during the computation of certain discretized terms of the equations to solve, and which allow in particular to determine a value associated with the boundary faces $f_{b,int}$ (at a point located at the "centre" of the boundary face, the barycentre of its vertices) using the formulae $f_{b,int} = A_b + B_b f_{I'}$ ($f_{I'}$ is the value of the variable at point I' , the projection of the centre of the boundary cell onto the line normal to the boundary face and passing through its centre : see figure II.2.1).

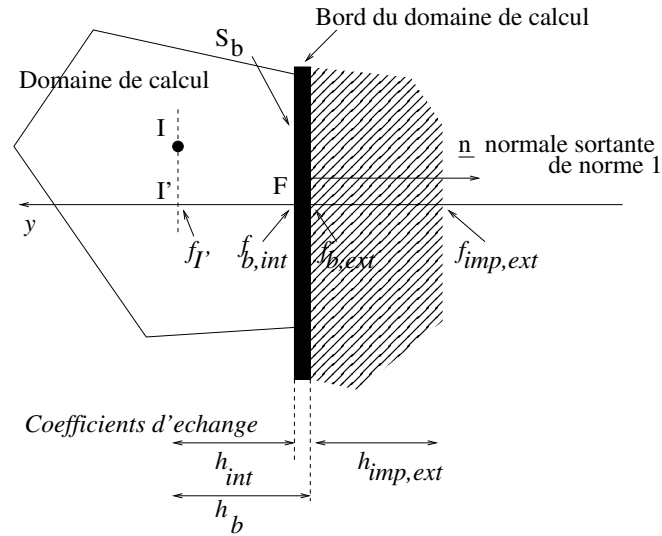


Figure II.2.1: Boundary cell.

2.2 Discretisation

• Notations

¹As in `condli` the *VarScalaire* are any solution of a convection-diffusion equation apart from the velocity, the pressure and the turbulent variables k , ε and R_{ij} . More specifically, the name *VarScalaire* can refer to the temperature, the enthalpy or a passive scalar.

The velocity of the wall is noted \underline{v}_p . We assume it is projected onto the plane tangent to the wall (if it is not, then the code projects it).

The velocity of the fluid is noted \underline{u} . Index I , I' or F denotes the point at which the velocity is estimated. The component tangent to the wall writes u_τ . The fluid velocity in the coordinate system attached to the wall ("relative" velocity) writes $\underline{u}^r = \underline{u} - \underline{v}_p$.

The orthonormal coordinate system attached to the wall writes $\hat{\mathcal{R}} = (\underline{\tau}, \underline{\tilde{n}}, \underline{b})$.

- $\underline{\tilde{n}} = -\underline{n}$ is the unit vector orthogonal to the wall and directed towards the interior of the computational domain.
- $\underline{\tau} = \frac{1}{\|\underline{u}_{I'}^r - (\underline{u}_{I'}^r \cdot \underline{\tilde{n}})\underline{\tilde{n}}\|} [\underline{u}_{I'}^r - (\underline{u}_{I'}^r \cdot \underline{\tilde{n}})\underline{\tilde{n}}]$ is the unit vector parallel to the projection of the relative velocity at I' , $\underline{u}_{I'}^r$, in the plane tangent to the wall (*i.e.* orthogonal to $\underline{\tilde{n}}$) : see figure II.2.1.
- \underline{b} is the unit vector which completes the positively oriented coordinate system.

The dimensionless limit distance which separates the viscous sublayer from the logarithmic region writes y_{lim}^+ . Its value is $1/\kappa$ (with $\kappa = 0,42$) in general (to ensure the continuity of the velocity gradient) and 10.88 in LES (to ensure the continuity of the velocity).

In the case of the **two velocity scale model**,

- u_k is the friction velocity at the wall obtained from the turbulent kinetic energy. We write u^* the friction velocity at the wall calculated from the equation $\frac{u_{\tau,I'}^r}{u^*} = f(y_k^+)$.
- y_k^+ represents a dimensionless wall distance, $y_k^+ = \frac{u_k I' F}{\nu}$ (ν is the molecular kinematic viscosity taken at the centre I of the boundary cell). The function f gives the ideal shape of the velocity profile. It is piecewisely approximated by the logarithmic law $f(z) = f_1(z) = \frac{1}{\kappa} \ln(z) + 5,2$ for $z > y_{lim}^+$ and by the linear law $f(z) = f_2(z) = z$ otherwise.
- The two velocity scale u_k and u^* are simple to compute but their computation requires the knowledge of the turbulent kinetic energy k_I at the centre of cell adjoint to the boundary face (with the $R_{ij} - \varepsilon$ model, we use half the trace of the Reynolds stress tensor).
- The two velocity scale model is the default model in *Code_Saturne*. It often permits, and in particular in cases with heat transfer, to reduce the effects of certain flaws associated to the $k - \varepsilon$ model.

Later on, we will use u^* and u_k for the boundary conditions of the velocity and scalars (in particular the temperature).

$$\begin{aligned}
 &\textbf{Two velocity scale model} \\
 &\left\{ \begin{array}{l} u_k = C_\mu^{\frac{1}{4}} k_I^{\frac{1}{2}} \\ u^* \text{ is solution of } \left\{ \begin{array}{ll} \frac{u_{\tau,I'}^r}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln(y_k^+) + 5,2 & \text{for } y_k^+ > y_{lim}^+ \\ \frac{u_{\tau,I'}^r}{u^*} = y_k^+ & \text{for } y_k^+ \leq y_{lim}^+ \end{array} \right. \\ \text{with } C_\mu = 0,09 \quad y_k^+ = \frac{u_k I' F}{\nu} \text{ and } \kappa = 0,42 \end{array} \right. \quad (\text{II.2.1})
 \end{aligned}$$

In the case of the **one velocity scale model**,

we write u^* the only friction velocity at the wall solution of the equation $\frac{u_{\tau,I'}^r}{u^*} = f(y^+)$. y^+ represents a dimensionless wall distance $y^+ = \frac{u^* I' F}{\nu}$ (ν is the molecular kinematic viscosity taken at the centre I

of the boundary cell). The function f gives the ideal shape of the velocity profile, as in the case of the two velocity scale model. One can note that this friction velocity, calculated using a more complicated approach (Newton method), can however be obtained without making any reference to the turbulent variables (k , ε , R_{ij}). For convenience in the case of the one velocity scale model, we write $u_k = u^*$.

Later on, we will use u^* and u_k for the boundary conditions of the velocity and scalars (in particular the temperature).

Modèle à une échelle de vitesse

$$\left\{ \begin{array}{l} u_k = u^* \\ u^* \text{ solution de } \left\{ \begin{array}{ll} \frac{u_{\tau,I'}}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5,2 & \text{pour } y^+ > y_{lim}^+ \\ \frac{u_{\tau,I'}}{u^*} = y^+ & \text{pour } y^+ \leq y_{lim}^+ \end{array} \right. \\ \text{avec } y^+ = \frac{u^* I' F}{\nu} \text{ et } \kappa = 0,42 \end{array} \right. \quad (\text{II.2.2})$$

Remark : Hereafter, we provide three exemples based on the two velocity scale model.

- In this way, one can implement a specific wall function :

$$\frac{u_{\tau,I'}}{u^*} = g(y^+)$$

by simply imposing $u^* = u_{\tau,I'} / g(y^+)$.

- It is also possible to use a rough-wall wall function such as :

$$\frac{u_{\tau,I'}}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\xi}\right) + 8,5$$

where ξ is the height of the roughness elements at the wall : one just has to impose $u^* = u_{\tau,I'} / \left[\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\xi}\right) + 8,5 \right]$, y being deduced from y^+ , available as an argument, by the equation $y = y^+ \frac{\nu}{u_k}$.

- Even a more general correlation could be used of Colebrook type :

$$u^* = u_{deb} / \left[-4\sqrt{2} \log_{10} \left(\frac{2,51}{2\sqrt{2}D_H^+} + \frac{\xi}{3,7D_H} \right) \right]$$

where D_H^+ is the hydraulic diameter made dimensionless using u_k , ν , u_{deb} the mean streamwise velocity and $\frac{\xi}{D_H}$ the relative roughness.

• Boundary conditions for the velocity in $k - \varepsilon$

We first consider the boundary conditions used in the case of calculation using the $k - \varepsilon$ model. Indeed these cases are the most complex and general.

The boundary conditions are necessary to prescribe at the boundary the correct tangential stress $\sigma_\tau = \rho_I u^* u_k$ in the momentum equation² (ρ_I is the density at the centre of cell I). The term which requires boundary conditions is the one containing the velocity derivative in the normal direction to the wall³ : $(\mu_I + \mu_{t,I}) \underline{\text{grad}} \underline{u}_n$. It appears on the right-hand side of the usual momentum equation (see `bilsc2` and `preduv`).

²Proposition de modification des conditions aux limites de paroi turbulente pour le Solveur Commun dans le cadre du modèle $k - \varepsilon$ standard, rapport EDF HI-81/00/019/A, 2000, M. Boucker, J.-D. Mattei.

³The transpose gradient term is treated in `vissec` and thus will not be considered here.

In the case where the $k - \varepsilon$ model tends to surestimate the production of turbulent kinetic energy, the length scale of the model, $L_{k-\varepsilon}$, can become significantly larger than the maximum theoretical length scale of the turbulent boundary layer eddies L_{theo} . We write :

$$\begin{cases} L_{k-\varepsilon} = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \\ L_{\text{theo}} = \kappa I' F \end{cases} \quad (\text{II.2.3})$$

In the case where $L_{k-\varepsilon} > L_{\text{theo}}$, we thus have $\mu_{t,I} > \mu_t^{lm}$ with $\mu_{t,I}$ the turbulent viscosity of the $k - \varepsilon$ model at point I and $\mu_t^{lm} = \rho_I L_{\text{theo}} u_k$ the turbulent viscosity of the mixing length model. Additionally, the tangential stress can write by making the turbulent viscosity appear :

$$\sigma_\tau = \rho_I u^* u_k = \frac{u^*}{\kappa I' F} \underbrace{\rho_I \kappa I' F u_k}_{\mu_t^{lm}} \quad (\text{II.2.4})$$

The viscosity scale introduced in the stress thus contradicts the one deduced from the neighbouring turbulence calculated by the model. Consequently we prefer to write the stress, by using the velocity scale of the $k - \varepsilon$ model when it is lower than the limit L_{theo} :

$$\sigma_\tau = \frac{u^*}{\kappa I' F} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \quad (\text{II.2.5})$$

One can then use this value to calculate the diffusive flux which depends upon it in the Navier-Stokes equations :

$$(\mu_I + \mu_{t,I}) \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{u} \underline{n} = -\sigma_\tau \underline{\tau}. \quad (\text{II.2.6})$$

But the velocity gradient (face gradient) is computed in the code as :

$$(\mu_I + \mu_{t,I}) \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{u} \underline{n} = \frac{(\mu_I + \mu_{t,I})}{I' F} (\underline{u}_F - \underline{u}_{I'}) \quad (\text{II.2.7})$$

Using (II.2.6) and (II.2.7) we obtain the value of \underline{u}_F to be prescribed, referred to as $\underline{u}_{F,flux}$ (conservation of the momentum flux) :

$$\begin{aligned} \underline{u}_{F,flux} &= \underline{u}_{I'} - \frac{\overline{I' F}}{\mu_I + \mu_{t,I}} \sigma_\tau \underline{\tau} \\ &= \underline{u}_{I'} - \frac{u^*}{\kappa (\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \underline{\tau} \end{aligned} \quad (\text{II.2.8})$$

In reality, an extra approximation is made. It consists in imposing a zero normal velocity at the wall and in using equation (II.2.8) projected on the plane parallel to the wall :

$$\underline{u}_{F,flux} = \left[u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa (\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \right] \underline{\tau} \quad (\text{II.2.9})$$

Moreover, if the value obtained for y^+ is lower than y_{lim}^+ a no-slip condition is applied. Finally, one can also make the wall velocity appear in the final expression :

$$\begin{aligned} &\text{"Flux" boundary conditions of the velocity } (k - \varepsilon) \\ &\begin{cases} \underline{u}_{F,flux} = \underline{v}_p & \text{if } y^+ \leq y_{lim}^+ \\ \underline{u}_{F,flux} = \underline{v}_p + \left[u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa (\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \right] \underline{\tau} & \text{otherwise} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{II.2.10})$$

A first pair of coefficients A_{flux} and B_{flux} can then be deduced (for each component of the velocity separately) and it is used only to compute the tangential stress dependent term (see `bilsc2`) :

Coefficients associated with the "flux" boundary conditions of the velocity ($k - \varepsilon$)

$$\begin{cases} \begin{cases} \underline{A}_{flux} = \underline{v}_p & \text{if } y^+ \leq y_{lim}^+ \\ \underline{A}_{flux} = \underline{v}_p + \left[u_{\tau,I'}^r - \frac{u^*}{\kappa(\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \right] \underline{\tau} & \text{otherwise} \end{cases} \\ \underline{B}_{flux} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.2.11})$$

We saw above how to impose a boundary condition to compute directly the stress term. Further analysis is necessary to calculate correctly the velocity gradients. We want to find a boundary face value which permits to obtain, with the chosen expression for the gradient, the value the turbulent production as close as possible to its theoretical value (determined by using the logarithmic law), in order to evaluate the normal derivative the tangential velocity. Thus, we define (at point I) :

$$P_{théo} = \rho_I u^* u_k \left\| \frac{\partial u_\tau}{\partial n} \right\|_I = \rho_I \frac{u_k (u^*)^2}{\kappa I' F} \quad (\text{II.2.12})$$

Moreover, the dominant term of the production computed in cell I is, in classical situations (y is the coordinate on the axis whose direction vector is \underline{n}),

$$P_{calc} = \mu_{t,I} \left(\frac{\partial u_\tau}{\partial y} \right)_I^2 \quad (\text{II.2.13})$$

The normal gradient of the tangential velocity (cell gradient) is calculated in the code using finite volume, and its expression on regular orthogonal meshes is (see the notations on figure [II.2.2](#)) :

$$P_{calc} = \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,G} - u_{\tau,F}}{2d} \right)^2 = \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,I} + u_{\tau,J} - 2u_{\tau,F}}{4d} \right)^2 \quad (\text{II.2.14})$$

We then assume that $u_{\tau,J}$ can be obtained from $u_{\tau,I}$ and from the normal gradient of u_τ calculated in G from the logarithmic law :

$$u_{\tau,J} = u_{\tau,I} + IJ \cdot (\partial_y u_\tau)_G + \mathcal{O}(IJ^2) \approx u_{\tau,I} + IJ \cdot \left[\partial_y \left(\frac{u^*}{\kappa} \ln(y^+) + 5, 2 \right) \right]_G = u_{\tau,I} + 2d \frac{u^*}{\kappa 2d} \quad (\text{II.2.15})$$

and thus we obtain :

$$\begin{aligned} P_{calc} &= \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,I} + u_{\tau,I} + 2d \frac{u^*}{\kappa 2d} - 2u_{\tau,F}}{4d} \right)^2 \\ &= \mu_{t,I} \left(\frac{2u_{\tau,I} + 2 \frac{u^*}{2\kappa} - 2u_{\tau,F}}{4d} \right)^2 = \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,I} + \frac{u^*}{2\kappa} - u_{\tau,F}}{2d} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{II.2.16})$$

We then use [\(II.2.12\)](#) and [\(II.2.16\)](#) to impose that the calculated production is equal to the theoretical production. The preceding formulae are extended with no precaution to non-orthogonal meshes (the velocity at I is then simply computed at I'). The following expression for $u_{\tau,F}$ is then obtained :

$$u_{\tau,F,grad} = u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \left(2 \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k I' F}{\mu_{t,I}}} - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{II.2.17})$$

Additionally, we force the gradient to remain as stiff as the one given by the normal derivative of the theoretical velocity profile (logarithmic) at I' :

$$\partial_y u_\tau = \partial_y \left(\frac{u^*}{\kappa} \ln(y^+) + 5, 2 \right) = \frac{u^*}{\kappa I' F}, \text{ thus :}$$

$$u_{\tau,F,grad} = u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \max \left(1, 2 \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k I' F}{\mu_{t,I}}} - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{II.2.18})$$

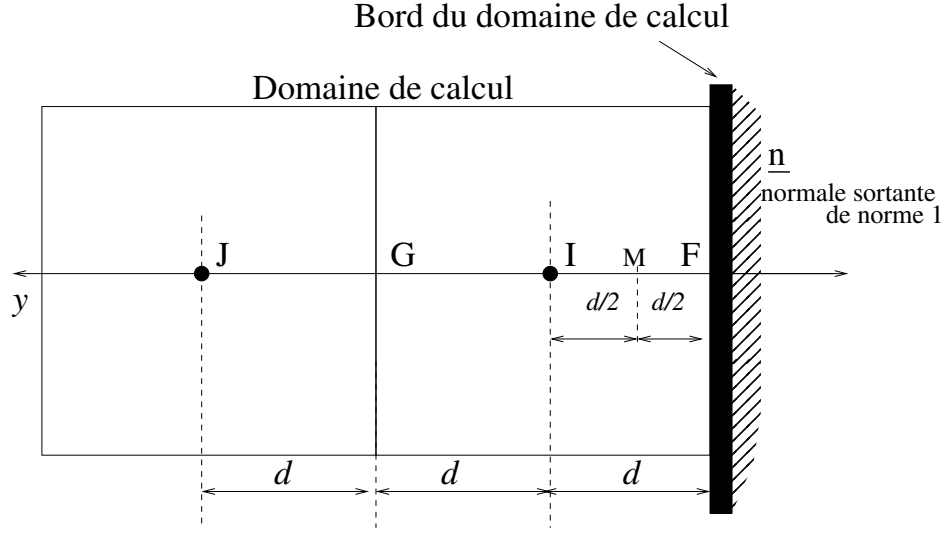


Figure II.2.2: Cellule de bord - Maillage orthogonal.

Finally, we clip the velocity at the wall with a minimum value calculated assuming that we are in the logarithmic layer :

$$u_{\tau,F,grad} = \max \left(u^* \left(\frac{1}{\kappa} \ln(y_{lim}^+) + 5, 2 \right), u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \left[\max \left(1, 2 \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k I' F}{\mu_{t,I}}} - \frac{1}{2} \right) \right] \right) \quad (\text{II.2.19})$$

The normal derivative at the wall is prescribed to zero. If the y^+ value at the wall is lower than y_{lim}^+ , a no-slip condition is prescribed. Finally, one can also make explicit the velocity of the wall in the final expression :

$$\begin{aligned} &\text{"Gradient" boundary conditions of the velocity}(k - \varepsilon) \\ &\left\{ \begin{array}{ll} \underline{u}_{F,grad} = \underline{v}_p & \text{if } y^+ \leq y_{lim}^+ \\ \underline{u}_{F,grad} = \underline{v}_p + \left\{ \max \left(u^* \left(\frac{1}{\kappa} \ln(y_{lim}^+) + 5, 2 \right), u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \left[\max \left(1, 2 \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k I' F}{\mu_{t,I}}} - \frac{1}{2} \right) \right] \right) \right\}_{\tau} & \text{otherwise} \end{array} \right\} \quad (\text{II.2.20}) \end{aligned}$$

A second pair of coefficients A_{grad} and B_{grad} can then be deduced (for each velocity component separately). It is used when the velocity gradient is necessary (except for the terms depending on the tangential shear, those being treated in `bilsc2` using A_{flux} and B_{flux}) :

$$\begin{aligned} &\text{Coefficients associated to the "gradient" boundary conditions of} \\ &\quad \text{the velocity}(k - \varepsilon) \\ &\left\{ \begin{array}{ll} \left\{ \begin{array}{ll} \underline{A}_{grad} = \underline{v}_p & \text{if } y^+ \leq y_{lim}^+ \\ \underline{A}_{grad} = \underline{v}_p + \left\{ \max \left(u^* \left(\frac{1}{\kappa} \ln(y_{lim}^+) + 5, 2 \right), u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \left[\max \left(1, 2 \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k I' F}{\mu_{t,I}}} - \frac{1}{2} \right) \right] \right) \right\}_{\tau} & \text{otherwise} \end{array} \right\} & \\ \underline{B}_{grad} = \underline{0} & \end{array} \right\} \quad (\text{II.2.21}) \end{aligned}$$

• Boundary conditions of the velocity in $R_{ij} - \varepsilon$

The boundary conditions of the velocity with the $R_{ij} - \varepsilon$ model are more simple, since there are only of one type. Keeping the same notations as above, we want the tangential velocity gradient (calculated

at I , and to be used to evaluate the turbulent production) to be consistent with the logarithmic law giving the ideal tangential velocity profile. The theoretical gradient is :

$$G_{\text{theo}} = \left(\frac{\partial u_\tau}{\partial y} \right)_{I'} = \frac{u^*}{\kappa I' F} \quad (\text{II.2.22})$$

The normal gradient of the tangential velocity (cell gradient) is calculated in the code using finite volumes, and its expression in the case of regular orthogonal meshes is (see notations in figure II.2.2) :

$$G_{\text{calc}} = \frac{u_{\tau,G} - u_{\tau,F}}{2d} = \frac{u_{\tau,I} + u_{\tau,J} - 2u_{\tau,F}}{4d} \quad (\text{II.2.23})$$

We then assume that $u_{\tau,J}$ can be obtained from $u_{\tau,I}$ and from the normal gradient of u_τ calculated in G from the logarithmic law (see equation (II.2.15)) $u_{\tau,J} = u_{\tau,I} + 2d \frac{u^*}{\kappa 2d}$ and we thus obtain :

$$G_{\text{calc}} = \frac{u_{\tau,I} + u_{\tau,I} + 2d \frac{u^*}{\kappa 2d} - 2u_{\tau,F}}{4d} = \frac{2u_{\tau,I} + 2 \frac{u^*}{2\kappa} - 2u_{\tau,F}}{4d} = \frac{u_{\tau,I} + \frac{u^*}{2\kappa} - u_{\tau,F}}{2d} \quad (\text{II.2.24})$$

We then use the equations (II.2.22) and (II.2.24) to derive an expression for $u_{\tau,F}$ (the preceding formulae are extended with no precaution to the case non-orthogonal meshes, the velocity at I being simply computed at I') :

$$u_{\tau,F} = u_{\tau,I'} - \frac{3u^*}{2\kappa} \quad (\text{II.2.25})$$

The normal derivative at the wall is prescribed to zero. If the value obtained for y^+ at the wall is lower than y_{lim}^+ , a no-slip condition is prescribed. Finally, one can also make explicit the velocity of the wall in the final expression :

$$\begin{aligned} &\textbf{Boundary conditions of the velocity } (R_{ij} - \varepsilon) \\ &\begin{cases} \underline{u}_F = \underline{v}_p & \text{if } y^+ \leq y_{lim}^+ \\ \underline{u}_F = \left[u_{\tau,I'}^r - \frac{3u^*}{2\kappa} \right] \underline{\tau} + \underline{v}_p & \text{otherwise} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{II.2.26})$$

Un couple de coefficients A et B s'en déduit (pour chaque composante de vitesse séparément) :

$$\begin{aligned} &\textbf{Coefficients associés aux conditions aux limites sur la vitesse } (R_{ij} - \varepsilon) \\ &\begin{cases} \begin{cases} \underline{A} = \underline{v}_p & \text{si } y^+ \leq y_{lim}^+ \\ \underline{A} = \left[u_{\tau,I'}^r - \frac{3u^*}{2\kappa} \right] \underline{\tau} + \underline{v}_p & \text{sinon} \end{cases} \\ \underline{B} = \underline{0} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{II.2.27})$$

A pair of coefficients A_{grad} and B_{grad} can be deduced from the above equation (for each velocity component separately).

• Boundary conditions of the velocity in laminar

When no turbulence model is activated, we implicitly use a one velocity scale model (there is no turbulent variables to compute u_k), and the same conditions ⁴ as in $R_{ij} - \varepsilon$ are used : the model degenerates automatically.

⁴In other words; the boundary conditions are given by (II.2.26) and (II.2.27).

• **Boundary conditions for k and ε (standard $k - \varepsilon$ model)**

We impose k with a Dirichlet condition using the friction velocity u_k (see equation (II.2.1)) :

$$k = \frac{u_k^2}{C_\mu^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{II.2.28})$$

We want to impose the normal derivative of ε from of the following theoretical law (see the notations in figure II.2.2) :

$$G_{\text{theo},\varepsilon} = \frac{\partial (u_k^3 / (\kappa y))}{\partial y} \quad (\text{II.2.29})$$

We use point M to impose a boundary condition with a higher order of accuracy in space. Indeed, using the simple expression $\varepsilon_F = \varepsilon_I + d\partial_y\varepsilon_I + O(d^2)$ leads to first order accuracy. A second order accuracy can be reached using the following Taylor series expansion:

$$\begin{cases} \varepsilon_M &= \varepsilon_I - \frac{d}{2}\partial_y\varepsilon_I + \frac{d^2}{8}\partial_y^2\varepsilon_I + O(d^3) \\ \varepsilon_M &= \varepsilon_F + \frac{d}{2}\partial_y\varepsilon_F + \frac{d^2}{8}\partial_y^2\varepsilon_F + O(d^3) \end{cases} \quad (\text{II.2.30})$$

By subtracting these twxo expression, we obtain

$$\varepsilon_F = \varepsilon_I - \frac{d}{2}(\partial_y\varepsilon_I + \partial_y\varepsilon_F) + O(d^3) \quad (\text{II.2.31})$$

Additionally, we have

$$\begin{cases} \partial_y\varepsilon_I &= \partial_y\varepsilon_M + d\partial_y^2\varepsilon_M + O(d^2) \\ \partial_y\varepsilon_F &= \partial_y\varepsilon_M - d\partial_y^2\varepsilon_M + O(d^2) \end{cases} \quad (\text{II.2.32})$$

The sum of these last two expressions gives $\partial_y\varepsilon_I + \partial_y\varepsilon_F = 2\partial_y\varepsilon_M + O(d^2)$ and, using equation (II.2.31), we finally obtain a second order approximation for ε_F :

$$\varepsilon_F = \varepsilon_I - d\partial_y\varepsilon_M + O(d^3) \quad (\text{II.2.33})$$

The theoretical value (see equation II.2.29) is then used in order to evaluate $\partial_y\varepsilon_M$ and thus the value to prescribe at the boundary is obtained ($d = I'F$) :

$$\varepsilon_F = \varepsilon_I + d \frac{u_k^3}{\kappa (d/2)^2} \quad (\text{II.2.34})$$

This expression is extended to non-orthogonal mesh without any precautions (which is bound to deteriorate the spatial accuracy of the method).

Additionally, the velocity u_k is set to zero for $y^+ \leq y_{lim}^+$. Consequently, the value of k and the flux of ε are both zero.

Finally we have :

Boundary conditions for k and ε

$$\begin{cases} k_F &= \frac{u_k^2}{C_\mu^{\frac{1}{2}}} \\ \varepsilon_F &= \varepsilon_I + I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2)^2} \end{cases} \quad (\text{II.2.35})$$

with $u_k = 0$ if $y^+ \leq y_{lim}^+$

and the associated pair of coefficients

$$\begin{aligned}
 &\textbf{Coefficients associated to the boundary conditions of } k \text{ et } \varepsilon \\
 &\left\{ \begin{array}{ll} A_k = \frac{u_k^2}{C_\mu^{\frac{1}{2}}} & \text{and } B_k = 0 \\ A_\varepsilon = I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2)^2} & \text{and } B_\varepsilon = 1 \end{array} \right. \quad (\text{II.2.36}) \\
 &\text{with } u_k = 0 \text{ if } y^+ \leq y_{lim}^+
 \end{aligned}$$

• **Boundary conditions for R_{ij} and ε (standard $R_{ij} - \varepsilon$ model)**

The boundary conditions for the Reynolds stresses in the coordinate system attached to the wall write (\hat{R} refers to the local coordinate system) :

$$\partial_{\tilde{n}} \hat{R}_{\tau\tau} = \partial_{\tilde{n}} \hat{R}_{\tilde{n}\tilde{n}} = \partial_{\tilde{n}} \hat{R}_{bb} = 0 \quad \text{et } \hat{R}_{\tau\tilde{n}} = -u^* u_k \quad \text{et } \hat{R}_{\tau b} = \hat{R}_{\tilde{n}b} = 0 \quad (\text{II.2.37})$$

Additionally, if the value obtained for y^+ is lower than y_{lim}^+ , all Reynolds stresses are set to zero (we assume that the turbulent stresses are negligible compared to the viscous stresses).

Although it is done systematically in the code, expressing the above boundary conditions in the computation coordinate system is relatively complex (rotation of a tensor): the reader is referred to the documentation of `clsyvt` where more details are provided. In what follows, the boundary conditions will only be presented in the local coordinate system.

Thus we want to impose the boundary values :

$$\begin{aligned}
 &\textbf{Boundary conditions of } R_{ij} \\
 &\left\{ \begin{array}{ll} \text{if } y^+ \leq y_{lim}^+ & \hat{R}_{\alpha\alpha,F} = \hat{R}_{\alpha\beta,F} = 0 \\ \text{otherwise} & \left\{ \begin{array}{l} \hat{R}_{\alpha\alpha,F} = \hat{R}_{\alpha\alpha,I'} \text{ with } \alpha \in \{\tau, \tilde{n}, b\} \text{ (without summation)} \\ \hat{R}_{\tau\tilde{n}} = -u^* u_k \text{ and } \hat{R}_{\tau b} = \hat{R}_{\tilde{n}b} = 0 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (\text{II.2.38})
 \end{aligned}$$

For the dissipation, the boundary condition applied is identical to the one applied with the $k - \varepsilon$ model :

$$\begin{aligned}
 &\textbf{Boundary conditions of } \varepsilon \text{ (} R_{ij} - \varepsilon \text{)} \\
 &\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_F = \varepsilon_{I'} + I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2)^2} \\ \text{with } u_k = 0 \text{ if } y^+ \leq y_{lim}^+ \end{array} \right. \quad (\text{II.2.39})
 \end{aligned}$$

These boundary conditions can be imposed explicitly (by default, ICLPTR=0) or (semi-)implicitly (ICLPTR=1). The standard option (explicit) leads to the following values⁵ of the coefficients A and B :

⁵It can be noticed that the value of ε is not reconstructed at I' . We thus wish to improve the "stability" since ε has a very steep gradient at the wall ($\varepsilon \approx \frac{1}{y}$), and thus only weak reconstruction errors at I' could lead to important deterioration of the results. However, it would be necessary to check if stability is altered with the gradient reconstruction of `gradrc`.

Coefficients associated to the explicit boundary conditions of R_{ij} et ε

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{If } y^+ \leq y_{lim}^+ : \\ \quad A_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = A_{\hat{R}_{\alpha\beta}} = 0 \quad \text{and } B_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = B_{\hat{R}_{\alpha\beta}} = 0 \\ \text{Otherwise :} \\ \quad \left\{ \begin{array}{ll} A_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = (R_{\alpha\alpha})_I & \text{and } B_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = 0 \\ A_{\hat{R}_{\tau\tilde{n}}} = -u^* u_k & \text{and } B_{\hat{R}_{\tau\tilde{n}}} = 0 \\ A_{\hat{R}_{\tau b}} = A_{\hat{R}_{\tilde{n}b}} = 0 & \text{and } B_{\hat{R}_{\tau b}} = B_{\hat{R}_{\tilde{n}b}} = 0 \end{array} \right. \quad \text{with } \alpha \in \{\tau, \tilde{n}, b\} \text{ (without summation)} \\ \text{And for all cases :} \\ \quad A_\varepsilon = \varepsilon_I + I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2)^2} \text{ and } B_\varepsilon = 0 \end{array} \right.$$

with $u_k = 0$ if $y^+ \leq y_{lim}^+$

(II.2.40)

The semi-implicit option leads to the following values for the coefficients A and B . They differ from the preceding ones, only as regards as the diagonal Reynolds stresses and dissipation. In the general case, impliciting of some components of the tensor in the local coordinate system leads to partially impliciting all the components in the global computation coordinate system :

**Coefficients associated to the semi-implicit boundary conditions of
sur les variables R_{ij} et ε**

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{If } y^+ \leq y_{lim}^+ : \\ \quad A_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = A_{\hat{R}_{\alpha\beta}} = 0 \quad \text{and } B_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = B_{\hat{R}_{\alpha\beta}} = 0 \\ \text{Sinon :} \\ \quad \left\{ \begin{array}{ll} A_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = 0 & \text{and } B_{\hat{R}_{\alpha\alpha}} = 1 \\ A_{\hat{R}_{\tau\tilde{n}}} = -u^* u_k & \text{and } B_{\hat{R}_{\tau\tilde{n}}} = 0 \\ A_{\hat{R}_{\tau b}} = A_{\hat{R}_{\tilde{n}b}} = 0 & \text{and } B_{\hat{R}_{\tau b}} = B_{\hat{R}_{\tilde{n}b}} = 0 \end{array} \right. \quad \text{with } \alpha \in \{\tau, \tilde{n}, b\} \text{ (without summation)} \\ \text{And for all cases :} \\ \quad A_\varepsilon = I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2)^2} \text{ and } B_\varepsilon = 1 \end{array} \right.$$

with $u_k = 0$ if $y^+ \leq y_{lim}^+$

(II.2.41)

• **Boundary conditions of the *VarScalaire*s**

Only the boundary conditions when a boundary value is imposed (at the wall or away from the wall with a possible external exchange coefficient) are treated here. The reader is referred to the notations in figure II.2.1 and to the general presentation provided in `condli` (in what follows only the most essential part of the presentation is repeated).

The conservation of the normal flux at the boundary for variable f writes :

$$\underbrace{h_{int}(f_{b,int} - f_{I'})}_{\phi_{int}} = \underbrace{h_b(f_{b,ext} - f_{I'})}_{\phi_b} = \begin{cases} \underbrace{h_{imp,ext}(f_{imp,ext} - f_{b,ext})}_{\phi_{real\ imposed}} & \text{(Dirichlet condition)} \\ \underbrace{\phi_{imp,ext}}_{\phi_{real\ imposed}} & \text{(Neumann condition)} \end{cases} \quad (\text{II.2.42})$$

The above two equation are rearranged in order to obtain the value of the numerical flux $f_{b,int} = f_F$ to impose at the wall boundary face, according to the values of $f_{imp,ext}$ and $h_{imp,ext}$ set by the user, and to the value of h_b set by the similarity laws detailed hereafter. The coefficients A and B can then be readily derived, and are presented here.

Boundary conditions of the *VarScalaire*s

$$f_{b,int} = \underbrace{\frac{h_{imp,ext}}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{imp,ext}}_A + \underbrace{\frac{h_{int} + h_{imp,ext}(h_r - 1)}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{I'}}_B \quad \text{with } h_r = \frac{h_{int}}{h_b} \quad (\text{II.2.43})$$

Similarity principle : calculation of h_b .

The only remaining unknown in expression (II.2.43) is the value of h_b , since h_{int} has a numerical value which is coherent with the face gradient computation options detailed in `condli` ($h_{int} = \frac{\alpha}{l'F}$). The value of h_b must relate the flux to the values $f_{I'}$ and $f_{b,ext}$ by taking into account the boundary layer (the profile of f is not always linear) :

$$\phi_b = h_b (f_{b,ext} - f_{I'}) \quad (\text{II.2.44})$$

The following considerations are presented using the general notations. In particular, the Prandtl-Schmidt number writes $\sigma = \frac{\nu \rho C}{\alpha}$. When the considered scalar f is the temperature, we have (see `condli`)

- $C = C_p$ (specific heat capacity),
- $\alpha = \lambda$ (molecular conductivity),
- $\sigma = \frac{\nu \rho C_p}{\lambda} = Pr$ (Prandtl number),
- $\sigma_t = Pr_t$ (turbulent Prandtl number),
- $\phi = \left(\lambda + \frac{C_p \mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y}$ (flux in Wm^{-2}).

The reference "Convection Heat Transfer", Vedat S. Arpaci and Poul S. Larsen, Prentice-Hall, Inc was used.

The flux at the wall writes for the scalar f (the flux is positive if it enters the fluid domain, as shown by the orientation of the y axis) :

$$\phi = - \left(\alpha + C \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial f}{\partial y} = -\rho C \left(\frac{\alpha}{\rho C} + \frac{\mu_t}{\rho \sigma_t} \right) \frac{\partial f}{\partial y} \quad (\text{II.2.45})$$

Similarly for the temperature, with $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ and $a_t = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_t}$, we have :

$$\phi = -\rho C_p (a + a_t) \frac{\partial T}{\partial y} \quad (\text{II.2.46})$$

In order to make f dimensionless, we introduce f^* defined using the flux at the boundary ϕ_b :

$$f^* = -\frac{\phi_b}{\rho C u_k} \quad (\text{II.2.47})$$

For the temperature, we thus have :

$$T^* = -\frac{\phi_b}{\rho C_p u_k} \quad (\text{II.2.48})$$

We then divide both sides of equation (II.2.45) by ϕ_b . For the left-hand side, we simplify using the conservation of the flux (and thus the fact that $\phi = \phi_b$). For the right-hand side, we replace ϕ_b by its value $-\rho C u_k f^*$. With the notations :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \quad y^+ = \frac{y u_k}{\nu} \quad f^+ = \frac{f - f_{b,ext}}{f^*} \quad (\text{II.2.49})$$

we have :

$$1 = \left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\sigma_t} \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial f^+}{\partial y^+} \quad (\text{II.2.50})$$

One can remark at this stage that with the notations used in the preceeding, h_b can be expressed as a function of $f_{I'}^+$:

$$h_b = \frac{\phi_b}{f_{b,ext} - f_{I'}} = \frac{\rho C u_k}{f_{I'}^+} \quad (\text{II.2.51})$$

In order to compute h_b , we integrate equation (II.2.50) to obtain $f_{I'}^+$. The only difficulty then consists in prescribing a variation law $\mathcal{K} = \frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\sigma_t} \frac{\nu_t}{\nu}$.

In the fully developed turbulent region (far enough from the wall, for $y^+ \geq y_2^+$), a mixing length hypothesis models the variations of ν_t :

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| = \kappa y u^* \quad (\text{II.2.52})$$

Additionally, the molecular diffusion of f (or the conduction when f represents the temperature) is negligible compared to its turbulent diffusion : therefore we neglect $\frac{1}{\sigma}$ compared to $\frac{1}{\sigma_t} \frac{\nu_t}{\nu}$. Finally we have ⁶ :

$$\mathcal{K} = \frac{\kappa y^+}{\sigma_t} \quad (\text{II.2.53})$$

On the contrary, in the near-wall region (for $y^+ < y_1^+$) the turbulent contribution becomes negligible compared to the molecular contribution and we thus neglect $\frac{1}{\sigma_t} \frac{\nu_t}{\nu}$ compared to $\frac{1}{\sigma}$.

It would be possible to restrict ourselves to these two regions, but Arpaci and Larsen suggest the model can be improved by introducing an intermediate region ($y_1^+ \leq y^+ < y_2^+$) in which the following hypothesis is made :

$$\frac{\nu_t}{\nu} = a_1 (y^+)^3 \quad (\text{II.2.54})$$

where a_1 is a constant whose value is obtained from experimental correlations :

$$a_1 = \frac{\sigma_t}{1000} \quad (\text{II.2.55})$$

Thus the following model is used for \mathcal{K} (see a sketch in figure 2.2) :

$$\mathcal{K} = \begin{cases} \frac{1}{\sigma} & \text{if } y^+ < y_1^+ \\ \frac{1}{\sigma} + \frac{a_1 (y^+)^3}{\sigma_t} & \text{if } y_1^+ \leq y^+ < y_2^+ \\ \frac{\kappa y^+}{\sigma_t} & \text{if } y_2^+ \leq y^+ \end{cases} \quad (\text{II.2.56})$$

The values of y_1^+ and y_2^+ are obtained by calculating the intersection points of the variations laws used for \mathcal{K} .

The existence of an intermediate region depends upon the values of σ . Let's first consider the case where σ cannot be neglected compared to 1. In practise we consider $\sigma > 0,1$ (this is the common case when scalar f represents the air or the water temperature in normal temperature and pressure conditions). It is assumed that $\frac{1}{\sigma}$ can be neglected compared to $\frac{a_1 (y^+)^3}{\sigma_t}$ in the intermediate region. We thus obtain :

$$y_1^+ = \left(\frac{1000}{\sigma} \right)^{\frac{1}{3}} \quad y_2^+ = \sqrt{\frac{1000\kappa}{\sigma_t}} \quad (\text{II.2.57})$$

⁶We make the approximation that the definitions of y^+ from u^* and u_k are equivalent.

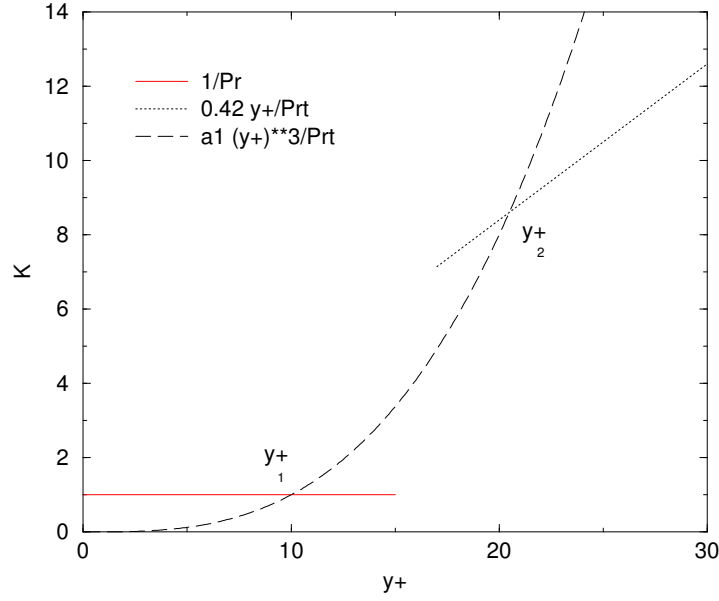


Figure II.2.3: $(a + a_t)/\nu$ as a function of y^+ obtained for $\sigma = 1$ and $\sigma_t = 1$.

The dimensionless equation (II.2.50) is integrated under the same hypothesis and we obtain the law of f^+ :

$$\begin{cases} f^+ = \sigma y^+ & \text{if } y^+ < y_1^+ \\ f^+ = a_2 - \frac{\sigma_t}{2 a_1 (y^+)^2} & \text{if } y_1^+ \leq y^+ < y_2^+ \\ f^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln(y^+) + a_3 & \text{if } y_2^+ \leq y^+ \end{cases} \quad (\text{II.2.58})$$

where a_2 and a_3 are integration constants, which have been chosen to obtain a continuous profile of f^+ :

$$a_2 = 15\sigma^{\frac{2}{3}} \quad a_3 = 15\sigma^{\frac{2}{3}} - \frac{\sigma_t}{2\kappa} \left(1 + \ln \left(\frac{1000\kappa}{\sigma_t} \right) \right) \quad (\text{II.2.59})$$

Let's now study the case where σ is much smaller than 1. In practise it is assumed that $\sigma \leq 0,1$ (this is for instance the case for liquid metals whose thermal conductivity is very large, and who have Prandtl number of values of the order of 0.01). The intermediate region then disappears and the coordinate of the interface between the law used in the near-wall region and the one used away from the wall is given by :

$$y_0^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa\sigma} \quad (\text{II.2.60})$$

The dimensionless equation (II.2.50) is then integrated under the same hypothesis, and the law of f^+ is obtained :

$$\begin{cases} f^+ = \sigma y^+ & \text{if } y^+ \leq y_0^+ \\ f^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{y_0^+} \right) + \sigma y_0^+ & \text{if } y_0^+ < y^+ \end{cases} \quad (\text{II.2.61})$$

To summarize, the computation of h_b

$$h_b = \frac{\phi_b}{f_{b,ext} - f_{I'}} = \frac{\rho C u_k}{f_{I'}^+} \quad (\text{II.2.62})$$

is performed by calculating $f_{I'}^+$ from $y^+ = y_{I'}^+$ using the following laws.

If $\sigma \leq 0, 1$, a two-layer model is used :

$$\begin{cases} f^+ = \sigma y^+ & \text{if } y^+ \leq y_0^+ \\ f^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln\left(\frac{y^+}{y_0^+}\right) + \sigma y_0^+ & \text{if } y_0^+ < y^+ \end{cases} \quad (\text{II.2.63})$$

with

$$y_0^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa \sigma} \quad (\text{II.2.64})$$

If $\sigma > 0, 1$, a three-layer model is used :

$$\begin{cases} f^+ = \sigma y^+ & \text{if } y^+ < y_1^+ \\ f^+ = a_2 - \frac{\sigma_t}{2 a_1 (y^+)^2} & \text{if } y_1^+ \leq y^+ < y_2^+ \\ f^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln(y^+) + a_3 & \text{if } y_2^+ \leq y^+ \end{cases} \quad (\text{II.2.65})$$

with

$$y_1^+ = \left(\frac{1000}{\sigma}\right)^{\frac{1}{3}} \quad y_2^+ = \sqrt{\frac{1000\kappa}{\sigma_t}} \quad (\text{II.2.66})$$

and

$$a_2 = 15\sigma^{\frac{2}{3}} \quad a_3 = 15\sigma^{\frac{2}{3}} - \frac{\sigma_t}{2\kappa} \left(1 + \ln\left(\frac{1000\kappa}{\sigma_t}\right)\right) \quad (\text{II.2.67})$$

2.3 Implementation

This subroutines treats the variables **IVAR** on the faces **IFAC** for which **ICODCL(IFAC,IVAR)=5**.

First the velocity of the wall (possibly zero) is projected onto the plane parallel to the wall. Its three components in the computation coordinate system are stored in the arrays **RCODCL(IFAC,IUIPH,1)**, **RCODCL(IFAC,IVIPH,1)** **RCODCL(IFAC,IWIPH,1)**.

We then compute the local coordinate system $\hat{\mathcal{R}}$. For each face, it is stored in the vectors $\underline{\tau}$ (**TX**, **TY**, **TZ**), $\underline{\tilde{n}}$ (**-RNX**, **-RNY**, **-RNZ**), and \underline{b} (**T2X**, **-T2Y**, **-T2Z**). It should be noticed that the third vector is only needed (and thus only calculated) when the $R_{ij} - \varepsilon$ model is used (for the second order tensor projection). Additionally, if the norm of the tangential velocity is lower than the arbitrary value **EPZERO** (10^{-12}), the indicator **TXNO** is set to 0 (it is 0 otherwise) and the vector $\underline{\tau}$ is

- chosen arbitrarily, in the plane orthogonal to $\underline{\tilde{n}}$ in $R_{ij} - \varepsilon$ (the components of $\underline{\tilde{n}}$ are used to construct $\underline{\tau}$; if $\underline{\tilde{n}}$ is the zero vector, the code stops) ;
- zero, otherwise.

Once the local coordinate system has been calculated, the subroutine **clca66** is called with ⁷ **CLSYME** =0 (if the $R_{ij} - \varepsilon$ model is activated) in order to compute the matrix **ALPHA**. The latter will be used to compute the values to prescribe at the boundary, using the the values of the Reynolds stress tensor at the points I' .

⁷**CLSYME** = 0 indicates that we consider wall boundary conditions and not symmetry boundary conditions. One is referred to **CLSYVT** for more details on **clca66**.

The friction velocities are then computed and stored in **UET** ($= u^*$) and **UK** ($= u_k$). The subroutine **causta** computes the friction velocity for the one velocity scale model (**IDEUCH**=0). For the two velocity scale model (**IDEUCH**=1), the (more simple) computation of **UET** and **UK** is performed directly in **clptur**.

If one velocity scale model is activated, we impose **UK**=**UET** to keep the coherence of the coding in the following of the subroutine. However, if we are in the viscous sublayer, we force **UK**=0 to obtain a zero value for k and a zero flux for ε (the value **UET** is not used, because the condition of the velocity is a no-slip condition and the Reynolds stresses are zero).

If we are in the viscous sublayer, we compute **UET** again (and **YPLUS** if we use the one velocity scale model) since the previous derivation has been made under the assumption that we were in the logarithmic region.

The boundary conditions for the velocity are then completed.

- In $k - \varepsilon$, the coefficients A_{flux} (coming from the analysis of the tangential velocity) for the three components of the velocity are stored in

$$\text{COEFA}(\text{IFAC}, \text{ICLUF}), \text{COEFA}(\text{IFAC}, \text{ICLVF}) \text{ et } \text{COEFA}(\text{IFAC}, \text{ICLWF})$$

, respectively.

Similarly, the coefficients B_{flux} are stored in

$$\text{COEFB}(\text{IFAC}, \text{ICLUF}), \text{COEFB}(\text{IFAC}, \text{ICLVF}) \text{ et } \text{COEFB}(\text{IFAC}, \text{ICLWF}).$$

The boundary conditions coming from the analysis of the velocity gradient A_{grad} and B_{grad} are stored in

$$\text{COEFA}(\text{IFAC}, \text{ICLU}), \text{COEFA}(\text{IFAC}, \text{ICLV}), \text{COEFA}(\text{IFAC}, \text{ICLW})$$

and

$$\text{COEFB}(\text{IFAC}, \text{ICLU}), \text{COEFB}(\text{IFAC}, \text{ICLV}), \text{COEFB}(\text{IFAC}, \text{ICLW}).$$

- When the tangential velocity at I' is lower than **EPZERO**, the indicator **TXNO** is set to zero (otherwise, **TXNO** is 1). Likewise, when the value of y^+ is lower or equal to 10,88, the indicator **UNTURB** is set to 0 (otherwise, it is 1). Both these indicators are used to set to zero the coefficients A , and thus to prescribe no-slip boundary conditions.
- the velocity of the wall is taken into account in the boundary conditions (coefficients **COEFA**).

The conditions of the turbulent variables are then filled in. Additional details are provided for the Reynolds tensor in $R_{ij} - \varepsilon$. Using tensorial notation, we want to obtain $\underline{\underline{R}}_F = E_{loglo} \hat{\underline{\underline{R}}}_F E_{loglo}^t$, where $\hat{\underline{\underline{R}}}_F$ is the stress tensor to impose in the local coordinate system and E_{loglo} is the transformation matrix. The tensor in the local coordinate system is defined by the boundary conditions detailed above, $\hat{\underline{\underline{R}}}_F = \hat{\underline{\underline{R}}}_F^{B=1}$, with ⁸ :

$$\hat{\underline{\underline{R}}}_F^B = \begin{bmatrix} \hat{R}_{\tau\tau, I'} & -Bu^*u_k & 0 \\ -Bu^*u_k & \hat{R}_{\tilde{n}\tilde{n}, I'} & 0 \\ 0 & 0 & \hat{R}_{bb, I'} \end{bmatrix} \quad (\text{II.2.68})$$

The Reynolds tensor is stored in a vector with 6 components (at points I' of the boundary faces, these values are stored in **RIJIPB**(**IFAC**, **II**), with **IFAC** the index of the face and **II** the index of the stress, from 1 to 6 **II** refers to $R_{11}, R_{22}, R_{33}, R_{12}, R_{13}$ and R_{23} , respectively. The array **IFAC** of dimension 6×6 (calculated by **clca66**) is used to perform the necessary change of coordinate system computations, and to obtain the values of $\hat{\underline{\underline{R}}}_F^{B=0}$ from the values stored in **RIJIPB**(**IFAC**, **II**). Thus,

⁸The parameter B permits to set to zero two terms if needed.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 48/312
---------	---	--

- for each Reynolds stress ISOU, in case of explicit boundary conditions (ICLPTR=0), we set COEFA(IFAC,ISOU) to the corresponding value of $\underline{\underline{R}}_F^{B=1}$ obtained by first computing $\underline{\underline{R}}_F^{B=0}$ by $\sum_{II=1,6} \text{ALPHA}(\text{ISOU}, \text{II}) * \text{RIJIPB}(\text{IFAC}, \text{II})$, and then by adding the quantity factorised by B in the previous sum, in order to obtain the complete value of $\underline{\underline{R}}_F^{B=1}$. Since the boundary conditions are explicit, COEFB is set to 0.
- in case of semi-implicit boundary conditions (ICLPTR=1), for each Reynolds stress ISOU, we store in the array COEFA(IFAC,ISOU) the corresponding value $\underline{\underline{R}}_F^{B=1}$ minus the terms which depend upon RIJIPB(IFAC,ISOU) (which will be implicit) This value is obtained by first calculating $\sum_{II=1,6|II \neq \text{ISOU}} \text{ALPHA}(\text{ISOU}, \text{II}) * \text{RIJIPB}(\text{IFAC}, \text{II})$, and then by adding the quantity factorised by B in order to obtain the value of $\underline{\underline{R}}_F^{B=1}$ minus the term $\text{ALPHA}(\text{ISOU}, \text{ISOU}) \text{RIJIPB}(\text{IFAC}, \text{ISOU})$. ALPHA(ISOU,ISOU) is then stored in COEFB (implicit part of the boundary conditions)⁹.

The boundary conditions of the scalars are then completed. The coefficients COEFA and COEFB are simply calculated using the boundary conditions previously described. The only difficulty consists in dealing adequately with the various values necessary to compute the exchange coefficient h_b without any mistake.

The indicator ISCSTH gives for each *VarScalaire*s the value of C to use in the treatment of the boundary conditions. Thus, for ISCSTH=1, the variable should be treated as a temperature, with $C = C_p$. For ISCSTH=0 or 2, the variable should be treated as a passive scalar or as an enthalpy, respectively, with $C = 1$ (dimensionless constant) in both cases. For ISCSTH=3, the variables is the resolved energy in the framework of the compressible module (see `cfxtcl`). We then have $C = 1$.

Additionally, a strictly positive value of the integer IPCCP indicates that C_p varies in space and that it is available in the array PROPCE(IEL,IPCCP) (filled in USPHYV). When IPCCP is zero, C_p is constant and it is available as a real number CPO(IPHAS).

The indicator IHCP gathers these informations :

- IHCP = 0 : CPP = $C = 1$
- IHCP = 1 : CPP = $C = C_p$ uniform in space
- IHCP = 2 : CPP = $C = C_p$ variable in space

For *VarScalaire* LL, the indicator IVISLS(LL) indicates if $\frac{\alpha_m}{C}$ is variable in space and available in the array PROPCE(IEL,IPCVSL) (IVISLS > 0) or if is uniform in space and available as a real number VISLS0(LL) (IVISLS = 0). We take $\text{RKL} = \frac{\alpha_m}{C}$.

The local Prandtl number is then calculated as $\text{PRDTL} = \frac{\mu}{\alpha_m/C}$ (μ is the molecular dynamic viscosity available in VISCLC).

The coefficient $h_{int} = \frac{\alpha}{I'F}$ is then calculated and stored in HINT.

When a turbulence model is activated, the subroutine HTURBP computes $\text{HFLUI} = Pr \frac{y^+}{T^+}$ (or $\text{HFLUI} = 1$ in the viscous sublayer), which is then immediately multiplied by $\text{CPP} * \text{RKL} / \text{DISTBF} = \frac{\alpha_m}{I'F}$ to obtain $\text{HFLUI} = h_b = \frac{\rho C u_k}{T^+}$ (or $\text{HFLUI} = h_b = \frac{\alpha_m}{I'F}$ in the viscous sublayer). If the calculation is performed in laminar, we simply have $\text{HFLUI} = \text{HINT}$ ($= h_b = h_{int} = \frac{\alpha}{I'F}$)

⁹the implicit part does not include the tangential stress due to the friction velocities and thus the boundary conditions are not fully implicit.

In case we wish to store the exchange coefficient (coupling with SYRTHES), HFLUI is kept in the array HBORD. In case the radiation module is used, HFLUI is stored in the work array RA(IHCONV).

We then have all the information necessary to compute the coefficients A and B (COEFA and COEFB) relative to the treated variable. Finally one can give the following correspondances to relate the source code implementation to expression (II.2.43) : $\text{HEXT} = h_{imp,ext}$, $\text{PIMP} = f_{imp,ext}$, $\text{HREDUI} = h_r$, $\text{HINT} = h_{int}$, $\text{HFLUI} = h_b$.

2.4 Points to treat

The use of HFLUI/CPP when ISCSTH is 2 (case with radiation) needs to be checked (CPP is actually 1 in this case).

The boundary conditions of the velocity are based on derivations focusing on only one term of the tangential stress $(\mu_I + \mu_{t,I})(\underline{\text{grad}} \underline{u}) \underline{n}$ without taking into account the transverse gradient.

In order to establish the boundary conditions of the velocity in $k - \varepsilon$ based on the constraint, a projection onto the plane tangent to the wall and an arbitrary zero normal velocity are introduced.

The hypothesis made in order to establish formulae for the different types of boundary conditions (dissipation, velocities) are based on the assumption that the mesh is orthogonal at the wall. This assumption is extended without any caution to the case of non-orthogonal meshes.

The one velocity scale (**causta**) wall function requires solving an equation using a Newton algorithm. The computational cost of the latter is low. One can also use a $1/7$ power law (Werner et Wengle) which yields results which are as accurate as the logarithmic law in the logarithmic region, and which permits analytical resolutions (chosen option in LES mode). Be careful however, since with this law, the intersection with the linear law is slightly different, which thus requires some adaptations (intersection around 11.81 instead of 10.88 for the law adopted here $U^+ = 8,3 (y^+)^{\frac{1}{7}}$).

The values of all the physical properties are taken at the cell centres, without any reconstruction. Without modifying this approach, it would be useful to keep this in mind.

For the thermal law with very small Prandtl numbers compared to 1, Arpaci and Larsen suggest $y_0^+ \simeq 5/Pr$ (with proof from experimental data) rather than $Pr_t/(Pr \kappa)$ (current value, computed as the analytical intersection of the linear and logarithmic laws considered). One should address this question.

3- Sous-programme clptrg

3.1 Fonction

Ce sous-programme est dédié au calcul des conditions aux limites en paroi rugueuse. On utilise le formalisme introduit dans `CONDLI` pour les conditions aux limites générales.

Par conditions aux limites en paroi, on entend ici l'ensemble des conditions aux limites pour la vitesse, les grandeurs turbulentes (k, ε), la température lorsqu'elle a une valeur de paroi imposée (ou l'enthalpie et plus généralement les *VarScalaire*¹ à traiter en paroi en prenant en compte une loi de similitude pour la couche limite associée). Pour les *VarScalaire*, en particulier, lorsque les conditions aux limites de paroi sont du type Neumann (homogène ou non), elles sont traitées dans `condli` et on ne s'y intéresse donc pas ici. En particulier, les conditions aux limites des *VarScalaire* représentant la variance de fluctuations d'autres *VarScalaire* ne sont pas traitées ici car leur traitement en paroi est de type Neumann homogène.

On indique comment sont calculés les couples de coefficients A_b et B_b qui sont utilisés pour le calcul de certains termes discrets des équations à résoudre et qui permettent en particulier de déterminer une valeur associée aux faces de bord $f_{b,int}$ (en un point localisé au "centre" de la face de bord, barycentre de ses sommets) par la relation $f_{b,int} = A_b + B_b f_{I'}$ ($f_{I'}$ est la valeur de la variable au point I' , projeté du centre de la cellule jouxtant le bord sur la droite normale à la face de bord et passant par son centre : voir la figure II.3.1).

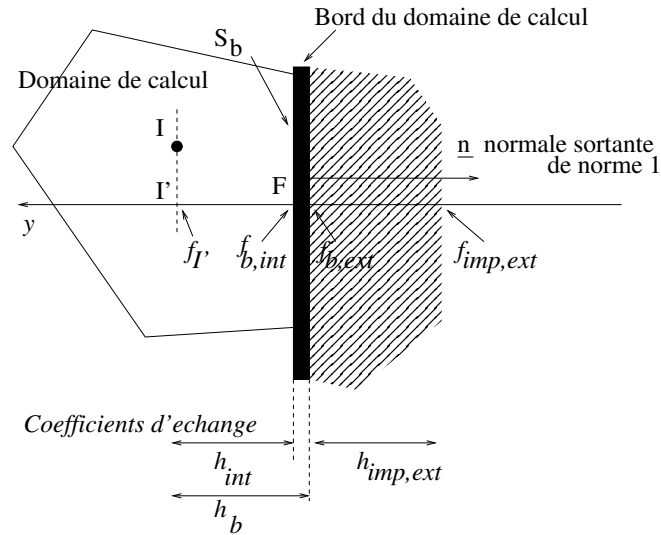


Figure II.3.1: Cellule de bord.

3.2 Discrétisation

• Notations

¹Comme dans `condli`, on désignera ici par *VarScalaire* toute variable solution d'une équation de convection-diffusion autre que la vitesse, la pression et les grandeurs turbulentes k, ε . La dénomination *VarScalaire* pourra en particulier se rapporter à la température, à l'enthalpie ou à un scalaire passif.

La vitesse de la paroi est notée \underline{v}_p . On la suppose projetée dans le plan tangent à la paroi (si elle ne l'est pas, le code la projette).

La vitesse du fluide est notée \underline{u} . L'indice I , I' ou F désigne le point auquel elle est estimée. La composante tangentielle par rapport à la paroi est notée u_τ . La vitesse du fluide dans le repère lié à la paroi (vitesse "relative") est notée $\underline{u}^r = \underline{u} - \underline{v}_p$.

Le repère orthonormé lié à la paroi est noté $\hat{\mathcal{R}} = (\underline{\tau}, \underline{\tilde{n}}, \underline{b})$.

- $\underline{\tilde{n}} = -\underline{n}$ est le vecteur normé orthogonal à la paroi et dirigé vers l'intérieur du domaine de calcul.
- $\underline{\tau} = \frac{1}{\|\underline{u}_{I'}^r - (\underline{u}_{I'}^r \cdot \underline{\tilde{n}})\underline{\tilde{n}}\|} [\underline{u}_{I'}^r - (\underline{u}_{I'}^r \cdot \underline{\tilde{n}})\underline{\tilde{n}}]$ est le vecteur normé porté par la projection de la vitesse relative en I' , $\underline{u}_{I'}^r$, dans le plan tangent à la paroi (*i.e.* orthogonal à $\underline{\tilde{n}}$) : voir la figure II.3.1.
- \underline{b} est le vecteur normé complétant le repère direct.

Dans le cas du **modèle à deux échelles de vitesse**, on note :

- u_k la vitesse de frottement en paroi obtenue à partir de l'énergie turbulente.
- u^* la vitesse de frottement en paroi déterminée à partir de la relation $\frac{u_{\tau, I'}^r}{u^*} = f(z_p)$.
- z_p représente une distance à la paroi (c'est à dire la distance depuis le bord du domaine de calcul), soit $z_p = I'F$ (voir la figure II.3.1). La fonction f traduit la forme idéale du profil de vitesse. Dans l'atmosphère, cette fonction est donnée par une loi de type logarithmique faisant intervenir la rugosité dynamique de la paroi z_0 :

$$f(z_p) = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z_p + z_0}{z_0} \right)$$
- Les deux échelles de vitesse u_k et u^* sont simples à calculer mais leur obtention nécessite la connaissance de l'énergie turbulente k_I au centre de la maille jouxtant la face de bord.
- Le modèle à deux échelles est le modèle par défaut dans *Code_Saturne*. Il permet souvent, et en particulier dans les cas avec transfert thermique, de diminuer les effets de certains défaut liés au modèle $k - \varepsilon$ (exemple classique du jet impactant).

On se sert plus bas de u^* et u_k pour les conditions aux limites portant sur la vitesse et les scalaires (température en particulier).

Modèle à deux échelles de vitesse

$$\begin{cases} u_k = C_\mu^{\frac{1}{4}} k_I^{\frac{1}{2}} \\ u^* \text{ solution de } \frac{u_{\tau, I'}^r}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z_k) \\ z_k = \frac{I'F + z_0}{z_0} = \frac{z_p + z_0}{z_0} \\ \text{avec } C_\mu = 0,09 \text{ et } \kappa = 0,42 \end{cases} \quad (\text{II.3.1})$$

Dans le cas du **modèle à une échelle de vitesse**, on note u^* l'unique vitesse de frottement en paroi solution de l'équation $\frac{u_{\tau, I'}^r}{u^*} = f(z_p)$. La grandeur z_p représente une distance à la paroi, soit $z_p = I'F$. La fonction f traduit la forme idéale du profil de vitesse comme pour le modèle à deux échelles de vitesses. On peut noter que cette vitesse de frottement, d'un calcul plus délicat (point fixe), s'obtient cependant sans faire référence aux variables turbulentes (k , ε). Par commodité, on posera dans le cas du modèle à une échelle $u_k = u^*$.

On se sert plus bas de u^* et u_k pour les conditions aux limites portant sur la vitesse et les scalaires (température en particulier).

Modèle à une échelle de vitesse

$$\begin{cases} u_k = u^* \\ u^* \text{ solution de } \frac{u_{\tau, I'}^r}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z_k) \\ z_k = \frac{I'F + z_0}{z_0} = \frac{z_p + z_0}{z_0} \\ \text{avec } C_\mu = 0,09 \text{ et } \kappa = 0,42 \end{cases} \quad (\text{II.3.2})$$

• Conditions aux limites pour la vitesse en $k - \varepsilon$

On considère tout d'abord les conditions utilisées dans le cas d'un calcul réalisé avec le modèle $k - \varepsilon$. Ce sont en effet les plus complexes et les plus générales.

Les conditions aux limites sont nécessaires pour imposer au bord la contrainte tangentielle $\sigma_\tau = \rho_I u^* u_k$ adéquate dans l'équation de quantité de mouvement² (ρ_I est la masse volumique au centre de la cellule I). Le terme qui nécessite des conditions aux limites est celui qui contient la dérivée de la vitesse dans la direction normale à la paroi, soit³ : $(\mu_I + \mu_{t, I}) \underline{\text{grad}} \underline{u} \underline{n}$. Il apparaît au second membre de l'équation de quantité de mouvement usuelle (voir `bilsc2` et `preduv`).

Dans le cas où le modèle $k - \varepsilon$ a tendance à surestimer la production de l'énergie turbulente, l'échelle de longueur du modèle, $L_{k-\varepsilon}$, peut devenir significativement plus grande que l'échelle théorique maximale des tourbillons de la couche limite turbulente $L_{\text{théo}}$. On note :

$$\begin{cases} L_{k-\varepsilon} = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \\ L_{\text{théo}} = \kappa (I'F + z_0) = \kappa (z_p + z_0) \end{cases} \quad (\text{II.3.3})$$

Dans le cas où $L_{k-\varepsilon} > L_{\text{théo}}$, on a donc $\mu_{t, I} > \mu_t^{lm}$ avec $\mu_{t, I}$ la viscosité turbulente du modèle $k - \varepsilon$ au point I et $\mu_t^{lm} = \rho_I L_{\text{théo}} u_k$ la viscosité turbulente du modèle de longueur de mélange. En outre, la contrainte tangentielle peut s'écrire en faisant apparaître la viscosité turbulente, soit :

$$\sigma_\tau = \rho_I u^* u_k = \frac{u^*}{\kappa (I'F + z_0)} \underbrace{\rho_I \kappa (I'F + z_0)}_{\mu_t^{lm}} u_k \quad (\text{II.3.4})$$

L'échelle de viscosité introduite dans la contrainte est alors en contradiction avec celle déduite de la turbulence calculée alentour par le modèle. On préfère dès lors écrire, en utilisant l'échelle de longueur du $k - \varepsilon$ chaque fois qu'elle est inférieure à la limite $L_{\text{théo}}$:

$$\sigma_\tau = \frac{u^*}{\kappa (I'F + z_0)} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t, I}) \quad (\text{II.3.5})$$

On peut alors utiliser cette valeur pour le calcul du flux diffusif qui en dépend dans l'équation de Navier-Stokes :

$$(\mu_I + \mu_{t, I}) \underline{\text{grad}} \underline{u} \underline{n} = -\sigma_\tau \underline{\tau} \quad (\text{II.3.6})$$

Or, le gradient de vitesse (gradient à la face de bord) est calculé dans le code sous la forme suivante :

$$(\mu_I + \mu_{t, I}) \underline{\text{grad}} \underline{u} \underline{n} = \frac{(\mu_I + \mu_{t, I})}{I'F} (\underline{u}_F - \underline{u}_{I'}) \quad (\text{II.3.7})$$

²Proposition de modification des conditions aux limites de paroi turbulente pour le Solveur Commun dans le cadre du modèle $k - \varepsilon$ standard, rapport EDF HI-81/00/019/A, 2000, M. Boucker, J.-D. Mattei.

³Le terme en gradient transposé est traité dans `vissec` et ne sera pas considéré ici.

Du rapprochement de (II.3.6) et de (II.3.7) on tire alors la valeur de \underline{u}_F à imposer, soit $\underline{u}_{F,flux}$ (respect du flux de quantité de mouvement) :

$$\begin{aligned}\underline{u}_{F,flux} &= \underline{u}_{I'} - \frac{\overline{I'F}}{\mu_I + \mu_{t,I}} \sigma_\tau \underline{\tau} \\ &= \underline{u}_{I'} - \frac{u^*}{\kappa(\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \frac{I'F}{(I'F + z_0)} \underline{\tau}\end{aligned}\quad (\text{II.3.8})$$

En réalité, une approximation supplémentaire est réalisée, qui consiste à imposer la vitesse normale nulle à la paroi et à utiliser l'équation (II.3.8) projetée sur le plan tangent à la paroi, soit :

$$\underline{u}_{F,flux} = \left[u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa(\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \frac{I'F}{(I'F + z_0)} \right] \underline{\tau} \quad (\text{II.3.9})$$

Enfin, on peut également faire apparaître la vitesse de la paroi dans l'expression finale :

$$\begin{aligned}&\textbf{Conditions aux limites sur la vitesse de type "flux"} (k - \varepsilon) \\ &\left\{ \begin{array}{l} \underline{u}_{F,flux} = v_p + \left[u_{\tau,I'}^r - \frac{u^*}{\kappa(\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \frac{I'F}{(I'F + z_0)} \right] \underline{\tau} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.10})\end{aligned}$$

Un premier couple de coefficients A_{flux} et B_{flux} s'en déduit (pour chaque composante de vitesse séparément) et il n'est utilisé que pour le calcul du terme dépendant de la contrainte tangentielle (voir bilsc2) :

$$\begin{aligned}&\textbf{Coefficients associés aux conditions aux limites sur la vitesse de type "flux"} (k - \varepsilon) \\ &\left\{ \begin{array}{l} \underline{A}_{flux} = v_p + \left[u_{\tau,I'}^r - \frac{u^*}{\kappa(\mu_I + \mu_{t,I})} \max(\mu_t^{lm}, \mu_{t,I}) \frac{I'F}{(I'F + z_0)} \right] \underline{\tau} \\ \underline{B}_{flux} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.3.11})\end{aligned}$$

On a vu ci-dessus comment imposer une condition à la limite permettant de calculer correctement le terme en contrainte. Une analyse supplémentaire est nécessaire pour le calcul des gradients de vitesse. On cherche à trouver une valeur en face de bord qui permette d'obtenir, avec la formulation adoptée pour le gradient, la valeur de la production turbulente la plus proche possible de la valeur théorique, elle-même déterminée en utilisant la loi logarithmique, pour évaluer la dérivée normale de la vitesse tangentielle. Ainsi, on définit (au point I) :

$$P_{\text{théo}} = \rho_I u^* u_k \left\| \frac{\partial u_\tau}{\partial \underline{n}} \right\|_I = \rho_I \frac{u_k (u^*)^2}{\kappa (I'F + z_0)} \quad (\text{II.3.12})$$

Par ailleurs, le terme prépondérant de la production calculée dans la cellule I est, pour les situations classiques (z est l'ordonnée sur l'axe de vecteur directeur $\underline{\tilde{n}}$),

$$P_{\text{calc}} = \mu_{t,I} \left(\frac{\partial u_\tau}{\partial z} \right)_I^2 \quad (\text{II.3.13})$$

Or, le gradient normal de la vitesse tangentielle (gradient cellule) est calculé dans le code en volumes finis et son expression dans le cas d'un maillage orthogonal et régulier est la suivante (voir les notations sur la figure II.3.2) :

$$P_{\text{calc}} = \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,G} - u_{\tau,F}}{2d} \right)^2 = \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,I} + u_{\tau,J} - 2u_{\tau,F}}{4d} \right)^2 \quad (\text{II.3.14})$$

On suppose alors que $u_{\tau,J}$ peut être obtenu à partir de $u_{\tau,I}$ et du gradient normal de u_τ évalué en G à partir de la loi logarithmique, soit :

$$u_{\tau,J} = u_{\tau,I} + IJ \cdot (\partial_z u_\tau)_G + \mathcal{O}(IJ^2) \approx u_{\tau,I} + IJ \cdot \left[\partial_z \left(\frac{u^*}{\kappa} \ln(z) \right) \right]_G = u_{\tau,I} + 2d \frac{u^*}{\kappa (2d + z_0)} \quad (\text{II.3.15})$$

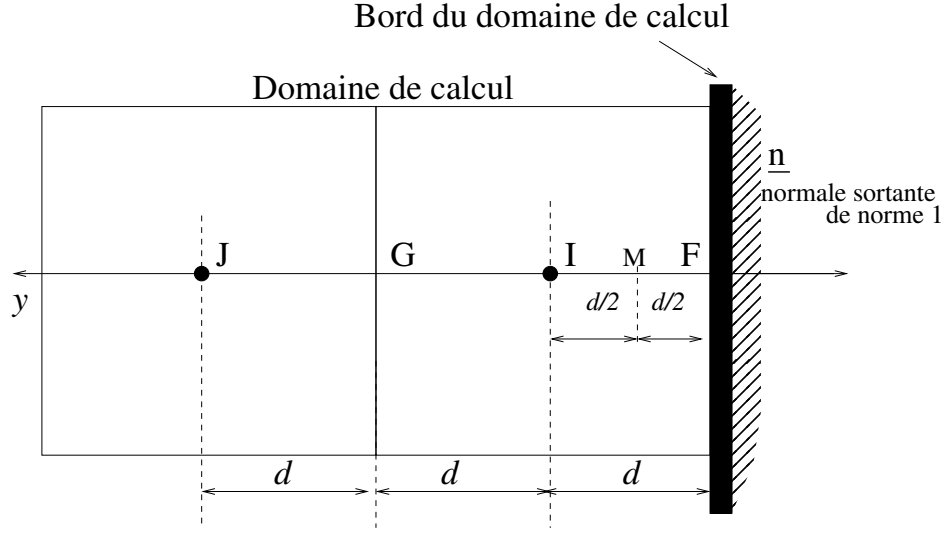


Figure II.3.2: Cellule de bord - Maillage orthogonal.

et l'on obtient alors :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{calc}} &= \mu_{t,I} \left(\frac{2u_{\tau,I} + 2d \frac{u^*}{\kappa(2d+z_0)} - 2u_{\tau,F}}{4d} \right)^2 \\
 &= \mu_{t,I} \left(\frac{u_{\tau,I} + d \frac{u^*}{\kappa(2d+z_0)} - u_{\tau,F}}{2d} \right)^2
 \end{aligned} \tag{II.3.16}$$

On rapproche alors les équations (II.3.12) et (II.3.16) pour imposer que la production calculée soit égale à la production théorique. On étend sans précaution les formules précédentes aux maillages non orthogonaux (la vitesse en I est alors simplement prise en I'). On obtient alors l'expression suivante pour $u_{\tau,F}$:

$$u_{\tau,F,\text{grad}} = u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \left(2d \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k}{\mu_{t,I} (I'F + z_0)}} - \frac{1}{2 + z_0/I'F} \right) \tag{II.3.17}$$

On impose d'autre part que le gradient reste au moins aussi raide que celui donné par la dérivée normale du profil de vitesse théorique (logarithmique) en I' :

$\partial_z u_\tau = \partial_z \left(\frac{u^*}{\kappa} \ln(z) \right) = \frac{u^*}{\kappa (I'F + z_0)}$, soit donc :

$$u_{\tau,F,\text{grad}} = u_{\tau,I'} - \frac{u^*}{\kappa} \max \left(1, 2d \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k}{\mu_{t,I} (I'F + z_0)}} - \frac{1}{2 + z_0/I'F} \right) \tag{II.3.18}$$

La vitesse normale à la paroi est imposée nulle. De plus, si la vitesse tangentielle en I' est nulle (de valeur absolue inférieure à une limite numérique arbitraire de 10^{-12}) une condition d'adhérence est appliquée. Enfin, on peut également faire apparaître la vitesse de la paroi dans l'expression finale :

Conditions aux limites sur la vitesse de type "gradient" ($k - \varepsilon$)

$$\begin{cases} \underline{u}_{F,\text{grad}} = \underline{v}_p & \text{si } u_{\tau,I'}^r < 10^{-12} \\ \underline{u}_{F,\text{grad}} = \underline{v}_p + u_{\tau,I'}^r - \frac{u^*}{\kappa} \left[\max \left(1, 2d \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k}{\mu_{t,I} (I'F + z_0)}} - \frac{1}{2 + z_0/I'F} \right) \right] \underline{\tau} \end{cases} \tag{II.3.19}$$

Un second couple de coefficients A_{grad} et B_{grad} s'en déduit (pour chaque composante de vitesse séparément) et est utilisé chaque fois que le gradient de la vitesse est nécessaire (hormis pour les termes dépendant de la contrainte tangentielle, traités dans **bilsc2** au moyen des coefficients A_{flux} et B_{flux}) :

Coefficients associés aux conditions aux limites sur la vitesse
de type “gradient” ($k - \varepsilon$)

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{A}_{grad} = \underline{v}_p \quad \text{si } u_{\tau, I'}^r < 10^{-12} \\ \underline{A}_{grad} = \underline{v}_p + u_{\tau, I'}^r - \frac{u^*}{\kappa} \left[\max \left(1, 2d \sqrt{\frac{\rho_I \kappa u_k}{\mu_{t, I} (I' F + z_0)}} - \frac{1}{2 + z_0 / I' F} \right) \right] \mathcal{I} \\ \underline{B}_{grad} = \underline{0} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.20})$$

• **Conditions aux limites pour les variables k et ε (modèle $k - \varepsilon$ standard)**

On impose sur k une condition de Dirichlet tirée de la vitesse de frottement u_k (se reporter à l'équation (II.3.1)), soit :

$$k = \frac{u_k^2}{C_\mu^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{II.3.21})$$

On cherche à imposer la dérivée normale de ε à partir de la loi théorique suivante (voir les notations sur la figure II.3.2) :

$$G_{\text{théo},\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{u_k^3}{\kappa (z + z_0)} \right] \quad (\text{II.3.22})$$

On utilise le point M pour imposer une condition à la limite avec un ordre plus élevé en espace. En effet, la simple utilisation de la relation $\varepsilon_F = \varepsilon_I + d\partial_z\varepsilon_I + O(d^2)$ conduit à une précision d'ordre 1. En utilisant les développements limités suivants, on peut obtenir une précision à l'ordre 2 :

$$\begin{cases} \varepsilon_M &= \varepsilon_I - \frac{d}{2}\partial_z\varepsilon_I + \frac{d^2}{8}\partial_z^2\varepsilon_I + O(d^3) \\ \varepsilon_M &= \varepsilon_F + \frac{d}{2}\partial_z\varepsilon_F + \frac{d^2}{8}\partial_z^2\varepsilon_F + O(d^3) \end{cases} \quad (\text{II.3.23})$$

Par différence, ces relations conduisent à

$$\varepsilon_F = \varepsilon_I - \frac{d}{2}(\partial_z\varepsilon_I + \partial_z\varepsilon_F) + O(d^3) \quad (\text{II.3.24})$$

De plus, on a

$$\begin{cases} \partial_z\varepsilon_I &= \partial_z\varepsilon_M + d\partial_z^2\varepsilon_M + O(d^2) \\ \partial_z\varepsilon_F &= \partial_z\varepsilon_M - d\partial_z^2\varepsilon_M + O(d^2) \end{cases} \quad (\text{II.3.25})$$

La somme de ces deux dernières relations permet d'établir $\partial_z\varepsilon_I + \partial_z\varepsilon_F = 2\partial_z\varepsilon_M + O(d^2)$ et, en reportant dans (II.3.24), on obtient alors une expression de ε_F à l'ordre 2, comme souhaité :

$$\varepsilon_F = \varepsilon_I - d\partial_z\varepsilon_M + O(d^3) \quad (\text{II.3.26})$$

On utilise alors la valeur théorique (II.3.22) pour évaluer $\partial_z\varepsilon_M$ et on obtient alors la valeur à imposer au bord ($d = I'F$) :

$$\varepsilon_F = \varepsilon_I + d \frac{u_k^3}{\kappa (d/2 + z_0)^2} \quad (\text{II.3.27})$$

Cette relation est étendue au cas de maillages non orthogonaux sans précaution (ce qui doit dégrader l'ordre en espace).

On a finalement :

Conditions aux limites sur les variables k et ε

$$\begin{cases} k_F &= \frac{u_k^2}{C_\mu^{\frac{1}{2}}} \\ \varepsilon_F &= \varepsilon_I + I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2 + z_0)^2} \end{cases} \quad (\text{II.3.28})$$

et les coefficients associés

Coefficients associés aux conditions aux limites sur les variables k et ε

$$\begin{cases} A_k &= \frac{u_k^2}{C_\mu^{\frac{1}{2}}} & \text{et } B_k &= 0 \\ A_\varepsilon &= I'F \frac{u_k^3}{\kappa (I'F/2 + z_0)^2} & \text{et } B_\varepsilon &= 1 \end{cases} \quad (\text{II.3.29})$$

• **Conditions aux limites pour les *VarScalaire*s**

On ne traite ici que les conditions se présentant sous la forme d'une valeur imposée (à la paroi ou en retrait de celle-ci avec un coefficient d'échange externe éventuel). On se reporte aux notations de la figure II.3.1 et à la présentation générale disponible dans `condli` dont on ne reprend que la partie essentielle ci-dessous.

La conservation du flux normal au bord pour la variable f s'écrit sous la forme :

$$\underbrace{h_{int}(f_{b,int} - f_{I'})}_{\phi_{int}} = \underbrace{h_b(f_{b,ext} - f_{I'})}_{\phi_b} = \begin{cases} \underbrace{h_{imp,ext}(f_{imp,ext} - f_{b,ext})}_{\phi_{réel\ imposé}} & \text{(condition de Dirichlet)} \\ \underbrace{\phi_{imp,ext}}_{\phi_{réel\ imposé}} & \text{(condition de Neumann)} \end{cases} \quad (\text{II.3.30})$$

On réarrange ces deux équations afin d'obtenir la valeur numérique $f_{b,int} = f_F$ à imposer en face de paroi, étant données les valeurs de $f_{imp,ext}$ et de $h_{imp,ext}$ fixées par l'utilisateur et la valeur h_b dictée par les lois de similitude qui seront détaillées plus bas. On précise les coefficients A et B qui s'en déduisent naturellement.

Conditions aux limites sur les *VarScalaire*s

$$f_{b,int} = \underbrace{\frac{h_{imp,ext}}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{imp,ext}}_A + \underbrace{\frac{h_{int} + h_{imp,ext}(h_r - 1)}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{I'}}_B \text{ avec } h_r = \frac{h_{int}}{h_b} \quad (\text{II.3.31})$$

Principe de similitude : calcul de h_b .

Dans l'expression (II.3.31), seule reste à déterminer la valeur de h_b , celle de h_{int} étant une valeur numérique cohérente avec le mode de calcul des gradients aux faces et précisée dans `condli` ($h_{int} = \frac{\alpha}{I'F}$). La valeur de h_b doit permettre de relier le flux à l'écart entre les valeurs $f_{I'}$ et $f_{b,ext}$ en prenant en compte la couche limite (le profil de f n'est pas toujours linéaire) :

$$\phi_b = h_b (f_{b,ext} - f_{I'}) \quad (\text{II.3.32})$$

Les considérations suivantes sont présentées en adoptant des notations générales. En particulier, le nombre de Prandtl-Schmidt est noté $\sigma = \frac{\nu \rho C}{\alpha}$. Lorsque le scalaire f considéré est la température, on a (voir `condli`) :

- $C = C_p$ (chaleur massique),
- $\alpha = \lambda$ (conductivité moléculaire),
- $\sigma = \frac{\nu \rho C_p}{\lambda} = Pr$ (nombre de Prandtl),
- $\sigma_t = Pr_t$ (nombre de Prandtl turbulent),
- $\phi = \left(\lambda + \frac{C_p \mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial T}{\partial z}$ (flux en Wm^{-2}).

On s'est appuyé sur la référence "The atmospheric boundary layer", J. R. Garratt, Cambridge University Press.

Le flux en paroi s'écrit, pour le scalaire f (le flux est positif s'il est entrant dans le domaine fluide, comme l'indique l'orientation de l'axe z) :

$$\phi = - \left(\alpha + C \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial f}{\partial z} = -\rho C \left(\frac{\alpha}{\rho C} + \frac{\mu_t}{\rho \sigma_t} \right) \frac{\partial f}{\partial z} \quad (\text{II.3.33})$$

Pour la température, avec $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ et $a_t = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_t}$, on a donc, de manière équivalente :

$$\phi = -\rho C_p (a + a_t) \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{II.3.34})$$

On introduit f^* afin d'adimensionner f , en utilisant la valeur du flux au bord ϕ_b :

$$f^* = -\frac{\phi_b}{\rho C u_k} \quad (\text{II.3.35})$$

Pour la température, on a donc :

$$T^* = -\frac{\phi_b}{\rho C_p u_k} \quad (\text{II.3.36})$$

On rappelle que dans le cas du modèle à deux échelles de vitesse, u_k est la vitesse de frottement en paroi obtenue à partir de l'énergie cinétique moyenne du mouvement turbulent⁴. Dans le cas du modèle à une échelle de vitesse, on pose $u_k = u^*$ avec u^* la vitesse de frottement en paroi déterminée à partir de la loi logarithmique.

⁴ $u_k = C_\mu^{\frac{1}{4}} k_I^{\frac{1}{2}}$

On divise alors les membres de l'équation (II.3.33) par ϕ_b . Pour le membre de gauche, on simplifie en utilisant le fait que le flux se conserve et donc que $\phi = \phi_b$. Pour le membre de droite, on remplace ϕ_b par sa valeur $-\rho C u_k f^*$. Avec les notations :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \quad f^+ = \frac{f - f_{b,ext}}{f^*} \quad (\text{II.3.37})$$

on a :

$$1 = \left(\frac{\nu}{\sigma} + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial f^+}{\partial z} \frac{1}{u_k} \quad (\text{II.3.38})$$

Remarquons dès à présent qu'avec les notations précédentes, h_b s'exprime en fonction de $f_{I'}^+$:

$$h_b = \frac{\phi_b}{f_{b,ext} - f_{I'}} = \frac{\rho C u_k}{f_{I'}^+} \quad (\text{II.3.39})$$

Pour déterminer h_b , on intègre alors l'équation (II.3.38) afin de disposer de $f_{I'}^+$. L'unique difficulté consiste alors à prescrire une loi de variation de $\mathcal{K} = \frac{\nu}{\sigma} + \frac{\nu_t}{\sigma_t}$

Dans la zone turbulente pleinement développée, une hypothèse de longueur de mélange permet de modéliser les variations de ν_t :

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| = \kappa u^* (z + z_0) \quad (\text{II.3.40})$$

De plus, les effets de diffusion de f (ou effets "conductifs" lorsque f représente la température) sont négligeables devant les effets turbulents : on néglige alors $\frac{\nu}{\sigma}$ devant $\frac{\nu_t}{\sigma_t}$. On a donc finalement :

$$\mathcal{K} = \frac{\kappa u_k}{\sigma_t} (z + z_0) \quad (\text{II.3.41})$$

On intègre l'équation adimensionnelle (II.3.38) sous la même hypothèse et on obtient alors la loi donnant f^+ :

$$f^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln \left(\frac{z + z_0}{z_{oT}} \right) \quad (\text{II.3.42})$$

où z_{oT} est la longueur de rugosité thermique. Son ordre de grandeur comparé à la rugosité dynamique est donné par la relation $\ln \left(\frac{z_0}{z_{oT}} \right) \approx 2$ (référence J. R. Garratt).

Pour résumer, le calcul de h_b est réalisé en déterminant :

$$f_{I'}^+ = \frac{\sigma_t}{\kappa} \ln \left(\frac{I'F + z_0}{z_{oT}} \right) \quad (\text{II.3.43})$$

$$h_b = \frac{\phi_b}{f_{b,ext} - f_{I'}} = \frac{\rho C u_k}{f_{I'}^+} \quad (\text{II.3.44})$$

3.3 Mise en œuvre

On traite ici les variables IVAR sur les faces IFAC telles que ICODCL(IFAC,IVAR)=5.

La vitesse de défilement (éventuellement nulle) de la paroi est tout d'abord projetée dans le plan tangent à la paroi. Ses trois composantes dans le repère de calcul sont stockées dans les tableaux RCODCL(IFAC,IUIPH,1),RCODCL(IFAC,IVIPH,1)RCODCL(IFAC,IWIPH,1).

On détermine ensuite le repère local $\hat{\mathcal{R}}$. Pour chaque face, il est disponible dans les vecteurs $\underline{\tau}$ (TX, TY, TZ), $\underline{\tilde{n}}$ (-RNX, -RNY, -RNZ), et \underline{b} (T2X, -T2Y, -T2Z). Par ailleurs, si la norme de la vitesse tangentielle est inférieure à la valeur arbitraire EPZERO (10^{-12}), l'indicateur TXNO est positionné à 0 (il vaut 1 sinon) et le vecteur $\underline{\tau}$ est pris

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 62/312
---------	---	--

- arbitraire, dans le plan perpendiculaire à \tilde{n} en $R_{ij} - \varepsilon$ (on utilise les composantes de \tilde{n} pour construire $\underline{\tau}$; si \tilde{n} est identiquement nul, le code s'arrête) ;
- identiquement nul sinon.

On calcule ensuite les vitesses de frottement qui sont stockées dans UET ($= u^*$) et dans UK ($= u_k$). Le sous-programme **causta** permet de calculer la vitesse de frottement pour le modèle à une échelle de vitesse (IDEUCH=0). Pour le modèle à deux échelles (IDEUCH=1), le calcul (plus simple) de UET et de UK est fait directement dans **clptur**.

Dans le cas où le modèle à une échelle de vitesse est actif, on impose UK=UET afin de conserver la cohérence du codage dans la suite du sous-programme.

Les conditions aux limites pour la vitesse sont ensuite complétées.

- En $k - \varepsilon$, on affecte, pour les trois composantes de vitesse respectivement, à

COEFA(IFAC,ICLU), COEFA(IFAC,ICLV) et COEFA(IFAC,ICLW)

les coefficients A_{flux} issus de l'analyse relative à la contrainte tangentielle.
De même, les coefficients B_{flux} sont affectés à

COEFB(IFAC,ICLU), COEFB(IFAC,ICLV) et COEFB(IFAC,ICLW).

Les conditions aux limites issues de l'analyse portant directement sur le gradient de vitesse A_{grad} et B_{grad} sont affectées à

COEFA(IFAC,ICLUF), COEFA(IFAC,ICLVF), COEFA(IFAC,ICLWF)

et

COEFB(IFAC,ICLUF), COEFB(IFAC,ICLVF), COEFB(IFAC,ICLWF).

- Lorsque la vitesse tangentielle en I' est inférieure à EPZERO, l'indicateur TXNO est annulé (sinon, TXNO vaut 1). Cet indicateur est utilisé pour annuler les coefficients A et imposer des conditions d'adhérence.
- la vitesse de défilement de la paroi est prise en compte dans les conditions aux limites (coefficients COEFA).

Les conditions sur les grandeurs turbulentes sont ensuite complétées.

Les conditions aux limites pour les scalaires sont ensuite complétées. Les coefficients COEFA et COEFB sont simplement renseignés en utilisant les conditions aux limites décrites précédemment. La seule difficulté consiste à gérer correctement les différentes grandeurs permettant de calculer le coefficient d'échange h_b sans erreur.

L'indicateur ISCSTH sert, pour chaque *VarScalaires* à indiquer quelle valeur de C utiliser au moment du traitement des conditions aux limites. Ainsi, pour ISCSTH=1, la variable doit être traitée comme une température, avec $C = C_p$. Pour ISCSTH=0 ou 2, la variable doit être traitée comme un scalaire passif ou une enthalpie respectivement, avec $C = 1$ (constante sans dimension) dans les deux cas.

Par ailleurs, une valeur strictement positive de l'entier IPCCP indique que C_p est variable en espace et disponible dans le tableau PROPCE(IEL,IPCCP) (renseigné dans USPHYV). Lorsque IPCCP est nul, C_p est constant et disponible sous forme du réel CPO(IPHAS).

L'indicateur IHCP permet de rassembler ces informations :

- IHCP = 0 : CPP = $C = 1$
- IHCP = 1 : CPP = $C = C_p$ uniforme en espace

- IHCP = 2 : CPP = $C = C_p$ variable en espace

Pour la *VarScalaire* LL, l'indicateur IVISLS(LL) permet également de repérer si $\frac{\alpha_m}{C}$ est variable en espace et disponible dans le tableau PROPCE(IEL,IPCSSL) (IVISLS > 0) ou uniforme en espace et disponible sous forme du réel VISLS0(LL) (IVISLS = 0). On pose RKL = $\frac{\alpha_m}{C}$

Le nombre de Prandtl local est alors calculé PRDTL = $\frac{\mu}{\alpha_m/C}$ (μ est la viscosité dynamique moléculaire disponible dans VISCLC).

Le coefficient $h_{int} = \frac{\alpha}{I'F}$ est ensuite déterminé et conservé dans HINT.

Lorsqu'un modèle de turbulence est activé, on calcule HFLUI = $h_b = \frac{\rho C u_k}{T^+}$. Si le calcul est réalisé en laminaire, on a simplement HFLUI = HINT ($= h_b = h_{int} = \frac{\alpha}{I'F}$)

Dans les cas où l'on souhaite stocker le coefficient d'échange (couplage avec SYRTHES), HFLUI est conservé dans le tableau HBORD. Dans les cas où l'on utilise le module de rayonnement, HFLUI est stocké dans le tableau de travail RA(IHCONV).

On dispose alors de tous les éléments pour calculer les coefficients A et B (COEFA et COEFB) relatif à la variable traitée. Noter pour terminer les correspondances suivantes qui permettent de rapprocher le code source de la relation (II.3.31) :

$$\begin{aligned}
 \text{HEXT} &= h_{imp,ext} \\
 \text{PIMP} &= f_{imp,ext} \\
 \text{HREDUI} &= h_r \\
 \text{HINT} &= h_{int} \\
 \text{HFLUI} &= h_b
 \end{aligned}$$

4- Sous-programme clsyvt

4.1 Function

The aim of this subroutine is to fill the arrays of boundary conditions (COEFA and COEFB) of the velocity and of the Reynolds stress tensor, for the symmetry boundary faces. These conditions are expressed relatively naturally in the local coordinate system of the boundary face. The function of `clsyvt` is then to transform these natural boundary conditions (expressed in the local coordinate system) in the general coordinate system, and then to possibly partly implicit them.

It should be noted that the part of the subroutine `clptur` (for the wall boundary conditions) relative to the writing in the local coordinate system and to the rotation is totally identical.

4.2 Discretisation

Figure II.4.1 presents the notations used at the face. The local coordinate system is defined from the normal at the face and the velocity at I' :

- $\underline{t} = \frac{1}{|\underline{u}_{I',\tau}|} \underline{u}_{I',\tau}$ is the first vector of the local coordinate system.
- $\underline{\tilde{n}} = -\underline{n}$ is the second vector of the local coordinate system.
- $\underline{b} = \underline{t} \wedge \underline{\tilde{n}} = \underline{n} \wedge \underline{t}$ is the third vector of the local coordinate system.

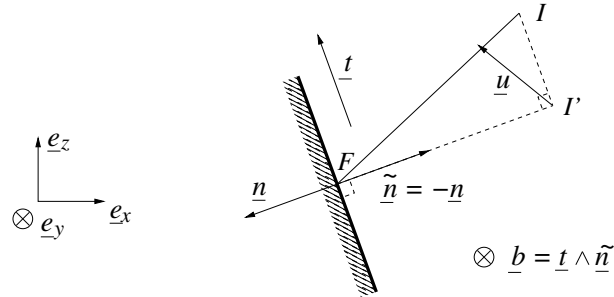


Figure II.4.1: Definition of the vectors forming the local coordinate system.

Here, \underline{n} is the normalized normal vector to the boundary face in the sense of *Code_Saturne* (*i.e.* directed towards the outside of the computational domain) and $\underline{u}_{I',\tau}$ is the projection of the velocity at I' in the plane of the face : $\underline{u}_{I',\tau} = \underline{u}_{I'} - (\underline{u}_{I'} \cdot \underline{n}) \underline{n}$.

If $\underline{u}_{I',\tau} = \underline{0}$, the direction of \underline{t} in the plane normal to \underline{n} is irrelevant. thus it is defined as : $\underline{t} = \frac{1}{\sqrt{n_y^2 + n_z^2}} (n_z \underline{e}_y - n_y \underline{e}_z)$ where $\underline{t} = \frac{1}{\sqrt{n_x^2 + n_z^2}} (n_z \underline{e}_x - n_x \underline{e}_z)$ along the non-zero components of \underline{n} (components in the global coordinate system $(\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z)$).

For sake of clarity, the following notations will be used :

- The general coordinate system will write $\mathcal{R} = (\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z)$.
- The local coordinate system will write $\hat{\mathcal{R}} = (\underline{t}, -\underline{n}, \underline{b}) = (\underline{t}, \underline{\tilde{n}}, \underline{b})$.
- The matrices of the components of a vector \underline{u} in the coordinate systems \mathcal{R} and $\hat{\mathcal{R}}$ will write \underline{U} and $\hat{\underline{U}}$, respectively.
- The matrices of the components of a tensor \underline{R} (2^{nd} order) in the coordinate systems \mathcal{R} and $\hat{\mathcal{R}}$ will

write $\underline{\underline{R}}$ and $\hat{\underline{\underline{R}}}$, respectively.

- $\underline{\underline{P}}$ refers to the (orthogonal) matrix transforming \mathcal{R} into $\hat{\mathcal{R}}$.

$$\underline{\underline{P}} = \begin{bmatrix} t_x & -n_x & b_x \\ t_y & -n_y & b_y \\ t_z & -n_z & b_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.4.1})$$

($\underline{\underline{P}}$ being orthogonal, $\underline{\underline{P}}^{-1} = {}^t\underline{\underline{P}}$).

In particular, we have for any vector \underline{u} and for any second order tensor $\underline{\underline{R}}$:

$$\begin{cases} \underline{U} = \underline{\underline{P}} \cdot \hat{\underline{U}} \\ \underline{\underline{R}} = \underline{\underline{P}} \cdot \hat{\underline{\underline{R}}} \cdot {}^t\underline{\underline{P}} \end{cases} \quad (\text{II.4.2})$$

TREATMENT OF THE VELOCITY

In the local coordinate system, the boundary conditions for \underline{u} naturally write :

$$\begin{cases} u_{F,t} &= u_{I',t} \\ u_{F,\tilde{n}} &= 0 \\ u_{F,b} &= u_{I',b} \end{cases} \quad (\text{II.4.3})$$

or

$$\underline{U}_F = \underline{\underline{P}} \cdot \hat{\underline{U}}_F = \underline{\underline{P}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \hat{\underline{U}}_{I'} = \underline{\underline{P}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot {}^t\underline{\underline{P}} \cdot \underline{U}_{I'} \quad (\text{II.4.4})$$

Let's take $\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{P}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot {}^t\underline{\underline{P}}$ (matrix in the coordinate system \mathcal{R} of the projector orthogonal to the face).

The boundary conditions for \underline{u} thus write :

$$\underline{U}_F = \underline{\underline{A}} \cdot \underline{U}_{I'} \quad (\text{II.4.5})$$

Since the matrix $\underline{\underline{P}}$ is orthogonal, it can be shown that

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} 1 - \tilde{n}_x^2 & -\tilde{n}_x\tilde{n}_y & -\tilde{n}_x\tilde{n}_z \\ -\tilde{n}_x\tilde{n}_y & 1 - \tilde{n}_y^2 & -\tilde{n}_y\tilde{n}_z \\ -\tilde{n}_x\tilde{n}_z & -\tilde{n}_y\tilde{n}_z & 1 - \tilde{n}_z^2 \end{bmatrix} \quad (\text{II.4.6})$$

The boundary conditions can then be partially implicitized:

$$u_{F,x}^{(n+1)} = \underbrace{1 - \tilde{n}_x^2}_{\text{COEFB}} u_{I',x}^{(n+1)} - \underbrace{\tilde{n}_x\tilde{n}_y u_{I',y}^{(n)} + \tilde{n}_x\tilde{n}_z u_{I',z}^{(n)}}_{\text{COEFA}} \quad (\text{II.4.7})$$

The other components have a similar treatment. Since only the coordinates of \underline{n} are useful, we do not need (for \underline{u}) to define explicitly the vectors \underline{t} and \underline{b} .

TREATMENT OF THE REYNOLDS STRESS TENSOR

We saw that we have the following relation:

$$\underline{\underline{R}} = \underline{\underline{P}} \cdot \hat{\underline{\underline{R}}} \cdot {}^t\underline{\underline{P}} \quad (\text{II.4.8})$$

The boundary conditions we want to write are relations of the type:

$$R_{F,ij} = \sum_{k,l} \alpha_{ijkl} R_{I',kl} \quad (\text{II.4.9})$$

We are then naturally brought to introduce the column matrices of the components of \underline{R} in the different coordinate systems.

We write

$$\underline{S} = {}^t[R_{11}, R_{12}, R_{13}, R_{21}, R_{22}, R_{23}, R_{31}, R_{32}, R_{33}] \quad (\text{II.4.10})$$

and

$$\hat{\underline{S}} = {}^t[\hat{R}_{11}, \hat{R}_{12}, \hat{R}_{13}, \hat{R}_{21}, \hat{R}_{22}, \hat{R}_{23}, \hat{R}_{31}, \hat{R}_{32}, \hat{R}_{33}] \quad (\text{II.4.11})$$

Two functions q and r from $\{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9\}$ to $\{1, 2, 3\}$ are defined. Their values are given in the following table :

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$q(i)$	1	1	1	2	2	2	3	3	3
$r(i)$	1	2	3	1	2	3	1	2	3

$i \mapsto (q(i), r(i))$ is then a bijection from $\{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9\}$ to $\{1, 2, 3\}^2$, and we have :

$$\begin{cases} R_{ij} = S_{3(i-1)+j} \\ S_i = R_{q(i)r(i)} \end{cases} \quad (\text{II.4.12})$$

Using equation II.4.8, we thus have :

$$\begin{aligned} S_{F,i} &= R_{F,q(i)r(i)} = \sum_{(m,n) \in \{1,2,3\}^2} P_{q(i)m} \hat{R}_{F,mn} P_{r(i)n} \\ &= \sum_{j=1}^9 P_{q(i)q(j)} \hat{R}_{F,q(j)r(j)} P_{r(i)r(j)} \quad (\text{d'après la bijectivité de } (q, r)) \\ &= \sum_{j=1}^9 P_{q(i)q(j)} P_{r(i)r(j)} \hat{S}_{F,j} \end{aligned} \quad (\text{II.4.13})$$

Or

$$\underline{S}_F = \underline{\underline{A}} \cdot \hat{\underline{S}}_F \quad \text{avec } A_{ij} = P_{q(i)q(j)} P_{r(i)r(j)} \quad (\text{II.4.14})$$

It can be shown that $\underline{\underline{A}}$ is an orthogonal matrix (see Annexe A).

In the local coordinate system, the boundary conditions of \underline{R} write naturally¹.

$$\begin{cases} \hat{R}_{F,11} = \hat{R}_{I',11} & \hat{R}_{F,21} = 0 & \hat{R}_{F,31} = B \hat{R}_{I',31} \\ \hat{R}_{F,12} = 0 & \hat{R}_{F,22} = \hat{R}_{I',22} & \hat{R}_{F,32} = 0 \\ \hat{R}_{F,13} = B \hat{R}_{I',13} & \hat{R}_{F,23} = 0 & \hat{R}_{F,33} = \hat{R}_{I',33} \end{cases} \quad (\text{II.4.15})$$

¹cf. Davroux A., Archambeau F., *Le $R_{ij} - \varepsilon$ dans Code_Saturne (version β)*, HI-83/00/030/A

or

$$\hat{\underline{S}}_F = \underline{\underline{B}} \cdot \hat{\underline{S}}_{I'} \quad \text{avec } \underline{\underline{B}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & & & & & & \vdots \\ \vdots & \ddots & B & \ddots & & & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 & \ddots & & & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & 1 & \ddots & & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & 0 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & & & \ddots & B & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & & & & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.4.16})$$

For the symmetry faces which are treated by `clsyvt`, the coefficient B is 1. However a similar treatment is applied in `clptur` for the wall faces, and in this B is zero. This parameter has to be specified when `clca66` is called (see §4.3).

Back in the global coordinate system, the following formulae is finally obtained :

$$\underline{S}_F = \underline{\underline{C}} \cdot \underline{S}_{I'} \quad \text{avec } \underline{\underline{C}} = \underline{\underline{A}} \cdot \underline{\underline{B}} \cdot {}^t \underline{\underline{A}} \quad (\text{II.4.17})$$

It can be shown that the components of the matrix $\underline{\underline{C}}$ are :

$$C_{ij} = \sum_{k=1}^9 P_{q(i)q(k)} P_{r(i)r(k)} P_{q(j)q(k)} P_{r(j)r(k)} (\delta_{k1} + B\delta_{k3} + \delta_{k5} + B\delta_{k7} + \delta_{k9}) \quad (\text{II.4.18})$$

To conclude, it can be noted that, due to the symmetries of the tensor \underline{R} , the matrix \underline{S} . Thus only the simplified matrices \underline{S}' and $\hat{\underline{S}}'$ will be used:

$$\underline{S}' = {}^t[\underline{R}_{11}, \underline{R}_{22}, \underline{R}_{33}, \underline{R}_{12}, \underline{R}_{13}, \underline{R}_{23}] \quad (\text{II.4.19})$$

$$\hat{\underline{S}}' = {}^t[\hat{\underline{R}}_{11}, \hat{\underline{R}}_{22}, \hat{\underline{R}}_{33}, \hat{\underline{R}}_{12}, \hat{\underline{R}}_{13}, \hat{\underline{R}}_{23}] \quad (\text{II.4.20})$$

By gathering different lines of matrix $\underline{\underline{C}}$, equation II.4.17 is transformed into the final equation :

$$\underline{S}'_F = \underline{\underline{D}} \cdot \underline{S}'_{I'} \quad (\text{II.4.21})$$

The computation of the matrix $\underline{\underline{D}}$ is performed in the subroutine `clca66`. The methodology is described in annexe B.

From $\underline{\underline{D}}$, the coefficients of the boundary conditions can be partially implicated (`ICLSYR` = 1) or totally explicated (`ICLSYR` = 0).

- PARTIAL IMPLICITATION

$$S'_{F,i}{}^{(n+1)} = \underbrace{D_{ii}}_{\text{COEFB}} S'_{I',i}{}^{(n+1)} + \underbrace{\sum_{j \neq i} D_{ij} S'_{I',j}{}^{(n)}}_{\text{COEFA}} \quad (\text{II.4.22})$$

- TOTAL EXPLICITATION

$$S'_{F,i}{}^{(n+1)} = \underbrace{\sum_j D_{ij} S'_{I',j}{}^{(n)}}_{\text{COEFA}} \quad (\text{COEFB} = 0) \quad (\text{II.4.23})$$

4.3 Implementation

• Beginning of the loop

Beginning of the loop on all the boundary faces IFAC with symmetry conditions. A face is considered as a symmetry face if ICODCL(IFAC,IU(IPHAS)) is 4. The tests in `vericl` are designed for ICODCL to be equal to 4 for IU if and only if it is equal to 4 for the other components of the velocity and for the components of \underline{R} (if necessary)

The value 0 is given to ISYMPA, which identifies the face as a wall or symmetry face (a face where the mass flux will be set to zero as explained in `inimas`).

• Calculation of the basis vectors

The normal vector \underline{n} is stored in (RNX,RNY,RNZ).

$\underline{u}_{I'}$ is calculated in `CONDLI`, passed *via* `COEFU`, and stored in (UPX,UPY,UPZ).

• Case with $R_{ij} - \varepsilon$

With the $R_{ij} - \varepsilon$ model (ITURB=30 or 31), the vectors \underline{t} and \underline{b} must be calculated explicitly (we use \underline{P} , not simply \underline{A}). They are stored in (TX,TY,TZ) and (T2X,T2Y,T2Z), respectively.

The transform matrix \underline{P} is then calculated and stored in the array `ELOGLO`.

The subroutine `clca66` is then called to calculate the reduced matrix \underline{D} . It is stored in `ALPHA`. `clca66` is called with a parameter `CLSYME` which is 1, and which corresponds to the parameter ω of equation II.4.15.

• Filling the arrays COEFA and COEFB

The arrays `COEFA` and `COEFB` are filled following directly equations II.4.7, II.4.22 and II.4.23.

`RIJIPB(IFAC,.)` corresponds to the vector $\underline{S}'_{I'}$, computed in `condli`, and passed as an argument to `clsyvt`.

• Filling the arrays COEFAF and COEFBF

If they are defined, the arrays `COEFAF` and `COEFBF` are filled. They contain the same values as `COEFA` and `COEFB`, respectively.

4.4 Annexe A

PROOF OF THE ORTHOGONALITY OF MATRIX \underline{A}

All the notations used in paragraphe 2 are kept. We have :

$$\begin{aligned}
 ({}^t \underline{\underline{A}} \cdot \underline{\underline{A}})_{ij} &= \sum_{k=1}^9 A_{ki} A_{kj} \\
 &= \sum_{k=1}^9 P_{q(k)q(i)} P_{r(k)r(i)} P_{q(k)q(j)} P_{r(k)r(j)}
 \end{aligned} \tag{II.4.24}$$

When k varies from 1 to 3, $q(k)$ remains equal to 1 and $r(k)$ varies from 1 to 3. We thus have :

$$\begin{aligned}
 \sum_{k=1}^3 P_{q(k)q(i)} P_{r(k)r(i)} P_{q(k)q(j)} P_{r(k)r(j)} &= P_{1q(i)} P_{1q(j)} \sum_{k=1}^3 P_{r(k)r(i)} P_{r(k)r(j)} \\
 &= P_{1q(i)} P_{1q(j)} \sum_{k=1}^3 P_{kr(i)} P_{kr(j)} \\
 &= P_{1q(i)} P_{1q(j)} \delta_{r(i)r(j)} \quad (\text{by orthogonality of } \underline{\underline{P}})
 \end{aligned} \tag{II.4.25}$$

Likewise for k varying from 4 to 6 or from 7 to 9, $q(k)$ being 2 or 3, respectively, we obtain :

$$\begin{aligned}
 ({}^t \underline{\underline{A}} \cdot \underline{\underline{A}})_{ij} &= \sum_{k=1}^9 P_{q(k)q(i)} P_{r(k)r(i)} P_{q(k)q(j)} P_{r(k)r(j)} \\
 &= \sum_{k=1}^3 P_{kq(i)} P_{kq(j)} \delta_{r(i)r(j)} \\
 &= \delta_{q(i)q(j)} \delta_{r(i)r(j)} \\
 &= \delta_{ij} \quad (\text{by the bijectivity of } (q, r))
 \end{aligned} \tag{II.4.26}$$

Thus ${}^t \underline{\underline{A}} \cdot \underline{\underline{A}} = \underline{\underline{Id}}$. Similarly, it can be shown that $\underline{\underline{A}} \cdot {}^t \underline{\underline{A}} = \underline{\underline{Id}}$. Thus $\underline{\underline{A}}$ is an orthogonal matrix.

4.5 Annexe B

CALCULATION OF THE MATRIX $\underline{\underline{D}}$

The relation between the matrices of dimension 9×1 of the components of $\underline{\underline{R}}$ in the coordinate system \mathcal{R} at F and at I' (matrices $\underline{\underline{S}}_F$ and $\underline{\underline{S}}_{I'}$) :

$$\underline{\underline{S}}_F = \underline{\underline{C}} \cdot \underline{\underline{S}}_{I'} \tag{II.4.27}$$

with

$$C_{ij} = \sum_{k=1}^9 P_{q(i)q(k)} P_{r(i)r(k)} P_{q(j)q(k)} P_{r(j)r(k)} (\delta_{k1} + \omega \delta_{k3} + \delta_{k5} + \omega \delta_{k7} + \delta_{k9}) \tag{II.4.28}$$

To transform $\underline{\underline{S}}$ into the matrix 6×1 $\underline{\underline{S}}'$, the function s from $\{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9\}$ to $\{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$ is defined. It takes the following values :

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$s(i)$	1	4	5	4	2	6	5	6	3

By construction, we have $S_i = S'_{s(i)}$ for all i between 1 and 9.

To compute D_{ij} , we can choose a value of m to satisfy $s(m) = i$ and sum all the C_{mn} to have $s(n) = j$. The choice of m is irrelevant. We can also compute the sum over all m so that $s(m) = i$ and then divide by the number of such values of m . We will use this method.

We define $N(i)$ the number of integers between 1 and 9 so that $s(m) = i$. According to the preceeding, we thus have

$$\begin{aligned}
D_{ij} &= \frac{1}{N(i)} \sum_{\substack{s(m)=i \\ s(n)=j}} C_{mn} \\
&= \frac{1}{N(i)} \sum_{\substack{s(m)=i \\ s(n)=j \\ 1 \leq k \leq 9}} P_{q(m)q(k)} P_{r(m)r(k)} P_{q(n)q(k)} P_{r(n)r(k)} (\delta_{k1} + \omega \delta_{k3} + \delta_{k5} + \omega \delta_{k7} + \delta_{k9}) \quad (\text{II.4.29})
\end{aligned}$$

• FIRST CASE : $i \leq 3$ and $j \leq 3$

In this case, we have $N(i) = N(j) = 1$. Additionally, if $s(m) = i$ and $s(n) = j$, then $q(m) = r(m) = i$ and $q(n) = r(n) = j$. Thus

$$D_{ij} = \sum_{k=1}^9 P_{iq(k)} P_{ir(k)} P_{jq(k)} P_{jr(k)} (\delta_{k1} + \omega \delta_{k3} + \delta_{k5} + \omega \delta_{k7} + \delta_{k9}) \quad (\text{II.4.30})$$

When k belongs to $\{1, 5, 9\}$, $q(k) = r(k)$ belongs to $\{1, 2, 3\}$. And for $k = 3$ or $k = 7$, $q(k) = 1$ and $r(k) = 3$, or the inverse (and for k even the the sum of Kronecker symbol is zero). Finally we have :

$$D_{ij} = \sum_{k=1}^3 P_{ik}^2 P_{jk}^2 + 2\omega P_{j1} P_{i3} P_{i1} P_{j3} \quad (\text{II.4.31})$$

• SECOND CASE : $i \leq 3$ and $j \geq 4$

Again we have $N(i) = 1$, and if $s(m) = i$ then $q(m) = r(m) = i$.

On the contrary, we have $N(j) = 2$, the two possibilities being m_1 and m_2 .

- if $j = 4$, then $m_1 = 2$ and $m_2 = 4$, $q(m_1) = r(m_2) = 1$ and $r(m_1) = q(m_2) = 2$. We then have $m = 1$ and $n = 2$.
- if $j = 5$, then $m_1 = 3$ and $m_2 = 7$, $q(m_1) = r(m_2) = 1$ and $r(m_1) = q(m_2) = 3$. We then have $m = 1$ and $n = 3$.
- if $j = 6$, then $m_1 = 6$ and $m_2 = 8$, $q(m_1) = r(m_2) = 2$ and $r(m_1) = q(m_2) = 3$. We then have $m = 2$ and $n = 3$.

And we have :

$$D_{ij} = \sum_{k=1}^9 P_{iq(k)} P_{ir(k)} [P_{mq(k)} P_{nr(k)} + P_{nq(k)} P_{mr(k)}] (\delta_{k1} + \omega \delta_{k3} + \delta_{k5} + \omega \delta_{k7} + \delta_{k9}) \quad (\text{II.4.32})$$

But when k is in $\{1, 5, 9\}$, $q(k) = r(k)$ is in $\{1, 2, 3\}$. Thus :

$$D_{ij} = 2 \sum_{k=1}^3 P_{ik}^2 P_{mk} P_{nk} + \omega \sum_{k=1}^9 P_{iq(k)} P_{ir(k)} [P_{mq(k)} P_{nr(k)} + P_{nq(k)} P_{mr(k)}] (\delta_{k3} + \delta_{k7}) \quad (\text{II.4.33})$$

And for $k = 3$ or $k = 7$, $q(k) = 1$ and $r(k) = 3$, or the opposite. We finally have :

$$D_{ij} = 2 \left[\sum_{k=1}^3 P_{ik}^2 P_{mk} P_{nk} + \omega P_{i1} P_{i3} (P_{m1} P_{n3} + P_{n1} P_{m3}) \right] \quad (\text{II.4.34})$$

with $(m, n) = (1, 2)$ if $j = 4$, $(m, n) = (1, 3)$ if $j = 5$ and $(m, n) = (2, 3)$ if $j = 6$.

- THIRD CASE : $i \geq 4$ and $j \leq 3$

By symmetry of $\underline{\underline{C}}$, we obtain a result which is the symmetric of the second case, except that $N(i)$ is now 2. Thus :

$$D_{ij} = \sum_{k=1}^3 P_{jk}^2 P_{mk} P_{nk} + \omega P_{j1} P_{j3} (P_{m1} P_{n3} + P_{n1} P_{m3}) \quad (\text{II.4.35})$$

with $(m, n) = (1, 2)$ if $i = 4$, $(m, n) = (1, 3)$ if $i = 5$ and $(m, n) = (2, 3)$ if $i = 6$.

- FOURTH CASE : $i \geq 4$ and $j \geq 4$

Then $N(i) = N(j) = 2$.

We have $(m, n) = (1, 2)$ if $i = 4$, $(m, n) = (1, 3)$ if $i = 5$ and $(m, n) = (2, 3)$ if $i = 6$. Likewise we define m' and n' as a function of j . We then obtain :

$$\begin{aligned} D_{ij} &= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^9 (P_{mq(k)} P_{nr(k)} + P_{nq(k)} P_{mr(k)}) (P_{m'q(k)} P_{n'r(k)} + P_{n'q(k)} P_{m'r(k)}) \\ &\quad \times (\delta_{k1} + \omega \delta_{k3} + \delta_{k5} + \omega \delta_{k7} + \delta_{k9}) \\ &= \frac{1}{2} \left[\sum_{k=1}^3 4P_{mk} P_{nk} P_{m'k} P_{n'k} + 2\omega (P_{m1} P_{n3} + P_{n1} P_{m3}) (P_{m'1} P_{n'3} + P_{n'1} P_{m'3}) \right] \quad (\text{II.4.36}) \end{aligned}$$

and finally :

$$D_{ij} = 2 \sum_{k=1}^3 P_{mk} P_{nk} P_{m'k} P_{n'k} + \omega (P_{m1} P_{n3} + P_{n1} P_{m3}) (P_{m'1} P_{n'3} + P_{n'1} P_{m'3}) \quad (\text{II.4.37})$$

with $(m, n) = (1, 2)$ if $i = 4$, $(m, n) = (1, 3)$ if $i = 5$ and $(m, n) = (2, 3)$ if $i = 6$
and $(m', n') = (1, 2)$ if $j = 4$, $(m', n') = (1, 3)$ if $j = 5$ and $(m', n') = (2, 3)$ if $j = 6$.

5- Sous-programme codits

5.1 Fonction

Ce sous-programme, appelé entre autre par **preduv**, **turbke**, **covofi**, **resrij**, **reseps**, ..., résout les équations de convection-diffusion d'un scalaire a avec termes sources du type :

$$\begin{aligned}
 & f_s^{imp}(a^{n+1} - a^n) + \theta \underbrace{\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1})}_{\text{convection implicite}} - \theta \underbrace{\text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1})}_{\text{diffusion implicite}} \\
 & = f_s^{exp} - (1 - \theta) \underbrace{\text{div}((\rho \underline{u}) a^n)}_{\text{convection explicite}} + (1 - \theta) \underbrace{\text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)}_{\text{diffusion explicite}}
 \end{aligned} \tag{II.5.1}$$

où $\rho \underline{u}$, f_s^{exp} et f_s^{imp} désignent respectivement le flux de masse, les termes sources explicites et les termes linéarisés en a^{n+1} . a est un scalaire défini sur toutes les cellules¹. Par souci de clarté on suppose, en l'absence d'indication, les propriétés physiques Φ (viscosité totale μ_{tot}, \dots) et le flux de masse ($\rho \underline{u}$) pris respectivement aux instants $n + \theta_\Phi$ et $n + \theta_F$, où θ_Φ et θ_F dépendent des schémas en temps spécifiquement utilisés pour ces grandeurs².

L'écriture des termes de convection et diffusion en maillage non orthogonal engendre des difficultés (termes de reconstruction et test de pente) qui sont contournées en utilisant une méthode itérative dont la limite, si elle existe, est la solution de l'équation précédente.

5.2 Discrétisation

Afin d'expliquer la procédure utilisée pour traiter les difficultés dues aux termes de reconstruction et de test de pente dans les termes de convection-diffusion, on note, de façon analogue à ce qui est défini dans **navsto** mais sans discrétisation spatiale associée, \mathcal{E}_n l'opérateur :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_n(a) = & f_s^{imp} a + \theta \text{div}((\rho \underline{u}) a) - \theta \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a) \\
 & - f_s^{exp} - f_s^{imp} a^n + (1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - (1 - \theta) \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)
 \end{aligned} \tag{II.5.2}$$

L'équation (II.5.1) s'écrit donc :

$$\mathcal{E}_n(a^{n+1}) = 0 \tag{II.5.3}$$

La quantité $\mathcal{E}_n(a^{n+1})$ comprend donc :

- $\rightsquigarrow f_s^{imp} a^{n+1}$, contribution des termes différentiels d'ordre 0 linéaire en a^{n+1} ,
- $\rightsquigarrow \theta \text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1}) - \theta \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1})$, termes de convection-diffusion implicites complets (termes non reconstruits + termes de reconstruction) linéaires³ en a^{n+1} ,
- $\rightsquigarrow f_s^{exp} - f_s^{imp} a^n$ et $(1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - (1 - \theta) \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)$ l'ensemble des termes explicites (y compris la partie explicite provenant du schéma en temps appliqué à la convection diffusion).

De même, on introduit un opérateur \mathcal{EM}_n approché de \mathcal{E}_n , linéaire et simplement inversible, tel que son expression contient :

¹ a , sous forme discrète en espace, correspond à un vecteur dimensionné à NCELET de composante a_I , I décrivant l'ensemble des cellules.

²cf. **introd**

³Lors de la discrétisation en espace, le caractère linéaire de ces termes pourra cependant être perdu, notamment à cause du test de pente.

- ↪ la prise en compte des termes linéaires en a ,
- ↪ la convection intégrée par un schéma décentré amont (upwind) du premier ordre en espace,
- ↪ les flux diffusifs non reconstruits.

$$\mathcal{EM}_n(a) = f_s^{imp} a + \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a)]^{amont} - \theta [\text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a)]^{N Rec} \quad (\text{II.5.4})$$

Cet opérateur permet donc de contourner la difficulté induite par la présence d'éventuelles non linéarités introduites par l'activation du test de pente lors du schéma convectif, et par le remplissage important de la structure de la matrice découlant de la présence des gradients propres à la reconstruction.

On a la relation⁴, pour toute cellule Ω_I de centre I :

$$\mathcal{EM}_{disc}(a, I) = \int_{\Omega_i} \mathcal{EM}_n(a) d\Omega$$

On cherche à résoudre :

$$0 = \mathcal{E}_n(a^{n+1}) = \mathcal{EM}_n(a^{n+1}) + \mathcal{E}_n(a^{n+1}) - \mathcal{EM}_n(a^{n+1}) \quad (\text{II.5.5})$$

Soit :

$$\mathcal{EM}_n(a^{n+1}) = \mathcal{EM}_n(a^{n+1}) - \mathcal{E}_n(a^{n+1}) \quad (\text{II.5.6})$$

On va pour cela utiliser un algorithme de type point fixe en définissant la suite $(a^{n+1, k})_{k \in \mathbb{N}}$ ⁵:

$$\begin{cases} a^{n+1, 0} = a^n \\ a^{n+1, k+1} = a^{n+1, k} + \delta a^{n+1, k+1} \end{cases}$$

où $\delta a^{n+1, k+1}$ est solution de :

$$\mathcal{EM}_n(a^{n+1, k} + \delta a^{n+1, k+1}) = \mathcal{EM}_n(a^{n+1, k}) - \mathcal{E}_n(a^{n+1, k}) \quad (\text{II.5.7})$$

Soit encore, par linéarité de \mathcal{EM}_n :

$$\mathcal{EM}_n(\delta a^{n+1, k+1}) = -\mathcal{E}_n(a^{n+1, k}) \quad (\text{II.5.8})$$

Cette suite, couplée avec le choix de l'opérateur \mathcal{E}_n , permet donc de lever la difficulté induite par la présence de la convection (discretisée à l'aide de schémas numériques qui peuvent introduire des non linéarités) et les termes de reconstruction. Le schéma réellement choisi par l'utilisateur pour la convection (donc éventuellement non linéaire si le test de pente est activé) ainsi que les termes de reconstruction vont être pris à l'itération k et traités au second membre *via* le sous-programme `bilsc2`, alors que les termes non reconstruits sont pris à l'itération $k+1$ et représentent donc les inconnues du système linéaire résolu par `codits`⁶.

On suppose de plus que cette suite $(a^{n+1, k})_k$ converge vers la solution a^{n+1} de l'équation (II.5.2), i.e. $\lim_{k \rightarrow \infty} \delta a^{n+1, k} = 0$, ceci pour tout n donné.

(II.5.8) correspond à l'équation résolue par `codits`. La matrice \underline{EM}_n , matrice associée à \mathcal{EM}_n est à inverser, les termes non linéaires sont mis au second membre mais sous forme explicite (indice k de $a^{n+1, k}$) et ne posent donc plus de problème.

REMARQUE 1

La viscosité μ_{tot} prise dans \mathcal{EM}_n et dans \mathcal{E}_n dépend du modèle de turbulence utilisé. Ainsi on a $\mu_{tot} = \mu_{laminaire} + \mu_{turbulent}$ dans \mathcal{EM}_n et dans \mathcal{E}_n sauf lorsque l'on utilise un modèle $R_{ij} - \varepsilon$, auquel cas on a $\mu_{tot} = \mu_{laminaire}$.

⁴On pourra se reporter au sous-programme `matrix` pour plus de détails relativement à \mathcal{EM}_{disc} , opérateur discret agissant sur un scalaire a .

⁵Dans le cas où le point fixe en vitesse-pression est utilisé (`NTERUP` > 1) $a^{n+1, 0}$ est initialisé par la dernière valeur obtenue de a^{n+1} .

⁶cf. le sous-programme `navsto`.

Le choix de \mathcal{EM}_n étant *a priori* arbitraire (\mathcal{EM}_n doit être linéaire et la suite $(a^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ doit converger pour tout n donné), une option des modèles $R_{ij} - \varepsilon$ (IRIJNU = 1) consiste à forcer μ_{tot}^n dans l'expression de \mathcal{EM}_n à la valeur $\mu_{laminaire}^n + \mu_{turbulent}^n$ lors de l'appel à **codits** dans le sous-programme **navsto**, pour l'étape de prédiction de la vitesse. Ceci n'a pas de sens physique (seul $\mu_{laminaire}^n$ étant censé intervenir), mais cela peut dans certains cas avoir un effet stabilisateur, sans que cela modifie pour autant les valeurs de la limite de la suite $(a^{n+1,k})_k$.

REMARQUE 2

Quand **codits** est utilisé pour le couplage instationnaire renforcé vitesse-pression (IPUCOU=1), on fait une seule itération k en initialisant la suite $(a^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ à zéro. Les conditions de type Dirichlet sont annulées (on a INC = 0) et le second membre est égal à $\rho|\Omega_i|$. Ce qui permet d'obtenir une approximation de type diagonal de \underline{EM}_n nécessaire lors de l'étape de correction de la vitesse⁷.

5.3 Mise en œuvre

L'algorithme de ce sous-programme est le suivant :

- détermination des propriétés de la matrice \underline{EM}_n (symétrique si pas de convection, non symétrique sinon)
- choix automatique de la méthode de résolution pour l'inverser si l'utilisateur ne l'a pas spécifié pour la variable traitée. La méthode de Jacobi est utilisée par défaut pour toute variable scalaire a convectée. Les méthodes disponibles sont la méthode du gradient conjugué, celle de Jacobi, et le bi-gradient conjugué stabilisé (*BICGStab*) pour les matrices non symétriques. Un préconditionnement diagonal est possible et utilisé par défaut pour tous ces solveurs excepté Jacobi.
- prise en compte de la périodicité (translation ou rotation d'un scalaire, vecteur ou tenseur),
- construction de la matrice \underline{EM}_n correspondant à l'opérateur linéaire \mathcal{EM}_n par appel au sous-programme **matrix**⁸. Les termes implicites correspondant à la partie diagonale de la matrice et donc aux contributions différentielles d'ordre 0 linéaires en a^{n+1} , (*i.e* f_s^{imp}), sont stockés dans le tableau **ROVSDT** (réalisé en amont du sous-programme appelant **codits**).
- création de la hiérarchie de maillage si on utilise le multigrille (IMGRP > 0).
- appel à **bilsc2** pour une éventuelle prise en compte de la convection-diffusion explicite lorsque $\theta \neq 0$.
- boucle sur le nombre d'itérations de 1 à **NSWRSM** (appelé **NSWRSP** dans **codits**). Les itérations sont représentées par k appelé **ISWEEP** dans le code et définissent les indices de la suite $(a^{n+1,k})_k$ et de $(\delta a^{n+1,k})_k$.

Le second membre est scindé en deux parties :

- un terme, affine en $a^{n+1,k-1}$, facile à mettre à jour dans le cadre de la résolution par incrément, et qui s'écrit :

$$- f_s^{imp} (a^{n+1,k-1} - a^{n+1,0}) + f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1,0}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1,0})]$$

- les termes issus de la convection/diffusion (avec reconstruction) calculée par **bilsc2**.

$$- \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1,k-1}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1,k-1})]$$

La boucle en k est alors la suivante :

- Calcul du second membre, hors contribution des termes de convection-diffusion explicite **SMBINI**;
le second membre complet correspondant à $\mathcal{E}_n(a^{n+1,k-1})$ est, quant à lui, stocké dans le tableau

⁷cf. le sous-programme **resolp**.

⁸On rappelle que dans **matrix**, la convection est traitée, quelque soit le choix de l'utilisateur, avec un schéma décentré amont d'ordre 1 en espace et qu'il n'y a pas de reconstruction pour la diffusion. Le choix de l'utilisateur quant au schéma numérique pour la convection intervient uniquement lors de l'intégration des termes de convection de \mathcal{E}_n , au second membre de (II.5.8) dans le sous-programme **bilsc2**.

SMBRP, initialisé par SMBINI et complété par les termes reconstruits de convection-diffusion par appel au sous-programme `bilsc2`.

À l'itération k , SMBINI noté SMBINI^k vaut :

$$\text{SMBINI}^k = f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)] - f_s^{imp} (a^{n+1, k-1} - a^n)$$

- Avant de boucler sur k , un premier appel au sous-programme `bilsc2` avec $\text{THETAP} = 1 - \theta$ permet de prendre en compte la partie explicite des termes de convection-diffusion provenant du schéma en temps.

$$\text{SMBRP}^0 = f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)]$$

Avant de boucler sur k , le second membre SMBRP^0 est stocké dans le tableau SMBINI^0 et sert pour l'initialisation du reste du calcul.

$$\text{SMBINI}^0 = \text{SMBRP}^0$$

- pour $k = 1$,

$$\begin{aligned} \text{SMBINI}^1 &= f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)] - f_s^{imp} (a^{n+1, 0} - a^n) \\ &= f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1, 0}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1, 0})] - f_s^{imp} \delta a^{n+1, 0} \end{aligned}$$

On a donc :

$$\text{SMBINI}^1 = \text{SMBINI}^0 - \text{ROVSDT} * (\text{PVAR} - \text{PVARA})$$

et SMBRP^1 est complété par un second appel au sous-programme `bilsc2` avec $\text{THETAP} = \theta$, de manière à ajouter dans le second membre la partie de la convection-diffusion implicite.

$$\begin{aligned} \text{SMBRP}^1 &= \text{SMBINI}^1 - \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1, 0}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1, 0})] \\ &= f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)] - f_s^{imp} (a^{n+1, 0} - a^n) \\ &\quad - \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1, 0}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1, 0})] \end{aligned}$$

- pour $k = 2$,
de façon analogue, on obtient :

$$\text{SMBINI}^2 = f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)] - f_s^{imp} (a^{n+1, 1} - a^n)$$

Soit :

$$\text{SMBINI}^2 = \text{SMBINI}^1 - \text{ROVSDT} * \text{DPVAR}^1$$

l'appel au sous-programme `bilsc2`, étant systématiquement fait par la suite avec $\text{THETAP} = \theta$, on obtient de même :

$$\text{SMBRP}^2 = \text{SMBINI}^2 - \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1, 1}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1, 1})]$$

où

$$a^{n+1, 1} = \text{PVAR}^1 = \text{PVAR}^0 + \text{DPVAR}^1 = a^{n+1, 0} + \delta a^{n+1, 1}$$

- pour l'itération $k + 1$,

Le tableau SMBINI^{k+1} initialise le second membre complet SMBRP^{k+1} auquel vont être rajoutées les contributions convectives et diffusives *via* le sous-programme `bilsc2`.

on a la formule :

$$\text{SMBINI}^{k+1} = \text{SMBINI}^k - \text{ROVSDT} * \text{DPVAR}^k$$

Puis suit le calcul et l'ajout des termes de convection-diffusion reconstruits de $-\mathcal{E}_n(a^{n+1, k})$, par appel au sous-programme `bilsc2`. On rappelle que la convection est prise en compte à cette étape par le schéma numérique choisi par l'utilisateur (schéma décentré amont du premier ordre en espace, schéma centré du second ordre en espace, schéma décentré amont du second ordre S.O.L.U. ou une pondération (blending) des schémas dits du second ordre (centré ou S.O.L.U.)

avec le schéma amont du premier ordre, utilisation éventuelle d'un test de pente).

Cette contribution (convection-diffusion) est alors ajoutée dans le second membre SMBRP^{k+1} (initialisé par SMBINI^{k+1}).

$$\begin{aligned}\text{SMBRP}^{k+1} &= \text{SMBINI}^{k+1} - \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1,k}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1,k})] \\ &= f_s^{exp} - (1 - \theta) [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)] - f_s^{imp}(a^{n+1,k} - a^n) \\ &\quad - \theta [\text{div}((\rho \underline{u}) a^{n+1,k}) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^{n+1,k})]\end{aligned}$$

- Résolution du système linéaire en $\delta a^{n+1,k+1}$ correspondant à l'équation (II.5.8) par inversion de la matrice $\underline{\underline{EM}}_n$, en appelant le sous programme **invers**. On calcule $a^{n+1,k+1}$ grâce à la formule :

$$a^{n+1,k+1} = a^{n+1,k} + \delta a^{n+1,k+1}$$

Soit :

$$\text{PVAR}^{k+1} = \text{PVAR}^k + \text{DPVAR}^{k+1}$$

- Traitement de la périodicité et du parallélisme.

- Test de convergence :

Il porte sur la quantité $\|\text{SMBRP}^{k+1}\| < \varepsilon \|\underline{\underline{EM}}_n(a^n) + \text{SMBRP}^1\|$, où $\|\cdot\|$ représente la norme euclidienne. Si le test est vérifié, la convergence est atteinte et on sort de la boucle sur les itérations. La solution recherchée est $a^{n+1} = a^{n+1,k+1}$.

Sinon, on continue d'itérer dans la limite des itérations imposées par NSWRSM dans **usini1**.

En "continu" ce test de convergence s'écrit aussi :

$$\begin{aligned}\|\text{SMBRP}^{k+1}\| &< \varepsilon \|f_s^{exp} - \text{div}((\rho \underline{u}) a^n) + \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n) \\ &\quad + [\text{div}((\rho \underline{u}) a^n)]^{amont} + [\text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} a^n)]^{N_{Rec}}\|\end{aligned}$$

Si bien que sur maillage orthogonal avec schéma de convection upwind et en l'absence de terme source, la suite converge en théorie en une unique itération puisque par construction :

$$\|\text{SMBRP}^2\| = 0 < \varepsilon \|f_s^{exp}\|$$

Fin de la boucle.

5.4 Points à traiter

- **Approximation \mathcal{EM}_n de l'opérateur \mathcal{E}_n**

D'autres approches visant soit à modifier la définition de l'approximée, prise en compte du schéma centré sans reconstruction par exemple, soit à abandonner cette voie seraient à étudier.

- **Test de convergence**

La quantité définissant le test de convergence est également à revoir, éventuellement à simplifier.

- **Prise en compte de T_s^{imp}**

Lors de la résolution de l'équation par **codits**, le tableau **ROVSDT** a deux fonctions : il sert à calculer la diagonale de la matrice (par appel de **matrix**) et il sert à mettre à jour le second membre à chaque sous-itération de la résolution en incréments. Or, dans le cas où T_s^{imp} est positif, on ne l'intègre pas dans **ROVSDT**, afin de ne pas affaiblir la diagonale de la matrice. De ce fait, on ne l'utilise pas pour mettre à jour le second membre, alors que ce serait tout à fait possible. Au final, on obtient donc un terme source traité totalement en explicite ($T_s^{exp} + T_s^{imp} a^n$), alors que la résolution en incréments nous permettrait justement de l'impliciter quasiment totalement ($T_s^{exp} + T_s^{imp} a^{n+1,k_{fin}-1}$, où k_{fin} est la dernière sous-itération effectuée).

Pour ce faire, il faudrait définir deux tableaux **ROVSDT** dans **codits**.

6- Sous-programme condli

6.1 Function

Boundary conditions are required in at least three principal cases :

- calculation of the convection terms (first order derivative in space) at the boundary : the calculation uses a flux at the boundary and requires the value of the convected variable at the boundary when the latter is entering the domain in the sens of the characteristic curves of the system (in the sens of the velocity, in the case of the single equation of a simple scalar : sufficient interpretation in the current framework of *Code_Saturne* ¹) ;
- calculation of the diffusion terms (second order derivative in space) : a method to determine the value of the first order spatial derivatives at the boundary is then required (more exactly, the terms that depend upon it are required, such as the stresses of the thermal fluxes at the wall) ;
- calculation of the cell gradients : the variable at the boundary faces are required (more generally, the discrete terms of the equations which depend upon the gradient inside boundary cells are required, such as the transpose gradient terms in the Navier-Stokes equations).

These considerations only concern the computational variables (velocity, pressure, Reynolds tensor, scalars solution of a convection-diffusion equation). For these variables ², the user has to define the boundary conditions at every boundary face (`usclim`).

The subroutine `condli` transforms the data provided by the user (in `usclim`) into an internal format of representation of the boundary conditions. Verifications of the completeness and coherence are also performed (in `vericl`). More particularly, the smooth-wall boundary conditions (`clptur`), the rough-wall boundary conditions (`clptrg`) and the symmetry boundary conditions for the velocities and the Reynolds stress tensor (`clsyvt`) are treated in dedicated subroutines.

The subroutine `condli` provides as an output pairs of coefficients A_b and B_b for each variable f and for each boundary face. These are used for the calculation of the discrete terms in the equations to be solved. More specifically, these coefficients are used to calculate a value at the boundary faces $f_{b,int}$ (localised at the centre of the boundary face, barycentre of its vertices) by the relation $f_{b,int} = A_b + B_b f_{I'}$, where $f_{I'}$ is the value of the variable at point I' . I' is the projection onto the centre of the cell adjoin to the boundary on the line normal to the boundary face and passing by its centre (see figure II.6.1).

6.2 Discretisation

• Notation

On désignera dans la suite par *VarScalaire* toute variable

- autre que la vitesse, la pression, les grandeurs turbulentes k , ε , R_{ij} , φ , \bar{f} et ω ,
- solution d'une équation de convection-diffusion.

¹except with the compressible module, see. `cfxtcl`

²The other variables (the physical properties for instance) have a different treatment which will not be detailed here (for instance, for the density, the user defines directly the values at the boundary. This information is then stored ; one is referred to `usphyv` or `phyvar` for more information).

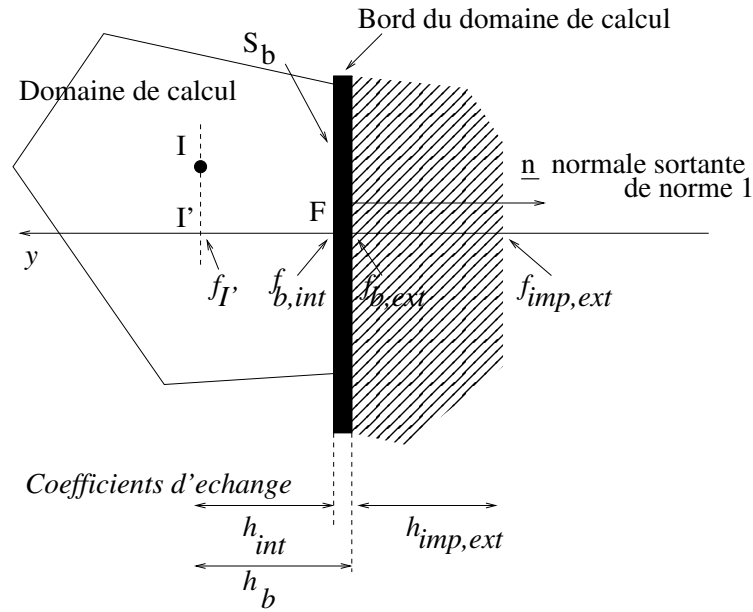


Figure II.6.1: Boundary cell.

La dénomination *VarScalaire* pourra en particulier désigner la température, un scalaire passif, une fraction massique ou (sauf mention contraire explicite) la variance des fluctuations d'une autre *VarScalaire*. Les variables d'état déduites (masse volumique, viscosité...) ne seront pas désignées par *VarScalaire*.

• Représentation des conditions aux limites standard dans `usclim`

Des conditions aux limites standardisées peuvent être fournies par l'utilisateur dans `usclim`. Il est pour cela nécessaire d'affecter un type aux faces de bord des cellules concernées³. Les conditions prévues par défaut sont les suivantes :

- **Entrée** : correspond à une condition de Dirichlet sur toutes les variables transportées (vitesse, variables turbulentes, *VarScales*...), et à une condition de Neumann homogène (flux nul) sur la pression.
- **Sortie** :
 - lorsque le flux de masse est effectivement dirigé vers l'extérieur du domaine, ce choix correspond à une condition de Neumann homogène sur toutes les variables transportées et à $\frac{\partial^2 P}{\partial n \partial \tau_i} = 0$, pris en compte sous forme de Dirichlet pour la pression (\underline{n} et $(\underline{\tau}_i)_{i \in \{1,2\}}$ désignent respectivement le vecteur normal de la face de sortie considérée et deux vecteurs normés, orthogonaux entre eux et dans le plan de la face de sortie). Cette condition est appliquée de manière explicite en utilisant le champ de pression et son gradient au pas de temps précédent. En outre, la pression étant définie à une constante près, elle est recalée en un point de sortie pour y conserver la valeur P_0 (on évite ainsi toute dérive vers des valeurs très grandes relativement à l'écart maximal de pression sur le domaine)⁴.
 - lorsque le flux de masse est dirigé vers l'intérieur du domaine, situation peu souhaitable *a priori*⁵, on impose une condition de Dirichlet homogène sur la vitesse (pas sur le flux de masse), à défaut de connaître sa valeur en aval du domaine. La pression est traitée comme

³L'affectation d'un type se fait en renseignant le tableau `ITYPFB`.

⁴Lorsqu'il n'y a pas de sortie, le spectre des valeurs propres de la matrice est décalé d'une valeur constante afin de rendre le système inversible : voir `matrix`.

⁵Un message indique à l'utilisateur combien de faces de sortie voient un flux de masse entrer dans le domaine.

dans le cas précédent où le flux de masse est dirigé vers l'extérieur du domaine. Pour les variables autres que la vitesse et la pression, deux cas se présentent :

- on peut imposer une condition de Dirichlet pour représenter la valeur du scalaire introduit dans le domaine par les faces de bord concernées.
 - on peut imposer, comme lorsque le flux de masse est sortant, une condition de Neumann homogène (ceci n'est pas une situation souhaitable, puisque l'information portée sur les faces de bord provient alors de *l'aval* de l'écoulement local). C'est le cas par défaut si l'on ne donne pas de valeur pour le Dirichlet.
- **Paroi** : on se reportera à `clptur` (ou à `clptrg` pour les parois rugueuses) pour une description du traitement des conditions aux limites de paroi (supposées imperméables au fluide). Brièvement, on peut dire ici qu'une approche par lois de paroi est utilisée afin d'imposer la contrainte tangentielle sur la vitesse. La paroi peut être défilante⁶. Les *VarScalaire*s reçoivent par défaut une condition de Neumann homogène (flux nul). Si l'on souhaite imposer une valeur en paroi pour ces variables (par exemple, dans le cas d'une paroi à température imposée) une loi de similitude est utilisée pour déterminer le flux au bord en tenant compte de la couche limite. Dans le cas des couplages avec SYRTHES, *Code_Saturne* reçoit une température de paroi et fournit un flux thermique. La condition de pression standard est une condition de Neumann homogène⁷.
 - **Symétrie** : correspond à des conditions de Neumann homogènes pour les grandeurs scalaires et à des conditions de symétrie classiques pour les vecteurs (vitesse) et les tenseurs (tensions de Reynolds) : voir `clsyvt`.

⁶On doit alors fournir les composantes de la vitesse de la paroi.

⁷On pourra se reporter à `gradrc` pour la condition conduisant à l'extrapolation de la pression au bord, condition pilotable par l'utilisation de la variable `EXTRAP`.

• Représentation des conditions aux limites spécifiques dans `usclim`

On a vu que l'affectation à une face de bord d'un type standard (entrée, sortie, paroi, symétrie) permettait d'appliquer simplement à l'ensemble des variables un assortiment de conditions aux limites cohérentes entre elles pour les types usuels de frontière physique.

Une solution consiste à définir dans `usclim`, pour chaque face de bord et chaque variable, des conditions aux limites spécifiques⁸ (celles-ci, comme les conditions standards, se ramènent finalement à des conditions de type mixte).

Les deux approches ne sont pas nécessairement incompatibles et peuvent même se révéler complémentaires. En effet, les conditions aux limites standards peuvent être surchargées par l'utilisateur pour une ou plusieurs variables données. Il convient cependant de s'assurer que, d'une façon ou d'une autre, une condition à la limite a été définie pour chaque face de bord et chaque variable.

Des conditions de compatibilité existent également entre les différentes variables (voir `vericl`):

- en entrée, paroi, symétrie ou sortie libre, il est important que toutes les composantes de la vitesse aient le même type de condition ;
- lorsque la vitesse reçoit une condition de sortie, il est important que la pression reçoive une condition de type Dirichlet. Pour plus de détails, on se reportera au paragraphe relatif à la condition de sortie pour la pression, page [86](#) ;
- lorsqu'une des variables de vitesse ou de turbulence reçoit une condition de paroi, il doit en être de même pour toutes ;
- lorsqu'une des composantes R_{ij} reçoit une condition de symétrie, il doit en être de même pour toutes ;
- lorsqu'une *VarScalaire* reçoit une condition de paroi, la vitesse doit avoir le même type de condition.

⁸Les conditions aux limites spécifiques sont codées en renseignant directement les tableaux `ICODCL` et `RCODCL` pour chaque face de bord et chaque variable : des exemples sont fournis dans `usclim`.

• Représentation interne des conditions aux limites

Objectif

Les conditions fournies par l'utilisateur sont retraduites sous forme de couples de coefficients A_b et B_b pour chaque variable f et chaque face de bord. Ces coefficients sont utilisés pour le calcul des termes discrets intervenant dans les équations à résoudre et permettent en particulier de déterminer une valeur de face de bord $f_{b,int}$. Il est important d'insister dès à présent sur le fait que cette valeur est, de manière générale, une simple valeur numérique qui ne reflète pas nécessairement une réalité physique (en particulier aux parois, pour les grandeurs affectées par la couche limite turbulente). On détaille ci-dessous le calcul de A_b , B_b et de $f_{b,int}$.

Notations

- On considère l'équation (II.6.1) portant sur le scalaire f , dans laquelle ρ représente la masse volumique, \underline{u} la vitesse, α la conductivité et S les termes sources additionnels. C est défini plus bas.

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u} f) = \text{div} \left(\frac{\alpha}{C} \underline{\text{grad}} f \right) + S \quad (\text{II.6.1})$$

- Le coefficient α représente la somme des conductivités moléculaire et turbulente (selon les modèles utilisés), soit $\alpha = \alpha_m + \alpha_t$, avec, pour une modélisation de type viscosité turbulente, $\alpha_t = C \frac{\mu_t}{\sigma_t}$, où σ_t est le nombre de Prandtl turbulent⁹.
- À titre d'exemple, on précise dans le tableau 6.1 la valeur et l'unité de α pour quelques cas particuliers de f (certains termes de l'équation peuvent alors disparaître : pour la pression, en particulier, l'équation est stationnaire et les termes convectifs sont absents).
- Le coefficient C_p représente la chaleur spécifique, d'unité $m^2 s^{-2} K^{-1} = J kg^{-1} K^{-1}$.
- On note λ la conductivité thermique, d'unité $kg m s^{-3} K^{-1} = W m^{-1} K^{-1}$.
- Il convient de préciser que $C = 1$ pour toutes les variables hormis pour la température, cas dans lequel on a¹⁰ $C = C_p$. Dans le code, c'est la valeur de $\frac{\alpha_m}{C}$ que l'utilisateur doit fournir (si la propriété est constante, les valeurs sont affectées dans `usini1` à `VISCL0` pour la vitesse et à `VISLS0` pour les *VarScalaire*s ; si la propriété est variable, ce sont des tableaux équivalents qui doivent être renseignés dans `usphyv`).
- Pour la variance des fluctuations d'une *VarScalaire*, la conductivité α et le coefficient C sont hérités de la *VarScalaire* associée.

Condition de type Dirichlet simple : lorsque la condition est une condition de Dirichlet simple, on obtient naturellement (cas particulier de (II.6.6)) :

$$\underbrace{f_{b,int}}_{\text{valeur de bord utilisée par le calcul}} = \underbrace{f_{réel}}_{\text{valeur réelle imposée au bord}} \quad (\text{II.6.2})$$

⁹Le nombre de Prandtl turbulent est sans dimension et, dans certains cas usuels, pris égal à 0,7.

¹⁰Plus exactement, on a $C = C_p$ pour toutes les *VarScalaire*s f que l'on souhaite traiter comme la température pour les conditions aux limites. Ces *VarScalaire*s sont repérables par l'utilisateur au moyen de l'indicateur `ISCSTH=1`. Par défaut cet indicateur est positionné à la valeur 0 pour toutes les *VarScalaire*s (qui sont alors traitées comme des scalaires passifs avec $C = 1$) hormis pour la variable thermique éventuelle (`ISCALTième VarScalaire`), pour laquelle on a `ISCSTH=1` : on suppose par défaut que la variable thermique est la température et non l'enthalpie. Si l'on souhaite résoudre en enthalpie, il faut positionner `ISCSTH` à la valeur 2 pour la variable thermique. Pour le compressible, la variable thermique est l'énergie, identifiée par `ISCSTH=3`. On se reportera à `cfxtcl` pour le traitement des conditions aux limites.

f			α		
symbole	nom	unité	symbole	nom	unité
u_i	vitesse	$m s^{-1}$	μ ou $\mu + \mu_t$	viscosité dynamique	$kg m^{-1} s^{-1}$
p	pression	$kg m^{-1} s^{-2}$	Δt	pas de temps	s
T	température	K	λ	conductivité thermique	$kg m s^{-3} K^{-1}$ $= W m^{-1} K^{-1}$
H	enthalpie	$m^2 s^{-2}$ $= J kg^{-1}$	λ/C_p	conductivité thermique/ C_p	$kg m^{-1} s^{-1}$
f	VarScalaire	unité(f)	α	conductivité ou diffusivité	$kg m^{-1} s^{-1}$

Table 6.1: Valeurs et unités de α dans quelques cas particuliers usuels.

Autres cas : lorsque la condition à la limite porte sur la donnée d'un flux, il s'agit d'un flux diffusif¹¹. On a alors :

$$\underbrace{\phi_{int}}_{\text{flux diffusif transmis au domaine interne}} = \underbrace{\phi_{réel}}_{\text{flux diffusif réel imposé au bord}} \quad (\text{II.6.3})$$

Le flux diffusif réel imposé peut être donné

- directement (condition de Neumann), soit $\phi_{réel} = \phi_{imp,ext}$ ou
- déduit implicitement de deux informations imposées : une valeur externe $f_{imp,ext}$ et un coefficient d'échange $h_{imp,ext}$ (condition de Dirichlet généralisée).

Selon le type de condition (Dirichlet ou Neumann) et en prenant pour hypothèse la conservation du flux dans la direction normale au bord, on peut alors écrire (voir figure II.6.1) :

$$\underbrace{h_{int}(f_{b,int} - f_{I'})}_{\phi_{int}} = \underbrace{h_b(f_{b,ext} - f_{I'})}_{\phi_b} = \begin{cases} \underbrace{h_{imp,ext}(f_{imp,ext} - f_{b,ext})}_{\phi_{réel imposé}} & (\text{condition de Dirichlet}) \\ \underbrace{\phi_{imp,ext}}_{\phi_{réel imposé}} & (\text{condition de Neumann}) \end{cases} \quad (\text{II.6.4})$$

Le rapport entre le coefficient h_b et le coefficient h_{int} rend compte de l'importance de la traversée de la zone proche du bord et revêt une importance particulière dans le cas des parois le long desquelles se développe une couche limite (dont les propriétés sont alors prises en compte par h_b : se reporter à `clptur`). Dans le cadre plus simple considéré ici, on se limitera au cas $h_b = h_{int}$ et $f_{b,ext} = f_{b,int} = f_b$. La relation (II.6.4) s'écrit alors :

$$\underbrace{h_{int}(f_b - f_{I'})}_{\phi_{int}} = \begin{cases} \underbrace{h_{imp,ext}(f_{imp,ext} - f_b)}_{\phi_{réel imposé}} & (\text{condition de Dirichlet}) \\ \underbrace{\phi_{imp,ext}}_{\phi_{réel imposé}} & (\text{condition de Neumann}) \end{cases} \quad (\text{II.6.5})$$

En réarrangeant, on obtient la valeur de bord :

$$f_b = \begin{cases} \frac{h_{imp,ext}}{h_{int} + h_{imp,ext}} f_{imp,ext} + \frac{h_{int}}{h_{int} + h_{imp,ext}} f_{I'} & (\text{condition de Dirichlet}) \\ \frac{1}{h_{int}} \phi_{imp,ext} + f_{I'} & (\text{condition de Neumann}) \end{cases} \quad (\text{II.6.6})$$

¹¹En effet, le flux total sortant du domaine est donné par la somme du flux convectif (si la variable est effectivement convectée) et du flux diffusif. Néanmoins, pour les parois étanches et les symétries, le flux de masse est nul et la condition se réduit à une contrainte sur le flux diffusif. De plus, pour les sorties (flux de masse sortant), la condition à la limite ne porte que sur le flux diffusif (souvent une condition de Neumann homogène), le flux convectif dépendant des conditions amont (il n'a donc pas besoin de condition à la limite). Enfin, aux entrées, c'est le plus souvent une condition de Dirichlet simple qui est appliquée et le flux diffusif s'en déduit.

Conclusion : on notera donc les conditions aux limites de manière générale sous la forme :

$$f_b = A_b + B_b f_{I'} \quad (\text{II.6.7})$$

avec A_b et B_b définis selon le type des conditions :

$$\text{Dirichlet} \left\{ \begin{array}{l} A_b = \frac{h_{imp,ext}}{h_{int} + h_{imp,ext}} f_{imp,ext} \\ B_b = \frac{h_{int}}{h_{int} + h_{imp,ext}} \end{array} \right. \quad \text{Neumann} \left\{ \begin{array}{l} A_b = \frac{1}{h_{int}} \phi_{imp,ext} \\ B_b = 1 \end{array} \right. \quad (\text{II.6.8})$$

Remarques

- La valeur $f_{I'}$ est calculée en utilisant le gradient cellule de f , soit : $f_{I'} = f_I + \underline{II'grad} f_I$.
- Il reste à préciser la valeur de h_{int} . Il s'agit d'une valeur *numérique*, n'ayant *a priori* aucun rapport avec un coefficient d'échange physique, et dépendante du mode de calcul du flux diffusif dans la première maille de bord. Ainsi $h_{int} = \frac{\alpha}{\overline{I'F}}$ (l'unité s'en déduit naturellement).
- On rappelle que dans le code, c'est la valeur de $\frac{\alpha_m}{C}$ que l'utilisateur doit fournir. Si la propriété est constante, les valeurs sont affectées dans **usini1** à **VISCLO** pour la vitesse (viscosité dynamique moléculaire μ en $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$) et à **VISLS0** pour les *VarScalaire*s (par exemple, pour la température et l'enthalpie, $\frac{\lambda}{C_p}$ en $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$). Si la propriété est variable en espace ou en temps, ce sont des tableaux équivalents qui doivent être renseignés dans **usphyv**. En outre, la variance des fluctuations d'une *VarScalaire* hérite automatiquement la valeur de $\frac{\alpha_m}{C}$ de la *VarScalaire* associée (*Code_Saturne* 1.1 et suivantes).
- On rappelle également, car ce peut être source d'erreur, que dans le code, on a :
 - pour la température $\alpha_m = \lambda$ et $C = C_p$
 - pour l'enthalpie $\alpha_m = \frac{\lambda}{C_p}$ et $C = 1$

Exemples de cas particuliers

- Dans le cas d'une condition de Dirichlet, l'utilisateur est donc conduit à fournir deux données : $f_{imp,ext}$ et $h_{imp,ext}$. Pour obtenir une condition de Dirichlet simple (sans coefficient d'échange) il suffit d'imposer $h_{imp,ext} = +\infty$. C'est le cas d'utilisation le plus courant (en pratique, $h_{imp,ext} = 10^{30}$).
- Dans le cas d'une condition de Neumann, l'utilisateur fournit une seule valeur $\phi_{imp,ext}$ (nulle pour les conditions de Neumann homogènes).

Valeur et unité des données à fournir

Le tableau 6.2 permet d'identifier les unités de h ($h_{imp,ext}$ ou h_{int}) et $\phi_{imp,ext}$ pour quelques variables classiques. La variable d représente une longueur (égale, pour h_{int} , à $\overline{I'F}$). Il est également important de noter qu'un flux "sortant" doit être positif.

f			h	
symbole	nom	unité	homogène à	unité
u_i	vitesse	$m\ s^{-1}$	$(\mu + \mu_t)/d$	$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$
p	pression	$kg\ m^{-1}\ s^{-2}$	$(\Delta t)/d$	$s\ m^{-1}$
T	température	K	$(\lambda + C_p \mu_t / \sigma_t)/d$	$kg\ s^{-3}\ K^{-1}$ $= W\ m^{-2}\ K^{-1}$
H	enthalpie	$m^2\ s^{-2} = J\ kg^{-1}$	$(\lambda / C_p + \mu_t / \sigma_t)/d$	$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$
f	scalaire	unité(f)	α/d	$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$

f			$\phi_{imp,ext}$	
symbole	nom	unité	homogène à	unité
u_i	vitesse	$m\ s^{-1}$	$(\mu + \mu_t) \underline{\text{grad}}\ (\underline{u}_i) \cdot \underline{n}$	$kg\ m^{-1}\ s^{-2}$
p	pression	$kg\ m^{-1}\ s^{-2}$	$(\Delta t) \underline{\text{grad}}\ (p) \cdot \underline{n}$	$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$
T	température	K	$(\lambda + C_p \mu_t / \sigma_t) \underline{\text{grad}}\ (T) \cdot \underline{n}$	$kg\ s^{-3} = W\ m^{-2}$
H	enthalpie	$m^2\ s^{-2} = J\ kg^{-1}$	$(\lambda / C_p + \mu_t / \sigma_t) \underline{\text{grad}}\ (H) \cdot \underline{n}$	$kg\ s^{-3} = W\ m^{-2}$
f	scalaire	unité(f)	$\alpha \underline{\text{grad}}\ (f) \cdot \underline{n}$	$kg\ m^{-2}\ s^{-1}\ \text{unité}(f)$

Table 6.2: Valeur et unité de h et $\phi_{imp,ext}$ dans quelques cas particuliers usuels.

• Condition de sortie pour la pression

On précise ici la condition de sortie appliquée à la pression dans le cas des sorties standards. Il est nécessaire d'imposer une condition de type Dirichlet (accompagnée d'une condition de type Neumann homogène sur les composantes de la vitesse). On la calcule à partir des valeurs de la variable au pas de temps précédent.

- En raisonnant sur une configuration simple (de type canal, avec une sortie plane, perpendiculaire à l'écoulement), on peut faire l'hypothèse que la forme des profils de pression pris sur les surfaces parallèles à la sortie est inchangée aux alentours de celle-ci (hypothèse d'un écoulement établi, loin de toute perturbation). Dans cette situation, on peut écrire $\frac{\partial^2 P}{\partial \underline{n} \partial \underline{\tau}_i} = 0$ (\underline{n} est le vecteur normal à la sortie, $\underline{\tau}_i$ représente une base du plan de sortie).
- Si, de plus, on peut supposer que le gradient de pression pris dans la direction perpendiculaire aux faces de sortie est uniforme au voisinage de celle-ci, le profil à imposer en sortie (valeurs p_b) se déduit du profil pris sur un plan amont (valeurs p_{amont}) en ajoutant simplement la constante $R = d \underline{\text{grad}}\ (p) \cdot \underline{n}$ (où d est la distance entre le plan amont et la sortie), soit $p_b = p_{amont} + R$ (le fait que R soit identique pour toutes les faces de sortie est important afin de pouvoir l'éliminer dans l'équation (II.6.9) ci-dessous).
- Avec l'hypothèse supplémentaire que les points I' relatifs aux faces de sortie sont sur un plan parallèle à la sortie, on peut utiliser les valeurs en ces points ($p_{I'}$) pour valeurs amont soit $p_{amont} = p_{I'} = p_I + \underline{II'} \cdot \underline{\text{grad}}\ p$.
- Par ailleurs, la pression étant définie à une constante près (écoulement incompressible) on peut fixer sa valeur arbitrairement en un point A (centre d'une face de sortie choisie arbitrairement¹²) à p_0 (valeur fixée par l'utilisateur, égale à P0 et nulle par défaut), et donc décaler le profil imposé en sortie en ajoutant :

$$R_0 = p_0 - (p_{amont,A} + R) = p_0 - (p_{I',A} + R).$$

¹² première face de sortie rencontrée en parcourant les faces de bord dans l'ordre naturel induit par la numérotation interne au code

- On obtient donc finalement :

$$\begin{aligned}
p_b &= p_{I'} + R + R_0 \\
&= p_{I'} + R + p_0 - (p_{I',A} + R) \\
&= p_{I'} + \underbrace{p_0 - p_{I',A}}_{\text{valeur constante } R_1} \\
&= p_{I'} + R_1
\end{aligned} \tag{II.6.9}$$

On constate donc que la condition de pression en sortie est une condition de Dirichlet dont les valeurs sont égales aux valeurs de la pression (prises au pas de temps précédent) sur le plan amont des points I' et recalées pour obtenir P_0 en un point de sortie arbitraire.

6.3 Mise en œuvre

• Mode de prescription des conditions aux limites dans `usclim`

L'utilisateur fournit pour chaque face un moyen de déterminer les conditions aux limites de toutes les variables de calcul. Comme on l'a vu, plusieurs méthodes sont envisageables.

La plus simple consiste à renseigner, pour chaque face, un code désignant une condition à la limite standard (dans le tableau `ITYPFB` de dimension `NFABOR`) et les informations complémentaires éventuelles. Les valeurs de `ITYPFB` suivantes sont prédéfinies¹³ : `IENTRE` (entrée), `ISOLIB` (sortie libre), `ISYMET` (symétrie), `IPAROI` (paroi lisse), `IPARUG` (paroi rugueuse). Dans le cas des entrées (et des sorties de type 10), il est nécessaire de fournir une valeur de Dirichlet.

L'utilisateur peut également renseigner un entier (tableau `ICODCL` de dimension `NFABOR`×`NVAR`) désignant le type de condition à appliquer à une variable donnée : les valeurs 1 (pour Dirichlet) et 3 (pour Neumann) sont souvent utilisées, plus rarement 5 (pour les conditions de paroi lisse) ou 6 (pour les conditions de paroi rugueuse) et exceptionnellement 4 (pour la symétrie d'une vitesse ou du tenseur de Reynolds), 9 (pour la sortie libre, uniquement pour les vitesses). Lorsque `ICODCL` est renseigné pour une variable donnée, il prend alors le pas sur `ITYPFB` sur la face considérée. L'utilisateur doit dans ce cas également fournir, suivant les cas, zéro, un ou deux réels (dans le tableau `RCODCL` de dimension `NFABOR`×`NVAR`×3). Pour une face et une variable f données, les 3 valeurs de `RCODCL` désignent respectivement les grandeurs $f_{imp,ext}$, $h_{imp,ext}$ et $\phi_{imp,ext}$.

On indique dans le tableau 6.3 le mode de traitement des variables pour les différents types de conditions aux limites standards. La liste des valeurs complémentaires à fournir est également précisée. Le tableau 6.4 propose le même type d'information pour les conditions aux limites spécifiques plus complexes, définies à partir de la valeur de `ICODCL`. Enfin, le tableau 6.5 synthétise les valeurs admissibles de `ICODCL` pour chaque variable de calcul.

¹³L'utilisateur peut définir d'autres types (*i.e.* affecter à `ITYPFB` d'autres valeurs entières), mais elles ne recouvrent pas de conditions aux limites par défaut. Les faces de bord ainsi repérées sont cependant traitées comme un ensemble particulier lors de l'impression d'informations de type flux de masse par exemple.

ITYPFB	type	variables traitées	type de condition	données complémentaires
IENTRE	entrée	variables transportées	Dirichlet	RCODCL(...,1) valeur d'entrée nulle par défaut
		pression	Neumann homogène	
ISYMET	symétrie	vitesse	symétrie vecteur	
		tensions de Reynolds	symétrie tenseur	
		autres variables	Neumann homogène	
IPAROI	paroi lisse	pression	Neumann homogène ^a	
		vitesses	lois de paroi (Dirichlet) ^b	RCODCL(...,1) vitesse de défilement nulle par défaut
		grandeurs turbulentes	lois de paroi ^c	
		autres variables		
		transportées	Neumann homogène ^d	
IPARUG	paroi rugueuse	pression	Neumann homogène ^a	
		vitesses	lois de paroi (Dirichlet) ^b	RCODCL(...,1) vitesse de défilement nulle par défaut
		grandeurs turbulentes	lois de paroi ^c	RCODCL(...,3) ^f hauteur de rugosité nulle par défaut
		autres variables		
		transportées	Neumann homogène ^d	
ISOLIB	sortie libre	pression	$\frac{\partial^2 P}{\partial n \partial \tau_i} = 0$	
		vitesses	Neumann homogène (flux de masse sortant)	
			Dirichlet homogène (flux de masse entrant)	
		autres variables ou transportées	Neumann homogène ou Dirichlet ^e (flux de masse entrant)	RCODCL(...,1) valeur d'entrée nulle par défaut

^aLe gradient peut être extrapolé en paroi selon les valeurs de EXTRAP : voir `gradrc`

^bvoir `clptur` pour une paroi lisse ou `clptrg` pour une paroi rugueuse

^cvoir également `clptur` ou `clptrg`

^dLa condition de Neumann homogène est obtenue lorsque l'utilisateur ne précise rien d'autre que le type de frontière IPAROI ou IPARUG ; d'autres conditions sont possibles : le tableau 6.4 les précise.

^eLa valeur est imposée par l'utilisateur. Il n'y a pas d'implication temporelle.

^fSeule la valeur pour IU(IPHAS) est utilisée.

Table 6.3: Conditions aux limites standards.

ICODCL	variables	type de condition	données complémentaires nécessaires et suffisantes
1	toutes	Dirichlet	RCODCL(...,1) $f_{imp,ext}$ valeur nulle par défaut
			RCODCL(...,2) $h_{imp,ext}$ coef. d'échange =RINFIN= 10 ³⁰ par défaut
3	toutes	Neumann	RCODCL(...,3) $\phi_{imp,ext}$ valeur nulle par défaut
4	vitesse	Symétrie vecteur	
	R_{ij}	Symétrie tenseur	
5	vitesse	Loi de paroi	RCODCL(...,1) vitesse de défilement nulle par défaut
	$k, R_{ij}, \varepsilon, \varphi, f, \omega$	Loi de paroi	
	$VarScalaire$ (sauf variance)	Loi de paroi	RCODCL(...,1) $f_{imp,ext}$ valeur en paroi nulle par défaut
			RCODCL(...,2) $h_{imp,ext}$ coef. d'échange =RINFIN= 10 ³⁰ par défaut
6	vitesse	Loi de paroi rugueuse	RCODCL(...,1) vitesse de défilement nulle par défaut
			RCODCL(...,3) rugosité dynamique nulle par défaut
	$k, R_{ij}, \varepsilon, \varphi, f, \omega$	Loi de paroi rugueuse	
			RCODCL(...,3) rugosité dynamique nulle par défaut
	$VarScalaire$ (sauf variance)	Loi de paroi rugueuse	RCODCL(...,1) $f_{imp,ext}$ valeur en paroi nulle par défaut
			RCODCL(...,2) $h_{imp,ext}$ coef. d'échange =RINFIN= 10 ³⁰ par défaut
9	vitesse	Neumann homogène (flux de masse sortant)	
		Dirichlet homogène (flux de masse entrant)	

Table 6.4: Conditions aux limites spécifiques.

Variable		Valeurs de ICODCL admissibles						
Vitesse	U	1	3	4	5	6	9	
Pression	p	1	3					
Variable scalaire de turbulence	$k, \varepsilon, \varphi, \bar{f}, \omega$	1	3		5	6		
Tenseur de Reynolds	R_{ij}	1	3	4	5	6		
<i>VarScalaire</i> (hormis variances)		1	3		5	6		
Variance des fluctuations d'une <i>VarScalaire</i>		1	3					

Table 6.5: Valeurs admissibles de ICODCL pour chaque variable.

Il est important de connaître également les compatibilités à assurer entre les valeurs de ICODCL associées aux différentes variables (*Cf.* Points à traiter).

- Si ICODCL vaut 4, 5 ou 9 pour une composante de la vitesse, la même valeur de ICODCL doit être associée à toutes les composantes (symétrie, paroi ou sortie libre).
- Si ICODCL vaut 9 pour une composante de la vitesse, la valeur de ICODCL associée à la pression doit être 1 (sortie libre).
- Si ICODCL vaut 5 pour une composante de la vitesse, pour $k, \varepsilon, \varphi, \bar{f}, \omega$ ou pour une des composantes du tenseur de Reynolds R_{ij} , la valeur de ICODCL associée à toutes ces variables doit être 5 (paroi). La même remarque vaut pour ICODCL égal à 6.
- Si ICODCL vaut 4 pour une composante de la vitesse ou pour une des composantes du tenseur de Reynolds R_{ij} , la valeur de ICODCL associée à toutes ces variables doit être 4 (symétrie).
- Si ICODCL vaut 5 pour une variable *VarScalaire*, la valeur de ICODCL associée à toutes les composantes de la vitesse doit être 5 (paroi lisse), idem si ICODCL vaut 6 (paroi rugueuse).

• Conversion des données utilisateur

Une première étape (TYPECL) permet essentiellement de convertir les données des utilisateurs. Plus précisément, les actions suivantes sont réalisées :

- les faces de bord sont triées selon le type de condition à la limite qui leur a éventuellement été affecté (valeurs de ITYPFB) ;
- les types ITYPFB (si l'utilisateur en a défini) sont convertis en quadruplets définis pour chaque face IFAC et chaque variable IVAR (hormis lorsque l'utilisateur a affecté une valeur à ICODCL) : (ICODCL, RCODCL(IFAC, IVAR, 1), RCODCL(IFAC, IVAR, 2), RCODCL(IFAC, IVAR, 3))
- pour la pression, la condition de sortie se traduit par une condition de type Dirichlet : on impose aux faces de bord la valeur de la pression p au point I' , calculée à partir des données du pas de temps précédent (et le calcul du gradient de pression est donc réalisé au préalable). Cette valeur $p_{I'}$ est conservée dans le tableau COEFU(., 1), de dimension NFABOR, puis affectée à RCODCL(., IPR, 1) accompagnée d'un recalage (identique pour toutes les faces) destiné à assurer une valeur de Dirichlet de pression fixe P0 sur la première face de sortie rencontrée (*Cf.* Points à traiter).
- L'indicateur IDIRCL (tableau de dimension NVAR) est annulé pour repérer les variables pour lesquelles le système diffusif à résoudre n'est pas nécessairement inversible (le problème sera traité dans **matrix**). Il s'agit en pratique, dans le cadre actuel, de la variable pression lorsqu'il n'y a aucune face de sortie (cavité fermée par exemple). Plus précisément, IDIRCL est annulé pour les variables qui n'ont aucune condition de Dirichlet¹⁴ et pour lesquelles l'indicateur ISTAT

¹⁴Le test contient une référence à ICODCL = 2 qui est un héritage d'une version dans laquelle les conditions de Dirichlet avec coefficient d'échange étaient distinguées des conditions de Dirichlet sans coefficient d'échange.

est positionné à zéro. Cet indicateur (de valeur 0 ou 1) est, dans le bilan explicite, le coefficient multiplicatif du terme de dérivée temporelle de la variable résolue ; il est nul pour la pression.

- la valeur du flux de masse est imprimée pour les ensembles de faces de bord de même type ITYPFB (il existe un type par défaut appliqué aux faces de bord pour lesquelles l'utilisateur n'a pas renseigné ITYPFB).

• Vérifications

Une vérification des conditions aux limites est ensuite menée (**vericl**) (l'utilisateur est prévenu et le programme interrompu en cas de problème).

- Le sous-programme s'assure que toutes les faces de bord ont reçu une condition à la limite pour toutes les variables.
- L'admissibilité des conditions aux limites (selon la nature de la variable à laquelle elles sont appliquées) est vérifiée.
- La cohérence des conditions aux limites entre les différentes variables est vérifiée (voir les tableaux 6.4 et 6.5).

• Calculs préliminaires

Différentes grandeurs sont ensuite construites pour préparer le traitement ultérieur des conditions aux limites.

- quand la connaissance de la distance à la paroi est nécessaire ($R_{ij} - \varepsilon$ avec termes d'écho de paroi, modèle LES de Smagorinsky avec amortissement de van Driest, modèle $k - \omega$ SST) et que la méthode de calcul "ancienne" a été choisie ($|ICDPA| = 2$, non compatible avec le parallélisme et la périodicité), pour chaque phase IPHAS, on détermine, pour chaque cellule IEL, le numéro de la face de paroi la plus proche (cette information est stockée dans $IA(IIFAPA(IPHAS) - 1 + IEL)$) ; cette distance est inutile pour le traitement des conditions aux limites, mais **condli** est le sous-programme dans lequel la réalisation de ce calcul est la plus simple.
- en cas de couplage avec SYRTHES, on détermine, pour le scalaire couplé f (habituellement la température), les valeurs $f_{I'}$ dans les cellules de bord au moyen de la formule $f_{I'} = f_I + \underline{II'} \text{grad } f_I$ (ou au moyen de $f_{I'} = f_I$ si on traite le premier pas de temps¹⁵ ou que la reconstruction a été désactivée par $ITBRRB=0$ ¹⁶). Ces valeurs sont stockées dans **TBORD** (tableau de dimension NFABOR) qui est utilisé en sortie de **condli** pour transmission d'information à SYRTHES.
- si des faces portent des conditions de symétrie ou de paroi, on construit les composantes de la vitesse $u_{j,I'}$ dans les cellules de bord (valeurs stockées dans le tableau local **COEFU** de dimension NFABOR×3) au moyen de la formule $u_{j,I'} = u_{j,I} + \underline{II'} \text{grad } u_{j,I}$ (ou au moyen de $u_{j,I'} = u_{j,I}$ au premier pas de temps) ; en outre, si le modèle de turbulence est le $R_{ij} - \varepsilon$, on construit les composantes du tenseur de Reynolds dans les cellules de bord (valeurs stockées dans le tableau local **RIJIPB** de dimension NFABOR×6) de la même manière. Les deux tableaux **COEFU** et **RIJIPB** sont utilisés dans **clptur** et **clsyvt**.

• Conditions aux limites de paroi

On détermine alors (**clptur**) les conditions aux limites de paroi pour la vitesse et les grandeurs turbulentes. Les *VarScales* (excepté les variances) peuvent également recevoir un traitement particulier prenant en compte la couche limite si la condition qui leur est appliquée est de type Dirichlet ($ICODCL=5$). On traite donc en particulier dans **clptur** les conditions portant sur la température

¹⁵On ne dispose pas encore de conditions aux limites permettant le calcul du gradient lors du passage dans **condli** au premier pas de temps.

¹⁶ce qui est le cas par défaut

lorsque la paroi est à température imposée. Par contre, les conditions de flux sont traitées plus tard dans `condli`.

Le sous-programme `clptur` remplit les tableaux `COEFA` et `COEFB` pour les faces de paroi et les variables traitées. Ces tableaux représentent les coefficients A_b et B_b . Plus précisément, pour une face `IFAC` et une variable `IVAR` donnée, les valeurs renseignées sont `COEFA(IFAC,ICLVAF)` et `COEFB(IFAC,ICLVAF)` avec `ICLVAF=ICLRTP(IVAR,ICOEFF)`. Deux autres valeurs sont également renseignées :

`COEFA(IFAC,ICLVAR)` et `COEFB(IFAC,ICLVAR)` avec `ICLVAR=ICLRTP(IVAR,ICOE)`.

Elles ne diffèrent des précédentes qu'en $k - \varepsilon$ et représentent des coefficients A_b et B_b particuliers pour le calcul des gradients intervenant dans le terme de production turbulente (il y a donc bien deux types de conditions aux limites pour la vitesse dans ce cas, et chacun est utilisé lors du traitement d'un terme particulier : on se reportera à `clptur`).

• Conditions aux limites de symétrie

On détermine également (`clsyvt`) les conditions aux limites de symétrie pour les vecteurs (vitesse) et les tenseurs (de Reynolds). Elles nécessitent des rotations pour s'exprimer dans le repère lié au bord et le traitement lourd qui en résulte a donc été encapsulé. Le sous-programme complète les tableaux `COEFA` et `COEFB` aux faces de symétries pour la vitesse et les tensions de Reynolds (contrairement aux faces de paroi en $k - \varepsilon$, les valeurs `COEFA(IFAC,ICLVAF)` et `COEFB(IFAC,ICLVAF)` sont égales à `COEFA(IFAC,ICLVAR)` et `COEFB(IFAC,ICLVAR)`).

• Autres conditions aux limites pour la vitesse

On détermine, pour la vitesse, les conditions aux limites en sortie. On traite en outre les conditions restantes de type Dirichlet et Neumann. Ici également, on fournit une valeur de `COEFA` et de `COEFB` pour chaque face concernée (les valeurs `COEFA(IFAC,ICLVAF)` et `COEFB(IFAC,ICLVAF)` sont égales à `COEFA(IFAC,ICLVAR)` et `COEFB(IFAC,ICLVAR)`). Notons que, si le flux de masse est entrant à travers une face de sortie, on impose un Dirichlet homogène sur la vitesse (`COEFA(IFAC,ICLVAF)=0`, `COEFB(IFAC,ICLVAF)=0`) au lieu de la condition de Neumann homogène (`COEFA(IFAC,ICLVAF)=0`, `COEFB(IFAC,ICLVAF)=1`), lorsque le flux de masse est sortant.

• Autres conditions aux limites

On détermine enfin, pour la pression, les grandeurs turbulentes et les autres scalaires, les conditions aux limites de type Dirichlet et Neumann restantes. Ici également, on fournit donc une valeur de `COEFA` et de `COEFB` pour chaque face concernée (les valeurs `COEFA(IFAC,ICLVAF)` et `COEFB(IFAC,ICLVAF)` sont égales à `COEFA(IFAC,ICLVAR)` et `COEFB(IFAC,ICLVAR)`).

6.4 Points à traiter

• Représentation des conditions par une valeur de face

Bien que la méthode utilisée permette une simplicité et une homogénéité de traitement de toutes les conditions aux limites, elle est relativement restrictive au sens où une seule valeur ne suffit pas toujours pour représenter les conditions à appliquer lors du calcul de termes différents.

Ainsi, en $k - \varepsilon$ a-t-il été nécessaire, lors du calcul des conditions aux limites de paroi, de disposer de deux couples (A_b , B_b) afin de prendre en compte les conditions à appliquer pour le calcul de la contrainte tangentielle et celles à utiliser lors du calcul du terme de production (et un troisième jeu de coefficients serait nécessaire pour permettre le traitement des gradients intervenant dans les termes de gradient transposé, dans `vissec`).

Peut-être pourrait-il être utile de mettre en place une méthode permettant d'utiliser (au moins en certains points stratégiques du code) directement des forces, des contraintes ou des flux, sans passer nécessairement par le calcul d'une valeur de face.

• Difficultés liées à la donnée d'un flux (entrée des données peu intuitive)

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 92/312
---------	---	--

L'utilisateur est invité à fournir, dans le cas d'une condition de Neumann, une valeur de flux en $W m^{-2}$ pour la température ou l'enthalpie. Par souci de cohérence, lorsqu'il souhaite fournir une condition de Neumann sur une autre variable, il est amené à fournir une grandeur similaire (en fait homogène à $\alpha \text{grad } f \cdot \underline{n}$, si f est la variable), ce qui est peu naturel pour la vitesse, la pression ou un scalaire, dans le cas où l'on souhaite imposer la valeur du gradient normal à la face et non pas la valeur de $(\mu + \mu_t) \text{grad } \underline{u}_j \cdot \underline{n}$, de $\Delta t \text{grad } (p) \cdot \underline{n}$ ou de $\frac{\alpha}{C} \text{grad } (f) \cdot \underline{n}$.

• Condition de sortie en pression

La condition de pression en sortie se traduit par $p_f = p_{I'} + R1$ et le profil obtenu correspond au profil amont pris aux points I' et recalé pour obtenir p_0 en un point A arbitraire. Ce type de condition est appliqué sans précautions, mais n'est pas toujours justifié (une condition de Dirichlet basée sur la valeur calculée directement aux faces de bord pourrait être plus adaptée). Les hypothèses sont en particulier mises en défaut dans les cas suivants :

- la sortie est proche d'une zone où l'écoulement n'est pas établi en espace (ou varie en temps) ;
- la sortie n'est pas une surface perpendiculaire à l'écoulement ;
- le gradient de pression dans la direction normale à la sortie n'est pas le même pour toutes les faces de sortie (dans le cas de sortie multiples, par exemple, le gradient n'est probablement pas le même au travers de toutes les sorties) ;
- les points I' ne sont pas sur une surface parallèle à la sortie (cas des maillages irréguliers par exemple).

On pourrait également tester la méthode d'Orlanski (équation de convection sur la pression).

Par ailleurs, en l'absence de condition de sortie, il pourrait peut-être se révéler utile de fixer une valeur de référence sur une cellule donnée ou de ramener la moyenne de la pression à une valeur de référence (avec le décalage du spectre, on assure l'inversibilité de la matrice à chaque pas de temps, mais il faudrait vérifier si la pression n'est pas susceptible de dériver au cours du calcul).

• Termes non pris en compte

Les conditions aux limites actuelles semblent causer des difficultés lors du traitement du terme de gradient transposé de la vitesse dans l'équation de Navier-Stokes (terme traité de manière explicite en temps). Il est possible de "débrancher" ce terme en positionnant le mot clé **IVISSE** à 0. Sa valeur par défaut est 1 (les termes en gradient transposé sont pris en compte).

On remarquera que l'indicateur **IVISSE** active non seulement les termes de gradient transposé en $({}^t \text{grad } \underline{v})$, mais également le terme en $-\frac{2}{3} \text{grad } (\mu_{tot} \text{div } \underline{v})$ avec :

$$\mu_{tot} = \begin{cases} \mu_l & \text{en laminaire ou en modèle } R_{ij} - \varepsilon \\ \mu_l + \mu_t & \text{en modèle } k - \varepsilon. \end{cases} \quad (\text{II.6.10})$$

7- Sous-programme covofi

7.1 Fonction

Dans ce sous-programme, on résout :

★ soit l'équation de convection-diffusion d'un scalaire en présence de termes sources :

$$\frac{\partial(\rho a)}{\partial t} + \underbrace{\text{div}((\rho \underline{u}) a)}_{\text{convection}} - \underbrace{\text{div}(K \underline{\text{grad}} a)}_{\text{diffusion}} = T_s^{imp} a + T_s^{exp} + \Gamma a_i \quad (\text{II.7.1})$$

Ici a représente la valeur instantanée du scalaire en approche laminaire ou, en approche RANS, sa moyenne de Reynolds \tilde{a} . Les deux approches étant exclusives et les équations obtenues similaires, on utilisera le plus souvent aussi la notation a pour \tilde{a} .

★ soit, dans le cas d'une modélisation RANS, la variance de la fluctuation d'un scalaire en présence de termes sources¹ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \widetilde{a^2})}{\partial t} + \underbrace{\text{div}((\rho \underline{u}) \widetilde{a^2})}_{\text{convection}} - \underbrace{\text{div}(K \underline{\text{grad}} \widetilde{a^2})}_{\text{diffusion}} &= T_s^{imp} \widetilde{a^2} + T_s^{exp} + \Gamma \widetilde{a^2}_i \\ &+ 2 \underbrace{\frac{\mu_t}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a})^2 - \frac{\rho \varepsilon}{R_f k} \widetilde{a^2}}_{\text{termes de production et de dissipation dus à la turbulence moyenne}} \end{aligned} \quad (\text{II.7.2})$$

$\widetilde{a^2}$ représente ici la moyenne du carré des fluctuations² de a . K , Γ , T_s^{imp} et T_s^{exp} représentent respectivement le coefficient de diffusion, la valeur du terme source de masse, les termes sources implicite et explicite du scalaire a ou $\widetilde{a^2}$. μ_t et σ_t sont respectivement la viscosité turbulente et le nombre de Schmidt ou de Prandtl turbulent, ε est la dissipation de l'énergie turbulente k et R_f définit le rapport constant entre les échelles dissipatives de k et de $\widetilde{a^2}$ (R_f est constant selon le modèle assez simple adopté ici).

On écrit les deux équations précédentes sous la forme commune suivante :

$$\frac{\partial(\rho f)}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u}) f) - \text{div}(K \underline{\text{grad}} f) = T_s^{imp} f + T_s^{exp} + \Gamma f_i + T_s^{pd} \quad (\text{II.7.3})$$

avec, pour $f = a$ ou $f = \widetilde{a^2}$:

$$T_s^{pd} = \begin{cases} 0 & \text{pour } f = a, \\ 2 \frac{\mu_t}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a})^2 - \frac{\rho \varepsilon}{R_f k} \widetilde{a^2} & \text{pour } f = \widetilde{a^2} \end{cases} \quad (\text{II.7.4})$$

Le terme $\frac{\partial(\rho f)}{\partial t}$ est décomposé de la sorte :

$$\frac{\partial(\rho f)}{\partial t} = \rho \frac{\partial f}{\partial t} + f \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{II.7.5})$$

¹Davroux A. et Archambeau F. : Calcul de la variance des fluctuations d'un scalaire dans le solveur commun. Application à l'expérience du CEGB dite "Jet in Pool", HE-41/99/043.

² a et $\widetilde{a^2}$, sous forme discrète en espace, correspondent donc en fait à des vecteurs dimensionnés à NCELET de composantes a_I et $\widetilde{a^2}_I$ respectivement, I décrivant l'ensemble des cellules.

En utilisant l'équation de conservation de la masse (cf. `preduv`), l'équation précédente s'écrit finalement :

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u}) f) - \text{div}(K \underline{\text{grad}} f) = T_s^{imp} f + T_s^{exp} + \Gamma(f_i - f) + T_s^{pd} + f \text{div}(\rho \underline{u}) \quad (\text{II.7.6})$$

7.2 Discretisation

Pour intégrer l'équation (II.7.6), une discrétisation temporelle de type θ -schéma est appliquée à la variable résolue³ :

$$f^{n+\theta} = \theta f^{n+1} + (1 - \theta) f^n \quad (\text{II.7.7})$$

L'équation (II.7.6) est discrétisée au temps $n + \theta$ en supposant les termes sources explicites pris au temps $n + \theta_S$, et ceux implicites en $n + \theta$. Par souci de clarté, on suppose, en l'absence d'indication, que les propriétés physiques $\Phi(K, \rho, \dots)$ et le flux de masse $(\rho \underline{u})$ sont pris respectivement aux instants $n + \theta_\Phi$ et $n + \theta_F$, où θ_Φ et θ_F dépendent des schémas en temps spécifiquement utilisés pour ces grandeurs⁴.

$$\rho \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} + \underbrace{\text{div}((\rho \underline{u}) f^{n+\theta})}_{\text{convection}} - \underbrace{\text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+\theta})}_{\text{diffusion}} = T_s^{imp} f^{n+\theta} + T_s^{exp, n+\theta_S} + (\Gamma f_i)^{n+\theta_S} - \Gamma^n f^{n+\theta} + T_s^{pd, n+\theta_S} + f^{n+\theta} \text{div}(\rho \underline{u}) \quad (\text{II.7.8})$$

où :

$$T_s^{pd, n+\theta_S} = \begin{cases} 0 & \text{pour } f = a, \\ 2 \left[\frac{\mu_t}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a})^2 \right]^{n+\theta_S} - \frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n} (\widetilde{a^{n+2}})^{n+\theta} & \text{pour } f = \widetilde{a^{n+2}} \end{cases} \quad (\text{II.7.9})$$

Le terme de production affecté d'un indice $n + \theta_S$ est un terme source explicite et il est donc traité comme tel :

$$\left[\frac{\mu_t}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a})^2 \right]^{n+\theta_S} = (1 + \theta_S) \frac{\mu_t^n}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a}^n)^2 - \theta_S \frac{\mu_t^{n-1}}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a}^{n-1})^2 \quad (\text{II.7.10})$$

L'équation (II.7.6) s'écrit :

$$\begin{aligned} & \rho \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} + \theta \text{div}((\rho \underline{u}) f^{n+1}) - \theta \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+1}) \\ & - [\theta T_s^{imp} - \theta \Gamma^n + \theta T_s^{pd, imp} + \theta \text{div}(\rho \underline{u})] f^{n+1} \\ = & (1 - \theta) T_s^{imp} f^n + T_s^{exp, n+\theta_S} + (\Gamma f_i)^{n+\theta_S} - (1 - \theta) \Gamma^n f^n + T_s^{pd, exp} - \theta T_s^{pd, imp} f^n \\ & + (1 - \theta) f^n \text{div}(\rho \underline{u}) - (1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u}) f^n) + (1 - \theta) \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^n) \end{aligned} \quad (\text{II.7.11})$$

avec :

$$T_s^{pd, imp} = \begin{cases} 0 & \text{pour } f = a, \\ -\frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n} & \text{pour } f = \widetilde{a^{n+2}} \end{cases} \quad (\text{II.7.12})$$

$$T_s^{pd, exp} = \begin{cases} 0 & \text{pour } f = a, \\ 2 \left[\frac{\mu_t}{\sigma_t} (\underline{\text{grad}} \tilde{a})^2 \right]^{n+\theta_S} - \frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n} (\widetilde{a^{n+2}})^n & \text{pour } f = \widetilde{a^{n+2}} \end{cases} \quad (\text{II.7.13})$$

On rappelle que, pour un scalaire f , le sous-programme `codits` résout une équation du type suivant

$$\begin{aligned} & f_s^{imp} (f^{n+1} - f^n) + \theta \text{div}((\rho \underline{u}) f^{n+1}) - \theta \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^{n+1}) \\ & = f_s^{exp} - \underbrace{(1 - \theta) \text{div}((\rho \underline{u}) f^n) + (1 - \theta) \text{div}(K \underline{\text{grad}} f^n)}_{\text{convection diffusion explicite}} \end{aligned} \quad (\text{II.7.14})$$

³Si $\theta = 1/2$, ou qu'une extrapolation est utilisée, le pas de temps Δt est supposé uniforme en temps et en espace.

⁴cf. `introd`

f_s^{exp} représente les termes sources discrétisés de manière explicite en temps (hormis contributions de la convection diffusion explicite provenant du θ -schéma) et $f_s^{imp} f^{n+1}$ représente les termes linéaires en f^{n+1} dans l'équation discrétisée en temps.

On réécrit l'équation (II.7.11) sous la forme (II.7.15) qui est ensuite résolue par `codits`.

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\left(\frac{\rho}{\Delta t} - \theta T_s^{imp} + \theta \Gamma^n - \theta T_s^{pd, imp} - \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u}) \right)}_{f_s^{imp}} \delta f^{n+1} \\
 & + \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u}) f^{n+1} - \theta \operatorname{div}(K \underline{\operatorname{grad}} f^{n+1}) = \\
 & \underbrace{T_s^{imp} f^n + T_s^{exp, n+\theta_S} + (\Gamma f_i)^{n+\theta_S} - \Gamma^n f^n + T_s^{pd, exp} + f^n \operatorname{div}(\rho \underline{u})}_{f_s^{exp}} \\
 & - (1 - \theta) \operatorname{div}(\rho \underline{u}) f^n + (1 - \theta) \operatorname{div}(K \underline{\operatorname{grad}} f^n)
 \end{aligned} \tag{II.7.15}$$

7.3 Mise en œuvre

On distingue deux cas suivant le type de schéma en temps choisi pour les termes sources :

- Si les termes sources ne sont pas extrapolés, toutes les contributions du second membre vont directement dans le vecteur **SMBRS**.
- Sinon, un vecteur supplémentaire est nécessaire afin de stocker les contributions du pas de temps précédent (**PROPCE**). Dans ce cas :

- le vecteur **PROPCE** sert à stocker les contributions explicites du second membre au temps $n - 1$ (pour l'extrapolation en $n + \theta_S$).
- le vecteur **SMBRS** est complété au fur et à mesure.

L'algorithme de ce sous-programme est le suivant :

- mise à zéro des vecteurs représentant le second membre (**SMBRS**) et de la diagonale de la matrice (**ROVSDT**).
- calcul des termes sources du scalaire définis par l'utilisateur en appelant le sous-programme **ustssc**.

★ Si les termes sources sont extrapolés, **SMBRS** reçoit $-\theta_S$ fois la contribution au temps $n - 1$ des termes sources qui sont extrapolés (stockés dans **PROPCE**). La contribution des termes sources utilisateurs (au pas temps courant) est répartie entre **PROPCE** (pour la partie T_s^{exp} qui est à stocker en vue de l'extrapolation) et **SMBRS** (pour la partie explicite provenant de l'utilisation du θ schéma pour T_s^{imp}). La contribution implicite est alors mise dans **ROVSDT** (après multiplication par θ) quel que soit son signe, afin de ne pas utiliser des discrétisations temporelles différentes entre deux pas de temps successifs, dans le cas par exemple où T_s^{imp} change de signe⁵.

★ Sinon la contibution de T_s^{exp} est directement mise dans **SMBRS**. Celle de T_s^{imp} est ajoutée à **ROVSDT** si elle est positive (de manière à conserver la dominance de la diagonale), ou explicitée et mise dans le second membre sinon.

- prise en compte des physiques particulières : arc électrique, rayonnement, combustion gaz et charbon pulvérisé. Seuls les vecteurs **ROVSDT** et **SMBRS** sont complétés (schéma d'ordre 1 sans extrapolation).

⁵cf. `predev`

- ajout des termes sources de masse en $\Gamma(f_i - f)$ par appel au sous-programme **catsma**.
 - ★ Si les termes sources sont extrapolés, le terme explicite en Γf_i est stocké dans **PROPCE**. Le θ -schéma est appliqué au terme implicite, puis les contributions implicite et explicite réparties entre **ROVSDT** et **SMBRS**.
 - ★ Sinon, la partie implicite en $-\Gamma f$ va dans **ROVSDT**, et tout le reste dans **SMBRS**.
- calcul du terme d'accumulation de masse en $\text{div}(\rho \underline{u})$ par appel à **divmas** et ajout de sa contribution dans **SMBRS**, et dans **ROVSDT** après multiplication par θ^6 .
- ajout du terme instationnaire à **ROVSDT**.
- calcul des termes de production $(2 \frac{\mu_t}{\sigma_t} (\text{grad } \tilde{a})^2)$ et de dissipation $(-\frac{\rho \varepsilon}{R_{fk}} \widetilde{a''^2})$ si on étudie la variance des fluctuations d'un scalaire avec un modèle de turbulence de type RANS. Ce calcul s'effectue en calculant préalablement le gradient du scalaire f par appel au sous-programme **grdcel**.
 - ★ Si les termes sources sont extrapolés, la production est mise dans **PROPCE** puis l'énergie cinétique k et la dissipation turbulentes ε sont calculées (**XK** et **XE**) en fonction du modèle de turbulence utilisé. **SMBRS** reçoit $-\frac{\rho \varepsilon}{R_{fk}} \widetilde{a''^2}$ au temps n et **ROVSDT** le coefficient d'implication $\frac{\rho \varepsilon}{R_{fk}}$ après multiplication par **THETAP** = θ .
 - ★ Sinon, la production va dans **SMBRS**, et la dissipation est répartie de la même manière que précédemment avec **THETAP** = 1.
- une fois la contribution de tous les termes sources calculés, le second membre est assemblé, et le vecteur **PROPCE** ajouté après multiplication par $1 + \theta_S$ à **SMBRS**, dans le cas où les termes sources sont extrapolés.
- calcul du coefficient de diffusion K au centre des cellules, et des valeurs aux faces par appel au sous-programme **viscfa**.
- résolution de l'équation complète (avec les termes de convection diffusion) par un appel au sous-programme **codits** avec $f_s^{exp} = \text{SMBRS}$ et $f_s^{imp} = \text{ROVSDT}$.
- ajustement (clipping) du scalaire ou de la fluctuation du scalaire en appelant le sous-programme **clpsca**.
- impression du bilan explicite d'expression $\|\mathcal{E}_n(f^n) - \frac{\rho^n}{\Delta t} (f^{n+1} - f^n)\|$, où $\|\cdot\|$ désigne la norme euclidienne.

On résume dans les tableaux [II.7.16](#) et [II.7.17](#) les différentes contributions (hors convection-diffusion) affectées à chacun des vecteurs **PROPCE**, **SMBRS** et **ROVSDT** suivant le schéma en temps choisi pour les termes sources. En l'absence d'indication, les propriétés physiques ρ, μ, \dots sont supposées prises en au temps $n + \theta_\Phi$, et le flux de masse ($\rho \underline{u}$) pris au temps $n + \theta_F$, les valeurs de θ_F et de θ_Φ dépendant du type de schéma sélectionné spécifiquement pour ces grandeurs⁷.

⁶cette opération est faite quel que soit le schéma en temps de façon à rester cohérent avec ce qui est fait dans **bilsc2**

⁷cf. **introd**

AVEC EXTRAPOLATION DES TERMES SOURCES :

ROVSDT ⁿ	$\frac{\rho}{\Delta t} - \theta T_s^{imp} - \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \theta \Gamma^n + \theta \frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n}$
PROPCE ⁿ	$T_s^{exp, n} + \Gamma^n f_i^n + 2 \frac{\mu_t^n}{\sigma_t} (\operatorname{grad} f^n)^2$
SMBRS ⁿ	$(1 + \theta_S) \operatorname{PROPCE}^n - \theta_S \operatorname{PROPCE}^{n-1} + T_s^{imp} f^n + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) f^n - \Gamma^n f^n - \frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n} f^n$

(II.7.16)

SANS EXTRAPOLATION DES TERMES SOURCES :

ROVSDT ⁿ	$\frac{\rho}{\Delta t} + \operatorname{Max}(-T_s^{imp}, 0) - \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma^n + \frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n}$
SMBRS ⁿ	$T_s^{exp} + T_s^{imp} f^n + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) f^n + \Gamma^n (f_i^n - f^n) - \frac{\rho \varepsilon^n}{R_f k^n} f^n + 2 \frac{\mu_t}{\sigma_t} (\operatorname{grad} f^n)^2$

(II.7.17)

7.4 Points à traiter

- **Intégration du terme de convection-diffusion**

Dans ce sous-programme, les points litigieux sont dus à l'intégration du terme de convection-diffusion. On renvoie donc le lecteur au sous-programme `bilsc2` qui les explicite.

7.5 Annexe 1 : Inversibilité de la matrice $\underline{\underline{EM}}_n$

Dans cette section, on va étudier plus particulièrement l'inversibilité de la matrice $\underline{\underline{EM}}_n$, matrice du système linéaire à résoudre associée à \mathcal{EM}_n pour le cas d'un schéma en temps de type Euler implicite d'ordre un ($\theta = 1$). Pour toutes les notations, on se reportera à la documentation sur le sous-programme `covofi`. On va montrer que la démarche adoptée permet de s'assurer que la matrice des systèmes de convection-diffusion dans les cas courants est toujours inversible.

7.5.1 Introduction

Pour montrer l'inversibilité, on va utiliser le fait que la dominance stricte de la diagonale l'implique⁸. On cherche donc à déterminer sous quelles conditions les matrices de convection diffusion sont à diagonale strictement dominante.

On va montrer qu'en incluant dans la matrice le terme en $\text{div}(\rho \underline{u})$ issu de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$, on peut établir directement et exactement⁹ la propriété. Par contre, si ce terme n'est pas pris en compte dans la matrice, il est nécessaire de faire intervenir le pendant discret de la relation :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega = 0 \quad (\text{II.7.18})$$

Cette relation n'est cependant vérifiée au niveau discret qu'à la précision du solveur de pression près (et, en tous les cas, ne peut être approchée au mieux qu'à la précision machine près). Il paraît donc préférable de s'en affranchir.

Avant d'entrer dans les détails de l'analyse, on rappelle quelques propriétés et définitions.

Soit $\underline{\underline{C}}$ une matrice carrée d'ordre N, d'élément générique C_{ij} . On a par définition :

Définition : La matrice $\underline{\underline{C}}$ est à diagonale **strictement dominante** ssi

$$\forall i \in [1, N], \quad |C_{ii}| > \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} |C_{ij}| \quad (\text{II.7.19})$$

On convient de dire que $\underline{\underline{C}}$ est à diagonale **simplement dominante** ssi l'inégalité n'est pas stricte, soit :

$$\forall i \in [1, N], \quad |C_{ii}| \geq \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} |C_{ij}| \quad (\text{II.7.20})$$

Remarque : Si, sur chaque ligne, la somme des éléments d'une matrice est nulle, que les éléments extradiagonaux sont négatifs et que les éléments diagonaux sont positifs, alors la matrice est à diagonale simplement dominante. Si la somme est strictement positive, la diagonale est strictement dominante.

On a l'implication suivante :

Propriété : Si la matrice $\underline{\underline{C}}$ est à diagonale strictement dominante, elle est inversible.

Cette propriété¹⁰ se démontre simplement si l'on admet le théorème de Gerschgorin ci-dessous :

Théorème : Soit $\underline{\underline{B}}$ une matrice carrée d'ordre N dans $\mathbb{C} \times \mathbb{C}$, d'élément générique B_{ij} , les valeurs propres λ_l de B sont, dans le plan complexe, telles que $\|\lambda_l - B_{ii}\|_{\mathbb{C}} \leq \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} \|B_{ij}\|_{\mathbb{C}}$

⁸Ce faisant, on choisit cependant une condition forte et la démonstration n'est probablement pas optimale.

⁹Hormis dans le cas de conditions aux limites mixtes, qu'il conviendrait d'examiner plus en détail.

¹⁰Lascaux, P. et Théodor, R. : Analyse Numérique Matricielle Appliquée à l'art de l'Ingénieur, Tome 2, Ed. Masson.

Si B est à éléments réels, on écrira $\|\lambda_l - B_{ii}\|_{\mathbb{C}} \leq \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} |B_{ij}|$

Démonstration de la propriété précédente :

Soit C à diagonale strictement dominante à éléments réels. On montre qu'il est possible d'inverser le système $CX = S$ d'inconnue X , quel que soit le second membre S . Pour cela, on décompose C en partie diagonale (D) et extradiagonale ($-E$) soit :

$$C = D - E$$

C étant à diagonale strictement dominante, tous ses éléments diagonaux sont non nuls. D est donc inversible (et les éléments de l'inverse sont réels). On considère alors la suite¹¹ :

$$(X^n)_{n \in \mathbb{N}}, \quad \text{avec} \quad X^0 = D^{-1}S \quad \text{et} \quad DX^n = S + EX^{n-1}$$

On peut écrire :

$$X^n = \sum_{k=0}^{k=n} (D^{-1}E)^k D^{-1}S$$

Cette somme converge si le rayon spectral de $B = D^{-1}E$ est strictement inférieur à 1. Or, la matrice C est à diagonale strictement dominante. On a donc pour tout $i \in \mathbb{N}$ (à partir de la relation (II.7.19) et en divisant par $|C_{ii}|$) :

$$\forall i \in [1, N], \quad \frac{|C_{ii}|}{|C_{ii}|} > \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} \frac{|C_{ij}|}{|C_{ii}|}$$

ce qui s'écrit encore :

$$\forall i \in [1, N], \quad \frac{|D_{ii}|}{|D_{ii}|} > \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} \frac{|E_{ij}|}{|D_{ii}|} = \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} |[D^{-1}E]_{ij}|$$

ou bien :

$$\forall i \in [1, N], \quad 1 > \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} |B_{ij}|$$

d'où, avec le théorème de Gerschgorin, une relation sur les valeurs propres λ_l de B :

$$\forall i \in [1, N], \quad \|\lambda_l - B_{ii}\|_{\mathbb{C}} \leq \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} |B_{ij}| < 1$$

et comme $B_{ii} = 0$:

$$\|\lambda_l\|_{\mathbb{C}} < 1$$

en particulier, la valeur propre dont la norme est la plus grande vérifie également cette équation. Ceci implique que le rayon spectral de B est strictement inférieur à 1. La suite $(X^n)_{n \in \mathbb{N}}$ converge donc (et la méthode de Jacobi converge). Il existe donc une solution à l'équation $CX = S$. Cette solution est unique¹² et la matrice C est donc inversible.

¹¹On reconnaît la méthode de Jacobi

¹²On peut le voir "par l'absurde". En effet, supposons qu'il existe deux solutions distinctes X_1 et X_2 à l'équation $CX = S$. Alors $Y = X_2 - X_1$ vérifie $CY = 0$, soit $DY = -EY$, donc $D^{-1}EY = -Y$. Ceci signifie que Y (qui n'est pas nul, par hypothèse) est vecteur propre de $D^{-1}E$ avec $\lambda = -1$ pour valeur propre associée. Or, le rayon spectral de $D^{-1}E$ est strictement inférieur à 1 et $\lambda = -1$ ne peut donc pas être une valeur propre de $D^{-1}E$. En conséquence, il ne peut exister qu'une seule solution à l'équation $CX = S$.

7.5.2 Avec prise en compte des termes issus de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans $\underline{\underline{EM}}_n$

Introduction

Pour montrer que la matrice $\underline{\underline{EM}}_n$ est inversible, on va montrer qu'elle est à diagonale strictement dominante. Pour cela, on va considérer successivement les contributions :

- des termes différentiels d'ordre 0 linéaires en $\delta f^{n+1,k+1}$,
- des termes issus de la prise en compte de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$,
- des termes différentiels d'ordre 1 (convection),
- des termes différentiels d'ordre 2 (diffusion).

Pour chacune de ces contributions, on va examiner la dominance de la diagonale de l'opérateur linéaire associé. Si, pour chaque contribution, la dominance de la diagonale est acquise, on pourra alors conclure à la dominance de la diagonale pour la matrice (somme) complète¹³ $\underline{\underline{EM}}_n$ et donc à son inversibilité.

Contributions des termes différentiels d'ordre 0 linéaires en $\delta f^{n+1,k+1}$

L'unique contribution est sur la diagonale : il faut donc vérifier qu'elle est strictement positive.

Pour chaque ligne I , $f_s^{imp}{}_I$ (cf. (II.7.15)) contient au minimum la quantité strictement positive¹⁴ $\frac{\rho_I^n |\Omega_i|}{\Delta t}$. Les autres expressions, $(-|\Omega_i| (T_s^{imp})_I, +|\Omega_i| \Gamma_I, -|\Omega_i| (T_s^{pd,imp})_I)$, lorsqu'elles existent, contribuent toutes positivement¹⁵.

L'opérateur linéaire associé à ces contributions vérifie donc bien la **dominance stricte** de la diagonale (propriété 1). Ce n'est cependant pas vrai si on extrapole les termes source, à cause de T_s^{imp} . Il en résulte une contrainte sur la valeur du pas de temps.

Contributions des termes différentiels d'ordre 1 et des termes issus de la prise en compte de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$

Les termes considérés sont au nombre de deux dans (II.7.11) :

- la contribution issue de la prise en compte de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ se retrouve dans $f_s^{imp}{}_I$ (équation II.7.15),
- la contribution du terme de convection linéarisé.

Après intégration spatiale, la somme de ces deux termes discrets s'écrit :

$$\frac{1}{2} \sum_{j \in V_{ois}(i)} \left[(-m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{ij}^n - |m_{ij}^n|) \delta f_J^{n+1,k+1} \right] \quad (\text{II.7.21})$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[(-m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1} \right] \quad (\text{II.7.22})$$

Pour chaque ligne I , on va chercher les propriétés de dominance de la diagonale en traitant séparément les faces internes (équation (II.7.21)) et les faces de bord (équation (II.7.22)).

- la contribution des **faces internes** ij (facteur de $\delta f_I^{n+1,k+1}$) à la diagonale est positive ; la contribution aux extradiagonales est négative (facteur de $\delta f_J^{n+1,k+1}$) et la somme de ces contributions

¹³Ce raisonnement n'est pas optimal (la somme de valeurs absolues étant supérieure à la valeur absolue de la somme), mais permet d'obtenir des conclusions dans le cas présent (condition suffisante).

¹⁴Ceci permettra de conclure à la stricte dominance de la diagonale de la matrice somme complète $\underline{\underline{EM}}_n$.

¹⁵Le terme de dissipation $\rho \frac{1}{Re_f} \frac{\varepsilon}{k}$, spécifique à l'étude de la variance des fluctuations, est positif par définition et ne remet donc pas en cause la conclusion.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 102/312
---------	---	---

est exactement nulle (équation (II.7.21)). Si l'on note C_{IJ} les coefficients de la matrice issus de la contribution de ces termes, on a donc $|C_{II}| \geq \sum_{J=1, J \neq I}^{J=N} |C_{IJ}|$ qui traduit la **dominance "simple"** (l'inégalité n'est pas "stricte") de la diagonale et règle la question des contributions des faces internes.

- la contribution des **faces de bord** doit être réécrite en utilisant l'expression des conditions aux limites sur f pour préciser la valeur de $\delta f_{b_{ik}}$ (on omet l'exposant $(n+1, k+1)$ pour alléger les notations) :

- pour une condition de Dirichlet : $\delta f_{b_{ik}} = 0$,
- pour une condition de Neumann : $\delta f_{b_{ik}} = \delta f_I$,
- pour une condition mixte ($f_{b_{ik}} = \alpha + \beta f_i$) : $\delta f_{b_{ik}} = \beta \delta f_I$.

Pour la contribution des faces de bord, il faut alors considérer deux cas de figure possibles.

- Le flux de masse au bord est positif ou nul** ($m_{b_{ik}}^n = (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \geq 0$). Cette situation correspond par exemple aux sorties standards (fluide sortant du domaine), aux symétries ou aux parois étanches (flux de masse nul). Les contributions aux faces de bord sont alors toutes nulles, quelles que soient les conditions aux limites portant sur la variable f . En conséquence, la diagonale issue de ces contribution est **simplement dominante**.
- Le flux de masse au bord est strictement négatif**. Cette situation correspond à une entrée de fluide dans le domaine. Les contributions considérées s'écrivent alors :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[(-m_{b_{ik}}^n) \delta f_I^{n+1, k+1} + (m_{b_{ik}}^n) \delta f_{b_{ik}}^{n+1, k+1} \right] \quad (\text{II.7.23})$$

Il convient alors de distinguer plusieurs situations, selon le type de condition à la limite portant sur f :

- si la condition à la limite de f est de type **Dirichlet**, seule subsiste une contribution positive ou nulle à la diagonale, qui assure donc la **dominance simple** :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} (-m_{b_{ik}}^n) \delta f_I^{n+1, k+1} \quad (\text{II.7.24})$$

- si la condition à la limite de f est de type **Neumann**, la somme des contributions dues aux faces de bord est alors nulle, ce qui assure donc la **dominance simple**.

- si la condition à la limite de f est de type **mixte**, la contribution des faces de bord est sur la diagonale et vaut :

$$\frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} (1 - \beta) (-m_{b_{ik}}^n) \delta f_I^{n+1, k+1} \quad (\text{II.7.25})$$

On ne peut pas se prononcer quand à la dominance de la diagonale, à cause de la présence de $(1 - \beta)$ (la valeur de β est fixée par l'utilisateur) et la démarche adoptée ici **ne permet donc pas de conclure**. Il faut néanmoins noter que cette situation est rare dans les calculs standards. Elle demande un complément d'analyse et sera pour le moment exclue des considérations exposées dans le présent document.

On peut conclure, quand il n'y a pas de condition à la limite de type mixte, que la matrice associée aux contributions des termes différentiels d'ordre 1 (convectifs) et à la prise en compte des termes issus de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ est à diagonale **simplement dominante**.

Contributions des termes différentiels d'ordre 2

On va considérer enfin les contributions des termes différentiels d'ordre 2 (issus du terme $-\operatorname{div}(K^n \operatorname{grad} \delta f^{n+1,k+1})$). Pour ces termes, la contribution à la diagonale est positive¹⁶, négative aux extradiagonales¹⁶, compte tenu de :

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_i} -\operatorname{div}(K^n \operatorname{grad} \delta f^{n+1,k+1}) d\Omega \\ &= - \sum_{j \in \operatorname{Vois}(i)} K_{ij}^n \frac{\delta f_J^{n+1,k+1} - \delta f_I^{n+1,k+1}}{\overline{I'J'}} \cdot S_{ij} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} K_{b_{ik}}^n \frac{\delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1} - \delta f_I^{n+1,k+1}}{\overline{I'F}} \cdot S_{b_{ik}} \end{aligned} \quad (\text{II.7.26})$$

Considérons deux cas :

- la cellule courante I n'a **que des faces internes** au domaine de calcul (pas de faces de bord). La somme des contributions est nulle. On a donc **dominance simple** de la diagonale.
- la cellule courante I a **des faces de bord**. La somme des contributions diagonales et extra-diagonales est positive quand on a une condition à la limite de type **Dirichlet** ou de type **Neumann** sur f . La diagonale est alors **strictement dominante**. Lorsqu'il y a des conditions à la limite de type mixte, il n'est plus possible de conclure (situation écartée précédemment).

On peut conclure, quand il n'y a pas de condition à la limite de type mixte, que la matrice associée aux contributions des termes différentiels d'ordre 2 est au moins à diagonale **simplement dominante**.

Conclusion

En travaillant sur des maillages non pathologiques (à transmittivité positive, voir la note de bas de page numéro 16) et en n'imposant pas de condition à la limite de type mixte sur les variables, on peut donc conclure que $\underline{\underline{EM}}_n$ est la somme de matrices à diagonale simplement dominante et d'une matrice à diagonale strictement dominante (paragraphe 7.5.2). Elle est donc à **diagonale strictement dominante**, et donc **inversible** (de plus, la méthode itérative de Jacobi converge).

7.5.3 Sans prise en compte des termes issus de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans $\underline{\underline{EM}}_n$

Introduction

Pour identifier les cas dans lesquels la matrice $\underline{\underline{EM}}_n$ est inversible, on va rechercher les conditions qui assurent la dominance de la diagonale. Par rapport à l'analyse présentée au paragraphe 7.5.2, seules diffèrent les considérations relatives aux contributions des termes différentiels d'ordre 1, puisqu'elles sont traitées au paragraphe 7.5.2 avec les termes issus de la prise en compte de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$.

Contributions des termes différentiels d'ordre 1

La contribution du terme de convection est la seule à prendre en compte. Elle s'écrit, d'après les équations (II.7.15) et la discrétisation explicitée pour le sous-programme **covofi** :

$$\frac{1}{2} \sum_{j \in \operatorname{Vois}(i)} \left[(+ m_{ij}^n + | m_{ij}^n |) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{ij}^n - | m_{ij}^n |) \delta f_J^{n+1,k+1} \right] \quad (\text{II.7.27})$$

¹⁶Ceci n'est en fait pas toujours vrai. En effet, pour chaque face ij , la transmittivité $\frac{K^n}{\overline{I'J'}} S_{ij}$ fait intervenir la mesure algébrique du segment $I'J'$, où I' et J' sont les projetés orthogonaux sur la normale à la face du centre des cellules voisines. Cette grandeur est une valeur algébrique et peut théoriquement devenir négative sur certains maillages pathologiques, contenant par exemple des mailles non convexes. On pourra se reporter au dernier point à traiter du sous-programme **matrix**.

$$\frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[(+m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1} \right] \quad (\text{II.7.28})$$

On constate que pour chaque ligne I , la contribution des faces internes (facteur de $\delta f_I^{n+1,k+1}$) à la diagonale est positive et qu'elle est négative aux extradiagonales (facteur de $\delta f_J^{n+1,k+1}$). **Cependant**, contrairement au cas présenté au paragraphe 7.5.2, la somme de ces contributions n'est pas nulle dans le cas général. Pour obtenir un résultat quant à la dominance de la diagonale, il faut faire intervenir la version discrète de la propriété (II.7.18) rappelée ci-dessous :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega = 0$$

Soit, sous forme discrète :

$$\sum_{j \in \text{Vois}(i)} m_{ij}^n + \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n = 0 \quad (\text{II.7.29})$$

Il n'est donc pas possible d'analyser séparément les contributions des faces internes et celles des faces de bord (contrairement à la situation rencontrée au paragraphe 7.5.2). On se place ci-après dans le cas général d'une cellule qui a des faces internes *et* des faces de bord (si elle n'a que des faces internes, la démonstration est la même, mais plus simple. On peut l'écrire en considérant formellement que la cellule "a zéro faces de bord", c'est à dire que $\gamma_b(i)$ est l'ensemble vide).

Il faut alors considérer deux cas de figure, selon la valeur du flux de masse aux faces de bord (éventuelles) de la cellule :

- **Le flux de masse au bord est positif ou nul** ($m_{b_{ik}}^n = (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \geq 0$). Cette situation correspond à des cellules qui ont des faces de bord de sortie standard (fluide sortant du domaine), de symétrie ou de paroi étanche (flux de masse nul). Les contributions s'écrivent alors :

$$\frac{1}{2} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[(+m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{ij}^n - |m_{ij}^n|) \delta f_J^{n+1,k+1} \right] + \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n \delta f_I^{n+1,k+1} \quad (\text{II.7.30})$$

Dans ce cas, la somme des contributions à la diagonale est positive, les contributions aux extradiagonales sont négatives et, avec la relation (II.7.29), on vérifie que la somme des contributions diagonales et extradiagonales est nulle. On a donc **dominance simple** de la diagonale.

- **Le flux de masse au bord est strictement négatif**. Cette situation correspond à des cellules qui ont des faces de bord d'entrée standard (entrée de fluide dans le domaine). Les contributions considérées s'écrivent alors :

$$\frac{1}{2} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[(+m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{ij}^n - |m_{ij}^n|) \delta f_J^{n+1,k+1} \right] + \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n \delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1} \quad (\text{II.7.31})$$

Il convient alors de distinguer plusieurs situations, selon le type de condition à la limite portant sur f (on omet l'exposant $(n+1, k+1)$ pour alléger les notations) :

- pour une condition de Dirichlet : $\delta f_{b_{ik}} = 0$,
- pour une condition de Neumann : $\delta f_{b_{ik}} = \delta f_I$,
- pour une condition mixte ($f_{b_{ik}} = \alpha + \beta f_I$) : $\delta f_{b_{ik}} = \beta \delta f_I$.

Selon le cas on se trouve dans une des situations suivantes :

★ si la condition à la limite de f est de type **Dirichlet**, la contribution des faces de bord est nulle dans la matrice. La contribution des faces internes à la diagonale est positive, la contribution aux extradiagonales négative et la somme de ces contributions vaut $\sum_{j \in \text{Vois}(i)} m_{ij}^n$,

soit avec la relation (II.7.29) :

$$\sum_{j \in \text{Vois}(i)} m_{ij}^n = - \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n$$

Elle est strictement positive et la diagonale est donc **strictement dominante**.

★ si la condition à la limite de f est de type **Neumann**, la contribution des faces de bord se réduit au terme : $\sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n \delta f_I^{n+1,k+1}$. La somme des contributions à la diagonale est alors SC_i :

$$SC_i = \frac{1}{2} \sum_{j \in V_{ois}(i)} (+ m_{ij}^n + | m_{ij}^n |) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n$$

En utilisant deux fois la relation (II.7.29), on obtient donc pour la diagonale :

$$SC_i = \frac{1}{2} \left[\sum_{j \in V_{ois}(i)} | m_{ij}^n | + \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^n \right] = \frac{1}{2} \left[\sum_{j \in V_{ois}(i)} (| m_{ij}^n | - m_{ij}^n) \right]$$

Cette grandeur est positive et égale à l'opposé de la somme des termes extradiagonaux qui sont tous négatifs. La diagonale est donc **simplement dominante**.

★ si la condition à la limite de f est de type **mixte**, la somme des contributions dues aux faces de bord est :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} \beta m_{b_{ik}}^n \delta f_I^{n+1,k+1} \quad (\text{II.7.32})$$

On ne peut donc **pas conclure** quant au signe de cette contribution, le facteur β étant choisi librement par l'utilisateur. Cette situation a été écartée dans le paragraphe 7.5.2.

On peut donc conclure, quand il n'y a pas de condition à la limite de type mixte, que la matrice associée aux contributions des termes différentiels d'ordre 1 (convectifs) est à diagonale **simplement dominante**, à condition que la relation (II.7.29) soit vérifiée exactement.

Conclusion

En travaillant sur des maillages non pathologiques (à transmittivité positive, voir la note de bas de page numéro 16) et en n'imposant pas de condition à la limite de type mixte sur les variables, on peut donc conclure que \underline{EM}_n est à **diagonale strictement dominante**, donc **inversible** (et la méthode itérative de Jacobi converge) à condition que la relation (II.7.29) soit vérifiée exactement. Ce n'est généralement pas le cas (la précision du solveur de pression et la précision machine sont finies). Même si la contribution diagonale en $\frac{\rho_I^n |\Omega_i|}{\Delta t}$ peut suffire à assurer la dominance, on a cependant souhaité, dans *Code_Saturne*, s'affranchir du problème potentiel en prenant en compte les termes issus de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans la matrice.

7.6 Annexe 2 : Remarques à propos du respect du principe du maximum discret

7.6.1 Introduction

Les considérations exposées ici sont relatives au fait que, en continu, une variable qui n'est *que* convectée par un champ de débit à divergence nulle doit rester dans les bornes minimales et maximales définies par les conditions initiales et par les conditions aux limites en espace. Ainsi, les valeurs d'un scalaire passif initialement nul dont les conditions aux limites sont des conditions de Neumann homogène et des conditions de Dirichlet de valeur 1 devront nécessairement rester comprises dans l'intervalle $[0; 1]$. C'est ce que l'on entend ici par "principe du maximum".

Soient \underline{u} un champ de vitesse figé et connu et t un réel positif. On considère le problème modèle \mathcal{P} de convection des variables scalaires ρ et ρf , défini par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho f)}{\partial t} + \operatorname{div}((\rho \underline{u}) f) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.7.33})$$

avec une condition initiale f^0 donnée ainsi que des conditions aux limites associées sur f de type Dirichlet ou Neumann.

Dans *Code_Saturne*, la deuxième équation de \mathcal{P} est réécrite en continu, en utilisant la première, sous la forme :

$$\rho \frac{\partial f}{\partial t} - f \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \operatorname{div}((\rho \underline{u}) f) = 0 \quad (\text{II.7.34})$$

et discrétisée temporellement comme suit :

$$\rho^n \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} - f^{n+1} \operatorname{div}(\rho \underline{u})^n + \operatorname{div}((\rho \underline{u})^n f^{n+1}) = 0 \quad (\text{II.7.35})$$

Dans un premier temps, on va étudier la discrétisation spatiale associée à (II.7.35), qui correspond donc à la prise en compte de la contribution de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans l'équation en continu (et se traduit par la présence de $-\operatorname{div}((\rho \underline{u})^n)$ dans l'expression de $f_s^{imp_I}$), puis dans un deuxième temps, la discrétisation spatiale de l'expression ;

$$\rho^n \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} + \operatorname{div}((\rho \underline{u})^n f^{n+1}) = 0 \quad (\text{II.7.36})$$

qui correspond à un problème de convection pure classique.

On étudiera ensuite un exemple simplifié (monodimensionnel à masse volumique constante).

Les considérations présentes mériteraient d'être approfondies.

7.6.2 Cas général

Discrétisation spatiale de $\rho^n \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} - f^{n+1} \operatorname{div}(\rho \underline{u})^n + \operatorname{div}((\rho \underline{u})^n f^{n+1}) = 0$

En intégrant sur une cellule Ω_i à l'aide de la formulation volumes finis habituelle, on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Omega_i} \left[\rho^n \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} - f^{n+1} \operatorname{div}(\rho \underline{u})^n + \operatorname{div}((\rho \underline{u})^n f^{n+1}) \right] d\Omega \\
 &= \left[\rho_I^n \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} - \left(\sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \right) \right] f_I^{n+1} \\
 &+ \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} f_{f_{ij}}^{n+1} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} f_{f_{b_{ik}}}^{n+1} \\
 &- \rho_I^n \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} f_I^n
 \end{aligned} \tag{II.7.37}$$

où $f_{f_{ij}}^{n+1}$ et $f_{f_{b_{ik}}}^{n+1}$ sont les valeurs de f aux faces internes et de bord issues du choix du schéma convectif.

En reprenant les notations précédentes, en imposant un schéma décentré amont au premier membre (*i.e.* en exprimant $\delta f_{ij}^{n+1,k+1}$ et $\delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1}$) et en raisonnant en incréments (cf. sous-programme `navsto`), on aboutit à :

$$\begin{aligned}
 & \rho_I^n \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} \delta f_I^{n+1,k} \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[(-m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{ij}^n - |m_{ij}^n|) \delta f_J^{n+1,k+1} \right] \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[(-m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1} \right] \\
 &= -\rho^n \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} (f_I^{n+1,k} - f_I^n) \\
 &- \left[\sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} f_{ij}^{n+1,k} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} f_{b_{ik}}^{n+1,k} \right] \\
 &- \left(\sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \right) f_I^{n+1,k}
 \end{aligned} \tag{II.7.38}$$

avec :

$$\begin{cases} f_I^{n+1,0} = f_I^n \\ \delta f_I^{n+1,k+1} = f_I^{n+1,k+1} - f_I^{n+1,k}, k \in \mathbb{N} \end{cases} \tag{II.7.39}$$

et $(f^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ suite convergeant vers f^{n+1} , n entier donné, solution de (II.7.35) .

Discrétisation spatiale de $\rho^n \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} + \text{div}((\rho \underline{u})^n f^{n+1}) = 0$

En procédant de façon analogue et en adoptant les mêmes hypothèses, on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \rho^n \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} \delta f_I^{n+1,k+1} \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{j \in V_{ois}(i)} \left[(m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{ij}^n - |m_{ij}^n|) \delta f_J^{n+1,k+1} \right] \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[(m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_I^{n+1,k+1} + (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) \delta f_{b_{ik}}^{n+1,k+1} \right] \\
 & = - \rho^n \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} (f_I^{n+1,k} - f_I^n) \\
 & - \left[\sum_{j \in V_{ois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} f_{f_{ij}}^{n+1,k} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}} f_{f_{b_{ik}}}^{n+1,k} \right]
 \end{aligned} \tag{II.7.40}$$

(où $f_{f_{ij}}^{n+1}$ et $f_{f_{b_{ik}}}^{n+1}$ sont les valeurs de f aux faces internes et de bord issues du choix du schéma convectif)

avec :

$$\begin{cases} f_I^{n+1,0} = f_I^n \\ \delta f_I^{n+1,k+1} = f_I^{n+1,k+1} - f_I^{n+1,k}, k \in \mathbb{N} \end{cases} \tag{II.7.41}$$

et $(f^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ suite convergeant vers f^{n+1} , n entier donné, solution de (II.7.36) .

7.6.3 Exemple pour le principe du maximum

On va maintenant se placer en monodimensionnel, sur un maillage régulier formé de trois cellules de pas h constant (figure II.7.1) et étudier le comportement du premier membre pour les deux types d'expressions, entre le pas de temps $n \Delta t$ et le pas de temps $(n+1) \Delta t$, avec, comme condition initiale $f_1^0 = f_2^0 = f_3^0 = 0$ et comme conditions aux limites, une de type Dirichlet et l'autre de type Neumann homogène :

$$\begin{cases} f_{b_1} = 1 \\ \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{b_2} = 0 \end{cases} \tag{II.7.42}$$

On supposera de plus que :

- ★ le schéma convectif utilisé est le schéma upwind
- ★ la masse volumique est constante
- ★ $(\rho u)_{b_1}^n > 0$, $(\rho u)_{12}^n > 0$, $(\rho u)_{23}^n > 0$, $(\rho u)_{b_2}^n > 0$ et $S_{b_1} < 0$.

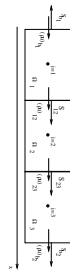


Figure II.7.1: Définition du domaine de calcul unidimensionnel considéré.

On s'intéresse à l'influence sur le respect du principe du maximum discret de la précision avec laquelle est vérifiée sous forme discrète la relation :

$$\forall i \in [1, N], \quad \int_{\Omega_i} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega = 0$$

soit, ici :

$$-(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1} = (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} = (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} = (\rho u)_{b_2}^n \cdot S_{b_2} \quad (\text{II.7.43})$$

Prise en compte de la contribution de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans la matrice

Le système à résoudre est alors, en omettant pour simplifier l'exposant $(n+1, k+1)$:

$$\begin{aligned} \rho_1^n \frac{|\Omega_1|}{\Delta t} \delta f_1 & - (\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1} \delta f_1 = -(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1} f_{b_1} \\ \rho_2^n \frac{|\Omega_2|}{\Delta t} \delta f_2 + (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \delta f_2 - (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \delta f_1 & = 0 \\ \rho_3^n \frac{|\Omega_3|}{\Delta t} \delta f_3 + (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} \delta f_3 - (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} \delta f_2 & = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.7.44})$$

ce qui donne :

$$\left\{ \begin{aligned} \delta f_1 &= f_{b_1} \frac{-(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1}}{\rho_1^n \frac{|\Omega_1|}{\Delta t} - (\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1}} \\ \delta f_2 &= +\delta f_1 \frac{(\rho u)_{12}^n \cdot S_{12}}{\rho_2^n \frac{|\Omega_2|}{\Delta t} + (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12}} \\ \delta f_3 &= +\delta f_2 \frac{(\rho u)_{23}^n \cdot S_{23}}{\rho_3^n \frac{|\Omega_3|}{\Delta t} + (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23}} \end{aligned} \right. \quad (\text{II.7.45})$$

d'où :

$$\left\{ \begin{aligned} \delta f_1 &< 1 \\ \delta f_2 &< 1 \\ \delta f_3 &< 1 \end{aligned} \right. \quad (\text{II.7.46})$$

On obtient donc bien une solution qui vérifie le principe du maximum discret, même pour des grands pas de temps Δt , et ce, quelle que soit la précision avec laquelle est vérifiée, à l'étape de correction, la forme discrète (II.7.43) de la conservation de la masse $\int_{\Omega_i} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega = 0$ dont on ne s'est pas servi ici.

Sans la contribution de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans la matrice

On obtient de même :

$$\begin{aligned} \rho_1^n \frac{|\Omega_1|}{\Delta t} \delta f_1 + (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \delta f_1 &= -(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1} f_{b_1} \\ \rho_2^n \frac{|\Omega_2|}{\Delta t} \delta f_2 + (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} \delta f_2 - (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \delta f_1 &= 0 \\ \rho_3^n \frac{|\Omega_3|}{\Delta t} \delta f_3 - (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} \delta f_2 + (\rho u)_{b_2}^n \cdot S_{b_2} \delta f_3 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.7.47})$$

soit :

$$\left\{ \begin{aligned} \delta f_1 &= f_{b_1} \frac{-(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1}}{\rho_1^n \frac{|\Omega_1|}{\Delta t} + (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12}} \\ \delta f_2 &= \delta f_1 \frac{(\rho u)_{12}^n \cdot S_{12}}{\rho_2^n \frac{|\Omega_2|}{\Delta t} + (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23}} \\ \delta f_3 &= \delta f_2 \frac{(\rho u)_{23}^n \cdot S_{23}}{\rho_3^n \frac{|\Omega_3|}{\Delta t} + (\rho u)_{b_2}^n \cdot S_{b_2}} \end{aligned} \right. \quad (\text{II.7.48})$$

Ici, on constate que le respect du principe du maximum discret :

$$\begin{cases} \delta f_1 \leq 1 \\ \delta f_2 \leq 1 \\ \delta f_3 \leq 1 \end{cases} \quad (\text{II.7.49})$$

est équivalent à la condition :

$$\begin{cases} -(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1} \leq \rho_1^n \frac{|\Omega_1|}{\Delta t} + (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \\ (\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \leq \rho_2^n \frac{|\Omega_2|}{\Delta t} + (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} \\ (\rho u)_{23}^n \cdot S_{23} \leq \rho_3^n \frac{|\Omega_3|}{\Delta t} + (\rho u)_{b_2}^n \cdot S_{b_2} \end{cases} \quad (\text{II.7.50})$$

Contrairement à la situation du paragraphe 7.6.3, on ne peut obtenir ici un résultat qu'en faisant intervenir l'égalité (II.7.43), forme discrète de la conservation de la masse. On obtient bien alors, à partir du système précédent :

$$\begin{cases} \delta f_1 < 1 \\ \delta f_2 < 1 \\ \delta f_3 < 1 \end{cases} \quad (\text{II.7.51})$$

Si l'on s'intéresse à la cellule Ω_1 et que l'on suppose $(\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} = -(\rho u)_{b_1}^n \cdot S_{b_1} - \varepsilon(\rho u)_{12}^n \cdot S_{12}$ (où ε est la précision locale relative pour l'équation de conservation de la masse discrète), on constate que l'on obtient $\delta f_1 > f_{b_1} = 1$ (valeur non admissible) dès lors que :

$$\frac{1}{\varepsilon} < \frac{(\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \Delta t}{\rho_1 |\Omega_1|}$$

c'est-à-dire dès que le nombre de CFL local $\frac{(\rho u)_{12}^n \cdot S_{12} \Delta t}{\rho_1 |\Omega_1|}$ excède l'inverse de la précision relative locale ε .

7.6.4 Conclusion

Prendre en compte la contribution de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ dans la matrice permet un meilleur respect du principe du maximum discret, lorsque la précision de $\int_{\Omega_i} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega = 0$ n'est pas exactement vérifiée.

8- Sous-programme gradmc

8.1 Fonction

Le but de ce sous-programme est de calculer, au centre des cellules, le gradient d'une fonction scalaire, également connue au centre des cellules. Pour obtenir la valeur de toutes les composantes du gradient, une méthode de minimisation par moindres carrés est mise en œuvre : elle utilise l'estimation d'une composante du gradient aux faces, obtenue à partir des valeurs de la fonction au centre des cellules voisines. Cette méthode est activée lorsque l'indicateur IMRGRA vaut 1 et on l'utilise alors pour le calcul des gradients de toutes les grandeurs. Elle est beaucoup plus rapide que la méthode utilisée par défaut (IMRGRA=0), mais présente l'inconvénient d'être moins robuste sur des maillages non orthogonaux, le gradient produit étant moins régulier.

8.2 Discrétisation

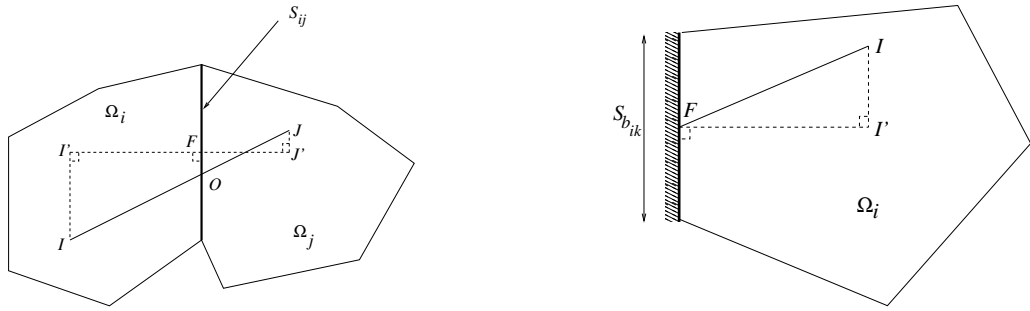


Figure II.8.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

On se reportera aux notations de la figure II.8.1. On cherche à calculer $\underline{G}_{c,i}$, gradient au centre de la cellule i de la fonction scalaire P . Soit $\underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij}$ une estimation à la face ij (dont les voisins sont les cellules i et j) du gradient projeté dans la direction du vecteur \underline{d}_{ij} (à préciser). De même, on note $\underline{G}_{f,b,ik} \cdot \underline{d}_{b,ik}$ une estimation à la face de bord ik ($k^{\text{ième}}$ face de bord appuyée sur la cellule i) du gradient projeté dans la direction du vecteur $\underline{d}_{b,ik}$ (à préciser). L'idéal serait de pouvoir trouver un vecteur $\underline{G}_{c,i}$ tel que, pour toute face interne ij ($j \in \text{Vois}(i)$) et toute face de bord ik ($k \in \gamma_b(i)$), on ait :

$$\begin{cases} \underline{G}_{c,i} \cdot \underline{d}_{ij} = \underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij} \\ \underline{G}_{c,i} \cdot \underline{d}_{b,ik} = \underline{G}_{f,b,ik} \cdot \underline{d}_{b,ik} \end{cases} \quad (\text{II.8.1})$$

Comme il est généralement impossible d'obtenir l'égalité, on cherche à minimiser la fonctionnelle \mathcal{F}_i suivante :

$$\mathcal{F}_i(\underline{G}_{c,i}, \underline{G}_{c,i}) = \frac{1}{2} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [\underline{G}_{c,i} \cdot \underline{d}_{ij} - \underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij}]^2 + \frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} [\underline{G}_{c,i} \cdot \underline{d}_{b,ik} - \underline{G}_{f,b,ik} \cdot \underline{d}_{b,ik}]^2 \quad (\text{II.8.2})$$

Pour ce faire, on annule la dérivée de $\mathcal{F}_i(\underline{G}_{c,i}, \underline{G}_{c,i})$ par rapport à chacune des trois composantes ($G_{c,i,x}, G_{c,i,y}, G_{c,i,z}$) du vecteur inconnu $\underline{G}_{c,i}$ et l'on résout le système qui en résulte.

Pour pouvoir inverser le système localement et donc à faible coût, on cherche à éviter les dépendances de $\underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij}$ et de $\underline{G}_{f,b,ik} \cdot \underline{d}_{b,ik}$ au gradient $\underline{G}_{c,j}$ (gradient pris dans les cellules voisines). Un choix

particulier du vecteur \underline{d} permet d'atteindre ce but :

$$\underline{d}_{ij} = \frac{\underline{IJ}}{\|\underline{IJ}\|} \quad \text{et} \quad \underline{d}_{b,ik} = \frac{(\underline{I'F})_l}{\|\underline{I'F}\|} = \underline{n}_{b,ik} \quad (\text{II.8.3})$$

Ainsi, pour les faces internes, le vecteur \underline{d} est le vecteur normé joignant le centre des cellules voisines. La quantité $\underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij}$ est reliée directement aux valeurs de la variable P prises au centre des cellules, sans faire intervenir de gradient :

$$\underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij} = \frac{P_j - P_i}{\|\underline{IJ}\|} \quad (\text{II.8.4})$$

Pour les faces de bord, il est possible d'opter pour un choix plus naturel sans pour autant faire intervenir le gradient des cellules voisines : on utilise pour \underline{d} le vecteur normé orthogonal à la face, dirigé vers l'extérieur (le gradient le mieux connu, en particulier au bord, étant le gradient normal aux faces). On a alors :

$$\underline{G}_{f,b,ik} \cdot \underline{d}_{b,ik} = \frac{P_{b,ik} - P_{i'}}{\|\underline{I'F}\|} \quad (\text{II.8.5})$$

On utilise alors les relations (II.8.6) au bord (A_{ik} et B_{ik} permettent de représenter les conditions aux limites imposées, $P_{b,ik}$ en est issue et représente la valeur à la face de bord) :

$$\begin{cases} P_{i'} &= P_i + \underline{II'} \cdot \underline{G}_{c,i} \\ P_{b,ik} &= A_{ik} + B_{ik} P_{i'} = A_{ik} + B_{ik} (P_i + \underline{II'} \cdot \underline{G}_{c,i}) \end{cases} \quad (\text{II.8.6})$$

On obtient finalement :

$$\underline{G}_{f,b,ik} \cdot \underline{d}_{b,ik} = \frac{1}{\|\underline{I'F}\|} [A_{ik} + (B_{ik} - 1) (P_i + \underline{II'} \cdot \underline{G}_{c,i})] \quad (\text{II.8.7})$$

L'équation (II.8.7), qui fait intervenir $\underline{G}_{c,i}$, doit être utilisée pour modifier l'expression (II.8.2) de la fonctionnelle avant de prendre sa différentielle. Ainsi :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_i(\underline{G}_{c,i}, \underline{G}_{c,i}) &= \frac{1}{2} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [\underline{G}_{c,i} \cdot \underline{d}_{ij} - \underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij}]^2 + \\ &\quad \frac{1}{2} \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[\underline{G}_{c,i} \cdot \left(\underline{d}_{b,ik} - \frac{B_{ik} - 1}{\|\underline{I'F}\|} \underline{II'} \right) - \frac{1}{\|\underline{I'F}\|} (A_{ik} + (B_{ik} - 1) P_i) \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{II.8.8})$$

On annule alors la dérivée de $\mathcal{F}_i(\underline{G}_{c,i}, \underline{G}_{c,i})$ par rapport à chacune des trois composantes ($G_{c,i,x}, G_{c,i,y}, G_{c,i,z}$) du vecteur inconnu $\underline{G}_{c,i}$. On obtient, pour chaque cellule i , le système 3×3 local (II.8.9) :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} C_{i,xx} & C_{i,xy} & C_{i,xz} \\ C_{i,yx} & C_{i,yy} & C_{i,yz} \\ C_{i,zx} & C_{i,zy} & C_{i,zz} \end{bmatrix}}_{\underline{\underline{C}}_i} \underbrace{\begin{bmatrix} G_{c,i,x} \\ G_{c,i,y} \\ G_{c,i,z} \end{bmatrix}}_{\underline{G}_{c,i}} = \underbrace{\begin{bmatrix} T_{i,x} \\ T_{i,y} \\ T_{i,z} \end{bmatrix}}_{\underline{T}_i} \quad (\text{II.8.9})$$

avec

$$\begin{cases} C_{i,lm} &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\underline{d}_{ij})_l (\underline{d}_{ij})_m + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left(\underline{d}_{b,ik} - \frac{B_{ik} - 1}{\|\underline{I'F}\|} \underline{II'} \right)_l \left(\underline{d}_{b,ik} - \frac{B_{ik} - 1}{\|\underline{I'F}\|} \underline{II'} \right)_m \\ T_{i,l} &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\underline{G}_{f,ij} \cdot \underline{d}_{ij}) (\underline{d}_{ij})_l + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \frac{1}{\|\underline{I'F}\|} (A_{ik} + (B_{ik} - 1) P_i) \left(\underline{d}_{b,ik} - \frac{B_{ik} - 1}{\|\underline{I'F}\|} \underline{II'} \right)_l \end{cases} \quad (\text{II.8.10})$$

On obtient finalement :

$$\begin{aligned}
C_{i,l m} &= \sum_{j \in V_{ois}(i)} \frac{1}{\|IJ\|^2} (IJ)_l (IJ)_m + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left(n_{b,ik} + \frac{1 - B_{ik}}{\|IF'\|} II' \right)_l \left(n_{b,ik} + \frac{1 - B_{ik}}{\|IF'\|} II' \right)_m \\
T_{i,l} &= \sum_{j \in V_{ois}(i)} (P_j - P_i) \frac{(IJ)_l}{\|IJ\|^2} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \frac{1}{\|IF'\|} (A_{ik} + (B_{ik} - 1) P_i) \left(n_{b,ik} - \frac{B_{ik} - 1}{\|IF'\|} II' \right)_l
\end{aligned} \tag{II.8.11}$$

8.3 Mise en œuvre

La variable dont il faut calculer le gradient est contenue dans le tableau PVAR. Les conditions aux limites associées sont disponibles au travers des tableaux COEFAP et COEFBP qui représentent respectivement les grandeurs A et B utilisées ci-dessus. Les trois composantes du gradient seront contenues, en sortie du sous-programme, dans les tableaux DPDX, DPDY et DPDZ.

• Calcul de la matrice

Les NCEL matrices \underline{C}_i (matrices 3×3) sont stockées dans le tableau COCG, (de dimension NCELET $\times 3 \times 3$). Ce dernier est initialisé à zéro, puis son remplissage est réalisé dans des boucles sur les faces internes et les faces de bord. Les matrices \underline{C}_i étant symétriques, ces boucles ne servent qu'à remplir la partie triangulaire supérieure, le reste étant complété à la fin par symétrie.

Pour éviter de réaliser plusieurs fois les mêmes calculs géométriques, on conserve, en sortie de sous-programme, dans le tableau COCG, l'inverse des NCEL matrices \underline{C}_i . De plus, pour les NCELBR cellules qui ont au moins une face de bord, on conserve dans tableau COCGB, de dimension NCELBR $\times 3 \times 3$, la contribution aux matrices \underline{C}_i des termes purement géométriques. On précise ces points ci-dessous. Notons donc dès à présent qu'il ne faut pas utiliser les tableaux COCG et COCGB par ailleurs comme tableaux de travail.

Cellule ne possédant pas de face de bord

Lorsque, pour une cellule, aucune des faces n'est une face de bord du domaine, l'expression de la matrice \underline{C}_i ne fait intervenir que des grandeurs géométriques et elle reste inchangée tant que le maillage n'est pas déformé. Son inverse n'est donc calculé qu'une seule fois, au premier appel de GRADMC avec ICCOCG=1 (l'indicateur INICOC, local à GRADMC, est positionné à 0 dès lors que ces calculs géométriques ont été réalisés une fois). Le tableau COCG est ensuite réutilisé lors des appels ultérieurs au sous-programme GRADMC.

Cellule possédant au moins une face de bord

Lorsque l'ensemble des faces d'une cellule contient au moins une face de bord du domaine, un terme contributeur aux matrices \underline{C}_i est spécifique à la variable dont on cherche à calculer le gradient, au travers du coefficient B_{ik} issu des conditions aux limites. Il s'agit de :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} \left(n_{b,ik} + \frac{1 - B_{ik}}{\|IF'\|} II' \right)_l \left(n_{b,ik} + \frac{1 - B_{ik}}{\|IF'\|} II' \right)_m \tag{II.8.12}$$

Au premier appel réalisé avec ICCOCG=1, on calcule la contribution des faces internes et on les stocke dans le tableau COCGB, qui sera disponible lors des appels ultérieurs. En effet, la contribution des faces internes est de nature purement géométrique et reste donc inchangée tant que le maillage ne subit pas de déformation. Elle s'écrit :

$$\sum_{j \in V_{ois}(i)} \frac{1}{\|IJ\|^2} (IJ)_l (IJ)_m$$

À tous les appels réalisés avec ICCOCG=1, les termes qui dépendent des faces de bord (II.8.12) sont ensuite calculés et on additionne cette contribution et COCGB qui contient celle des faces internes : on obtient ainsi les matrices \underline{C}_i dans le tableau COCG. Leur inverse se calcule indépendamment pour chaque cellule et on le conserve dans COCG qui sera disponible lors des appels ultérieurs.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 115/312
---------	---	---

Lorsque GRADMC a été appelé une fois avec ICCOCG=1, des calculs peuvent être évités en positionnant l'indicateur ICCOCG à 0 (si ICCOCG est positionné à 1, tous les calculs relatifs aux cellules ayant au moins une face de bord sont refaits).

- Si GRADMC est utilisé pour calculer le gradient de la même variable (ou, plus généralement, d'une variable dont les conditions aux limites conduisent aux mêmes valeurs du coefficient B_{ik}), les matrices \underline{C}_i sont inchangées et leur inverse est disponible dans COCG (on positionne ICCOCG à 0 pour éviter de refaire les calculs).
- Dans le cas contraire, les termes relatifs aux faces de bord (II.8.12) sont recalculés et on additionne cette contribution et COCGB qui fournit celle des faces internes : on obtient ainsi les matrices \underline{C}_i dans COCG. Il reste alors à inverser ces matrices.

Remarque :

Pour sauvegarder les contributions géométriques dans COCGB, on a recours à une boucle portant sur les NCELBR cellules dont au moins une face est une face de bord du domaine. Le numéro de ces cellules est donné par IEL = ICELBR(II) (II variant de 1 à NCELBR). Les opérations réalisées dans cette boucle sont du type COCGB(II,1,1) = COCG(IEL,1,1). La structure (injective) de ICELBR permet de forcer la vectorisation de la boucle.

• Inversion de la matrice

On calcule les coefficients de la comatrice, puis l'inverse. Pour des questions de vectorisation, la boucle sur les NCEL éléments est remplacée par une série de boucles en vectorisation forcée sur des blocs de NBLOC=1024 éléments. Le reliquat (NCEL - E(NCEL/1024) × 1024) est traité après les boucles. La matrice inverse est ensuite stockée dans COCG (toujours en utilisant sa propriété de symétrie).

• Calcul du second membre et résolution

Le second membre est stocké dans BX, BY et BZ. Le gradient obtenu par résolution des systèmes locaux est stocké dans DPDX, DPDY et DPDZ.

• Remarque : gradient sans reconstruction

(non consistant sur maillage non orthogonal)

Dans le cas où l'utilisateur souhaite ne pas reconstruire le gradient (*i.e.* ne pas inclure les termes de non orthogonalité au calcul du gradient), une méthode spécifique est mise en œuvre, qui n'a pas de rapport avec la méthode de moindres carrés présentée ci-dessus.

Le volume de la cellule i est noté Ω_i . P_{ij} (resp. $P_{b,ik}$) représente la valeur estimée de la variable P à la face interne ij (resp. à la face de bord ik) de vecteur normal associé \underline{S}_{ij} (resp. $\underline{S}_{b,ik}$). Le gradient est simplement calculé en utilisant la formule suivante :

$$\underline{G}_{c,i} = \frac{1}{\Omega_i} \left[\sum_{j \in V_{ois}(i)} P_{ij} \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} P_{b,ik} \underline{S}_{b,ik} \right] \quad (\text{II.8.13})$$

Les valeurs aux faces sont obtenues simplement comme suit (avec $\alpha_{ij} = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}}$) :

$$\begin{cases} P_{ij} &= \alpha_{ij} P_i + (1 - \alpha_{ij}) P_j \\ P_{b,ik} &= A_{ik} + B_{ik} P_i \end{cases} \quad (\text{II.8.14})$$

8.4 Points à traiter

• Vectorisation forcée

Il est peut-être possible de s'affranchir du découpage en boucles de 1024 si les compilateurs sont

capables d'effectuer la vectorisation sans cette aide. On note cependant que ce découpage en boucles de 1024 n'a pas de coût CPU supplémentaire, et que le coût mémoire associé est négligeable. Le seul inconvénient réside dans la relative complexité de l'écriture.

• Choix du vecteur d

Le choix $\underline{d}_{ij} = \frac{IJ}{\|IJ\|}$ permet de calculer simplement une composante du gradient à la face en ne faisant intervenir que les valeurs de la variable au centre des cellules voisines. Le choix $\underline{d}_{ij} = \frac{I'J'}{\|I'J'\|}$ serait également possible, et peut-être meilleur, mais conduirait naturellement à faire intervenir, pour le calcul de la composante du gradient normale aux faces, les valeurs de la variable aux points I' et J' , et donc les valeurs du gradient dans les cellules voisines. Il en résulterait donc un système couplé, auquel un algorithme itératif (voir GRADRC) pourrait être appliqué. L'aspect temps calcul, atout majeur de la méthode actuelle, s'en ressentirait sans doute.

• Amélioration de la méthode

Cette méthode rencontre des difficultés dans le cas de maillages assez "non orthogonaux" (cas de la voiture maillé en tétraèdres par exemple). Une voie d'amélioration possible est d'utiliser un support étendu (le support est l'ensemble des cellules utilisées pour calculer le gradient en une cellule donnée). Un exemple est fourni sur la figure II.8.2 ci-dessous : si la cellule I est la cellule courante, on choisit pour support les cellules de centre J telles que la droite (IJ) soit la plus orthogonale possible à une face de la cellule I .

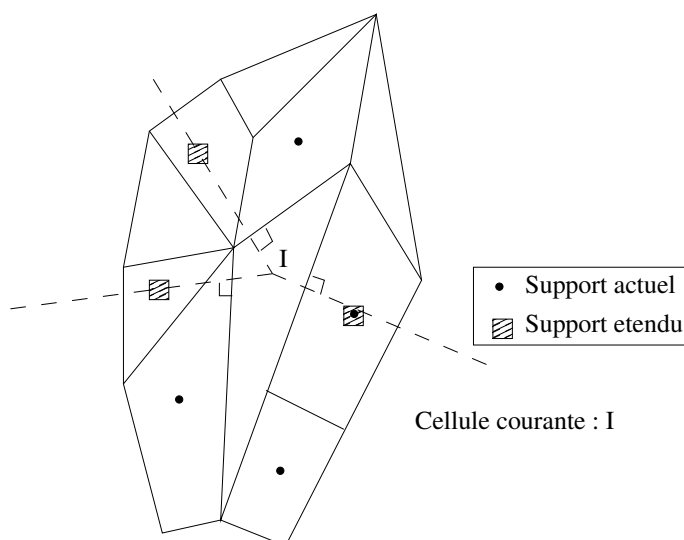


Figure II.8.2: Différents supports pour le calcul du gradient.

9- Sous-programme gradrc

9.1 Fonction

Le but de ce sous-programme est de calculer, au centre des cellules, le gradient d'une fonction scalaire, également connue au centre des cellules. Pour obtenir la valeur du gradient, une méthode itérative de reconstruction pour les maillages non orthogonaux est mise en œuvre : elle fait appel à un développement limité d'ordre 1 en espace sur la variable, obtenu à partir de la valeur de la fonction et de son gradient au centre de la cellule. Cette méthode, choisie comme option par défaut, correspond à `IMRGRA=0` et est utilisée pour le calcul des gradients de toutes les grandeurs. Cette technique est plus robuste mais beaucoup plus lente que la méthode par moindres carrés correspondant à `IMRGRA=1`.

9.2 Discrétisation

9.2.1 Méthode générale

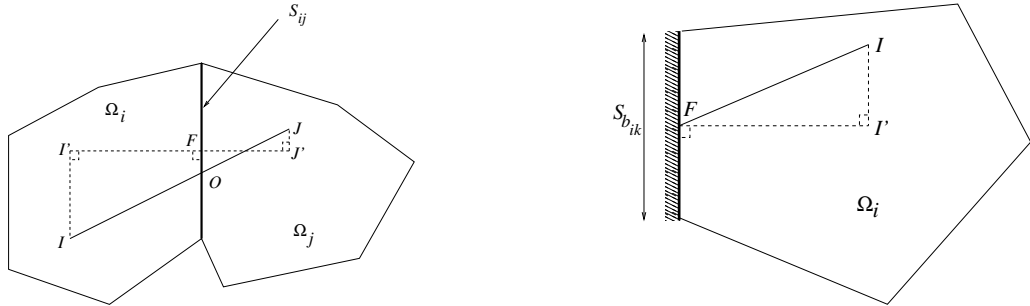


Figure II.9.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

On se reportera aux notations de la figure II.9.1, qui correspondent à celles employées dans le sous-programme `gradmc`. On cherche à calculer $\underline{G}_{c,i}$, gradient au centre de la cellule i de la fonction scalaire P . Le volume de la cellule i est noté Ω_i . Soit $\underline{G}_{f,ij}$ la valeur du gradient à la face ij dont les voisins sont les cellules i et j . P_{ij} (resp. $P_{b,ik}$) représente la valeur estimée de la variable P à la face interne ij (resp. à la face de bord ik , $k^{\text{ième}}$ face de bord appuyée sur la cellule i) de vecteur normal associé \underline{S}_{ij} (resp. $\underline{S}_{b_{ik}}$).

Par définition :

$$\begin{aligned}\underline{G}_{c,i} &= (\underline{\text{grad}} P)_I \\ \underline{G}_{f,ij} &= (\underline{\text{grad}} P)_{f,ij}\end{aligned}$$

On a :

$$\underline{G}_{f,ij} = (\underline{\text{grad}} P)_{O_{ij}} = (\underline{\text{grad}} P)_{F_{ij}} \text{ (à l'ordre 1 en } P)$$

Afin de prendre en compte les non orthogonalités éventuelles du maillage, on calcule le gradient $\underline{G}_{c,i}$

en effectuant un développement limité d'ordre 1 en espace. On obtient alors :

$$\begin{aligned}
|\Omega_i| (\underline{\text{grad}} P)_I &\stackrel{\text{déf}}{=} \int_{\Omega_i} \underline{\text{grad}} P d\Omega = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} P_{ij} \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} P_{b_{ik}} \underline{S}_{b_{ik}} \\
&= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [P_{O_{ij}} + \underline{O_{ij}F_{ij}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_{O_{ij}}] \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_{I'}) \underline{S}_{b_{ik}} \\
&= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] \underline{S}_{ij} + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [\underline{O_{ij}F_{ij}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_{f,ij}] \underline{S}_{ij} \\
&\quad + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_{I'}) \underline{S}_{b_{ik}}
\end{aligned} \tag{II.9.1}$$

La variable INC permet d'affecter correctement les conditions aux limites des quantités dont on veut prendre le gradient. En effet,

- INC = 1 correspond à un calcul de gradient de variable totale et donc à des conditions aux limites standards,
- INC = 0 correspond à un calcul de variable en incrément et donc à des conditions aux limites associées homogènes.

En faisant une approximation sur P d'ordre 1 en espace à nouveau :

$$\begin{cases} (\underline{\text{grad}} P)_{f,ij} &= \frac{1}{2} [(\underline{\text{grad}} P)_I + (\underline{\text{grad}} P)_J] \\ P_{I'} &= P_I + \underline{II'} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_I \end{cases}$$

d'où :

$$\begin{aligned}
|\Omega_i| \underline{G}_{c,i} &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J) + \frac{1}{2} \underline{O_{ij}F_{ij}} \cdot (\underline{G}_{c,i} + \underline{G}_{c,j}) \right] \underline{S}_{ij} \\
&\quad + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_I + B_{b,ik} \underline{II'} \cdot \underline{G}_{c,i}] \underline{S}_{b_{ik}}
\end{aligned}$$

en notant $\alpha_{ij} = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}}$.

On regroupe à gauche les termes en $\underline{G}_{c,i}$ et on obtient :

$$\begin{aligned}
|\Omega_i| \underline{G}_{c,i} - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \frac{1}{2} (\underline{O_{ij}F_{ij}} \cdot \underline{G}_{c,i}) \underline{S}_{ij} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} (\underline{II'} \cdot \underline{G}_{c,i}) \underline{S}_{b_{ik}} = \\
\sum_{j \in \text{Vois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] \underline{S}_{ij} + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \frac{1}{2} (\underline{O_{ij}F_{ij}} \cdot \underline{G}_{c,j}) \underline{S}_{ij} \\
+ \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_I) \underline{S}_{b_{ik}} \tag{II.9.2}
\end{aligned}$$

ce qui donne pour la direction η ($\eta, \beta = x, y$ ou z) :

$$\begin{aligned}
|\Omega_i| G_{c,i,\eta} - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \frac{1}{2} \left(\sum_{\beta} (\underline{O_{ij}F_{ij}})_{,\beta} G_{c,i,\beta} \right) S_{ij,\eta} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} \left(\sum_{\beta} (\underline{II'})_{,\beta} G_{c,i,\beta} \right) S_{b_{ik},\eta} = \\
\sum_{j \in \text{Vois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] S_{ij,\eta} + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \frac{1}{2} \left(\sum_{\beta} (\underline{O_{ij}F_{ij}})_{,\beta} G_{c,j,\beta} \right) S_{ij,\eta} \\
+ \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_I) S_{b_{ik},\eta} \tag{II.9.3}
\end{aligned}$$

9.2.2 Cas sans reconstruction des non orthogonalités

Lorsque le maillage est orthogonal ou lorsqu'on ne veut pas reconstruire, seules les contributions d'ordre 0 au centre des cellules interviennent dans le calcul du gradient ($\underline{II}' = \underline{0}$, $\underline{OF} = \underline{0}$) :

$$\begin{aligned}
 |\Omega_i| \underline{G}_{c,i} &\stackrel{\text{déf}}{=} \int_{\Omega_i} \underline{\text{grad}} P d\Omega = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} P_{ij} \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} P_{b,ik} \underline{S}_{b_{ik}} \\
 &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_I) \underline{S}_{b_{ik}}
 \end{aligned}$$

d'où :

$$\underline{G}_{c,i} = \frac{1}{|\Omega_i|} \cdot \left[\sum_{j \in \text{Vois}(i)} [\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J] \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_I) \underline{S}_{b_{ik}} \right] \quad (\text{II.9.4})$$

REMARQUE

Le gradient non reconstruit $\underline{G}_{c,i}^{NRec}$ se calcule donc très facilement et directement *via* l'équation (II.9.4). Il n'est cependant pas consistant sur maillage non orthogonal.

9.2.3 Reconstruction

Méthode de résolution

Afin de pouvoir résoudre le système (II.9.2), on va impliciter les termes en $\underline{G}_{c,i}$, expliciter ceux en $\underline{G}_{c,j}$ et raisonner de façon itérative en introduisant une suite d'incrément $(\delta \underline{G}_i^k)_{k \in \mathbb{N}}$ définie par :

$$\begin{cases} \delta \underline{G}_i^0 = \underline{G}_{c,i}^{NRec} \\ \delta \underline{G}_i^{k+1} = \underline{G}_{c,i}^{k+1} - \underline{G}_{c,i}^k \end{cases} \quad (\text{II.9.5})$$

et de système associé, dans la direction η :

$$\begin{aligned}
 |\Omega_i| G_{c,i,\eta}^{k+1} - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \frac{1}{2} \left(\sum_{\beta} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\beta} G_{c,i,\beta}^{k+1} \right) S_{ij,\eta} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} \left(\sum_{\beta} (\underline{II}')_{,\beta} G_{c,i,\beta}^{k+1} \right) S_{b_{ik},\eta} \\
 = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] S_{ij,\eta} + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \frac{1}{2} \left(\sum_{\beta} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\beta} G_{c,j,\beta}^k \right) S_{ij,\eta} \\
 + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_I) S_{b_{ik},\eta} \quad (\text{II.9.6})
 \end{aligned}$$

ou, comme :

$$\underline{G}_{c,i}^{k+1} = \underline{G}_{c,i}^k + \delta \underline{G}_i^{k+1}$$

$$\begin{aligned}
|\Omega_i| \delta G_{i,\eta}^{k+1} - \sum_{j \in V_{ois}(i)} \frac{1}{2} \left(\sum_{\beta} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\beta} \delta G_{c,i,\beta}^{k+1} \right) S_{ij,\eta} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} \left(\sum_{\beta} (\underline{II}')_{,\beta} \delta G_{c,i,\beta}^{k+1} \right) S_{b_{ik},\eta} \\
= -|\Omega_i| G_{c,i,\eta}^k + \sum_{j \in V_{ois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] S_{ij,\eta} \\
+ \sum_{j \in V_{ois}(i)} \left(\sum_{\beta} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\beta} \frac{1}{2} (G_{c,i,\beta}^k + G_{c,j,\beta}^k) \right) S_{ij,\eta} \\
+ \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} (P_I + \left(\sum_{\beta} (\underline{II}')_{,\beta} G_{c,i,\beta}^k \right))) S_{b_{ik},\eta} \quad (\text{II.9.7})
\end{aligned}$$

L'équation (II.9.7) conduit à un système matriciel local par rapport à chacune des trois composantes $(\delta G_{i,x}^{k+1}, \delta G_{i,y}^{k+1}, \delta G_{i,z}^{k+1})$ du vecteur inconnu $\delta \underline{G}_i^{k+1}$. On obtient donc, pour chaque cellule i , le système 3×3 suivant :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} C_{i,xx} & C_{i,xy} & C_{i,xz} \\ C_{i,yx} & C_{i,yy} & C_{i,yz} \\ C_{i,zx} & C_{i,zy} & C_{i,zz} \end{bmatrix}}_{\underline{C}_i} \underbrace{\begin{bmatrix} \delta G_{i,x}^{k+1} \\ \delta G_{i,y}^{k+1} \\ \delta G_{i,z}^{k+1} \end{bmatrix}}_{\delta \underline{G}_i^{k+1}} = \underbrace{\begin{bmatrix} R_{i,x}^{k+1} \\ R_{i,y}^{k+1} \\ R_{i,z}^{k+1} \end{bmatrix}}_{\underline{R}_i^{k+1}} \quad (\text{II.9.8})$$

avec, $(\eta, \beta = x, y \text{ ou } z)$:

$$\left\{ \begin{aligned} C_{i,\eta\eta} &= |\Omega_i| - \frac{1}{2} \sum_{j \in V_{ois}(i)} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\eta} S_{ij,\eta} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} (\underline{II}')_{,\eta} S_{b_{ik},\eta} \\ C_{i,\eta\beta} &= -\frac{1}{2} \sum_{j \in V_{ois}(i)} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\beta} S_{ij,\eta} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} (\underline{II}')_{,\beta} S_{b_{ik},\eta} \quad \text{pour } \eta \neq \beta \\ R_{i,\eta}^{k+1} &= -|\Omega_i| G_{c,i,\eta}^k + \sum_{j \in V_{ois}(i)} [(\alpha_{ij} P_I + (1 - \alpha_{ij}) P_J)] S_{ij,\eta} \\ &\quad + \sum_{j \in V_{ois}(i)} \left(\sum_{\beta} (\underline{O}_{ij} F_{ij})_{,\beta} \frac{1}{2} (G_{c,i,\beta}^k + G_{c,j,\beta}^k) \right) S_{ij,\eta} \\ &\quad + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} \left(P_I + \left(\sum_{\beta} (\underline{II}')_{,\beta} G_{c,i,\beta}^k \right) \right)) S_{b_{ik},\eta} \end{aligned} \right. \quad (\text{II.9.9})$$

L'inversion de la matrice \underline{C}_i permet de calculer $(\delta \underline{G}_i^{k+1})$ et donc (\underline{G}_i^{k+1}) . Les itérations s'arrêtent lorsque la norme euclidienne du second membre \underline{R}_i^{k+1} tend vers zéro (*i.e.* lorsque la norme euclidienne de $(\delta \underline{G}_i^k)$ tend vers zéro) ou lorsque le nombre d'itérations en k fixé maximal est atteint.

REMARQUE 3

Pour les conditions aux limites en pression, un traitement particulier est mis en œuvre, surtout utile dans les cas où un gradient de pression (hydrostatique ou autre) nécessite une attention spécifique aux bords, où une condition à la limite de type Neumann homogène est généralement inadaptée. Soit $P_{F_{b_{ik}}}$ la valeur de la pression à la face associée, que l'on veut calculer.

On note que :

$$\underline{I'} F_{b_{ik}} \cdot (\text{grad } P)_I = \underline{I'} F_{b_{ik}} \cdot \underline{G}_{c,i} = \overline{I' F}_{b_{ik}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}}$$

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 122/312
---------	---	---

avec les conventions précédentes.

Sur maillage orthogonal On se place dans le cas d'un maillage orthogonal, *i.e.* pour toute cellule Ω_I , I et son projeté I' sont identiques. Soit $M_{b_{ik}}$ le milieu du segment $IF_{b_{ik}}$.

On peut écrire les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} P_{F_{b_{ik}}} &= P_{M_{b_{ik}}} + \overline{M_{b_{ik}}F_{b_{ik}}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{M_{b_{ik}}} + \overline{M_{b_{ik}}F_{b_{ik}}}^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{\delta^2 P}{\delta n^2} \Big|_{M_{b_{ik}}} + \mathcal{O}(h^3) \\ P_I &= P_{M_{b_{ik}}} + \overline{M_{b_{ik}}I} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{M_{b_{ik}}} + \overline{M_{b_{ik}}I}^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{\delta^2 P}{\delta n^2} \Big|_{M_{b_{ik}}} + \mathcal{O}(h^3) \end{aligned}$$

avec $\overline{M_{b_{ik}}I} = -\overline{M_{b_{ik}}F_{b_{ik}}}$.

On obtient donc :

$$P_{F_{b_{ik}}} - P_I = \overline{IF_{b_{ik}}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{M_{b_{ik}}} + \mathcal{O}(h^3) \quad (\text{II.9.10})$$

Grâce à la formule des accroissements finis :

$$\frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{M_{b_{ik}}} = \frac{1}{2} \left[\frac{\delta P}{\delta n} \Big|_I + \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}} \right] + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.11})$$

On s'intéresse aux cas suivants :

• condition à la limite de type Dirichlet
 $P_{F_{b_{ik}}} = P_{IMPOSE}$, aucun traitement particulier

• condition à la limite de type Neumann homogène standard
On veut imposer :

$$\frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}} = 0 + \mathcal{O}(h) \quad (\text{II.9.12})$$

On a :

$$\frac{\delta P}{\delta n} \Big|_I = \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}} + \mathcal{O}(h)$$

et comme :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \overline{IF_{b_{ik}}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_I + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.13})$$

on en déduit :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \overline{IF_{b_{ik}}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}} + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.14})$$

soit :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.15})$$

On obtient donc une approximation d'ordre 1.

• condition à la limite de type Neumann homogène améliorée
Des égalités (II.9.10, II.9.11), on tire :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \frac{1}{2} \overline{IF_{b_{ik}}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_I + \mathcal{O}(h^3)$$

On obtient donc une approximation d'ordre 2.

• condition à la limite de type extrapolation du gradient $\frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}} = \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_I$

Des deux égalités (II.9.10, II.9.11), on déduit :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \overline{IF_{b_{ik}}} \cdot \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_I + \mathcal{O}(h^3) \quad (\text{II.9.16})$$

On obtient donc également une approximation d'ordre 2.

Sur maillage non orthogonal Dans ce cas, on peut seulement écrire :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \frac{1}{2} \underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot [(\underline{\text{grad}} P)_{I'} + (\underline{\text{grad}} P)_{F_{b_{ik}}}] + \mathcal{O}(h^3) \quad (\text{II.9.17})$$

• condition à la limite de type Dirichlet
 $P_{F_{b_{ik}}} = P_{IMPOSE}$, toujours aucun traitement particulier

• condition à la limite de type Neumann homogène standard
 On veut :

$$\left. \frac{\delta P}{\delta n} \right|_{F_{b_{ik}}} = 0 + \mathcal{O}(h) \quad (\text{II.9.18})$$

ce qui entraîne :

$$\underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_{F_{b_{ik}}} = \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.19})$$

On peut écrire :

$$(\underline{\text{grad}} P)_{I'} = (\underline{\text{grad}} P)_{F_{b_{ik}}} + \mathcal{O}(h)$$

d'où :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.20})$$

On obtient donc une approximation d'ordre 1.

• condition à la limite de type Neumann homogène améliorée
 Le gradient n'est connu qu'au centre des cellules I et non aux points I' .

$$(\underline{\text{grad}} P)_{I'} = (\underline{\text{grad}} P)_I + \mathcal{O}(h)$$

d'où :

$$\begin{aligned} P_{F_{b_{ik}}} &= P_{I'} + \frac{1}{2} \underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot [(\underline{\text{grad}} P)_{I'} + (\underline{\text{grad}} P)_{F_{b_{ik}}}] + \mathcal{O}(h^3) \\ &= P_{I'} + \frac{1}{2} \underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot [(\underline{\text{grad}} P)_I + (\underline{\text{grad}} P)_{F_{b_{ik}}}] + \mathcal{O}(h^2) \end{aligned} \quad (\text{II.9.21})$$

Compte-tenu de la condition imposée et de l'équation (II.9.19), seule la contribution en I reste.

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \frac{1}{2} \underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_I + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.22})$$

On obtient donc une approximation d'ordre 1.

• condition à la limite de type extrapolation du gradient $\left. \frac{\delta P}{\delta n} \right|_{F_{b_{ik}}} = \left. \frac{\delta P}{\delta n} \right|_I$

En tenant compte de cette égalité, l'expression de $P_{F_{b_{ik}}}$ devient :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_I + \mathcal{O}(h^2) \quad (\text{II.9.23})$$

On obtient également une approximation d'ordre 1.

• Conclusion

On peut récapituler toutes ces situations *via* la formule :

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \text{EXTRAP} (\underline{I'F}_{b_{ik}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_I)$$

avec EXTRAP valant 0, 0.5 ou 1.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 124/312
---------	---	---

Il ne faut en aucun cas utiliser **EXTRAP** avec des conditions de type Neumann non homogènes $\frac{\delta P}{\delta n} \Big|_F = g_{bord}$, g_{bord} donnée non nulle ou de type Robin (mixtes) plus généralement $aP_{F_{b_{ik}}} + b \frac{\delta P}{\delta n} \Big|_{F_{b_{ik}}} = g_{bord}$, le recours à **EXTRAP** n'ayant plus aucun sens.

9.3 Mise en œuvre

La variable dont il faut calculer le gradient est contenue dans le tableau **PVAR**. Les conditions aux limites associées sont disponibles au travers des tableaux **COEFAP** et **COEFBP** qui représentent respectivement les grandeurs A et B utilisées ci-dessus. Les trois composantes du gradient sont contenues, en sortie du sous-programme, dans les tableaux **DPDX**, **DPDY** et **DPDZ**.

• Initialisations

Le tableau (**BX**, **BY**, **BZ**) du second membre \underline{R}_i est initialisé à zéro.

Le calcul du gradient cellule non reconstruit $\underline{G}_{c,i}^{NRec}$ est réalisé et stocké dans les tableaux **DPDX**, **DPDY** et **DPDZ**. Si aucune reconstruction n'est à faire, on a fini.

9.3.1 Reconstruction

Sinon, on cherche à résoudre le système (II.9.7) en incréments de gradient $\delta \underline{G}_i^{k+1}$. Le gradient non reconstruit constitue alors une première estimation du gradient à calculer par incréments.

On effectue les opérations suivantes :

Phase préliminaire

Calcul de la matrice, hors boucle en k

Les **NCEL** matrices $\underline{\underline{C}}_i$ (matrices non symétriques 3×3) sont stockées dans le tableau **COCG**, (de dimension **NCELET** $\times 3 \times 3$). Ce dernier est initialisé à zéro, puis son remplissage est réalisé dans des boucles sur les faces internes et les faces de bord. Pour éviter de réaliser plusieurs fois les mêmes calculs géométriques, on conserve, en sortie de sous-programme, dans le tableau **COCG**, l'inverse des **NCEL** matrices $\underline{\underline{C}}_i$.

Cellule ne possédant pas de face de bord

Lorsque, pour une cellule, aucune des faces n'est une face de bord du domaine, l'expression de la matrice $\underline{\underline{C}}_i$ ne fait intervenir que des grandeurs géométriques. Son inverse peut être donc calculé une seule fois, stocké dans **COCG** et réutilisé si l'on rappelle **gradrc** séquentiellement et si on est sur un maillage fixe (indicateur **ICCOG** positionné à 0).

Cellule possédant au moins une face de bord

Lorsque l'ensemble des faces d'une cellule contient au moins une face de bord du domaine, un terme contributeur aux matrices $\underline{\underline{C}}_i$ est spécifique à la variable dont on cherche à calculer le gradient, au travers du coefficient $B_{b,ik}$ issu des conditions aux limites. Il s'agit de :

$$- \sum_{k \in \gamma_b(i)} B_{b,ik} (\underline{II}')_{\beta} S_{b_{ik}, \eta}$$

Si, lors de l'appel précédent¹ à **gradrc**, les conditions aux limites relatives à la variable P traitée conduisaient à des valeurs identiques de $B_{b,ik}$, les matrices $\underline{\underline{C}}_i$ sont donc inchangées et l'inverse est encore disponible dans **COCG**. Pour éviter de refaire les calculs associés, l'indicateur **ICCOG**, passé en argument, est alors positionné à 0.

¹donc, à partir du second appel au moins

Si, au contraire, les valeurs de $B_{b,ik}$ sont différentes de celles de l'appel précédent, il est alors indispensable de recalculer le terme et l'indicateur ICCOCG doit être positionné à 1.

Toutefois compte-tenu du coût total de l'inversion de ces matrices relativement au coût global du sous-programme, cette démarche de stockage et donc d'économie de temps C.P.U. est un peu superflue et risque d'engendrer des erreurs (indicateur ICCOCG positionné à 0 au lieu de 1) beaucoup plus pénalisantes que l'éventuel gain escompté.

Inversion de la matrice

On calcule les coefficients de la comatrice, puis l'inverse. Pour des questions de vectorisation, la boucle sur les NCEL éléments est remplacée par une série de boucles en vectorisation forcée sur des blocs de NBLOC=1024 éléments. Le reliquat $(NCEL - E(NCEL/1024) \times 1024)$ est traité après les boucles. La matrice inverse est ensuite stockée dans COCG.

Phase itérative k , $k \in \mathbb{N}$

On suppose $\delta \underline{G}_i^k$ connu et donc $\underline{G}_{c,i}^k$ pour k donné et sur toute cellule Ω_i et on veut calculer $\delta \underline{G}_i^{k+1}$ et $\underline{G}_{c,i}^{k+1}$.

Calcul du second membre \underline{R}_i^{k+1} et résolution

Le calcul proprement dit du second membre \underline{R}_i^{k+1} correspondant au système (II.9.9) est effectué et stocké dans le tableau (BX, BY, BZ). Il est initialisé, à chaque pas k , par la valeur du gradient $\underline{G}_{c,i}^k$ multiplié par le volume de la cellule $|\Omega_i|$, avec $\underline{G}_{c,i}^0 = \underline{G}_{c,i}^{Nrec}$. L'incrément $(\delta \underline{G}_i^{k+1})$ de gradient est obtenu par $\underline{C}_i^{-1} \underline{R}_i^{k+1}$ et ajouté dans les tableaux DPDX, DPDY et DPDZ pour obtenir $\underline{G}_{c,i}^{k+1}$.

En ce qui concerne les conditions aux limites en pression, elles sont traitées comme suit dans Code_Saturne:

$$\begin{cases} P_{I'} &= P_I + \underline{II}' \cdot \underline{G}_{c,i} \\ P_{b,ik} &= \text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} P_{I'} = \text{INC } A_{b,ik} + B_{b,ik} (P_I + \underline{II}' \cdot \underline{G}_{c,i}) \\ P_{b_1,ik} &= P_I + \underline{IF}_{ij} \cdot \underline{G}_{c,i} \\ P_{f,b,ik} &= B_{b,ik} (\text{EXTRAP } P_{b_1,ik} + (1 - \text{EXTRAP}) P_{b,ik}) + (1 - B_{b,ik}) P_{b,ik} \end{cases}$$

ce qui correspond à :

- lorsqu'on veut imposer des conditions de Dirichlet ($A_{b,ik} = P_{F_{b_{ik}}}$, $B_{b,ik} = 0$),

$$P_{F_{b_{ik}}} = P_{IMPOSE} \quad (\text{II.9.24})$$

pour toute valeur de EXTRAP.

- lorsqu'on veut imposer des conditions de flux ($A_{b,ik} = 0$, $B_{b,ik} = 1$) (condition de type Neumann)

$$P_{F_{b_{ik}}} = \text{EXTRAP } (P_I + (\underline{IF}_{b_{ik}} \cdot (\text{grad } P)_I) + (1 - \text{EXTRAP}) P_{I'}) \quad (\text{II.9.25})$$

seules trois valeurs de EXTRAP sont licites.

- avec un maillage non orthogonal

L'ordre obtenu est égal à 1 dans tous les cas.

EXTRAP = 0	Neumann homogène	$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \mathcal{O}(h^2)$
EXTRAP = $\frac{1}{2}$	Neumann homogène amélioré	$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \frac{1}{2} \underline{I}' F_{b_{ik}} \cdot (\text{grad } P)_I + \mathcal{O}(h^2)$
EXTRAP = 1	extrapolation du gradient	$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \underline{I}' F_{b_{ik}} \cdot (\text{grad } P)_I + \mathcal{O}(h^2)$

- avec un maillage orthogonal

On peut atteindre l'ordre deux.

EXTRAP = 0	Neumann homogène on est à l'ordre 1	$P_{F_{b_{ik}}} = P_{I'} + \mathcal{O}(h^2)$
EXTRAP = $\frac{1}{2}$	Neumann homogène amélioré on est à l'ordre 2	$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \frac{1}{2} \underline{IF}_{b_{ik}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_I + \mathcal{O}(h^3)$
EXTRAP = 1	extrapolation du gradient on est à l'ordre 2	$P_{F_{b_{ik}}} = P_I + \underline{IF}_{b_{ik}} \cdot (\underline{\text{grad}} P)_I + \mathcal{O}(h^3)$

Test de convergence de la méthode itérative de résolution

On calcule la norme euclidienne RESIDU du second membre (BX, BY, BZ).

On arrête les itérations sur k si le test de convergence pour cette norme ou le nombre de sweeps maximal NSWRGP est atteint. La valeur par défaut de NSWRGP est fixée à 100, ce qui permet un calcul suffisamment précis pour l'ordre d'espace considéré.

Sinon, on continue d'itérer sur k .

9.4 Points à traiter

• Vectorisation forcée

Il est peut-être possible de s'affranchir du découpage en boucles de 1024 si les compilateurs sont capables d'effectuer la vectorisation sans cette aide. On note cependant que ce découpage en boucles de 1024 n'a pas de coût CPU supplémentaire, et que le coût mémoire associé est négligeable. Le seul inconvénient réside dans la relative complexité de l'écriture.

• Traitement des conditions aux limites de pression

Actuellement, l'ordre deux décrit dans le cas EXTRAP = $\frac{1}{2}$ relativement aux conditions aux limites de pression n'existe pas dans Code_Saturne en non orthogonal. Mais en a-t-on vraiment besoin ?

• Méthode itérative de résolution

La méthode itérative de résolution adoptée dans ce sous-programme marche, *i.e.* converge, mais ne rentre dans aucun cadre théorique précis. Des réflexions sur le sujet pourraient éventuellement permettre d'exhiber certaines propriétés des matrices considérées, cerner les limites d'application ou expliquer certains comportements.

10- Sous-programme inimas

10.1 Fonction

Le but de ce sous-programme est principalement de calculer le flux de masse aux faces. Il prend une variable vectorielle associée au centre des cellules (généralement la vitesse), la projette aux faces en la multipliant par la masse volumique, et la multiplie scalairement par le vecteur surface. Plus généralement, **inimas** est aussi appelé comme première étape du calcul d'une divergence (terme en $\text{div}(\rho \underline{R})$ en $R_{ij} - \varepsilon$, filtre Rhie & Chow, ...).

10.2 Discretisation

La figure II.10.1 rappelle les diverses définitions géométriques pour les faces internes et les faces de bord. On notera $\alpha = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}}$ (défini aux faces internes uniquement).

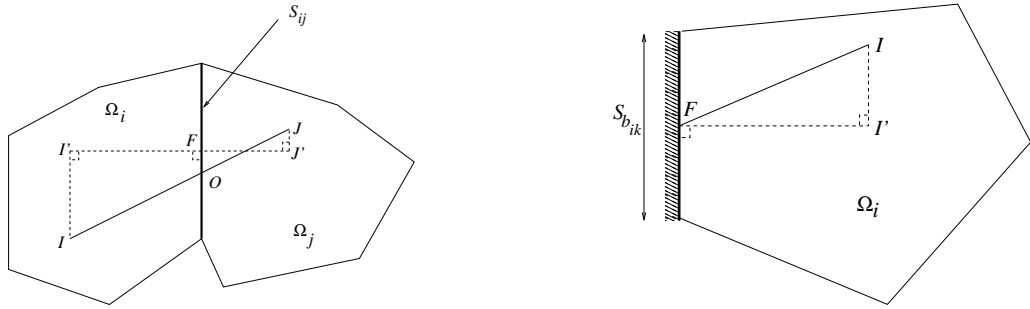


Figure II.10.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

10.2.1 Faces internes

On ne connaît pas la masse volumique à la face, cette dernière doit donc aussi être interpolée. On utilise la discrétisation suivante :

$$(\rho \underline{u})_F = \alpha(\rho \underline{u}_I) + (1 - \alpha)(\rho \underline{u}_J) + \underline{\underline{\text{grad}}}(\rho \underline{u})_O \cdot \underline{OF} \quad (\text{II.10.1})$$

La partie en $\alpha(\rho \underline{u}_I) + (1 - \alpha)(\rho \underline{u}_J)$ correspondant en fait à $(\rho \underline{u})_O$. Le gradient en O est calculé par interpolation : $\underline{\underline{\text{grad}}}(\rho \underline{u})_O = \frac{1}{2} [\underline{\underline{\text{grad}}}(\rho \underline{u})_I + \underline{\underline{\text{grad}}}(\rho \underline{u})_J]$. La valeur $\frac{1}{2}$ s'est imposée de manière heuristique au fil des tests comme apportant plus de stabilité à l'algorithme global qu'une interpolation faisant intervenir α . L'erreur commise sur $\rho \underline{u}$ est en $O(h^2)$.

10.2.2 Faces de bord

Le traitement des faces de bord est nécessaire pour y calculer le flux de masse, bien sûr, mais aussi pour obtenir des conditions aux limites pour le calcul du $\underline{\underline{\text{grad}}}(\rho \underline{u})$ utilisé pour les faces internes.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 129/312
---------	---	---

Pour les faces de bord, on connaît la valeur de ρ_F , qui est stockée dans la variable `ROMB`. De plus, les conditions aux limites pour \underline{u} sont données par des coefficients A et B tels que :

$$u_{k,F} = A_k + B_k u_{k,I'} = A_k + B_k (u_{k,I} + \underline{\text{grad}}(u_k)_{I.II'}) \quad (\text{II.10.2})$$

($k \in \{1, 2, 3\}$ est la composante de la vitesse, l'erreur est en $O(B_k h)$)

On a donc à l'ordre 1 :

$$(\rho u_k)_F = \rho_F [A_k + B_k (u_{k,I} + \underline{\text{grad}}(u_k)_{I.II'})] \quad (\text{II.10.3})$$

Mais pour utiliser cette formule, il faudrait calculer $\underline{\text{grad}}(\underline{u})$ (trois appels à `GRDCEL`), alors qu'on a déjà calculé $\underline{\text{grad}}(\rho \underline{u})$ pour les faces internes. Le surcoût en temps serait alors important. On réécrit donc :

$$(\rho u_k)_F = \rho_F A_k + \rho_F B_k u_{k,I'} \quad (\text{II.10.4})$$

$$= \rho_F A_k + B_k \frac{\rho_F}{\rho_{I'}} (\rho u_k)_{I'} \quad (\text{II.10.5})$$

$$= \rho_F A_k + B_k \frac{\rho_F}{\rho_{I'}} (\rho u_k)_I + B_k \frac{\rho_F}{\rho_{I'}} \underline{\text{grad}}(\rho u_k)_{I.II'} \quad (\text{II.10.6})$$

Pour calculer les gradients de $\rho \underline{u}$, il faudrait donc en théorie utiliser les coefficients de conditions aux limites équivalents :

$$\begin{aligned} \tilde{A}_k &= \rho_F A_k \\ \tilde{B}_k &= B_k \frac{\rho_F}{\rho_{I'}} \end{aligned}$$

Ceci paraît délicat, à cause du terme en $\frac{\rho_F}{\rho_{I'}}$, et en particulier à l'erreur que l'on peut commettre sur $\rho_{I'}$ si la reconstruction des gradients est imparfaite (sur des maillages fortement non orthogonaux par exemple). On réécrit donc l'équation (II.10.6) sous la forme suivante :

$$(\rho u_k)_F = \rho_F A_k + B_k \frac{\rho_I \rho_F}{\rho_{I'}} u_{k,I} + B_k \frac{\rho_F}{\rho_{I'}} \underline{\text{grad}}(\rho u_k)_{I.II'} \quad (\text{II.10.7})$$

Pour le calcul du flux de masse au bord, on va faire deux approximations. Pour le deuxième terme, on va supposer $\rho_{I'} \approx \rho_I$ (ce qui conduit à une erreur en $O(B_k h)$ sur $\rho \underline{u}$ si $\rho_{I'} \neq \rho_I$). Pour le troisième terme, on va supposer $\rho_{I'} \approx \rho_F$. Cette dernière approximation est plus forte, mais elle n'intervient que dans la reconstruction des non-orthogonalités ; l'erreur finale reste donc faible (erreur en $O(B_k h^2)$ sur $\rho \underline{u}$ si $\rho_{I'} \neq \rho_F$). Et au final, le flux de masse au bord est calculé par :

$$\dot{m}_F = \sum_{k=1}^3 [\rho_F A_k + B_k \rho_F u_{k,I} + B_k \underline{\text{grad}}(\rho u_k)_{I.II'}] S_k \quad (\text{II.10.8})$$

Pour le calcul des gradients, on repart de l'équation (II.10.5), sur laquelle on fait l'hypothèse que $\rho_{I'} \approx \rho_F$. Encore une fois, cette hypothèse peut être assez forte, mais les gradients obtenus ne sont utilisés que pour des reconstructions de non-orthogonalités ; l'erreur finale reste donc là encore assez faible. Au final, les gradients sont calculés à partir de la formule suivante :

$$(\rho u_k)_F = \rho_F A_k + B_k (\rho u_k)_{I'} \quad (\text{II.10.9})$$

ce qui revient à utiliser les conditions aux limites suivantes pour $\rho \underline{u}$:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_k &= \rho_F A_k \\ \tilde{B}_k &= B_k \end{aligned}$$

REMARQUE

Dans la plupart des cas, les approximations effectuées n'engendrent aucune erreur. En effet :

- dans le cas d'une entrée on a généralement $B_k = 0$, avec un flux de masse imposé par la condition à

la limite.

- dans le cas d'une sortie, on a généralement flux nul sur les scalaires donc sur ρ , soit $\rho_F = \rho_{I'} = \rho_I$.
 - dans le cas d'une paroi, on a généralement $B_k = 0$ et le flux de masse est imposé nul.
 - dans le cas d'une symétrie, on a généralement $\rho_F = \rho_{I'} = \rho_I$ et le flux de masse est imposé nul.
- Pour sentir un effet de ces approximations, il faudrait par exemple une paroi glissante ($B_k \neq 0$) avec un gradient de température ($\rho_F \neq \rho_I$).

10.3 Mise en œuvre

La vitesse est passée par les arguments UX, UY et UZ. Les conditions aux limites de la vitesse sont COEFAX, COEFBX, ... Le flux de masse résultat est stocké dans les variables FLUMAS (faces internes) et FLUMAB (faces de bord). QDMX, QDMY et QDMZ sont des variables de travail qui serviront à stocker $\rho \underline{u}$, et COEFQA servira à stocker les \tilde{A} .

• Initialisation éventuelle du flux de masse

Si INIT vaut 1, le flux de masse est remis à zéro. Sinon, le sous-programme rajoute aux variables FLUMAS et FLUMAB existantes le flux de masse calculé.

• Remplissage des tableaux de travail

$\rho \underline{u}$ est stocké dans QDM, et \tilde{A} dans COEFQA.

• Cas sans reconstruction

On calcule alors directement

$$\text{FLUMAS} = \sum_{k=1}^3 [\alpha(\rho_I u_{k,I}) + (1 - \alpha)(\rho_J u_{k,J})] S_k$$

et

$$\text{FLUMAB} = \sum_{k=1}^3 [\rho_F A_k + B_k \rho_F u_{k,I}] S_k$$

• Cas avec reconstruction

On répète trois fois de suite les opérations suivantes, pour $k = 1, 2$ et 3 :

- Appel de GRDCEL pour le calcul de $\underline{\text{grad}}(\rho u_k)$.
- Mise à jour du flux de masse

$$\text{FLUMAS} = \text{FLUMAS} + \left[\alpha(\rho_I u_{k,I}) + (1 - \alpha)(\rho_J u_{k,J}) + \frac{1}{2} [\underline{\text{grad}}(\rho u_k)_I + \underline{\text{grad}}(\rho u_k)_J] \cdot \underline{OF} \right] S_k$$

et

$$\text{FLUMAB} = \text{FLUMAB} + [\rho_F A_k + B_k \rho_F u_{k,I} + B_k \underline{\text{grad}}(\rho u_k)_I \cdot \underline{II'}] S_k$$

• Annulation du flux de masse au bord

Quand le sous-programme a été appelé avec la valeur IFLMB0=1 (c'est-à-dire quand il est réellement appelé pour calculer un flux de masse, et pas pour calculer le terme en $\text{div}(\rho \underline{R})$ par exemple), le flux de masse au bord FLUMAB est forcé à 0, pour les faces de paroi et de symétrie (identifiées par ISYMPA=0).

11- Sous-programme itrmas/itrgrp

11.1 Fonction

Le but du sous-programme **itrmas** est de calculer un gradient de pression “facette”. Il est utilisé dans la phase de correction de pression (deuxième phase de **navsto**) où le flux de masse est mis à jour à l'aide de termes en $-\Delta t_{ij}(\underline{\text{grad}}_f P)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}$ et en $-\Delta t_{b_{ik}}(\underline{\text{grad}}_f P)_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$.

Le sous-programme **itrgrp** calcule un gradient “facette” de pression et en prend la divergence, c'est-à-dire calcule le terme :

$$- \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \Delta t_{ij}(\underline{\text{grad}}_f P)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \Delta t_{b_{ik}}(\underline{\text{grad}}_f P)_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$$

En pratique **itrgrp** correspond à la combinaison de **itrmas** et de **divmas**, mais permet par son traitement en un seul bloc d'éviter la définition de tableaux de travail de taille **NFAC** et **NFABOR**.

11.2 Discrétisation

La figure II.11.1 rappelle les diverses définitions géométriques pour les faces internes et les faces de bord.

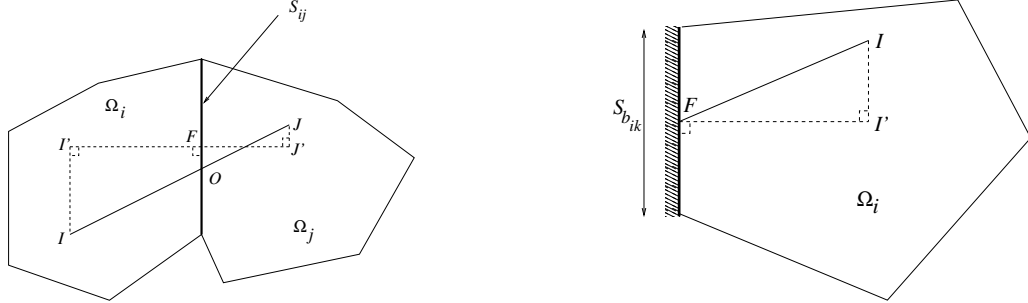


Figure II.11.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

11.2.1 Calcul sans reconstruction des non orthogonalités

Pour les faces internes, on écrit simplement :

$$-\Delta t_{ij}(\underline{\text{grad}}_f P)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = \frac{\Delta t_{ij} S_{ij}}{\overline{I'J'}} (P_I - P_J) \quad (\text{II.11.1})$$

Pour les faces de bord, on écrit :

$$-\Delta t_{b_{ik}}(\underline{\text{grad}}_f P)_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = \frac{\Delta t_{b_{ik}} S_{b_{ik}}}{\overline{I'F'}} ((1 - B_{b_{ik}}) P_I - \text{INC} \times A_{b_{ik}}) \quad (\text{II.11.2})$$

Les pas de temps aux faces Δt_{ij} et $\Delta t_{b_{ik}}$ sont calculés par interpolation par les sous-programmes **viscfa** (cas isotrope, **IPUCOU=0**) ou **visort** (cas anisotrope, **IPUCOU=1**).

11.2.2 Calcul avec reconstruction des non orthogonalités

Plusieurs discrétisations peuvent être proposées pour le traitement des non orthogonalités. Celle retenue dans le code est issue des premiers tests réalisés sur le prototype, et fait intervenir non seulement le pas de temps interpolé à la face, mais aussi les pas de temps dans chaque cellule. Il serait sans doute bon de revenir sur cette écriture et évaluer d'autres solutions. La forme utilisée pour les faces internes est :

$$\begin{aligned}
 -\Delta t_{ij}(\text{grad}_f P)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} &= \frac{\Delta t_{ij} S_{ij}}{\overline{I'J'}} (P_I - P_J) \\
 &+ (\underline{II'} - \underline{JJ'}) \cdot \frac{1}{2} [\Delta t_I(\text{grad}_f P)_I + \Delta t_J(\text{grad}_f P)_J] \frac{S_{ij}}{\overline{I'J'}} \quad (\text{II.11.3})
 \end{aligned}$$

Pour les faces de bord, on écrit :

$$-\Delta t_{b_{ik}}(\text{grad}_f P)_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = \frac{\Delta t_{b_{ik}} S_{b_{ik}}}{\overline{I'F}} [(1 - B_{b,ik})(P_I + \underline{II'} \cdot (\text{grad}_f P)_I) - \text{INC} \times A_{b,ik}] \quad (\text{II.11.4})$$

11.3 Mise en œuvre

Les principaux arguments passés à `itrmass` et `itrgrp` sont la variable traitée `PVAR` (la pression), ses conditions aux limites, le pas de temps projeté aux faces¹ (`VISCF` et `VISCB`), le pas de temps au centre des cellules, éventuellement anisotrope (`VISELX`, `VISELY`, `VISELZ`). `itrmass` retourne les tableaux `FLUMAS` et `FLUMAB` (flux de masse aux faces) mis à jour. `itrgrp` retourne directement la divergence du flux de masse mis à jour, dans le tableau `DIVERG`.

• Initialisation

Si `INIT` vaut 1, les variables `FLUMAS` et `FLUMAB` ou `DIVERG` sont mises à zéro.

• Cas sans reconstruction

La prise en compte ou non des non orthogonalités est déterminée par l'indicateur `NSWRGR` de la variable traitée (nombre de sweeps de reconstruction des non orthogonalités dans le calcul des gradients), passé par la variable `NSWRGP`. Une valeur inférieure ou égale à 1 enclenche le traitement sans reconstruction. Des boucles sur les faces internes et les faces de bord utilisent directement les formules (II.11.1) et (II.11.2) pour remplir les tableaux `FLUMAS` et `FLUMAB` (`itrmass`) ou des variables de travail `FLUMAS` et `FLUMAB` qui servent à mettre à jour le tableau `DIVERG` (`itrgrp`).

À noter que les tableaux `VISCF` et `VISCB` contiennent respectivement $\frac{\Delta t_{ij} S_{ij}}{\overline{I'J'}}$ et $\frac{\Delta t_{b_{ik}} S_{b_{ik}}}{\overline{I'F}}$.

• Cas avec reconstruction

Après un appel à `GRDCEL` pour calculer le gradient cellule de pression, on remplit les tableaux `FLUMAS` et `FLUMAB` ou `DIVERG` là encore par une application directe des formules (II.11.3) et (II.11.4).

11.4 Points à traiter

Il est un peu redondant de passer en argument à la fois le pas de temps projeté aux faces et le pas de temps au centre des cellules. Il faudrait s'assurer de la réelle nécessité de cela, ou alors étudier des formulations plus simples de la partie reconstruction.

¹Plus précisément, le pas de temps projeté aux faces, multiplié par la surface et divisé par $\overline{I'J'}$ ou $\overline{I'F}$, cf. `viscfa`

12- Sous-programme matrix

12.1 Fonction

Le but de ce sous-programme, appelé par `codits` et `covofi`, est de construire la matrice de convection/diffusion, incluant les contributions adéquates des termes sources, intervenant dans le membre de gauche d'équations discrétisées telles que celle de la quantité de mouvement, d'une équation de convection diffusion d'un scalaire ou de modèle de turbulence.

Le type d'équation considérée est, pour la variable scalaire a :

$$\frac{\partial a}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u}) a) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta \frac{\partial a}{\partial x} \right) = 0$$

La matrice ne s'applique qu'aux termes non reconstruits, les autres étant pris en compte au second membre et traités dans le sous-programme `bilsc2`. La partie convective, lorsqu'elle existe, est issue du schéma upwind pur, quelque soit le type de schéma convectif choisi par l'utilisateur. En effet, c'est, à l'heure actuelle, la seule façon d'obtenir un opérateur linéaire à diagonale dominante.

La matrice est donc associée à \mathcal{EM}_{scal} , opérateur agissant sur un scalaire a (inspiré de celui vectoriel \mathcal{EM} défini dans `navsto`) d'expression actuelle, pour tout cellule Ω_i de centre I :

$$\begin{aligned} \mathcal{EM}_{scal}(a, I) &= f_s^{imp} a_I \\ &+ \sum_{j \in Vois(i)} F_{ij}^{amont}((\rho \underline{u})^n, a) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} F_{b_{ik}}^{amont}((\rho \underline{u})^n, a) \\ &- \sum_{j \in Vois(i)} D_{ij}^{NRec}(\beta, a) - \sum_{k \in \gamma_b(i)} D_{b_{ik}}^{NRec}(\beta, a) \end{aligned}$$

avec :

- f_s^{imp} le coefficient issu du terme instationnaire $\frac{\rho |\Omega_i|}{\Delta t}$, s'il y a lieu, et de l'implication de certains termes sources (contribution découlant de la prise en compte de la variation $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ de la masse volumique ρ au cours du temps, diagonale du tenseur de pertes de charges par exemple...): cette initialisation est en fait effectuée en amont de ce sous-programme,
- F_{ij}^{amont} le flux numérique convectif scalaire décentré amont calculé à la face interne ij de la cellule Ω_i ,
- $F_{b_{ik}}^{amont}$ le flux numérique convectif scalaire décentré amont associé calculé à la face de bord ik de la cellule Ω_i jouxtant le bord du domaine Ω ,
- D_{ij}^{NRec} le flux numérique diffusif scalaire non reconstruit associé calculé à la face interne ij de la cellule Ω_i ,
- $D_{b_{ik}}^{NRec}$ le flux numérique diffusif scalaire non reconstruit associé calculé à la face de bord ik de la cellule Ω_i jouxtant le bord du domaine Ω ,
- $Vois(i)$ représente toujours l'ensemble des cellules voisines de Ω_i et $\gamma_b(i)$ l'ensemble des faces de bord de Ω_i .

Du fait de la résolution en incréments, a est un incrément et ses conditions aux limites associées sont donc de type Dirichlet homogène ou de type Neumann homogène.

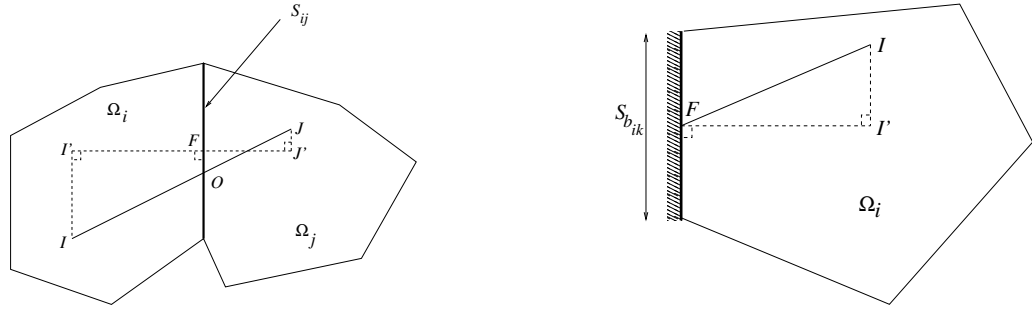


Figure II.12.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

12.2 Discrétisation

L'opérateur \mathcal{EM}_{scal} s'écrit, pour tout I centre de cellule :

$$\begin{aligned} \mathcal{EM}_{scal}(a, I) &= f_s^{imp} a_I \\ &+ \sum_{j \in V_{ois}(i)} [(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}] a_{f,ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}}] a_{f_{b_{ik}}} \\ &- \sum_{j \in V_{ois}(i)} \beta_{ij} \frac{a_J - a_I}{\overline{I'J'}} S_{ij} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \beta_{b_{ik}} \frac{a_{b_{ik}} - a_I}{\overline{I'F}} S_{b_{ik}} \end{aligned} \quad (II.12.1)$$

où $a_{f,ij} = a_I$ ou a_J selon le signe de $(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}$ (schéma convectif upwind systématique), et avec $\overline{I'J'}$, mesure algébrique, orientée comme la normale sortante à la face, *i.e.* allant de I vers J pour la cellule Ω_i de centre I . On la notera $\overline{I'J'}^I$ lorsqu'on aura besoin d'explicitement l'orientation.
 $a_{f_{b_{ik}}} = a_I$ ou $a_{b_{ik}}$ selon le signe de $(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$ (schéma upwind systématique) et $a_{b_{ik}}$ valeur au bord est donnée directement par les conditions aux limites (valeur non reconstruite). $\overline{I'F}$, mesure algébrique, orientée relativement à la normale sortante à la face, *i.e.* allant de I vers l'extérieur du domaine.

En général, sauf cas pathologiques, les mesures algébriques $\overline{I'J'}$ et $\overline{I'F}$ sont positives et correspondent aux distances $I'J'$ et $I'F$. On se reportera au paragraphe Points à traiter pour plus de détails.

Soit \underline{EM}_{scal} la matrice associée ; sa taille est *a priori* de $NCEL * NCEL$, mais compte-tenu de la nature de la structure de données, seuls deux tableaux $DA(NCEL)$ contenant les valeurs diagonales et $XA(NFAC, *)$ les contributions des termes extra-diagonaux sont nécessaires, avec $NCEL$ nombre de cellules du maillage considéré et $NFAC$ nombre de faces internes associé.

Du fait des simplifications effectuées sur la matrice (non reconstruction des termes), les composantes extradiagonales de la ligne I ne sont différentes de zéro que pour les indices J des cellules voisines de I . On peut donc stocker toutes les contributions non nulles de la matrice dans deux tableaux $DA(NCEL)$ et $XA(NFAC, 2)$:

- $DA(I)$ est le coefficient de la colonne I dans la ligne I ,

- si $IFAC$ est une face qui sépare les cellules Ω_i et Ω_j , orientée de I vers J , alors :

$XA(IFAC, 1)$ est le coefficient de la colonne J dans la ligne I et $XA(IFAC, 2)$ est le coefficient de la colonne I dans la ligne J . Lorsque la matrice est symétrique, *i.e.* lorsqu'il n'y a pas de convection ($ICONVP = 0$) et que seule la diffusion est à prendre en compte, alors $XA(IFAC, 1) = XA(IFAC, 2)$ et on réduit XA à $XA(NFAC, 1)$.

Soit m_{ij}^n ($m_{b_{ik}}^n$) la valeur de $(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}$ (respectivement $(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$).

Alors :

- contribution volumique : $f_s^{imp} a_I$

- contribution d'une face purement interne ij

L'expression

$$+ \sum_{j \in V_{ois}(i)} F_{ij}^{amont}((\rho \underline{u})^n, a) - \sum_{j \in V_{ois}(i)} D_{ij}^{NRec}(\beta, a)$$

s'écrit :

$$\begin{aligned} & \sum_{j \in V_{ois}(i)} \left([(\rho \underline{u})_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij}] a_{f,ij} - \beta_{ij} \frac{a_J - a_I}{I'J'} S_{ij} \right) \\ &= \sum_{j \in V_{ois}(i)} \left[\frac{1}{2} (m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) a_I + \frac{1}{2} (m_{ij}^n - |m_{ij}^n|) a_J \right] - \sum_{j \in V_{ois}(i)} \beta_{ij} \frac{a_J - a_I}{I'J'} S_{ij} \end{aligned} \quad (\text{II.12.2})$$

Ici, $\overline{I'J'} = \overline{I'J'}^I$.

■ contribution d'une face de bord ik

De même :

$$\begin{aligned} & \sum_{k \in \gamma_b(i)} F_{b_{ik}}^{amont}((\rho \underline{u})^n, a) - \sum_{k \in \gamma_b(i)} D_{b_{ik}}^{NRec}(\beta, a) \\ &= \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left([(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^n \cdot \underline{S}_{b_{ik}}] a_{f_{b_{ik}}} - \beta_{b_{ik}} \frac{a_{b_{ik}} - a_I}{I'F} S_{b_{ik}} \right) \\ &= \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[\frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) a_I + \frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) a_{b_{ik}} \right] - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \beta_{b_{ik}} \frac{a_{b_{ik}} - a_I}{I'F} S_{b_{ik}} \end{aligned} \quad (\text{II.12.3})$$

avec :

$$a_{b_{ik}} = \text{INC} A_{b,ik} + B_{b,ik} a_I = B_{b,ik} a_I$$

a n'étant associée qu'à des conditions aux limites de type Dirichlet homogène ou de type Neumann homogène.

12.3 Mise en œuvre

12.3.1 Initialisations

L'indicateur de symétrie **ISYM** de la matrice considérée est affecté comme suit :

- **ISYM** = 1 , si la matrice est symétrique ; on travaille en diffusion pure , **ICONVP** = 0 et **IDIFFP** = 1,
- **ISYM** = 2 , si la matrice est non symétrique ; on travaille soit en convection pure (**ICONVP** = 1, **IDIFFP** = 0), soit en convection/diffusion (**ICONVP** = 1, **IDIFFP** = 1).

Les termes diagonaux de la matrice sont stockés dans le tableau **DA(NCEL)**. Ceux extra-diagonaux le sont dans **XA(NFAC,1)** si la matrice est symétrique, dans **XA(NFAC,2)** sinon.

Le tableau **DA** est initialisé à zéro pour un calcul avec **ISTATP** = 0 (en fait, ceci ne concerne que les calculs relatifs à la pression). Sinon, on lui affecte la valeur **ROVSDT** comprenant la partie instationnaire, la contribution du terme continu en $-a \text{div}(\rho \underline{u})^n$ et la partie diagonale des termes sources implicites. Le tableau **XA(NFAC,*)** est initialisé à zéro.

12.3.2 Calcul des termes extradiagonaux stockés dans XA

Ils ne se calculent que pour des faces purement internes **IFAC**, les faces de bord ne contribuant qu'à la diagonale.

matrice non symétrique (présence de convection)

Pour chaque face interne **IFAC**, les contributions extradiagonales relatives au terme a_I et à son voisin associé a_J sont calculées dans **XA(IFAC,1)** et **XA(IFAC,2)** respectivement (pour une face orientée de I

vers J).

On a les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \text{XA}(\text{IFAC}, 1) &= \text{ICONVP} * \text{FLUI} - \text{IDIFFP} * \text{VISCF}(\text{IFAC}) \\ \text{XA}(\text{IFAC}, 2) &= \text{ICONVP} * \text{FLUJ} - \text{IDIFFP} * \text{VISCF}(\text{IFAC}) \end{aligned} \quad (\text{II.12.4})$$

avec $\text{FLUMAS}(\text{IFAC})$ correspondant à m_{ij}^n , FLUI à $\frac{1}{2}(m_{ij}^n - |m_{ij}^n|)$, $\text{VISCF}(\text{IFAC})$ à $\beta_{ij} \frac{S_{ij}}{\overline{I'J'}}$.

$\text{XA}(\text{IFAC}, 1)$ représente le facteur de a_J dans la dernière expression de (II.12.2).

FLUJ correspond à $-\frac{1}{2}(m_{ij}^n + |m_{ij}^n|)$. En effet, $\text{XA}(\text{IFAC}, 2)$ est le facteur de a_I dans l'expression équivalente de la dernière ligne de (II.12.2), mais écrite en J.

Ce qui donne :

$$\sum_{i \in \text{Vois}(j)} \left[\frac{1}{2}(m_{ji}^n + |m_{ji}^n|) a_J + \frac{1}{2}(m_{ji}^n - |m_{ji}^n|) a_I \right] - \sum_{i \in \text{Vois}(j)} \beta_{ji} \frac{a_I - a_J}{\overline{J'I'}} S_{ji} \quad (\text{II.12.5})$$

Le terme recherché est donc : $\frac{1}{2}(m_{ji}^n - |m_{ji}^n|) - \beta_{ji} \frac{S_{ji}}{\overline{J'I'}}$.

Or :

$m_{ji}^n = -m_{ij}^n$ ($\underline{S}_{ji} = -\underline{S}_{ij}$ et $(\rho \underline{u})_{ji}^n = (\rho \underline{u})_{ij}^n$), avec $\overline{J'I'}$ mesure algébrique, orientée relativement à la normale sortante à la face, *i.e.* allant de J vers I. On la note $\overline{J'I'}^J$.

On a la relation :

$$\overline{J'I'}^J = \overline{I'J'}^I = (\overline{I'J'}) \quad (\text{II.12.6})$$

d'où la deuxième égalité dans (II.12.4).

matrice symétrique (diffusion pure)

Pour chaque face interne IFAC, la contribution extradiagonale relative au terme a_I est calculée dans $\text{XA}(\text{IFAC}, 1)$ par la relation suivante :

$$\text{XA}(\text{IFAC}, 1) = -\text{IDIFFP} * \text{VISCF}(\text{IFAC}) \quad (\text{II.12.7})$$

avec $\text{VISCF}(\text{IFAC})$ à $\beta_{ij} \frac{S_{ij}}{\overline{I'J'}}$.

12.3.3 Calcul des termes diagonaux stockés dans DA

matrice non symétrique (présence de convection)

Pour chaque face interne ij (IFAC) séparant les cellules Ω_i de centre I et Ω_j de centre J, $\text{DA}(\text{II})$ est la quantité en facteur de a_I dans la dernière expression de (II.12.2), soit :

$$\frac{1}{2}(m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) + \beta_{ij} \frac{S_{ij}}{\overline{I'J'}} \quad (\text{II.12.8})$$

De même, pour $\text{DA}(\text{JJ})$, on a :

$$\frac{1}{2}(-m_{ij}^n + |m_{ij}^n|) + \beta_{ji} \frac{S_{ij}}{\overline{I'J'}} \quad (\text{II.12.9})$$

d'après l'expression de (II.12.5) et l'égalité (II.12.6).

L'implantation dans *Code_Saturne* associée est la suivante :

pour toute face IFAC d'éléments voisins $\text{II} = \text{IFACEL}(1, \text{IFAC})$ et $\text{JJ} = \text{IFACEL}(2, \text{IFAC})$,

on ajoute à $\text{DA}(\text{II})$ la contribution croisée $-\text{XA}(\text{IFAC}, 2)$ (*cf.* (II.12.8)) et à $\text{DA}(\text{JJ})$ la contribution $-\text{XA}(\text{IFAC}, 1)$ (*cf.* (II.12.9)).

12.3.4 Prise en compte des conditions aux limites

Elles interviennent juste dans le tableau DA, compte-tenu de leur écriture et définition. Elles se calculent *via* la dernière expression de (II.12.3). Pour chaque face IFAC, de l'élément de centre I , jouxtant le bord, on s'intéresse à :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[\frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) a_I + \frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) a_{b_{ik}} \right] - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \beta_{b_{ik}} \frac{a_{b_{ik}} - a_I}{I'F} S_{b_{ik}} \quad (\text{II.12.10})$$

avec :

$$a_{b_{ik}} = B_{b,ik} a_I$$

soit :

$$\left(\sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[\frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|) + \frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) B_{b,ik} \right] + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \beta_{b_{ik}} \frac{1 - B_{b,ik}}{I'F} S_{b_{ik}} \right) a_I \quad (\text{II.12.11})$$

ce qui, pour le terme sur lequel porte la somme, se traduit par :

$$\text{ICONVP} * (-\text{FLUJ} + \text{FLUI} * \text{COEFBP}(\text{IFAC}) + \text{IDIFFP} * \text{VISCb}(\text{IFAC}) * (1 - \text{COEFBP}(\text{IFAC})))$$

avec, $m_{b_{ik}}^n$ représenté par $\text{FLUMAB}(\text{IFAC})$, $\frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n + |m_{b_{ik}}^n|)$ par $-\text{FLUJ}$,

$\frac{1}{2} (m_{b_{ik}}^n - |m_{b_{ik}}^n|) B_{b,ik}$ par FLUI , $B_{b,ik}$ par $\text{COEFBP}(\text{IFAC})$, $\beta_{b_{ik}} \frac{S_{b_{ik}}}{I'F}$ par $\text{VISCb}(\text{IFAC})$.

12.3.5 Décalage du spectre

Lorsqu'il n'existe aucune condition à la limite de type Dirichlet et que $\text{ISTATP} = 0$ (c'est-à-dire pour la pression uniquement), on déplace le spectre de la matrice $\underline{\underline{EM}}_{scal}$ de EPSI (*i.e.* on multiplie chaque terme diagonal par $(1 + \text{EPSI})$) afin de la rendre inversible. EPSI est fixé en dur dans **matrix** à 10^{-7} .

12.4 Points à traiter

• Initialisation

Le tableau XA est initialisé à zéro lorsqu'on veut annuler la contribution du terme en $\frac{\rho |\Omega_i|}{\Delta t}$, *i.e.* $\text{ISTATP} = 0$. Ce qui ne permet donc pas la prise en compte effective des parties diagonales des termes sources à implémenter, décidée par l'utilisateur. Actuellement, ceci ne sert que pour la variable pression et reste donc *a priori* correct, mais cette démarche est à corriger dans l'absolu.

• Nettoyage

La contribution ICONVP FLUI , dans le calcul du terme $\text{XA}(\text{IFAC}, 1)$ lorsque la matrice est symétrique est inutile, car $\text{ICONVP} = 0$.

• Prise en compte du type de schéma de convection dans $\underline{\underline{EM}}_{scal}$

Actuellement, les contributions des flux convectifs non reconstruits sont traitées par schéma décentré amont, quelque soit le schéma choisi par l'utilisateur. Ceci peut être handicapant. Par exemple, même sur maillage orthogonal, on est obligé de faire plusieurs sweeps pour obtenir une vitesse prédite correcte. Un schéma centré sans test de pente peut être implanté facilement, mais cette écriture pourrait, dans l'état actuel des connaissances, entraîner des instabilités numériques. Il serait souhaitable d'avoir d'autres schémas tout aussi robustes, mais plus adaptés à certaines configurations.

• Maillage localement pathologique

EDF R&D	<i>Code_Saturne</i> 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 139/ 312
---------	--	---

Il peut arriver, notamment au bord, que les mesures algébriques, $\overline{I'J'}$ ou $\overline{I'F}$ soient négatives (en cas de maillages non convexes par exemple). Ceci peut engendrer des problèmes plus ou moins graves : perte de l'existence et l'unicité de la solution (l'opérateur associé n'ayant plus les bonnes propriétés de régularité ou de coercivité), dégradation de la matrice (perte de la positivité) et donc résolution par solveur linéaire associé non approprié (gradient conjugué par exemple).

Une impression permettant de signaler et de localiser le problème serait souhaitable.

13- Sous-programme navsto

On s'intéresse à la résolution du système d'équations de Navier-Stokes tridimensionnelles monophasiques, à une pression, instationnaires, en incompressible ou faiblement dilatable, basées sur une discrétisation temporelle de type Euler implicite d'ordre 1 ou Crank-Nicolson d'ordre 2 et sur une discrétisation spatiale par volumes finis colocalisée.

13.1 Fonction

Dans ce sous-programme sont calculées, à un pas de temps donné, les variables vitesse et pression de ce problème en procédant en deux étapes issues d'une décomposition des opérateurs (méthode à pas fractionnaires).

Les variables sont donc supposées connues à l'instant t^n et on cherche à les déterminer à l'instant¹ t^{n+1} . Soit $\Delta t^n = t^{n+1} - t^n$ le pas de temps associé. Dans un premier temps, on réalise l'étape de prédiction de la vitesse en résolvant l'équation de quantité de mouvement avec une pression explicite. Suit l'étape de correction de la pression (ou projection de la vitesse) qui permet d'obtenir un champ de vitesse à divergence nulle.

Les équations en continu sont donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \text{div}(\underline{\sigma}) + \underline{TS} - \underline{K} \underline{u} \\ \text{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma \end{cases} \quad (\text{II.13.1})$$

avec ρ la masse volumique, \underline{u} le champ de vitesse, $[\underline{TS} - \underline{K} \underline{u}]$ les autres termes sources (\underline{K} est un tenseur diagonal positif par définition), $\underline{\sigma}$ le tenseur de contraintes, $\underline{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses, μ la viscosité dynamique (moléculaire et éventuellement turbulente), κ la viscosité de volume (usuellement nulle et négligée dans le code et dans la suite du document, sauf en compressible), \underline{D} le tenseur taux de déformation², Γ le terme source de masse.

$$\begin{cases} \underline{\sigma} = \underline{\tau} - P \underline{Id} \\ \underline{\tau} = 2\mu \underline{D} + (\kappa - \frac{2}{3}\mu) \text{tr}(\underline{D}) \underline{Id} \\ \underline{D} = \frac{1}{2}(\underline{\text{grad}} \underline{u} + {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u}) \end{cases} \quad (\text{II.13.2})$$

On rappelle la définition des notations employées³ :

$$\begin{cases} [\underline{\text{grad}} \underline{a}]_{ij} &= \partial_j a_i \\ [\text{div}(\underline{\sigma})]_i &= \partial_j \sigma_{ij} \\ [\underline{a} \otimes \underline{b}]_{ij} &= a_i b_j \end{cases}$$

et donc :

$$[\text{div}(\underline{a} \otimes \underline{b})]_i = \partial_j (a_i b_j)$$

REMARQUE

Dans le cas de la prise en compte d'une masse volumique variable, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma$$

¹La pression est supposée connue à l'instant $t^{n-1+\theta}$ et recherchée en $t^{n+\theta}$, avec $\theta = 1$ ou $1/2$ suivant le schéma en temps considéré.

²À ne pas confondre, malgré la même notation D , avec les flux diffusifs \underline{D}_{ij} et $\underline{D}_{b_{ik}}$ décrits par la suite dans ce sous-programme.

³en utilisant la convention de sommation d'Einstein.

Cette équation n'est pas prise en compte dans l'étape de projection (on continue à résoudre seulement $\text{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma$) alors que le terme $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ apparaît lors de l'étape de prédiction de la vitesse dans le sous-programme `preduv`. Si ce terme joue un rôle sensible, l'algorithme compressible de *Code_Saturne* (qui résout l'équation complète) est alors sans doute plus adapté.

13.2 Discretisation

On pose :

$$\alpha_{ij} = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}} \text{ défini aux faces internes uniquement et}$$

$$\underline{u}_{K'} = \underline{u}_K + (\underline{\text{grad}} \underline{u})_K \cdot \underline{KK'} \text{ à l'ordre 1 en espace, pour } K = I \text{ ou } J$$

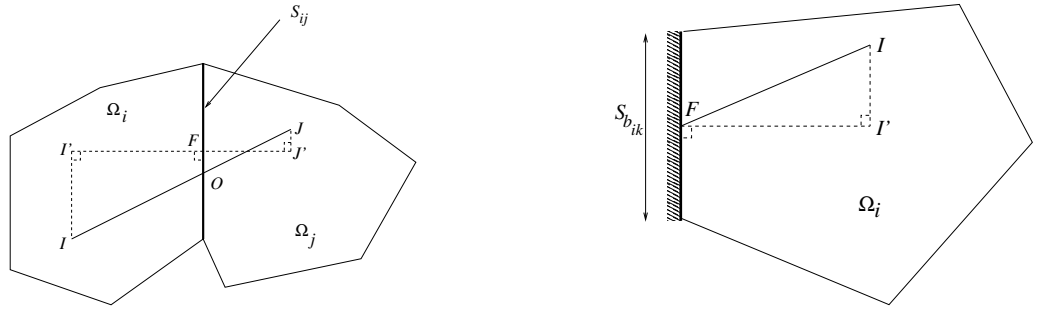


Figure II.13.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

13.2.1 Méthode à pas fractionnaires

Introduction

Une des méthodes permettant de résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes est de décomposer les opérateurs s'y rattachant en opérateurs moins complexes (qui peuvent être traités à l'aide d'algorithmes efficaces), moyennant des sous-pas intermédiaires dans un même pas de temps. Ici, deux sous-pas sont réalisés : le premier reprend les parties convective, diffusive et termes sources de l'équation de quantité de mouvement et constitue l'étape dite de prédiction de la vitesse, le second traite l'équation de continuité et est désigné comme l'étape de correction de pression ou de projection de la vitesse.

Étape de prédiction des vitesses

La discrétisation en temps se fait en appliquant à la variable résolue un θ -schéma au temps $n + \theta$ s'inspirant de la démarche utilisée pour l'équation de transport d'un scalaire⁴.

La vitesse au temps $n + 1$ n'étant disponible qu'après l'étape de projection, c'est ici une vitesse prédite au temps $n + 1$ que l'on utilise pour interpoler :

$$\underline{\tilde{u}}^{n+\theta} = \theta \underline{\tilde{u}}^{n+1} + (1 - \theta) \underline{u}^n \quad (\text{II.13.3})$$

Avec⁵ :

$$\begin{cases} \theta = 1 & \text{Pour un schéma de type Euler implicite d'ordre 1.} \\ \theta = 1/2 & \text{Pour un schéma de type Cranck-Nicolson d'ordre 2.} \end{cases} \quad (\text{II.13.4})$$

⁴cf. `covofi`

⁵Dans le cas où $\theta = 1/2$, le pas de temps Δt est supposé uniforme en temps et en espace.

Le champ de vitesse $\tilde{\underline{u}}^{n+1}$ prédit est alors obtenu par :

- Linéarisation partielle de l'opérateur de convection engendrant un découplage des composantes de la vitesse.
- Explicitation de la pression.
- Explicitation ou extrapolation des grandeurs physiques (*i.e* ρ , μ , Cp ...) et du flux de masse.
- Explicitation ou extrapolation des termes sources explicites au temps $n+\theta_S$ tels que les contributions du gradient transposé, de la viscosité secondaire, de la partie extradiagonale des pertes de charges, de la masse injectée $\Gamma \underline{u}_i$, ...
- Les termes sources implicites linéaires par rapport à la vitesse (termes sources utilisateurs implicite, partie diagonale des pertes de charge $\underline{K}_d \underline{u}$, sources de masse $\Gamma \underline{u}$, etc...) sont supposés pris au temps $n+\theta$ et sont rattachés au tenseur $\underline{\underline{K}}^6$.

Par souci de clarté, on suppose qu'en l'absence d'indication, les propriétés physiques $\Phi = \rho, \mu \dots$ et le flux de masse $(\rho \underline{u})$ pris respectivement aux instants $n+\theta_\Phi$ et $n+\theta_F$, où θ_Φ et θ_F dépendent des schémas en temps spécifiquement utilisés pour ces grandeurs⁷.

On résout donc le système suivant, après réécriture des termes instationnaires à l'aide de la conservation de la masse :

$$\rho \left(\frac{\tilde{\underline{u}}^{n+1} - \underline{u}^n}{\Delta t} \right) + \text{div} \left(\tilde{\underline{u}}^{n+\theta} \otimes (\rho \underline{u}) \right) = \text{div}(\underline{\sigma}^{n+\theta}) + \underline{TS}^{n+\theta_S} - \underline{\underline{K}}^n \underline{u}^{n+\theta} + \tilde{\underline{u}}^{n+\theta} \text{div}(\rho \underline{u}) \quad (\text{II.13.5})$$

avec :

$$\underline{\sigma}^{n+\theta} = \mu \underline{\text{grad}} \tilde{\underline{u}}^{n+\theta} - \underbrace{P^{n-1+\theta} \underline{Id} + (\mu \text{ }^t \underline{\text{grad}} \underline{u})^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} (\mu \text{div} \underline{u})^{n+\theta_S} \underline{Id}}_{\text{termes sources explicites}} \quad (\text{II.13.6})$$

Étape de correction de la pression (ou projection des vitesses)

Le champ de vitesse prédit est *a priori* à divergence non nulle. La seconde étape corrige la pression en imposant la nullité de la contrainte stationnaire pour la vitesse prise à l'instant t^{n+1} . On résout donc :

$$\begin{cases} \frac{(\rho \underline{u})^{n+1} - (\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1}}{\Delta t} = -\underline{\text{grad}} \delta P^{n+\theta} \\ \text{div}(\rho \underline{u})^{n+1} = \Gamma \end{cases} \quad (\text{II.13.7})$$

où l'incrément de pression $\delta P^{n+\theta}$ vaut :

$$\delta P^{n+\theta} = P^{n+\theta} - P^{n-1+\theta} \quad (\text{II.13.8})$$

REMARQUE

Les quantités ρ et μ sont constantes lors de ces deux étapes. Leur variation éventuelle est effectuée au début du pas de temps suivant, après réactualisation des scalaires (température, fraction massique,...).

13.2.2 Discrétisation spatiale

On intègre classiquement sur les volumes de contrôle Ω_i (ou cellules) les équations discrétisées en temps.

⁶En réalité, les composantes de la vitesse étant découplées, seuls les termes linéaires par rapport à la composante résolue sont factorisés de la sorte. Les autres termes étant traités comme des termes explicites. On pourra se rapporter à **preduv** pour plus de détail.

⁷cf. **introd**

Étape de prédiction des vitesses

Second membre

Si l'on ne tient pas compte des termes de convection et de diffusion issus du θ -schéma, les termes sources volumiques explicites de l'équation (II.13.5) s'écrivent pour le système portant sur la quantité $(\underline{u}^{n+1} - \underline{u}^n)$:

$$-\text{grad } P^{n-1+\theta} + \text{div} \left[(\mu \text{ }^t \text{grad } \underline{u})^{n+\theta_s} - \frac{2}{3} (\mu \text{ div } \underline{u})^{n+\theta_s} \underline{Id} \right] + T S^{n+\theta_s} - \underline{K}^n \underline{u}^n + \underline{u}^n \text{div}(\rho \underline{u})$$

Pour intégrer ces termes sur une cellule Ω_i , on multiplie leur valeur locale au centre par le volume de la cellule.

Convection

Après décomposition de \underline{u} à l'aide de la relation (II.13.3), l'intégration spatiale des parties convectives $\theta \text{div}(\underline{u}^{n+1} \otimes (\rho \underline{u}))$ et $(1 - \theta) \text{div}(\underline{u}^n \otimes (\rho \underline{u}))$ conduit à une somme de flux numériques \underline{F}_{ij} calculés aux faces des cellules purement internes et de flux numériques $\underline{F}_{b_{ik}}$ calculés aux faces de bord du domaine Ω . Soient $\text{Vois}(i)$ l'ensemble des centres des cellules voisines de Ω_i et $\gamma_b(i)$ l'ensemble des centres des faces de bord de Ω_i , on a :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\underline{u} \otimes (\rho \underline{u})) d\Omega = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \underline{F}_{ij}((\rho \underline{u}), \underline{u}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{F}_{b_{ik}}((\rho \underline{u}), \underline{u})$$

en posant :

$$\underline{F}_{ij}((\rho \underline{u}), \underline{u}) = [(\rho \underline{u})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}] \underline{u}_{f,ij} \quad (\text{II.13.9})$$

$$\underline{F}_{b_{ik}}((\rho \underline{u}), \underline{u}) = [(\rho \underline{u})_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}] \underline{u}_{f,b_{ik}} \quad (\text{II.13.10})$$

La valeur de \underline{F}_{ij} dépend du type de schéma numérique choisi. Il en existe trois dans *Code_Saturne* :

- un schéma décentré amont d'ordre 1 (upwind) :

$$\underline{F}_{ij}((\rho \underline{u}), \underline{u}) = \underline{F}_{ij}^{\text{amont}}((\rho \underline{u}), \underline{u})$$

où : $\underline{u}_{f,ij} = \underline{u}_I$ si $(\rho \underline{u})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0$
 $\underline{u}_{f,ij} = \underline{u}_J$ si $(\rho \underline{u})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0$,

- un schéma centré d'ordre 2:

$$\underline{F}_{ij}((\rho \underline{u}), \underline{u}) = \underline{F}_{ij}^{\text{centré}}((\rho \underline{u}), \underline{u})$$

avec : $\underline{u}_{f,ij} = \alpha_{ij} \underline{u}_I + (1 - \alpha_{ij}) \underline{u}_J$, et $\underline{u}_{K'} = \underline{u}_K + (\text{grad } \underline{u})_K \cdot \underline{KK}'$ pour $K = I$ ou J

- un schéma décentré amont d'ordre 2 SOLU (Second Order Linear Upwind) :

$$\underline{F}_{ij}((\rho \underline{u}), \underline{u}) = \underline{F}_{ij}^{\text{SOLU}}((\rho \underline{u}), \underline{u})$$

avec : $\underline{u}_{f,ij} = \underline{u}_I + \underline{IF} \cdot (\text{grad } \underline{u})_I$ si $(\rho \underline{u})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0$
 $\underline{u}_J + \underline{JF} \cdot (\text{grad } \underline{u})_J$ si $(\rho \underline{u})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0$.

La valeur de $\underline{F}_{b_{ik}}$ est calculée avec :

$$\begin{aligned} \underline{u}_{f,b_{ik}} &= \underline{u}_I \text{ si } (\rho \underline{u})_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \geq 0 \\ &= \underline{u}_{b_{ik}} \text{ si } (\rho \underline{u})_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} < 0 \end{aligned} \quad (\text{II.13.11})$$

avec $\underline{u}_{b_{ik}}$ valeur au bord donnée directement par les conditions aux limites.

REMARQUE 2

En centré, on écrit en réalité (égalité conservant l'ordre un en espace) :

$$\underline{u}_{f,ij} = \alpha_{ij} \underline{u}_I + (1 - \alpha_{ij}) \underline{u}_J + \frac{1}{2} [(\text{grad } \underline{u})_I + (\text{grad } \underline{u})_J] \cdot \underline{OF}$$

pour des raisons de stabilité purement numérique.

REMARQUE 3

Un test de pente (qui peut introduire des non linéarités dans l'opérateur de convection) permet de basculer entre un schéma d'ordre deux et le schéma décentré amont d'ordre un. De plus, en mode standard, on utilise en tout point une valeur de $\underline{\tilde{u}}_{f,ij}$ issue d'une moyenne barycentrique entre la valeur décentrée amont et la valeur d'ordre 2 (blending, spécifié par l'utilisateur).

Diffusion

De même, les parties diffusives $\theta \operatorname{div}(\mu \underline{\operatorname{grad}} \underline{\tilde{u}}^{n+1})$ et $(1 - \theta) \operatorname{div}(\mu \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}^n)$ s'écrivent :

$$\int_{\Omega_i} \operatorname{div}(\mu \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}) d\Omega = \sum_{j \in \operatorname{Vis}(i)} \underline{D}_{ij}(\mu, \underline{u}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{D}_{b_{ik}}(\mu, \underline{u})$$

avec :

$$\underline{D}_{ij}(\mu, \underline{u}) = \mu_{ij} \frac{\underline{u}_{J'} - \underline{u}_{I'}}{I'J'} S_{ij} \quad (\text{II.13.12})$$

et :

$$\underline{D}_{b_{ik}}(\mu, \underline{u}) = \mu_{b_{ik}} \frac{\underline{u}_{b_{ik}} - \underline{u}_{I'}}{I'F} S_{b_{ik}} \quad (\text{II.13.13})$$

en conservant les notations précédentes et avec $\underline{u}_{b_{ik}}$ la valeur au bord donnée directement par les conditions aux limites.

La viscosité μ_{ij} à la face est calculée à l'aide des valeurs aux centres selon une fonction f donnée :

$$\mu_{ij} = f(\mu_I, \mu_J)$$

qui est, soit une moyenne arithmétique :

$$f(\mu_I, \mu_J) = \frac{1}{2}(\mu_I + \mu_J) \quad (\text{II.13.14})$$

soit une moyenne géométrique :

$$f(\mu_I, \mu_J) = \frac{\mu_I \mu_J}{\alpha_{ij} \mu_I + (1 - \alpha_{ij}) \mu_J} \quad (\text{II.13.15})$$

et la viscosité $\mu_{b_{ik}}$ est égale à :

$$\mu_{b_{ik}} = \mu_I \quad (\text{II.13.16})$$

On introduit en outre, pour une utilisation ultérieure, les notations suivantes :

$$\underline{D}_{ij}^{NRec}(\mu, \underline{u}) = \mu_{ij} \frac{\underline{u}_J - \underline{u}_I}{I'J'} S_{ij} \quad (\text{II.13.17})$$

$$\underline{D}_{b_{ik}}^{NRec}(\mu, \underline{u}) = \mu_{b_{ik}} \frac{\underline{u}_{b_{ik}} - \underline{u}_I}{I'F} S_{b_{ik}} \quad (\text{II.13.18})$$

qui correspondent chacune à une valeur non reconstruite aux faces internes et de bord.

Résolution

Le système (II.13.5) pouvant comporter des non linéarités dues au recours au test de pente ou pouvant conduire *via* la reconstruction du gradient (cellule) à une matrice quasiment pleine en présence de non orthogonalités, on le résout de manière itérative avec la suite $(\underline{\tilde{u}}^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ définie par :

$$\begin{cases} \underline{\tilde{u}}^{n+1,0} = \underline{u}^n \\ \underline{\tilde{u}}^{n+1,k+1} = \underline{\tilde{u}}^{n+1,k} + \delta \underline{\tilde{u}}^{k+1} \\ \mathcal{EM}(\delta \underline{\tilde{u}}^{k+1}, I) = -\mathcal{E}(\underline{\tilde{u}}^{n+1,k}, I) \end{cases} \quad (\text{II.13.19})$$

ce qui définit également la suite $(\delta \underline{u}^{k+1})_{k \in \mathbb{N}}$.

Les deux opérateurs \mathcal{E} et \mathcal{EM} ont pour expression respective :

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}(\underline{u}, I) &= \theta \mathcal{J}(\underline{u}, I) + (1 - \theta) \mathcal{J}(\underline{u}^n, I) + |\Omega_I| \frac{\rho_I}{\Delta t} (\underline{u}_I - \underline{u}_I^n) \\
&+ |\Omega_I| \left[(\underline{TS})_I^{n+\theta_S} - (\text{grad } P)_I^{n-1+\theta} \right] \\
&+ \sum_{j \in V_{ois}(i)} \underbrace{\left((\mu^t \text{grad } \underline{u})^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} (\mu \text{div } \underline{u})^{n+\theta_S} \underline{Id} \right)}_{\text{moyenne ou interpolation linéaire entre I' et J'}}_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \\
&+ \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underbrace{\left((\mu^t \text{grad } \underline{u})^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} (\mu \text{div } \underline{u})^{n+\theta_S} \underline{Id} \right)}_{\text{issu des conditions aux limites}}_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}
\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\mathcal{J}(\underline{v}, I) &= |\Omega_I| [\underline{K}^n - \text{div}(\rho \underline{u})]_I \underline{v}_I \\
&+ \left(\sum_{j \in V_{ois}(i)} \underline{F}_{ij}((\rho \underline{u}), \underline{v}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{F}_{b_{ik}}((\rho \underline{u}), \underline{v}) \right) \\
&- \left(\sum_{j \in V_{ois}(i)} \underline{D}_{ij}(\mu, \underline{v}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{D}_{b_{ik}}(\mu, \underline{v}) \right) \\
\mathcal{EM}(\delta \underline{u}, I) &= |\Omega_I| \left(\frac{\rho_I}{\Delta t} + \theta [\underline{K}^n - \text{div}(\rho \underline{u})]_I \right) \delta \underline{u}_I \\
&+ \theta \left(\sum_{j \in V_{ois}(i)} \underline{F}_{ij}^{amont}((\rho \underline{u}), \delta \underline{u}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{F}_{b_{ik}}^{amont}((\rho \underline{u}), \delta \underline{u}) \right) \\
&- \theta \left(\sum_{j \in V_{ois}(i)} \underline{D}_{ij}^{NRec}(\mu, \delta \underline{u}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{D}_{b_{ik}}^{NRec}(\mu, \delta \underline{u}) \right)
\end{aligned}$$

De plus, on suppose que cette suite $(\underline{u}^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ converge vers \underline{u}^{n+1} .

REMARQUE 4

Les conditions aux limites associées aux opérateurs \mathcal{E} et \mathcal{EM} du système (II.13.20) sont celles portant sur la vitesse \underline{u} . Elles sont de type Dirichlet homogène ou de type Neumann homogène sur $\delta \underline{u}$ si \underline{u} a une condition de type Dirichlet ou de type Neumann respectivement. Elles sont mixtes dans le cas d'une condition de symétrie sur une face en biais par rapport aux axes.

REMARQUE 5

Les deux premières sommes de type $(\sum_{k \in \gamma_b(i)})$, *i.e.* comportant les termes en $\underline{F}_{b_{ik}}((\rho \underline{u}), \underline{u})$ et $\underline{D}_{b_{ik}}(\mu, \underline{u})$, utilisent les conditions aux limites de la vitesse.

Le terme volumique :

$$\sum_{j \in V_{ois}(i)} \underbrace{\left((\mu^t \text{grad } \underline{u})^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} (\mu \text{div } \underline{u})^{n+\theta_S} \underline{Id} \right)}_{\text{moyenne ou interpolation linéaire entre I' et J'}}_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}$$

de terme de bord associé :

$$\sum_{k \in \gamma_b(i)} \underbrace{\left((\mu^t \text{grad } \underline{u})^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} (\mu \text{div } \underline{u})^{n+\theta_S} \underline{Id} \right)}_{\text{issu des conditions aux limites}}_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$$

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 146/312
---------	---	---

a un traitement particulier. En effet, pour une cellule Ω_i jouxtant le bord, la contribution du premier terme (en gradient transposé) est annulée, aucune condition à la limite correcte ne lui étant attribuée pour le moment.

REMARQUE 6

L'opérateur \mathcal{EM} approche \mathcal{E} (aucun terme n'est reconstruit et la partie convective est traitée systématiquement en schéma décentré amont). Ceci peut générer des imprécisions numériques non négligeables si la suite $(\tilde{\underline{u}}^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ n'a pas convergé.

Étape de correction de la pression

En prenant la divergence de la première équation du système (II.13.7), on obtient :

$$\operatorname{div} [(\rho \underline{u})^{n+1} - (\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1}] = \operatorname{div}(-\Delta t \operatorname{grad} \delta P^{n+\theta}) \quad (\text{II.13.20})$$

En utilisant la contrainte stationnaire $\operatorname{div}(\rho \underline{u})^{n+1} = \Gamma$, on a donc :

$$\operatorname{div}(\Delta t \operatorname{grad} \delta P^{n+\theta}) = \operatorname{div}((\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1}) - \Gamma \quad (\text{II.13.21})$$

soit :

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\Delta t \operatorname{grad} \delta P^{n+\theta}) = \operatorname{div}((\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1}) - \Gamma \\ (\rho \underline{u})^{n+1} = (\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1} - \Delta t \operatorname{grad} \delta P^{n+\theta} \end{cases} \quad (\text{II.13.22})$$

et :

$$\underline{u}^{n+1} = \tilde{\underline{u}}^{n+1} - \frac{\Delta t}{\rho} \operatorname{grad} \delta P^{n+\theta} \quad (\text{II.13.23})$$

En intégrant sur une cellule :

$$\int_{\Omega_i} \operatorname{div}(\Delta t \operatorname{grad} \delta P^{n+\theta}) d\Omega = \sum_{j \in \operatorname{Vois}(i)} \underline{D}_{ij}(\Delta t, \delta P^{n+\theta}) + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{D}_{b_{ik}}(\Delta t, \delta P^{n+\theta}) \quad (\text{II.13.24})$$

et :

$$\int_{\Omega_i} \operatorname{div}(\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1} d\Omega = \sum_{j \in \operatorname{Vois}(i)} [(\rho \tilde{\underline{u}})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij}] + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [(\rho \tilde{\underline{u}})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}] \quad (\text{II.13.25})$$

On utilise le même formalisme que précédemment pour l'intégration du terme de diffusion de l'étape de prédiction. Les conditions aux limites sont de type Dirichlet homogène ou de type Neumann homogène sur δP si P a une condition de type Dirichlet ou de type Neumann respectivement.

Calcul du second membre de l'équation portant sur l'incrément de pression.

La discrétisation de $\sum_{j \in \operatorname{Vois}(i)} [(\rho \tilde{\underline{u}})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij}] + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [(\rho \tilde{\underline{u}})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}]$ est particulière. Le choix suivant noté $[]^{Init}$, pour une cellule ne touchant pas le bord par exemple, est insatisfaisant avec la discrétisation et le schéma utilisés ici, en particulier avec l'équation (II.13.23) :

$$(\rho \tilde{\underline{u}})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} = [(\rho \tilde{\underline{u}})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij}]^{Init} = [\alpha_{ij}(\rho \tilde{\underline{u}})_{I'}^{n+1} + (1 - \alpha_{ij})(\rho \tilde{\underline{u}})_{J'}^{n+1}] \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{II.13.26})$$

Tout comme pour le calcul du flux numérique en centré, on utilise de façon licite l'approximation suivante :

$$\begin{aligned} (\rho \tilde{\underline{u}})_{ij}^{n+1} &= \alpha_{ij} \rho_I \tilde{\underline{u}}_I^{n+1} + (1 - \alpha_{ij}) \rho_J \tilde{\underline{u}}_J^{n+1} \\ &+ \frac{1}{2} [(\operatorname{grad} (\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1})_I + (\operatorname{grad} (\rho \tilde{\underline{u}})^{n+1})_J] \cdot \underline{OF} \end{aligned} \quad (\text{II.13.27})$$

mais ce n'est pas elle qui pose problème.

En fait, $[(\rho\tilde{u})_{ij}^{n+1}]^{Init}$ contient le terme $\underline{G}_{cel,ij}^n$, hérité de l'étape de prédiction, qui vaut :

$$\underline{G}_{cel,ij}^{n-1+\theta} = \alpha_{ij} \underline{\text{grad}} P_{I'}^{n-1+\theta} + (1 - \alpha_{ij}) \underline{\text{grad}} P_{J'}^{n-1+\theta}$$

Or, sur un maillage orthogonal régulier cartésien, à partir d'une vitesse $\tilde{u}^{n+1} = \underline{0}$ et d'une pression $P_I^{n-1+\theta} = (-1)^I$, on obtient $\underline{G}_{cel,ij}^{n-1+\theta} = 0$ d'où $\delta P^{n+\theta} = 0$: l'irrégularité initiale de pression ne peut donc jamais être corrigée.

Pour remédier à cela, on modifie l'écriture $[\]^{Init}$ de $(\rho\tilde{u})_{ij}^{n+1}$ et de $(\rho\tilde{u})_{b_{ik}}^{n+1}$ en adoptant la valeur $[\]^{Corr}$:

$$\begin{aligned} (\rho\tilde{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} &= [(\rho\tilde{u})_{ij}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{ij} \\ &= \left([(\rho\tilde{u})_{ij}^{n+1} - \beta(-\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta})]_{ij}^{Init} + \beta(-\underline{D}_{ij}(\Delta t, P^{n-1+\theta})) \right) \cdot \underline{S}_{ij} \end{aligned} \quad (\text{II.13.28})$$

et, pour les conditions aux limites d'entrée, de symétrie (quelconque) ou de paroi :

$$(\rho\tilde{u})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = [(\rho\tilde{u})_{b_{ik}}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = \rho_{b_{ik}} \underline{u}_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$$

pour les conditions aux limites de sortie :

$$\begin{aligned} (\rho\tilde{u})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} &= [(\rho\tilde{u})_{b_{ik}}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \\ &= \left([\rho_{b_{ik}} \underline{u}_{b_{ik}}^{n+1} - \beta(-\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta})_{I'}] + \beta(-\underline{D}_{b_{ik}}(\Delta t, P^{n-1+\theta})) \right) \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \end{aligned}$$

β est appelé coefficient d'Arakawa. Lorsqu'il vaut 1 (valeur par défaut), il s'agit du filtre Rhie & Chow.

REMARQUE 7

On peut généraliser cette démarche à d'autres termes sources du même type, par exemple pour le modèle $R_{ij} - \varepsilon$.

Résolution

On construit une suite $(\delta P^{n+1,k})_{k \in \mathbb{N}}$ pour résoudre l'équation (II.13.24), qui peut conduire *via* la reconstruction du gradient cellule à une matrice quasiment pleine en présence de non orthogonalités, définie par :

$$\begin{cases} \delta P^{n+\theta,0} = 0 \\ \delta P^{n+\theta,k+1} = \delta P^{n+\theta,k} + C_{relax} \delta(\delta P)^{n+\theta,k+1} \\ \mathcal{FM}(\delta(\delta P)^{n+\theta,k+1}, I) = \mathcal{F}(\delta P^{n+\theta,k}, I) \end{cases} \quad (\text{II.13.29})$$

ce qui définit également la suite $(\delta(\delta P)^{n+\theta,k+1})_{k \in \mathbb{N}}$.

Les opérateurs \mathcal{F} et \mathcal{FM} ont pour expression :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\delta P, I) &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[\underline{D}_{ij}(\Delta t, \delta P) - [(\rho\tilde{u})_{ij}^{n+1}]^{Corr} \right] \\ &+ \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[\underline{D}_{b_{ik}}(\Delta t, \delta P) - [(\rho\tilde{u})_{b_{ik}}^{n+1}]^{Corr} \right] + \Gamma \end{aligned} \quad (\text{II.13.30})$$

et :

$$\mathcal{FM}(\delta(\delta P), I) = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \left[-\underline{D}_{ij}^{NRec}(\Delta t, \delta(\delta P)) \right] + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \left[-\underline{D}_{b_{ik}}^{NRec}(\Delta t, \delta(\delta P)) \right] \quad (\text{II.13.31})$$

respectivement.

C_{relax} est un coefficient de relaxation donné et fixé à 1 en standard. On suppose que la suite $(\delta P^{n+\theta,k})_{k \in \mathbb{N}}$ converge vers $\delta P^{n+\theta}$.

Au fur et à mesure des itérations, le flux de masse est mis à jour, en utilisant $\delta(\delta P)$. À convergence, le flux de masse actualisé obtenu est :

$$(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} = [(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{ij} - \underline{D}_{ij}(\Delta t^n, \delta P^{n+\theta}) \quad (\text{II.13.32})$$

et on calcule le nouveau champ de vitesse au centre des cellules grâce à l'égalité :

$$\underline{u}^{n+1} = \underline{\tilde{u}}^{n+1} - \frac{\Delta t}{\rho} \underline{\text{grad}} \delta P^{n+\theta} \quad (\text{II.13.33})$$

REMARQUE 8

Un traitement spécifique permet d'assurer que la conservation de la masse portant sur le bilan des flux de masse aux faces est toujours parfaitement vérifiée à l'issue de l'étape de correction, que la suite $(\delta P^{n+\theta, k+1})_{k \in \mathbb{N}}$ ait ou non atteint la convergence. En effet, $\delta P^{n+\theta, k_{fin}+1}$, dernier terme évalué de la suite, est donné par :

$$\mathcal{FM}(\delta(\delta P)^{n+\theta, k_{fin}+1}, I) = \mathcal{F}(\delta P^{n+\theta, k_{fin}}, I) \quad (\text{II.13.34})$$

Au lieu de réactualiser classiquement le flux de masse, on le calcule comme suit :

$$(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} = [(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{ij} - \underline{D}_{ij}(\Delta t, \delta P^{n+\theta, k_{fin}}) - \underline{D}_{ij}^{NRec}(\Delta t, \delta(\delta P)^{n+\theta, k_{fin}+1})$$

et :

$$(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = [(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} - \underline{D}_{b_{ik}}(\Delta t, \delta P^{n+\theta, k_{fin}}) - \underline{D}_{b_{ik}}^{NRec}(\Delta t, \delta(\delta P)^{n+\theta, k_{fin}+1})$$

ce qui conduit bien à :

$$\begin{aligned} & \sum_{j \in V_{ois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \\ &= \sum_{j \in V_{ois}(i)} [(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [(\rho \underline{u})_{b_{ik}}^{n+1}]^{Corr} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \\ &- \sum_{j \in V_{ois}(i)} \underline{D}_{ij}(\Delta t, \delta P^{n+\theta, k_{fin}}) - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{D}_{b_{ik}}(\Delta t, \delta P^{n+\theta, k_{fin}}) \\ &- \sum_{j \in V_{ois}(i)} \underline{D}_{ij}^{NRec}(\Delta t, \delta(\delta P)^{n+\theta, k_{fin}+1}) - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \underline{D}_{b_{ik}}^{NRec}(\Delta t, \delta(\delta P)^{n+\theta, k_{fin}+1}) \end{aligned}$$

soit :

$$\sum_{j \in V_{ois}(i)} (\rho \underline{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\rho \underline{u})_{b_{ik}}^{n+1} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = -\mathcal{F}(\delta P^{n+\theta, k_{fin}}, I) + \mathcal{FM}(\delta(\delta P)^{n+\theta, k_{fin}+1}, I) + \Gamma$$

et donc :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\rho \underline{u})^{n+1} d\Omega = \Gamma$$

13.3 Mise en œuvre

On se reportera aux sections relatives aux sous-programmes **Preduv** (prédiction des vitesses) et **Resolp** (correction de pression). Pour la reconstruction des vitesses par moindres carrés à partir des flux de masse aux faces, on pourra voir **Recvmc**.

14- Sous-programme preduv

14.1 Fonction

Dans ce sous-programme, on effectue l'étape de prédiction de la vitesse \underline{u} . Ceci consiste à résoudre l'équation de quantité de mouvement (Q.D.M.) en traitant la pression p de manière explicite. La solution en vitesse-pression est obtenue après une étape de correction sur la pression effectuée dans le sous-programme `resolp`, en utilisant la loi de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma, \quad (\text{II.14.1})$$

où Γ est le terme source de masse¹.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement moyenne obtenue par application du théorème fondamental de la dynamique est :

$$\frac{\partial(\rho \underline{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \text{div}(\underline{\underline{\sigma}}) + \underline{\underline{S}} - \text{div}(\rho \underline{\underline{R}}) \quad (\text{II.14.2})$$

où :

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p \underline{\underline{Id}} + \underline{\underline{\tau}} \quad (\text{II.14.3})$$

avec pour les écoulements newtoniens, la relation linéaire suivante :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\tau}} &= 2 \mu \underline{\underline{D}} + \lambda \text{tr}(\underline{\underline{D}}) \underline{\underline{Id}} \\ \underline{\underline{D}} &= \frac{1}{2} (\underline{\underline{\text{grad}}} \underline{u} + {}^t \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{u}) \end{aligned} \quad (\text{II.14.4})$$

$\underline{\underline{\sigma}}$ représente le tenseur de contraintes, $\underline{\underline{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses, μ la viscosité dynamique (moléculaire et éventuellement turbulente), $\underline{\underline{D}}$ le tenseur taux de déformation², $\underline{\underline{R}}$ le tenseur de Reynolds qui apparaît lors de l'application de l'opérateur moyenne à l'équation instantanée, $\underline{\underline{S}}$ les termes sources. λ est le second coefficient de viscosité. Il est relié à la viscosité de volume κ par la relation

$$\lambda = \kappa - \frac{2}{3} \mu \quad (\text{II.14.5})$$

Quand l'hypothèse de Stokes est vérifiée, la viscosité de volume κ est nulle, soit $3\lambda + 2\mu = 0$. Cette hypothèse est implicite dans le code et dans le reste du document, sauf en compressible.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} = & - \underbrace{\text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u})}_{\text{convection}} + \underbrace{\text{div}(\mu \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{u})}_{\text{diffusion}} \\ & + \underbrace{\text{div}(\mu {}^t \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{u})}_{\text{terme en gradient transposé}} - \underbrace{\frac{2}{3} \underline{\underline{\text{grad}}} (\mu \text{div} \underline{u})}_{\text{viscosité secondaire}} - \text{div}(\rho \underline{\underline{R}}) - \underline{\underline{\text{grad}}} (p) + (\rho - \rho_0) \underline{g} + \underline{u} \text{div}(\rho \underline{u}) \\ & + \underbrace{\Gamma(\underline{u}_i - \underline{u})}_{\text{terme source de Q.D.M. dû à la source de masse}} - \underbrace{\rho \underline{\underline{K}}_{pdc} \underline{u}}_{\text{perte de charge}} + \underbrace{\underline{\underline{T}}_s^{exp} + \underline{\underline{T}}_s^{imp} \underline{u}}_{\text{autres termes sources de Q.D.M.}} \end{aligned} \quad (\text{II.14.6})$$

¹ en $kg.m^{-3}.s^{-1}$

² À ne pas confondre, malgré la même notation D , avec les flux diffusifs décrits dans le sous-programme `navsto`

avec p définissant l'écart à la pression hydrostatique de référence (la pression hydrostatique réelle étant calculée avec la masse volumique ρ et non ρ_0) :

$$p = p^* - \rho_0 \underline{g} \cdot \underline{X} \quad (\text{II.14.7})$$

(\underline{X} étant le vecteur de composantes x , y et z).

μ_t , \underline{K}_{pdc} , \underline{u}_i représentent respectivement la viscosité dynamique turbulente, le tenseur des pertes de charge et la valeur de la variable associée à la source de masse.

La divergence du tenseur des contraintes de Reynolds s'écrit :

$$-\text{div}(\rho \underline{R}) = \begin{cases} 0 & \text{en laminaire,} \\ -\frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\mu_t \text{div} \underline{u}) + \text{div}(\mu_t (\underline{\text{grad}} \underline{u} + {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u})) - \frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\rho k) & \text{pour les modèles} \\ -\text{div}(\rho \underline{R}) & \text{à viscosité turbulente,} \\ & \text{pour les modèles} \\ & \text{au second ordre,} \\ -\frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\mu_t \text{div} \underline{u}) + \text{div}(\mu_t (\underline{\text{grad}} \underline{u} + {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u})) & \text{en LES} \end{cases} \quad (\text{II.14.8})$$

Le terme source de masse fait intervenir la vitesse locale \underline{u} et aussi une vitesse \underline{u}_i associée à la masse injectée (ou retirée). Lorsque $\Gamma < 0$, on ôte de la masse au système et on a donc $\underline{u}_i = \underline{u}$. Le terme est nul (*i.e.* $\Gamma(\underline{u}_i - \underline{u}) = 0$). Quand $\Gamma > 0$, on a un terme non nul si $\underline{u}_i \neq \underline{u}$. Dans ce sous-programme, tous les termes intervenant dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, excepté les termes de convection et diffusion, sont calculés et transmis au sous-programme **codits** qui résout l'équation complète (convection-diffusion avec termes sources).

14.2 Discretisation

Le terme convectif en $\text{div}(\underline{u} \otimes \rho \underline{u})$ introduit une non linéarité et un couplage des composantes de la vitesse \underline{u} dans l'équation (II.14.6). Une linéarisation et un découplage des trois composantes de la vitesse sont réalisés lors de la discrétisation de cette étape de prédiction.

En effet, soit :

$$\tilde{\underline{u}} = \underline{u}^n + \delta \underline{u} \quad (\text{II.14.9})$$

La contribution exacte du terme convectif à prendre en compte dans cette étape de prédiction serait :

$$\text{div}(\tilde{\underline{u}} \otimes \rho \tilde{\underline{u}}) = \text{div}(\underline{u}^n \otimes \rho \underline{u}^n) + \text{div}(\delta \underline{u} \otimes \rho \underline{u}^n) + \underbrace{\text{div}(\underline{u}^n \otimes \rho \delta \underline{u})}_{\text{terme couplant linéaire}} + \underbrace{\text{div}(\delta \underline{u} \otimes \rho \delta \underline{u})}_{\text{terme couplant et non linéaire}} \quad (\text{II.14.10})$$

Les deux derniers termes de l'expression (II.14.10) sont *a priori* négligés de manière à obtenir un système en vitesse qui soit découplé et donc, éviter l'inversion d'une matrice pouvant être de très grande taille. Ces deux termes peuvent néanmoins être pris en compte de manière plus ou moins approchée par extrapolation explicite du flux de masse en $n + \theta_F$ (pour le terme couplant linéaire provenant de la convection de \underline{u}^n par $\delta \underline{u}$) et utilisation d'un point-fixe par sous itération sur le sous programme **navsto** (pour le terme non-linéaire, en spécifiant **NTerUP** > 1).

L'équation (II.14.6) est discrétisée au temps $n + \theta$ à l'aide d'un θ -schéma, et le tenseur des pertes de charges décomposé en une partie diagonale \underline{K}_d et une extradiagonale \underline{K}_e (soit $\underline{K}_{pdc} = \underline{K}_d + \underline{K}_e$).

- La pression est supposée connue en $n - 1 + \theta$ (décalage temporel pression-vitesse) et le gradient naturellement calculé à cet instant.
- Les termes sources de viscosité secondaire, de gradient transposé, ceux provenant du modèle de turbulence³, $\rho \underline{K}_e \underline{u}$, $(\rho - \rho_0)g$ ainsi que \underline{T}_s^{exp} et $\Gamma \underline{u}_i$ sont pris de manière explicite au temps n , ou extrapolés suivant le schéma en temps choisi pour les propriétés physique et les termes sources.
- Les termes sources $\underline{u} \text{div}(\rho \underline{u})$, $\Gamma \underline{u}$, $\underline{T}_s^{imp} \underline{u}$ et $-\rho \underline{K}_d \underline{u}$ sont implicités est calculés à l'instant $n + \theta$.

³excepté $\text{div}(\mu_t (\underline{\text{grad}} \underline{u}))$

- Le terme de diffusion $\text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} \underline{u})$ est implicite : la vitesse est prise à l'instant $n + \theta$ et la viscosité explicitée ou extrapolée.
- Enfin, le terme de convection en $\text{div}(\underline{u} \otimes (\rho \underline{u}))$ est implicite : la composante résolue de la vitesse est prise en $n + \theta$, et le flux de masse, explicité, ou extrapolé en $n + \theta_F$.

Par souci de clarté, on suppose, en l'absence d'indication, que les propriétés physiques $\Phi(\rho, \mu_{tot}, \dots)$ et le flux de masse $(\rho \underline{u})$ sont pris respectivement aux instants $n + \theta_\Phi$ et $n + \theta_F$, où θ_Φ et θ_F dépendent des schémas en temps spécifiquement utilisés pour ces grandeurs⁴.

La discrétisation temporelle de l'équation (II.14.6) s'écrit alors comme suit :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\underline{\tilde{u}}^{n+1} - \underline{u}^n}{\Delta t} + \text{div}(\underline{\tilde{u}}^{n+\theta} \otimes (\rho \underline{u})) - \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} \underline{\tilde{u}}^{n+\theta}) = \\ - \underline{\text{grad}} p^{n-1+\theta} + \text{div}(\rho \underline{u}) \underline{\tilde{u}}^{n+\theta} + (\Gamma \underline{u}_i)^{n+\theta_S} - \Gamma^n \underline{\tilde{u}}^{n+\theta} \\ - \rho \underline{\underline{K}}_d^n \underline{\tilde{u}}^{n+\theta} - (\rho \underline{\underline{K}}_e \underline{u})^{n+\theta_S} + (\underline{T}_s^{exp})^{n+\theta_S} + \underline{T}_s^{imp} \underline{\tilde{u}}^{n+\theta} \\ + [\text{div}(\mu_{tot} {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u})]^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} [\underline{\text{grad}} (\mu_{tot} \text{div} \underline{u})]^{n+\theta_S} + (\rho - \rho_0) \underline{g} - (\underline{turb})^{n+\theta_S} \end{aligned} \quad (\text{II.14.11})$$

où, par souci de simplification, on a posé :

$$\mu_{tot} = \begin{cases} \mu + \mu_t & \text{pour les modèles à viscosité turbulente ou en LES,} \\ \mu & \text{pour les modèles au second ordre ou en laminaire} \end{cases} \quad (\text{II.14.12})$$

et :

$$\underline{turb}^n = \begin{cases} \frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\rho^n k^n) & \text{pour les modèles à viscosité turbulente,} \\ \text{div}(\rho^n \underline{\underline{R}}^n) & \text{pour les modèles au second ordre,} \\ 0 & \text{en laminaire ou en LES} \end{cases} \quad (\text{II.14.13})$$

Par analogie avec l'écriture du θ -schéma pour une variable scalaire, $\underline{\tilde{u}}^{n+\theta}$ est interpolée à partir de la vitesse prédite $\underline{\tilde{u}}^{n+1}$ de la manière suivante⁵ :

$$\underline{\tilde{u}}^{n+\theta} = \theta \underline{\tilde{u}}^{n+1} + (1 - \theta) \underline{u}^n \quad (\text{II.14.14})$$

Avec :

$$\begin{cases} \theta = 1 & \text{Pour un schéma de type Euler implicite d'ordre 1.} \\ \theta = 1/2 & \text{Pour un schéma de type Cranck-Nicolson d'ordre 2.} \end{cases} \quad (\text{II.14.15})$$

L'équation (II.14.11) est alors réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned} \underbrace{\left(\frac{\rho}{\Delta t} - \theta \text{div}(\rho \underline{u}) + \theta \Gamma^n + \theta \rho \underline{\underline{K}}_d^n - \theta \underline{T}_s^{imp} \right)}_{f_s^{imp}} (\underline{\tilde{u}}^{n+1} - \underline{u}^n) \\ + \theta \text{div}(\underline{\tilde{u}}^{n+1} \otimes (\rho \underline{u})) - \theta \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} \underline{\tilde{u}}^{n+1}) = \\ - (1 - \theta) \text{div}(\underline{u}^n \otimes (\rho \underline{u})) + (1 - \theta) \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} \underline{u}^n) \\ - \underline{\text{grad}} p^{n-1+\theta} + \text{div}(\rho \underline{u}) \underline{u}^n + (\Gamma^n \underline{u}_i)^{n+\theta_S} - \Gamma^n \underline{u}^n \\ - (\rho \underline{\underline{K}}_e \underline{u})^{n+\theta_S} - \rho \underline{\underline{K}}_d^n \underline{u}^n + (\underline{T}_s^{exp})^{n+\theta_S} + \underline{T}_s^{imp} \underline{u}^n \\ f_s^{exp} \left\{ \begin{aligned} & + [\text{div}(\mu_{tot} {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u})]^{n+\theta_S} - \frac{2}{3} [\underline{\text{grad}} (\mu_{tot} \text{div} \underline{u})]^{n+\theta_S} + (\rho - \rho_0) \underline{g} - (\underline{turb})^{n+\theta_S} \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (\text{II.14.16})$$

d'où l'équation résolue par le sous-programme **codits** :

$$\begin{aligned} f_s^{imp} (\underline{\tilde{u}}^{n+1} - \underline{u}^n) + \theta \text{div}(\underline{\tilde{u}}^{n+1} \otimes (\rho \underline{u})) - \theta \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} \underline{\tilde{u}}^{n+1}) = \\ - (1 - \theta) \text{div}(\underline{u}^n \otimes (\rho \underline{u})) + (1 - \theta) \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}} \underline{u}^n) + f_s^{exp} \end{aligned} \quad (\text{II.14.17})$$

⁴cf. **introd**

⁵si $\theta = 1/2$, ou qu'une extrapolation est utilisée, l'ordre 2 n'est obtenu que si le pas de temps Δt est uniforme en temps et en espace.

La méthode de discrétisation spatiale est développée dans le sous-programme `codits`.

REMARQUES :

- Dans le cas standard sans extrapolation, le terme $-T_s^{imp}$ n'est ajouté à f_s^{imp} que s'il est positif afin de ne pas affaiblir la dominance de la diagonale de la matrice à inverser.
- Si une extrapolation est utilisée, par contre, T_s^{imp} est ajouté à f_s^{imp} quel que soit son signe. En effet, l'idée intuitive qui consiste à prendre :

$$\begin{cases} (\underline{T}_s^{exp} + T_s^{imp} \underline{u})^{n+\theta_s} & \text{si } T_s^{imp} > 0 \\ (\underline{T}_s^{exp})^{n+\theta_s} + T_s^{imp} \underline{u}^{n+\theta} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.14.18})$$

aboutit à une incohérence dans le traitement si T_s^{imp} change de signe entre deux pas de temps.

- la partie diagonale \underline{K}_d du terme de perte de charge est utilisée dans f_s^{imp} . En fait, pour être rigoureux, il faudrait ne retenir que les contributions positives (point signalé dans le sous-programme utilisateur associé `uskpdc`). Cette prise en compte sera à améliorer.
- Le terme $\theta \Gamma^n - \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u})$ ne pose pas de problème pour la dominance de la diagonale de la matrice car il est exactement compensé par le terme de convection (cf. `covofi`).

14.3 Mise en œuvre

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donc résolue de façon découplée. Ainsi, l'intégration des différents termes a été effectuée afin de traiter séparément l'équation obtenue pour chaque composante de la vitesse.

Dans le sous-programme `preduv`, on calcule pour chaque composante le second membre f_s^{exp} du système (II.14.16), les termes implicites du système (à l'exception des termes de convection-diffusion), et le terme de viscosité totale aux faces internes⁶ et de bord. Ces termes sont alors transmis au sous-programme `codits` qui construit et résout le système complet obtenu pour chaque composante de la vitesse avec les termes de convection-diffusion.

Le résidu de normalisation pour la résolution du système en pression (`resolp`) est calculé dans `preduv`. Il est défini par la norme de la grandeur

$$\operatorname{div}(\rho \tilde{\underline{u}}^{n+1} + \Delta t \underline{\operatorname{grad}} P^{n-1+\theta}) - \Gamma$$

intégrée sur chaque cellule IEL du maillage (Ω_{iel}) soit, symboliquement, par la racine carrée de la somme sur les cellules du maillage de la quantité

$$\operatorname{XNORMP}(\text{IEL}) = \int_{\Omega_{iel}} [\operatorname{div}(\rho \tilde{\underline{u}}^{n+1} + \Delta t \underline{\operatorname{grad}} P^{n-1+\theta}) - \Gamma] d\Omega.$$

Il représente le second membre du système qui porterait sur la pression si le gradient de pression n'était pas pris en compte lors de l'étape de prédiction des vitesses. On note que si l'on utilisait directement le second membre de l'équation portant sur l'incrément de pression, on obtiendrait, pour un calcul stationnaire mené à convergence, un résidu de normalisation tendant vers zéro, ce qui serait pénalisant et peu utile.

Au début de `preduv`, on ne dispose pas encore de $\tilde{\underline{u}}^{n+1}$ et il n'est donc pas possible de calculer le résidu de normalisation en totalité. Cependant, le calcul du résidu complet à la fin de `preduv` n'est pas souhaitable non plus, car on devrait alors monopoliser un tableau de travail pour conserver le gradient de pression tout au long de `preduv`. Le calcul du résidu de normalisation est donc réalisé en deux fois.

⁶valeur nécessaire pour l'intégration du terme de diffusion dans `codits`, $(\mu_{tot})_{ij} \frac{\operatorname{SURFN}}{\operatorname{DIST}}$

La quantité $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) - \Gamma d\Omega$ est calculée au début de **preduv** et on y ajoute le complément $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\rho \tilde{\underline{u}}^{n+1}) d\Omega$ à la fin de **preduv**.

On calcule donc tout d'abord le gradient de pression aux cellules à l'instant $n - 1 + \theta$ par un appel à **grdcel**. On utilise alors **inimas** pour évaluer $\Delta t S \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta} \cdot \underline{n}$ aux faces (de surface S et de normale \underline{n}). Pour cela, en entrée de **inimas**, le tableau de travail **TRAV** contient $\frac{\Delta t}{\rho} \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}$; en sortie, les tableaux **VISCF** et **VISCB** contiennent la valeur de $\Delta t S \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta} \cdot \underline{n}$ aux faces internes et de bord respectivement.

On utilise ensuite **divmas** qui place alors dans **XNORMP** la valeur de $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) d\Omega$ aux cellules à partir des tableaux **VISCF** et **VISCB**.

On ajoute enfin à **XNORMP** la contribution $\int_{\Omega_{iel}} -\Gamma^n d\Omega$ du terme source de masse.

On applique pour $\rho \tilde{\underline{u}} + \Delta t \underline{\text{grad}} P$ les conditions aux limites de la vitesse. Les conditions aux limites utilisées pour le gradient de pression (ou plutôt pour $\frac{\Delta t}{\rho} \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}$) pour le calcul de $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) d\Omega$ sont donc les conditions aux limites de la vitesse homogénéisées : ainsi, on suppose que dans la direction normale aux entrées et aux parois, le gradient de pression (ou plutôt $\frac{\Delta t}{\rho} \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}$) est nul et que dans la direction normale aux symétries et aux sorties, il reste inchangé.

De plus, pour gagner du temps calcul lors du passage par **inimas**, on se contente, sur les maillages non orthogonaux, d'une évaluation des valeurs aux faces à l'ordre 1 en espace (pas de reconstruction : **NSWRP=1**). En effet, on cherche à évaluer un simple résidu de normalisation global : la précision locale n'a donc pas d'intérêt.

Le calcul du résidu sera complété à la fin de **preduv**.

• Calcul en partie du résidu de normalisation pour l'étape de pression

Dans cette première étape on calcule dans le tableau **XNORMP** (**NCELET**) la grandeur

$$\text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) - \Gamma$$

intégrée sur chaque cellule **IEL** du maillage (Ω_{iel}) soit, symboliquement,

$$\text{XNORMP}(\text{IEL}) = \int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) - \Gamma d\Omega$$

On réalise cette opération en utilisant successivement **inimas** (calcul aux faces dans **VISCF** et **VISCB** de $\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}$ à partir du tableau de travail **TRAV** = $\frac{\Delta t}{\rho} \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}$, assorti des conditions aux limites de vitesse homogènes et sans reconstruction) et **divmas** (calcul dans **XNORMP** de l'intégrale sur les cellules). Par une simple boucle, on ajoute ensuite la contribution du terme source de masse Γ . Ce calcul est complété à la fin de **preduv**.

• Calcul en partie du terme \underline{f}_s^{exp}

Pour représenter le second membre correspondant à chaque composante de la vitesse, on utilise les tableaux **TRAV**(**IEL,DIR**), **TRAVA**(**IEL,DIR**) et **PROPCE**, où **IEL** est le numéro de la cellule et **DIR** la direction (x, y, z). Quatre cas sont à considérer suivant que les termes sources sont extrapolés en $n + \theta_S$, ou que l'on itère par un point fixe sur le système en vitesse-pressure (**NTERUP** > 1).

- Si on extrapole les termes sources et que l'on itère sur **navsto**

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 155/312
---------	---	---

- TRAV reçoit les termes sources qui sont recalculés au cours de toutes les itérations sur **navsto** et qui ne sont pas extrapolés ($\underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}$ et $(\rho - \rho_0)\underline{g}^7$).
- TRAVA reçoit les termes sources qui ne changent pas au cours des itérations sur **navsto** et qui ne sont pas extrapolés ($T_s^{imp} u^n$, $-\rho \underline{\underline{K}}_d u^n$, $-\Gamma^n u^n$, ...).
- PROPCE reçoit les termes sources devant être extrapolés.

- Sans itération sur **navsto**, TRAVA est inutile et son contenu est directement stocké dans TRAV.
- Sans extrapolation des termes sources, PROPCE est inutile et son contenu est directement stocké dans TRAVA (ou dans TRAV si TRAVA est inutile).
Ainsi, sans extrapolation des termes sources, et sans itération sur **navsto**, tout les termes sources vont directement dans TRAV.

- On dispose déjà du gradient de pression sur les cellules à l'instant $n - 1 + \theta$. Le terme de gravité est alors ajouté au vecteur TRAV qui contient déjà le gradient de pression. Ainsi, on a par exemple pour la direction x :

$$\text{TRAV}(\text{IEL}, 1) = |\Omega_{\text{IEL}}| \left(-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\text{IEL}} + (\rho(\text{IEL}) - \rho_0)g_x \right) \quad (\text{II.14.19})$$

- Si une extrapolation des termes sources est utilisée, le vecteur TRAV (ou TRAVA) reçoit à la première itération sur **navsto**, $-\theta_S$ fois la contribution au temps $n - 1$ des termes sources devant être extrapolés⁸ (stockée dans PROPCE). PROPCE est ensuite réinitialisé à zéro de façon à pouvoir recevoir plus tard la contribution au pas de temps courant des termes sources qui sont extrapolés.
- Le terme correspondant au modèle de turbulence n'est calculé que lors de la première itération sur **navsto** puis ajouté à TRAVA, TRAV ou PROPCE suivant que les termes sources sont extrapolés, ou que l'on itère sur **navsto**.

■ Modèles à viscosité turbulente :

Si IGRHOK = 1, alors on calcule $-\frac{2}{3} \rho \underline{\text{grad}} k$ (et non, comme on devrait, $-\frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\rho k)$) par simplification (cf. paragraphe 14.4). Le gradient de k est calculé sur la cellule par le sous-programme **grdcel**.

Si IGRHOK = 0, ce terme est supposé être implicitement pris en compte dans la pression.

■ Modèles au second ordre :

Le calcul du terme $-\text{div}(\rho \underline{\underline{R}})$ s'effectue en deux temps. Tout d'abord, on appelle le sous-programme **divrij** qui projette le vecteur $\underline{\underline{R}}_{\text{DIR}}$ aux faces, pour la direction DIR. Puis, on appelle le sous-programme **divmas** qui en calcule la divergence.

- Les termes de viscosité secondaire $-\frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\mu_{tot} \text{div} u)$ et de gradient transposé $\text{div}(\mu_{tot} {}^t \underline{\text{grad}} u)$ sont calculés (s'ils sont pris en compte *i.e.* **IVISSE**(**IPHAS**) = 1, où **IPHAS** est le numéro de la phase traitée) par le sous-programme **vissec**. Il ne sont calculés qu'à la première itération sur

⁷en réalité $(\rho - \rho_0)\underline{g}$ ne change pas, mais il est rapide à calculer ce qui évite d'avoir un traitement supplémentaire pour ce terme.

⁸car $(\underline{T}_s^{exp})^{n+\theta_S} = (1 + \theta_S) (\underline{T}_s^{exp})^n - \theta_S (\underline{T}_s^{exp})^{n-1}$

navsto. Au cours de cette étape, le tableau **TRAV** est utilisé comme tableau de travail lors de l'appel au sous-programme **vissec**. Il retrouve sa valeur à la fin de cet appel, son contenu étant temporairement stocké dans les vecteurs **W7** à **W9**.

- Les termes correspondant aux pertes de charges ($\rho \underline{\underline{K}}_{pdc} \underline{u}$), s'ils existent ($NCEPDP > 0$), sont calculés par le sous-programme **tsepdc** à la première itération sur **navsto**. Ils sont décomposés en deux parties :
 - Une première, correspondant à la contribution des termes diagonaux ($-\rho \underline{\underline{K}}_d \underline{u}$) qui n'est pas extrapolée.
 - Une seconde, correspondant aux termes extradiagonaux ($-\rho \underline{\underline{K}}_e \underline{u}$) qui peut l'être ou non.

Au cours de cette étape, le tableau **TRAV** est utilisé comme tableau de travail lors de l'appel au sous-programme **tsepdc**. Il retrouve sa valeur à la fin de cet appel, son contenu étant temporairement stocké dans les vecteurs **W7** à **W9**.

• Calcul du terme de viscosité aux faces ($\mu_{tot})_{ij} \frac{SURFN}{DIST}$

Le calcul du terme de viscosité totale aux faces est effectué par le sous-programme **viscfa** et stocké dans les tableaux **VISCF** et **VISCB** pour les faces internes et faces de bord respectivement.

Lors de l'intégration des termes de convection-diffusion dans le sous-programme **codits**, on distingue les termes non reconstruits, intégrés dans la matrice \underline{EM} , de l'ensemble des termes (non reconstruits + gradients de reconstruction) associés à l'opérateur \mathcal{E} (non linéaire)⁹. De la même manière, on distingue la viscosité totale aux faces utilisée dans \mathcal{E} , tableaux **VISCF** et **VISCB**, de la viscosité totale aux faces utilisée dans \underline{EM} , tableaux **VISCFI** et **VISCB I**.

Pour les modèles à viscosité turbulente et en LES, ces deux tableaux sont identiques et contiennent $\mu_t + \mu$. Pour les modèles au second ordre, ils contiennent normalement μ , mais pour des simples raisons de stabilité numérique, on peut choisir de mettre $\mu_t + \mu$ dans la matrice (*i.e.* dans \underline{EM}) en conservant μ au second membre (*i.e.* dans \mathcal{E}). De par la résolution par incréments, cette manipulation ne change pas le résultat. Cette option est activée par l'indicateur **IRIJNU** = 1

Si la vitesse n'est pas diffusée (**IDIFF**(**IUIPH**) < 1), alors les termes **VISCF** et **VISCB** sont mis à zéro.

• Calcul du second membre complet, de f_s^{imp} et résolution de l'équation

Les équations d'évolution des composantes de la quantité de mouvement sont résolues de façon découplée.

On utilise, par conséquent, un seul tableau **ROVSDT** pour représenter la partie diagonale de la matrice obtenue pour chaque composante de la vitesse.

Pour chaque composante de la vitesse :

- Lors de la première itération sur le sous-programme **navsto**, les parties implicites et explicites des termes sources utilisateurs sont calculées par appel au sous-programme **ustsns**.
 - La partie implicite (T_s^{imp}) est conservée dans le vecteur **XIMPA** pour les itérations suivantes en cas d'utilisation du point-fixe sur le système en vitesse-pressure, et la contribution issue des mêmes termes implicites ($T_s^{imp} \underline{u}^n$) ajoutée à **TRAVA** ou à **TRAV**.
 - La partie explicite (T_s^{exp}) est ajoutée à **TRAVA**, **TRAV** ou **PROPCE** suivant que les termes sources sont extrapolés, ou que l'on itère sur **navsto**.

- Le terme d'accumulation de masse ($\text{div}(\rho \underline{u})$) est calculé en appelant le sous-programme **divmas** avec en argument le flux de masse. Lors de la première itération faite sur le sous-programme **navsto**, le terme correspondant à la contribution explicite de l'accumulation de masse ($\underline{u}^n \text{div}(\rho \underline{u})$) est ajouté à **TRAVA** ou à **TRAV**. Le vecteur **ROVSDT** est initialisé par $\theta \text{div}(\rho \underline{u})$ (par cohérence avec ce qui est fait dans le sous-programme **bilsc2**) puis la contribution du terme instationnaire ($\frac{\rho}{\Delta t}$)

⁹par cohérence avec les opérateurs \mathcal{EM} et \mathcal{E} définis dans **navsto**

ajoutée à ce dernier.

- Le vecteur **ROVSDT** est ensuite complété avec la contribution des termes sources implicites utilisateur (stockée dans **XIMPA**) et avec celle des perte de charge ($\rho \underline{\underline{K}}_d$) si **NCEPDP** > 0.
 - Dans le cas où les termes sources ne sont pas extrapolés, la partie implicite des termes sources utilisateur n'est ajoutée à **ROVSDT** que si elle est négative de façon à ne pas affaiblir la diagonale du système.
 - Dans le cas où ils sont extrapolés par contre, elle est prise en compte quel que soit son signe.
- Les termes sources implicite et explicite de masse, s'ils existent (**NCESMP** > 0), sont calculés à la première itération sur **navsto** par le sous-programme **catsma**. $\Gamma \underline{u}_i$ est ajouté à **TRAV**, **TRAVA** ou **PROPCE** pour être éventuellement extrapolé. $\Gamma \underline{u}^n$ est rajouté à **TRAV** ou **TRAVA** et $-\Gamma$ à **ROVSDT**.
- Le second membre est enfin assemblé en tenant compte de toutes les contributions stockées dans les tableaux **PROPCE**, **TRAVA** et **TRAV**.
 - Si les termes sources sont extrapolés alors :

$$\text{SMBR} = (1 - \theta_S) \text{PROPCE} + \text{TRAVA} + \text{TRAV}$$

- Sinon on a directement :

$$\text{SMBR} = \text{TRAVA} + \text{TRAV}$$

- Prise en compte des physiques particulières (lagrangien, arc électrique, ...) ajoutés directement à **SMBR**.
- La résolution du système linéaire est faite par le sous-programme **codits** avec pour argument **ROVSDT** et **SMBR**.
- Si on utilise le couplage instationnaire renforcé vitesse-pression (**IPUCOU** = 1) (uniquement disponible avec l'ordre 1, sans extrapolation des termes sources et sans itération sur **navsto**) on résout, en utilisant pour **codits** :

$$\underline{\underline{EM}}_{\text{DIR}} \cdot (\underline{\underline{RHO}}^n)^{-1} \cdot \underline{T}_{\text{DIR}} = \underline{\underline{\Omega}} \cdot \underline{1} \quad (\text{II.14.20})$$

avec $\underline{\underline{RHO}}^n$ le tenseur diagonal d'élément ρ_{IEL}^n , $\underline{\underline{\Omega}}$ le tenseur diagonal d'élément $|\Omega_{IEL}|$, $\underline{1}$ le vecteur de composantes toutes égales à 1.

L'inversion du système par **codits** fournit $(\underline{\underline{RHO}}^n)^{-1} \cdot \underline{T}_{\text{DIR}}$, qui est ensuite multiplié par $\underline{\underline{RHO}}^n$ pour obtenir $\underline{T}_{\text{DIR}}$. Ceci est réalisé pour chaque composante **DIR** de la vitesse. $\underline{T}_{\text{DIR}}$ est alors une approximation de type matrice diagonale de $\underline{\underline{RHO}}^n \cdot \underline{\underline{EM}}_{\text{DIR}}^{-1}$, avec $\underline{\underline{EM}}_{\text{DIR}}$ représentant toujours la partie implicite de l'équation de quantité de mouvement (*i.e.* **ROVSDT** + contribution des termes de convection-diffusion pris en compte dans le sous-programme **matrix**). $\underline{T}_{\text{DIR}}$ intervient dans l'étape corrective (cf. sous-programme **resolp**).

Fin de la boucle sur les composantes de la vitesse.

• Fin du calcul du résidu de normalisation pour l'étape de pression

Comme indiqué précédemment, on peut maintenant compléter le calcul du résidu de normalisation pour l'étape de pression de **resolp**.

Le tableau **XNORMP** contient déjà $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) - \Gamma d\Omega$. On lui ajoute donc $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\rho \widetilde{\underline{u}^{n+1}}) d\Omega$.

Pour cela, on procède comme précédemment pour le calcul de $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\Delta t \underline{\text{grad}} P^{n-1+\theta}) d\Omega$. Un appel à **inimas** permet d'obtenir $\rho S \widetilde{\underline{u}^{n+1}} \cdot \widetilde{\underline{n}}$ aux faces à partir de $\widetilde{\underline{u}^{n+1}}$ connu aux cellules (tableau **RTP**). Les conditions aux limites pour **inimas** sont naturellement celles de la vitesse. Comme précédemment, on se contente pour gagner du temps calcul lors du passage par **inimas**, d'une évaluation des valeurs aux faces à l'ordre 1 en espace sur les maillages non orthogonaux (pas de reconstruction : **NSWRP=1**). On utilise ensuite **divmas** pour calculer aux cellules la divergence $\int_{\Omega_{iel}} \text{div}(\rho \widetilde{\underline{u}^{n+1}}) d\Omega$ et l'ajouter directement à **XNORMP**.

Pour finir, le résidu de normalisation est déterminé et stocké dans **RNORMP(IIPHAS)** par un appel à **prodsc** (qui réalise le calcul de la somme sur les cellules du carré des valeurs de **XNORMP** et en prend la racine carrée).

On résume dans les tableaux (II.14.21), (II.14.22), (II.14.23) et (II.14.24) les différentes contributions (hors convection-diffusion) affectées à chacun des vecteurs **TRAV**, **TRAVA**, **PROPCE** et **ROVSDT** à l'itération n . On différencie pour chacun des schémas en temps appliqués aux les termes sources, deux cas suivant qu'un point fixe sur le système en vitesse-pression est utilisé ou non (itération sur **navsto** pour **NTERUP** > 1). En l'absence d'indication les propriétés physiques Φ ($\rho, \mu, \text{etc.}$) sont supposées prises au temps $n + \theta_\Phi$, et le flux de masse ($\rho \underline{u}$) pris au temps $n + \theta_F$, où θ_Φ et θ_F dépendent des schémas en temps spécifiquement utilisés pour ces grandeurs (cf. **introd**).

Les termes figurant dans ces tableaux sont écrits tels qu'ils ont été implantés dans le code, d'où l'origine de certaines différences par rapport à l'écriture adoptée dans l'équation (II.14.16).

Par souci de simplification, on pose :

$$\mu_{tot} = \begin{cases} \mu + \mu_t & \text{pour les modèles à viscosité turbulente ou en LES,} \\ \mu & \text{pour les modèles au second ordre ou en laminaire} \end{cases}$$

AVEC EXTRAPOLATION DES TERMES SOURCES

$$\underline{turb}^n = \begin{cases} \frac{2}{3} \rho^n \underline{\text{grad}} (k^n) & \text{pour les modèles à viscosité turbulente,} \\ \text{div}(\rho^n \underline{R}^n) & \text{pour les modèles au second ordre,} \\ 0 & \text{en laminaire ou en LE.} \end{cases}$$

- **NTERUP** = 1 : $\text{SMBR}^n = (1 - \theta_S) \text{PROPCE}^n + \text{TRAV}^n$

ROVSDT ⁿ	$\frac{\rho}{\Delta t} - \theta \text{div}(\rho \underline{u}) + \theta \Gamma^n + \theta \rho \underline{K}_d^n - \theta T_s^{imp}$	
PROPCE ⁿ	$\underline{T}_s^{exp, n} - \rho^n \underline{K}_e^n \underline{u}^n + \Gamma^n \underline{u}_i^n$ $-\underline{turb}^n + \text{div}(\mu_{tot}^n \underline{\text{grad}} \underline{u}^n) + \frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\mu_{tot}^n \text{div}(\frac{\rho \underline{u}}{\rho^n}))$	
TRAV ⁿ	$-\underline{\text{grad}} p^{n-1+\theta} + (\rho - \rho_0) \underline{g}$ $-\theta_S \text{PROPCE}^{n-1} - \rho \underline{K}_d^n \underline{u}^n$ $+ T_s^{imp} \underline{u}^n + \text{div}(\rho \underline{u}) \underline{u}^n - \Gamma^n \underline{u}^n$	(II.14.21)

- **NTERUP** > 1 (sous-itération k) : $\text{SMBR}^n = (1 - \theta_S) \text{PROPCE}^n + \text{TRAVA}^n + \text{TRAV}^n$

ROVSDT ⁿ	$\frac{\rho}{\Delta t} - \theta \text{div}(\rho \underline{u}) + \theta \Gamma^n + \theta \rho \underline{K}_d^n - \theta T_s^{imp}$	
PROPCE ⁿ	$\underline{T}_s^{exp, n} - \rho^n \underline{K}_e^n \underline{u}^n + \Gamma^n \underline{u}_i^n$ $-\underline{turb}^n + \text{div}(\mu_{tot}^n \underline{\text{grad}} \underline{u}^n) + \frac{2}{3} \underline{\text{grad}} (\mu_{tot}^n \text{div}(\frac{\rho \underline{u}}{\rho^n}))$	
TRAVA ⁿ	$-\theta_S \text{PROPCE}^{n-1} - \rho \underline{K}_d^n \underline{u}^n + T_s^{imp} \underline{u}^n + \text{div}(\rho \underline{u}) \underline{u}^n - \Gamma^n \underline{u}^n$	
TRAV ⁿ	$-\underline{\text{grad}} (p^{n+\theta})^{(k-1)} + (\rho - \rho_0) \underline{g}$	(II.14.22)

SANS EXTRAPOLATION DES TERMES SOURCES

$$\underline{turb}^n = \begin{cases} \frac{2}{3} \rho \underline{\text{grad}} (k^n) & \text{pour les modèles à viscosité turbulente,} \\ \text{div}(\rho \underline{R}^n) & \text{pour les modèles au second ordre,} \\ 0 & \text{en laminaire ou en LES.} \end{cases}$$

- NTERUP = 1 : $\text{SMBR}^n = \text{TRAV}^n$

ROVSDT ⁿ	$\frac{\rho}{\Delta t} - \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma^n + \rho \underline{\underline{K}}_d^n + \operatorname{Max}(-T_s^{imp}, 0)$	
TRAV ⁿ	$\begin{aligned} & -\operatorname{grad} p^{n-1+\theta} + (\rho - \rho_0)g \\ & + \underline{T}_s^{exp} - \rho \underline{\underline{K}}_e^n \underline{u}^n + \Gamma^n \underline{u}_i^n \\ & - \underline{turb}^n + \operatorname{div}(\mu_{tot} {}^t \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}^n) + \frac{2}{3} \operatorname{grad} (\mu_{tot} \operatorname{div} \frac{(\rho \underline{u})}{\rho}) \\ & - \rho \underline{\underline{K}}_d^n \underline{u}^n + T_s^{imp} \underline{u}^n + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) \underline{u}^n - \Gamma^n \underline{u}^n \end{aligned}$	(II.14.23)

- NTERUP > 1 (sous-itération k) : $\text{SMBR}^n = \text{TRAVA}^n + \text{TRAV}^n$

ROVSDT ⁿ	$\frac{\rho}{\Delta t} - \theta \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma^n + \rho \underline{\underline{K}}_d^n + \operatorname{Max}(-T_s^{imp}, 0)$	
TRAVA ⁿ	$\begin{aligned} & \underline{T}_s^{exp} - \rho \underline{\underline{K}}_e^n \underline{u}^n + \Gamma^n \underline{u}_i^n \\ & - \underline{turb}^n + \operatorname{div}(\mu_{tot} {}^t \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}^n) + \frac{2}{3} \operatorname{grad} (\mu_{tot} \operatorname{div} \frac{(\rho \underline{u})}{\rho}) \\ & - \rho \underline{\underline{K}}_d^n \underline{u}^n + T_s^{imp} \underline{u}^n + \operatorname{div}(\rho \underline{u}) \underline{u}^n - \Gamma^n \underline{u}^n \end{aligned}$	(II.14.24)
TRAV ⁿ	$-\operatorname{grad} (p^{n+\theta})^{(k-1)} + (\rho - \rho_0)g$	

14.4 Points à traiter

- **Prise en compte du terme $\operatorname{grad}(\rho k)$ pour les modèles à viscosité turbulente**

Pour les modèles à viscosité turbulente, on calcule $\rho \operatorname{grad} k$ au lieu de $\operatorname{grad}(\rho k)$. Cette approximation, historique, provient du fait que les conditions aux limites de ρk ne sont pas directement accessibles, contrairement à celles de k .

- **Prise en compte de la diagonale de $\underline{\underline{K}}_{pdc}$**

Actuellement, dans le sous-programme utilisateur `uskpdc`, une mise en garde explicite est écrite, mais en commentaire. La partie diagonale $\underline{\underline{K}}_d$ du tenseur de pertes de charge $\underline{\underline{K}}_{pdc}$ peut donc intervenir systématiquement dans le calcul du coefficient f_s^{imp} , que sa contribution K_d soit positive ou non, si l'utilisateur n'y prend garde. Un test de positivité sur les éléments de $\underline{\underline{K}}_d$ assurant une prise en compte correcte (contribution renforçant réellement la diagonale de la matrice globale) devrait être implanté.

- **Écriture de \underline{EM}**

Dans la résolution procédant par incréments, il n'est pas indispensable à convergence que la viscosité utilisée pour l'écriture de l'opérateur \mathcal{E} soit la même que celle prise en compte dans \underline{EM} , matrice du système en incréments. Ainsi, en $R_{ij} - \varepsilon$, la viscosité totale utilisée dans \underline{EM} contient la viscosité moléculaire mais aussi la viscosité turbulente si l'on choisit l'option `IRIJNU = 1`, alors que dans \mathcal{E} intervient seule la viscosité moléculaire. Cet ajout de la viscosité turbulente qui n'a pas de raison d'apparaître en $R_{ij} - \varepsilon$, a été hérité des pratiques mises en œuvre dans ESTET et N3S-EF pour renforcer la stabilité (lissage éventuel de l'incrément). Mais, ce n'est peut être pas le seul effet produit. En outre, cette pratique n'a pas aujourd'hui montré son absolue nécessité dans *Code_Saturne*. Par conséquent, une étude approfondie serait intéressante.

- **Résidu de normalisation de l'étape de pression**

On pourra vérifier le calcul du résidu de normalisation et en particulier l'utilisation des conditions aux limites de vitesse.

- **Calcul des pertes de charges**

Avec extrapolation des termes sources on a :

$$(\underline{\underline{K}}_e \underline{u})^{n+\theta_S} + \underline{\underline{K}}_d^n \underline{u}^{n+\theta}$$

Il serait aussi envisageable d'utiliser :

$$(\underline{\underline{K}}_e \underline{u})^{n+\theta_S} + \underline{\underline{K}}_d^{n+\theta_S} \underline{u}^{n+\theta}$$

15- Sous-programme recvmc

15.1 Fonction

Le but de ce sous-programme est de calculer la vitesse au centre des cellules à partir du flux de masse aux faces, par moindres carrés. Utilisée après l'étape de correction de pression (cf. `navsto`) cette méthode est une alternative à la technique de reconstruction à partir du gradient de l'incrément de pression (technique standard). Elle est activée quand l'indicateur `IREVMC` vaut 1 ou 2.

On rappelle que, à la fin de l'étape de correction de pression, le flux de masse aux faces vaut :

$$(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} = (\rho \tilde{\underline{u}})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij} - \underline{D}_{ij}(\Delta t^n, \delta P^{n+\theta}) + \text{RC}_{ij} \quad (\text{II.15.1})$$

où $\tilde{\underline{u}}$ est la vitesse issue de l'étape de prédiction, \underline{D}_{ij} un opérateur de gradient aux faces et RC_{ij} le terme d'Arakawa (cf. `navsto` pour une définition précise des notations). Une première méthode, activée par `IREVMC = 2`, consiste à partir directement de $(\rho \underline{u})_{ij}^{n+1} \cdot \underline{S}_{ij}$ pour calculer \underline{u}^{n+1} par moindres carrés. Son utilisation a montré qu'elle semblait plus diffusive que la méthode standard (par exemple, dans le cas de la cavité entraînée) et pouvait conduire à des résultats erronés sur des maillages ne comportant pas uniquement des tétraèdres (ou des prismes à base triangulaire en "2D") et des pavés (hexaèdres orthogonaux).

On note que, dans la méthode ci-dessus, on est parti d'une vitesse $\tilde{\underline{u}}$ au centre des cellules, qu'on a projetée aux faces pour obtenir le flux de masse, et qu'on ramène au centre des cellules par moindres carrés. Fort de cette constatation, une méthode alternative est disponible, activée par `IREVMC = 1`. Elle consiste à n'appliquer la méthode des moindres carrés qu'à la partie $-\underline{D}_{ij}(\Delta t^n, \delta P^{n+\theta}) + \text{RC}_{ij}$ du flux de masse et à rajouter directement $\tilde{\underline{u}}$ (connu au centre des cellules) au résultat obtenu¹. Cette méthode donne des résultats sensiblement meilleurs.

15.2 Discretisation

Soit une cellule Ω_i , ϕ_{ij} le flux de masse (total ou uniquement la partie en gradient de pression) à travers la face la séparant d'une cellule voisine Ω_j et $\phi_{b_{ik}}$ le flux de masse (total ou uniquement la partie en gradient de pression) à travers la face de bord b_{ik} . L'idéal serait de pouvoir trouver un vecteur \underline{v}_i telle que, pour toute cellule voisine Ω_j on ait :

$$\rho_i \underline{v}_i \cdot \underline{S}_{ij} = \phi_{ij} \quad (\text{II.15.2})$$

et l'équivalent aux faces de bords, *i.e.* :

$$\rho_i \underline{v}_i \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = \phi_{b_{ik}} \quad (\text{II.15.3})$$

Comme c'est généralement impossible d'obtenir les deux égalités précédentes², on va simplement chercher à minimiser la fonction F_i :

$$F_i = \sum_{j \in \text{Vis}(i)} [\rho_i \underline{v}_i \cdot \underline{S}_{ij} - \phi_{ij}]^2 + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [\rho_i \underline{v}_i \cdot \underline{S}_{b_{ik}} - \phi_{b_{ik}}]^2 \quad (\text{II.15.4})$$

Pour ce faire, on dérive F_i par rapport aux trois composantes du vecteur \underline{v}_i , et on résout le système 3×3 local qui résulte :

¹cette dernière étape est faite dans `navsto`.

²sauf en incompressible pour des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D

$$\underline{\underline{S}}^i \begin{bmatrix} v_{i,x} \\ v_{i,y} \\ v_{i,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho_i} \left(\sum_{j \in Vois(i)} \phi_{ij} S_{ij,x} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \phi_{b_{ik}} S_{b_{ik},x} \right) \\ \frac{1}{\rho_i} \left(\sum_{j \in Vois(i)} \phi_{ij} S_{ij,y} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \phi_{b_{ik}} S_{b_{ik},y} \right) \\ \frac{1}{\rho_i} \left(\sum_{j \in Vois(i)} \phi_{ij} S_{ij,z} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \phi_{b_{ik}} S_{b_{ik},z} \right) \end{bmatrix} \quad (\text{II.15.5})$$

avec $\underline{\underline{S}}^i$ matrice carrée 3×3 d'élément S_{ml}^i courant défini par :

$$S_{ml}^i = \sum_{j \in Vois(i)} S_{ij,l} S_{ij,m} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} S_{b_{ik},l} S_{b_{ik},m} \quad (\text{II.15.6})$$

15.3 Mise en œuvre

Le flux de masse est passé par les arguments **FLUMAS** et **FLUMAB**.

• Calcul de la matrice

Les NCEL matrices 3×3 sont stockées dans le tableau de travail **COCG**, de dimension $NCELET \times 3 \times 3$. Ce dernier est d'abord mis à zéro, puis son remplissage se fait dans des boucles sur les faces internes et les faces de bord. La matrice étant symétrique, ces boucles ne servent qu'à remplir la partie triangulaire supérieure, le reste étant rempli par symétrie à la fin.

• Inversion de la matrice

On calcule les coefficients de la comatrice, puis l'inverse. Pour des questions de vectorisation, la boucle sur les NCEL éléments est remplacée par une série de boucles en vectorisation forcée sur des blocs de NBLOC=1024 éléments. Le reliquat ($NCEL - E(NCEL/1024) \times 1024$) est traité après les boucles. À la fin, la matrice inverse est stockée dans **COCG** (toujours en utilisant sa propriété de symétrie).

• Calcul du second membre et résolution

Le second membre est stocké dans **BX**, **BY** et **BZ**. La vitesse finale est stockée dans **UX**, **UY** et **UZ**.

15.4 Points à traiter

• Vectorisation forcée

Le découpage en boucles de 1024 est-il vraiment nécessaire ? Les machines vectorielles et les compilateurs sont-ils aujourd'hui capables d'effectuer la vectorisation sans cette aide ? On note cependant que ce découpage en boucles de 1024 n'a pas de coût CPU supplémentaire, et un coût mémoire négligeable. Le seul inconvénient réside dans la complexité de l'écriture.

• Suppression de la méthode IREVMC = 2

Sur un maillage "1D" d'hexaèdres tous orthogonaux sauf une face, on peut montrer que la méthode fait apparaître une composante de vitesse aberrante non nulle et directement déterminée par l'angle de non orthogonalité de la face (non consistance). On pourrait donc songer à supprimer purement cette méthode, dans la mesure où elle n'est *a priori* consistante que sur une classe réduite de maillages.

16- Sous-programme resolp

16.1 Fonction

Dans ce sous-programme appelé dans **navsto**, on effectue l'étape de projection de la vitesse (ou de correction de pression). L'équation de quantité de mouvement (prédiction) est résolue dans **preduv** avec une pression totalement explicite. Il en résulte un champ de vitesse qui ne satisfait pas l'équation de continuité. Deux algorithmes de correction sont proposés :

1. L'algorithme que l'on appellera "couplage faible vitesse-pression". C'est un algorithme largement implanté dans les codes industriels. Il ne couple la vitesse et la pression qu'à travers le terme de masse (c'est l'algorithme proposé par défaut). C'est un algorithme de type *SIMPLEC* proche du *SIMPLE*. Ce dernier prend en compte, en plus du terme de masse, les diagonales simplifiées de la convection, de la diffusion et des termes source implicites.
2. L'algorithme de couplage vitesse-pression renforcé (option **IPUCOU** = 1). C'est un algorithme qui couple la vitesse et la pression à travers tous les termes (convection, diffusion et termes source implicites) de l'équation de quantité de mouvement sans pour autant être exact. Il permet en pratique de prendre de grands pas de temps sans découpler totalement la vitesse et la pression.

Si δp est l'incrément de pression (*i.e.* $p^{n+1} = p^n + \delta p$) et \tilde{u} la vitesse issue de l'étape de prédiction, l'étape de projection revient d'un point de vue continu à résoudre une équation de Poisson :

$$\text{div}(\underline{\underline{T}}^n \underline{\underline{\text{grad}}} \delta p) = \text{div}(\rho \tilde{u}) \quad (\text{II.16.1})$$

et à corriger la vitesse :

$$\underline{u}^{n+1} = \underline{u}^n - \frac{1}{\rho} \underline{\underline{T}}^n \underline{\underline{\text{grad}}} \delta p \quad (\text{II.16.2})$$

$\underline{\underline{T}}^n$ est un tenseur d'ordre 2 dont les termes sont homogènes à un pas de temps.

16.2 Discretisation

L'étape de prédiction de la vitesse est décrite dans **preduv**. On adopte ici une notation d'opérateurs pour simplifier la compréhension des algorithmes implantés. L'équation discrète de quantité de mouvement s'écrit, à un instant de résolution intermédiaire, dans chaque direction d'espace α ($\alpha \in \{1, 2, 3\}$) :

$$\underline{\underline{M}}_{\alpha}^n \underline{\underline{R}}^n (\widetilde{V}_{\alpha} - V_{\alpha}^n) + \underline{\underline{A}}_{\alpha}^n \widetilde{V}_{\alpha} = - \underline{\underline{G}}_{\alpha}^n P^n + \underline{\underline{S}}_{\alpha}^n + \underline{\underline{I}}_{s,\alpha} \widetilde{V}_{\alpha} \quad (\text{II.16.3})$$

- ★ $\underline{\underline{M}}_{\alpha}^n$, de dimension $\text{NCEL} \times \text{NCEL}$, est une matrice diagonale contenant le rapport du volume d'une cellule et du pas de temps local ($\underline{\underline{M}}_{\alpha}^n(i, i) = \frac{|\Omega_i|}{\Delta t_{\alpha, I}^n}$), $\Delta t_{\alpha, I}^n$ représente le pas de temps dans la direction d'espace α à la cellule Ω_i et au pas de temps n ,
- ★ $\underline{\underline{R}}^n$, de dimension $\text{NCEL} \times \text{NCEL}$, est la matrice diagonale contenant la masse volumique (on la sépare de la matrice de masse pour l'étape de projection de $\rho \underline{u}$). Par définition, $\underline{\underline{R}}^n(i, i) = \rho_I^n$ et l'apparition du vide étant exclue, cette matrice est naturellement inversible,

- ★ \widetilde{V}_α , de dimension NCEL, est un tableau où est stockée la $\alpha^{\text{ème}}$ composante de la vitesse prédite \widetilde{u} ,
- ★ V_α^n , de dimension NCEL, est un tableau où est stockée la $\alpha^{\text{ème}}$ composante de la vitesse u^n à l'instant précédent n ,
- ★ A_α^n désigne l'opérateur de convection/diffusion (cet opérateur n'est pas forcément linéaire à cause des tests de pente éventuels dans le terme de convection, il peut dépendre de V_α),
- ★ G_α est l'opérateur linéaire¹ gradient "cellules" dans la direction α (il est donc appliqué à des vecteurs de dimension NCEL),
- ★ P^n , de dimension NCEL, est un tableau où est stockée la pression p^n du pas de temps précédent à chaque cellule,
- ★ S_α^n est le tableau de dimension NCEL qui contient tous les termes source explicites (voir **preduv** pour plus de détails),
- ★ $I_{s,\alpha}$ est le tenseur diagonal relatif aux termes source implicites des composantes de la vitesse.

L'étape de correction consiste à imposer :

$$\text{div}(\rho u) = \Gamma \quad (\text{II.16.4})$$

où Γ est un terme source de masse éventuel.

Soit W le tableau de dimension $3 \times \text{NCEL}$ qui contient toutes les composantes de la quantité de mouvement (V désigne V^n , V^{n+1} ou \widetilde{V}).

$$W = \underline{R}^n V = \begin{pmatrix} \rho^n V_1 \\ \rho^n V_2 \\ \rho^n V_3 \end{pmatrix}$$

Soit \underline{D} l'opérateur de divergence. L'équation de continuité (II.16.4) s'écrit :

$$\underline{D} W = \underline{\Gamma}$$

$\underline{\Gamma}$ contient la valeur de Γ au centre des cellules.

D'après l'équation discrète (II.16.3), on écrit pour tout $\alpha \in \{1, 2, 3\}$:

$$(\underline{M}_\alpha^n + \underline{A}_\alpha^n (\underline{R}^n)^{-1} - \underline{I}_{s,\alpha} (\underline{R}^n)^{-1}) \underline{R}^n \widetilde{V}_\alpha = - \underline{G}_\alpha P^n + \underline{S}_\alpha^n + \underline{M}_\alpha \underline{R}^n V_\alpha^n \quad (\text{II.16.5})$$

On pose :

$$\begin{aligned} \underline{B}_\alpha &= \underline{M}_\alpha^n + \underline{A}_\alpha^n (\underline{R}^n)^{-1} - \underline{I}_{s,\alpha} (\underline{R}^n)^{-1} \\ \underline{B} &= \begin{pmatrix} \underline{B}_1 & 0 & 0 \\ 0 & \underline{B}_2 & 0 \\ 0 & 0 & \underline{B}_3 \end{pmatrix} \\ \underline{G} &= \begin{pmatrix} \underline{G}_1 \\ \underline{G}_2 \\ \underline{G}_3 \end{pmatrix} \\ \underline{S}^n &= \begin{pmatrix} \underline{S}_1^n + \underline{M}_1 \underline{R}^n V_1^n \\ \underline{S}_2^n + \underline{M}_2 \underline{R}^n V_2^n \\ \underline{S}_3^n + \underline{M}_3 \underline{R}^n V_3^n \end{pmatrix} \end{aligned}$$

¹en toute rigueur, à cause des limitations éventuelles de gradient qui peuvent être activées par l'utilisateur, cet opérateur peut ne plus être vraiment linéaire

On peut donc écrire :

$$\underline{\underline{B}} \widetilde{W} = - \underline{\underline{G}} \underline{P}^n + \underline{S}^n \quad (\text{II.16.6})$$

La méthode des pas fractionnaires se décompose en deux étapes :

1. résolution de l'équation (II.16.3) (cette équation nous donne l'équation(II.16.6)), soit :

$$\underline{\underline{M}}_{\alpha}^n \underline{\underline{R}}^n (\widetilde{V}_{\alpha} - \underline{V}_{\alpha}^n) + \underline{\underline{A}}_{\alpha}^n \widetilde{V}_{\alpha} - \underline{\underline{I}}_{s,\alpha} \widetilde{V}_{\alpha} = - \underline{\underline{G}}_{\alpha} \underline{P}^n + \underline{S}_{\alpha}^n \quad (\text{II.16.7})$$

2. soustraction² de l'équation de quantité de mouvement prise à l'instant $(n+1)$ de (II.16.7) :

$$\underline{\underline{M}}_{\alpha}^n \underline{\underline{R}}^n (\underline{V}_{\alpha}^{n+1} - \widetilde{V}_{\alpha}) + \underline{\underline{A}}_{\alpha}^n (\underline{V}_{\alpha}^{n+1} - \widetilde{V}_{\alpha}) - \underline{\underline{I}}_{s,\alpha} (\underline{V}_{\alpha}^{n+1} - \widetilde{V}_{\alpha}) = - \underline{\underline{G}}_{\alpha} (\underline{P}^{n+1} - \underline{P}^n) \quad (\text{II.16.8})$$

L'équation (II.16.8) nous donne :

$$\underline{\underline{B}} (\underline{W}^{n+1} - \widetilde{W}) = - \underline{\underline{G}} (\underline{P}^{n+1} - \underline{P}^n) \quad (\text{II.16.9})$$

avec :

$$\underline{W}^{n+1} = \underline{\underline{R}}^n \underline{V}^{n+1}$$

Or :

$$\underline{\underline{D}} \underline{W}^{n+1} = \underline{\Gamma}$$

D'où, en posant $\delta \underline{P} = \underline{P}^{n+1} - \underline{P}^n$,

$$\underline{\underline{D}} \underline{\underline{B}}^{-1} \underline{\underline{G}} \delta \underline{P} = \underline{\underline{D}} \widetilde{W} - \underline{\Gamma} \quad (\text{II.16.10})$$

Il nous reste donc à inverser le système (II.16.10) pour déterminer δp (donc p^{n+1}) et corriger la vitesse pour obtenir \underline{u}^{n+1} . La correction de la vitesse se fait dans `navsto`, soit en incrémentant la vitesse par le gradient de l'incrément de pression δp calculé, soit en reconstruisant la vitesse à partir du flux de masse actualisé par une méthode de moindres carrés (en appelant le sous-programme `recvmc`).

Le problème provient tout d'abord du calcul de $\underline{\underline{B}}^{-1}$. En effet, il a été jugé trop coûteux de calculer l'inverse de $\underline{\underline{B}}$. Les algorithmes "couplage faible vitesse-pression" et celui du "couplage vitesse-pression renforcé" correspondent à une approximation de cet opérateur.

Dans le cas de l'algorithme "couplage faible vitesse-pression", on suppose $\underline{\underline{B}}_{\alpha}^{-1} = \underline{\underline{M}}_{\alpha}^{-1}$ (on pourrait inclure aussi les termes diagonaux issus de la convection, de la diffusion et des termes source implicites).

Pour le "couplage vitesse-pression renforcé", on inverse le système³ $\underline{\underline{B}} \underline{T} = \underline{\Omega}$ et on pose $\underline{\underline{B}}_{\alpha}^{-1} = \text{diag}(\underline{T}_{\alpha})$. Cette étape a lieu dans le sous-programme `preduv`.

Les écritures à l'aide des opérateurs posent un inconvénient majeur avec la discrétisation colocalisée. En effet, l'opérateur⁴ $\underline{\underline{D}} \underline{\underline{B}}^{-1} \underline{\underline{G}}$ peut découpler les nœuds pairs et impairs sur un maillage cartésien et régulier⁵. Pour éviter ce problème, on utilise l'opérateur $\underline{\underline{L}}$ (issu naturellement de la formulation volumes finis colocalisée de l'opérateur $\text{div}(\underline{\text{grad}})$) défini en chaque cellule⁶ Ω_i de centre I par⁷:

$$(\underline{\underline{L}} \delta \underline{P})_I = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [\underline{\underline{T}}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{ij}}] \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [\underline{\underline{T}}_{b_{ik}}^n (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{b_{ik}}}] \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \quad (\text{II.16.11})$$

²On néglige la variation des termes sources explicites \underline{S}_{α}^n qui sont toujours estimés en n .

³ $\underline{\Omega} = (|\Omega_1|, \dots, |\Omega_{\text{NCEL}}|, |\Omega_1|, \dots, |\Omega_{\text{NCEL}}|, |\Omega_1|, \dots, |\Omega_{\text{NCEL}}|)$.

⁴On insiste sur le fait que l'opérateur $\underline{\underline{G}}$ est l'opérateur "gradients cellules" appliqué à la pression explicite lors de la prédiction de la vitesse.

⁵Si u_i est la valeur d'une variable aux centres des cellules sur un maillage cartésien 1D, le Laplacien de u calculé par cet opérateur en i s'écrit : $\frac{u_{i-2} + 2u_i - u_{i+2}}{4h^2}$, où h est le pas d'espace. D'où le découplage des cellules.

⁶On rappelle que $\text{Vois}(i)$ est l'ensemble des centres des cellules voisines de Ω_i et $\gamma_b(i)$ l'ensemble des centres éventuels des faces de bord de Ω_i .

⁷Si u_i est la valeur d'une variable aux centres des cellules sur un maillage cartésien 1D, le Laplacien de u par ce dernier opérateur en i s'écrit : $\frac{u_{i-1} + 2u_i - u_{i+1}}{4h^2}$, où h est le pas d'espace.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 167/312
---------	---	---

$\underline{\underline{T}}^n$ un tenseur diagonal d'ordre 2 contenant les pas de temps dans les trois directions d'espace et \underline{S}_{ij} (respectivement $\underline{S}_{b_{ik}}$) le vecteur surface de la face purement interne ij (resp. de la face de bord ik). Le gradient $(\underline{\text{grad}} \delta p)_f$ présent dans l'équation (II.16.11) est un gradient facette⁸.

D'un point de vue continu, on peut écrire⁹:

$$(\underline{\underline{L}} \underline{\underline{P}}^{n+1})_I = \int_{\Omega_i} \text{div}(\underline{\underline{T}}^n \underline{\text{grad}} p^{n+1}) d\Omega$$

L'opérateur $\underline{\underline{L}}$ ne pose pas de problème de découplage pair/impair sur les maillages cartésiens et réguliers.

Avec l'algorithme "couplage faible vitesse-pression" : $\underline{\underline{T}}^n_I = \begin{pmatrix} \Delta t_I^n & 0 & 0 \\ 0 & \Delta t_I^n & 0 \\ 0 & 0 & \Delta t_I^n \end{pmatrix}$

et avec l'algorithme "couplage vitesse-pression renforcé" : $\underline{\underline{T}}^n_I = \begin{pmatrix} T_{11,I}^n & 0 & 0 \\ 0 & T_{22,I}^n & 0 \\ 0 & 0 & T_{33,I}^n \end{pmatrix}$

La matrice du système de pression, dans le cas de l'utilisation du "couplage vitesse-pression renforcé", n'est pas facilement calculable à cause du terme :

$$[\underline{\underline{T}}^n_{ij} (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{ij}}] \cdot \underline{S}_{ij}$$

pour une face interne ij et du terme :

$$[\underline{\underline{T}}^n_{b_{ik}} (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{b_{ik}}}] \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$$

pour une face de bord.

En effet, à cause du changement de la viscosité suivant la direction de l'espace du fait de l'anisotropie de $\underline{\underline{T}}^n$, il faudrait calculer les gradients directionnels en fonction du gradient normal.

On pose pour tout scalaire a , sans préciser pour le moment la nature du gradient $\underline{\text{grad}}$:

$$\underline{\underline{\tilde{G}}} a = \underline{\underline{T}}^n \underline{\text{grad}} a = \begin{pmatrix} T_{11}^n \frac{\partial a}{\partial x} \\ T_{22}^n \frac{\partial a}{\partial y} \\ T_{33}^n \frac{\partial a}{\partial z} \end{pmatrix}$$

On peut également définir :

$$[(\underline{\underline{\tilde{G}}} a)_{cell}]_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \stackrel{\text{déf}}{=} [\underline{\underline{T}}^n (\underline{\text{grad}} a)]_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}$$

où $\underline{\text{grad}} a$ est le gradient cellule classique de a .

De même , on pose :

$$[(\underline{\underline{\tilde{G}}} a)_f]_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \stackrel{\text{déf}}{=} [\underline{\underline{T}}^n ((\underline{\text{grad}} a))_f]_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}$$

où $(\underline{\text{grad}} a)_f$ est le gradient facette de a .

On doit calculer $\underline{\underline{\tilde{G}}} (\delta p) \cdot \underline{S}$ à la face.

S'il s'agit d'un gradient cellule, cela n'engendre aucune difficulté, les composantes du gradient cellule étant toutes parfaitement calculables.

⁸Sur maillage orthogonal, $(\underline{\text{grad}} p)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} = \frac{p_J - p_{I'}}{IJ} S_{ij}$. I (resp. J) et I' (resp. J') sont en effet superposés.

⁹Dans le cas de l'algorithme "couplage faible vitesse-pression", $\tilde{T}_I^n = \Delta t_I^n$.

Par contre, s'il s'agit d'un gradient facette, seule la décomposition sur la normale à la face est exploitable¹⁰. On a besoin, explicitement et séparément, des quantités $\frac{\partial(\delta p)}{\partial x}$, $\frac{\partial(\delta p)}{\partial y}$ et $\frac{\partial(\delta p)}{\partial z}$ ce qui rend difficile l'utilisation du gradient normal de l'incrément de la pression.

On fait donc une approximation sur le gradient de l'incrément de la pression en supposant qu'il est égal à sa composante normale¹¹, c'est à dire :

$$(\underline{\text{grad}} (\delta p))_f \approx ((\underline{\text{grad}} (\delta p))_f \cdot \underline{n}) \underline{n} \quad (\text{II.16.12})$$

où \underline{n} est la normale extérieure unitaire. On a donc :

$$\underline{\tilde{G}} (\delta p) \approx ((\underline{\text{grad}} (\delta p))_f \cdot \underline{n}) (\underline{T}^n \underline{n})$$

On peut donc se ramener au cas d'un pas de temps scalaire \tilde{T}_{ij}^n en posant :

$$\tilde{T}_{ij}^n = (\underline{T}_{ij}^n \underline{n}) \cdot \underline{n} \quad (\text{II.16.13})$$

En effet :

$$\begin{aligned} [\underline{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{ij}}] \cdot \underline{S}_{ij} &\approx (\underline{T}_{ij}^n \underline{n}) \cdot \underline{S}_{ij} (\underline{\text{grad}} (\delta p)_{f_{ij}} \cdot \underline{n}) \\ &= (\underline{T}_{ij}^n \underline{n}) \cdot \underline{n} (\underline{\text{grad}} (\delta p)_{f_{ij}} \cdot \underline{n}) S_{ij} \\ &= \tilde{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} (\delta p)_{f_{ij}} \cdot \underline{n}) S_{ij} \end{aligned} \quad (\text{II.16.14})$$

or :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} (\delta p)_{f_{ij}} \cdot \underline{n}) S_{ij} &= \tilde{T}_{ij}^n \underline{\text{grad}} (\delta p)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} \\ &= \tilde{T}_{ij}^n \left[P_J - P_I + \left(\frac{JJ'}{I'I'} - \frac{II'}{I'I'} \right) \frac{1}{2} (\underline{\text{grad}} P_I + \underline{\text{grad}} P_J) \right] \frac{S_{ij}}{I'I'} \end{aligned} \quad (\text{II.16.15})$$

Ceci intervient lors de la reconstruction des gradients au second membre du système final à résoudre, par appel aux sous-programmes **itrmas** et **itrgrp**.

En fait, l'approximation ($\tilde{T}_{ij}^n = (\underline{T}_{ij}^n \underline{n}) \cdot \underline{n}$) n'y est pas utilisée. En effet, puisqu'on calcule un gradient directionnel de l'incrément de pression avec le sous-programme **grdcel**, on se permet d'utiliser le tenseur \underline{T} pour corriger le terme $[\underline{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{ij}}] \cdot \underline{S}_{ij}$.

En pratique, on le discrétise, pour une face interne ij , par¹² :

$$[\underline{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} \delta p)_{f_{ij}}] \cdot \underline{S}_{ij} = \left[\tilde{T}_{ij}^n \frac{P_J - P_I}{I'I'} + \frac{JJ' - II'}{I'I'} \frac{1}{2} (\underline{T}_{ij}^n \underline{\text{grad}} P_I + \underline{T}_{ij}^n \underline{\text{grad}} P_J) \right] S_{ij} \quad (\text{II.16.16})$$

au lieu de (II.16.15). On procède de même pour les termes de bord.

Par la suite, on notera quand même cette expression $\tilde{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} (\delta p)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij})$.

Il reste le terme $\underline{D} \underline{\tilde{W}}$, qui *via* les gradients cellule de la pression présents dans l'équation de quantité de mouvement, découple les cellules paires et impaires sur une grille cartésienne. On utilise pour éviter ce problème un filtre de type Rhie & Chow qui permet de lisser la contribution de la pression de l'équation de quantité de mouvement. On écrit :

$$\begin{aligned} (\underline{D} \underline{\tilde{W}})_I &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} [\rho^n \underline{\tilde{u}} + \alpha_{Arak} (\underline{\tilde{G}} (p^n))_{cell}]_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} - \alpha_{Arak} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \tilde{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} p^n)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} \\ &\quad + \sum_{k \in \gamma_b(i)} [\rho^n \underline{\tilde{u}} + \alpha_{Arak} (\underline{\tilde{G}} (p^n))_{cell}]_{f_{b_{ik}}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} - \alpha_{Arak} \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{T}_{b_{ik}}^n (\underline{\text{grad}} p^n)_{f_{b_{ik}}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \\ &= \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \tilde{m}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{m}_{b_{ik}} \end{aligned} \quad (\text{II.16.17})$$

¹⁰D'après la formule $\frac{p_{J'} - p_{I'}}{I'I'} S_{ij}$.

¹¹i.e. on ne prend pas en compte la composante tangentielle $((\underline{\text{grad}} (\delta p))_f \cdot \underline{\tau}) \cdot \underline{\tau}$, $\underline{\tau}$ étant un vecteur tangentiel unitaire.

¹²Le coefficient $\frac{1}{2}$ dans (II.16.16) est mis pour des raisons de stabilité. En effet, l'utilisation des coefficients de pondération aux faces serait plus exact mais probablement moins stable.

\tilde{m}_{ij} (resp. $\tilde{m}_{b_{ik}}$) est le flux de masse à la face purement interne ij (resp. à la face de bord ik) modifié par le filtre Rhie & Chow.

$(\text{grad } p^n)_{f_{ij}}$ est un gradient facette alors que $[\rho^n \tilde{u} + \alpha_{Arak} (\tilde{G}(p^n))_{cell}]_{f_{ij}}$ est une valeur à la face interpolée à partir des valeurs estimées aux cellules (le gradient de pression dans ce terme est un gradient cellule). Cette précision s'applique également aux termes de bord.

Dans *Code_Saturne*, α_{Arak} est appelé pour des raisons historiques "le coefficient d'Arakawa". Il est noté **ARAK**.

Il faut remarquer, encore une fois, que pour le filtre Rhie & Chow, le tenseur \underline{T}^n est utilisé dans le terme volumique \tilde{G} alors que l'approximation (II.16.13) est appliquée lors du calcul du gradient facette.

Finalement, d'après (II.16.10) et (II.16.11), on résout :

$$\sum_{j \in V_{ois}(i)} \tilde{T}_{ij}^n (\text{grad } (\delta p))_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{T}_{b_{ik}}^n (\text{grad } (\delta p))_{f_{b_{ik}}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} = \sum_{j \in V_{ois}(i)} \tilde{m}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{m}_{b_{ik}} - \Gamma_I \quad (\text{II.16.18})$$

Pour la prise en compte des non orthogonalités, on résout ce système linéaire par incrément, en ajoutant au second membre les termes de reconstruction. Si $\delta(\delta p)$ est l'incrément de l'incrément (l'incrément de la variable δp à calculer) et k l'indice d'itération sur le point fixe, on résout exactement :

$$\begin{aligned} \sum_{j \in V_{ois}(i)} \tilde{T}_{ij}^n \frac{(\delta(\delta p))_I^{k+1} - (\delta(\delta p))_J^{k+1}}{\overline{I'J'}} S_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{T}_{b_{ik}}^n \frac{(\delta(\delta p))_I^{k+1} - (\delta(\delta p))_{b_{ik}}^{k+1}}{\overline{I'F}} S_{b_{ik}} \\ = \sum_{j \in V_{ois}(i)} \tilde{m}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{m}_{b_{ik}} \\ - \sum_{j \in V_{ois}(i)} \tilde{T}_{ij}^n (\text{grad } (\delta p)^k)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{T}_{b_{ik}}^n (\text{grad } (\delta p)^k)_{f_{b_{ik}}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} - \Gamma_I \\ = \sum_{j \in V_{ois}(i)} m_{ij}^k + \sum_{k \in \gamma_b(i)} m_{b_{ik}}^k - \Gamma_I \end{aligned} \quad (\text{II.16.19})$$

avec :

$$\begin{cases} (\delta(\delta p))^0 &= 0 \\ (\delta(\delta p))^{k+1} &= (\delta p)^{k+1} - (\delta p)^k \quad \forall k \in \mathbb{N} \end{cases} \quad (\text{II.16.20})$$

Ce sont les gradients facette $(\text{grad } (\delta p)^k)_{f_{ij}}$ et $(\text{grad } (\delta p)^k)_{f_{b_{ik}}}$ qui seront reconstruits.

16.3 Mise en œuvre

On expose dans ce qui suit l'algorithme tel qu'il est écrit dans **resolp**.

\underline{T}^n désignera un tableau de dimension 3 contenant les pas de temps locaux dans chaque direction (pour l'utilisation du "couplage vitesse-pression renforcé"). Dans le cas de l'algorithme "couplage faible vitesse-pression", on garde cette notation, les pas de temps étant égaux dans les trois directions de l'espace.

• Calcul de la matrice du système à résoudre

- calcul du coefficient de diffusion aux faces pour le Laplacien de pression (le coefficient de diffusion utilise le pas de temps de calcul ou celui du "couplage vitesse-pression renforcé"). Deux cas se présentent suivant l'algorithme de couplage vitesse/pression choisi par l'utilisateur :

- Appel de **viscfa** avec une viscosité totale égale au pas de temps Δt_I^n pour l'algorithme "couplage faible vitesse-pression" (**IPUCOU** = 0),
- Appel de **visort** avec une viscosité totale diagonale pour l'algorithme du "couplage vitesse-pression renforcé" (**IPUCOU** = 1). C'est à ce niveau qu'est calculé \tilde{T}_{ij}^n . Les pas de temps équivalents calculés auparavant dans la sous-routine **preduv** sont stockés dans le tableau **TPUCOU**.

- Appel de **matrix** pour la construction de la matrice de diffusion de la pression (sans les termes de reconstruction qui ne peuvent pas être pris en compte si on veut garder une structure de matrice creuse) avec la viscosité calculée précédemment et le tableau **COEFB** des conditions aux limites de la pression p^n (on impose une condition de Neumann homogène (resp. Dirichlet homogène) sur δp pour une condition de Neumann (resp. Dirichlet) pour p).

• Calcul du résidu de normalisation RNORMP

Cette étape est réalisée directement dans **preduv** à partir de la version 1.1.0.s, et le résidu de normalisation est transmis par l'intermédiaire de la variable **RNORMP**(IPHAS).

Le tableau **TRAV** contient à ce niveau de *Code_Saturne* le second membre issu de **preduv** sans les termes source utilisateur. Le calcul de **RNORMP** se fait de la façon suivante :

1. $\text{TRAV}(I) = \tilde{u}_I - \frac{\Delta t_I^n}{\rho_I |\Omega_i|} \text{TRAV}(I) + \frac{(\rho_I - \rho_0) \Delta t_I^n}{\rho_I} \underline{g}$,
2. Appel de **inimas** pour calculer le flux de masse du vecteur **TRAV** (on calcule à chaque face $\rho_{ij} \text{TRAV}_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}$, où \underline{S} est le vecteur surface). On impose le nombre de *sweeps* (ou d'itérations) total à 1 (**NSWRP** = 1), ce qui signifie que l'on ne reconstruit pas les gradients lors de ce passage dans **inimas** (pour des raisons de gain de temps de calcul). Les tableaux des conditions aux limites qui sont passés dans **inimas** sont ceux de la vitesse \underline{u}^n .
3. Appel de **divmas** pour calculer la divergence par cellule du flux de masse précédent. La divergence est stockée dans le tableau de travail **W1**.
4. Les termes source de masse stockés dans le tableau **SMACEL** sont ajoutés à **W1**.

$$\text{W1}(I) = \text{W1}(I) - \frac{|\Omega_i|}{\rho_I} \text{SMACEL}(I) \quad (\text{II.16.21})$$

5. Appel de **prodsc** (**RNORMP** = $\sqrt{\text{W1} \cdot \text{W1}}$). **RNORMP** servira dans le test d'arrêt du solveur de pression pour normaliser le résidu (voir la routine **gradco** pour l'inversion par gradient conjugué).

• préparation de la résolution du système

- Appel de **grdcel** pour le calcul du gradient de la pression p^n . Le résultat est stocké dans **TRAV**. **TRAV** contient donc à ce niveau $\frac{\partial p^n}{\partial x}, \frac{\partial p^n}{\partial y}, \frac{\partial p^n}{\partial z}$.
- Introduction du gradient cellule de la pression explicite p^n pour l'utilisation du filtre Rhie & Chow.

$$\text{TRAV}(I) = \tilde{u}_I + \frac{\text{ARAK}}{\rho_I} \underline{T}_I^n \underline{\text{grad}} p^n_I$$

ARAK représente le coefficient dit "d'Arakawa" que l'utilisateur peut modifier dans **usini1** et qui vaut 1 par défaut. Pour simplifier les notations, on pose **ARAK** = α_{Arak} .

- Appel de **inimas** pour calculer le flux de masse de **TRAV**. Les conditions aux limites appliquées sont celles de la vitesse (voir sous-programme **navsto**). Ceci reste une approximation des conditions aux limites de **TRAV**. Le flux de masse est donc égal à (voir sous-programme **inimas** pour plus de détails sur le calcul aux faces de bord) :

$$m_{ij} = [\rho \tilde{u} + \alpha_{Arak} \underline{T}_I^n \underline{\text{grad}} (p^n)]_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij}$$

- Appel de `itrmas` pour incrémenter le flux de masse aux faces¹³ de

$$-\alpha_{Arak} \tilde{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} p^n)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij}.$$

- Appel de `clmlga` pour l'utilisation d'un algorithme de multigrille algébrique pour l'inversion de la matrice de pression.
- initialisation de δp , $\delta(\delta p)$ et `SMBR` à 0. `SMBR` servira à stocker le second membre. Dans le code, `RTP(*,IPRIPH)` et `DRTP` contiennent respectivement δp et $\delta(\delta p)$.
- Appel de `divmas` pour le calcul de la divergence du flux de masse issu du dernier appel de `itrmas`. Cette divergence est stockée dans le tableau de travail `W7`.
- Ajout des contributions des termes source de masse¹⁴ à `W7`.

$$\text{W7}(I) = \text{W7}(I) - |\Omega_i| \text{SMACEL}(I) \quad (\text{II.16.22})$$

• Boucle sur les non orthogonalités

Une seule inversion permettrait de résoudre le problème en supposant que le maillage soit orthogonal. On décrit ci-dessous la boucle sur les non orthogonalités.

- début de la boucle sur k (dans ce qui suit, on est en $k + 1$)

- ★ Actualisation de `SMBR` au début de la boucle¹⁵.

$$\text{SMBR}(I) = -\text{W7}(I) - \text{SMBR}(I)$$

- ★ Calcul de la norme de `SMBR` dans `prodsc`. On l'appelle `RESIDU`. Comme on résout le système par incrément, le second membre doit s'annuler à convergence.

- ★ Si `RESIDU` < $10 \times \varepsilon \times \text{RNORMP}$, la convergence est atteinte¹⁶.

⇒ Appel de `itrmas` pour la réactualisation du flux de masse avec le gradient facette $(\underline{\text{grad}} (\delta p)^k)_f$. On calcule donc à chaque face $\tilde{T}_{ij}^n (\underline{\text{grad}} (\delta p)^k)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij}$ et $\tilde{T}_{b_{ik}}^n (\underline{\text{grad}} (\delta p)^k)_{f_{b_{ik}}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$.

⇒ réactualisation¹⁷ de la pression $p^{n+1} = p^n + \sum_{l=1}^{l=k} (\delta(\delta p))^l$.

- ★ Sinon,

⇒ $(\delta(\delta p))^{k+1} = 0$,

⇒ Appel de `invers` pour l'inversion du système (II.16.19). Le test d'arrêt de l'algorithme d'inversion `RESIDU` est normalisé par `RNORMP` (voir `gradco` pour l'inversion de la pression).

- ★ Si on atteint le nombre de *sweeps* maximal,

⇒ Appel de `itrmas` pour l'incrémentation du flux de masse par le gradient de la pression $(\delta p)^k$.

⇒ Second appel de `itrmas` pour l'incrémentation du flux de masse avec le gradient de $(\delta(\delta p))^{k+1}$ non reconstruit pour assurer une divergence finale nulle, ceci pour rester cohérent avec la matrice de pression qui ne prend pas en compte les non orthogonalités¹⁸.

¹³ $(\underline{\text{grad}} p^n)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij}$ est le gradient normal à la face égal, sur un maillage orthogonal, à $\frac{p_J^n - p_I^n}{IJ} S_{ij}$.

¹⁴Le tableau `W7` contient le second membre sans le gradient de δp . Il reste donc inchangé à chaque *sweep*. En revanche, `SMBR` contient le second membre complet qui varie à chaque *sweep*.

¹⁵Le signe "-" résulte de la construction de la matrice.

¹⁶ ε est la tolérance associée à la pression qui peut être modifiée par l'utilisateur dans `usini1`, via le tableau `EPSILO`.

¹⁷ $(\delta p)^k = \sum_{l=1}^{l=k} (\delta(\delta p))^l$ est stockée dans `RTP(*,IPRIPH)`.

¹⁸On pourra se référer au sous-programme `navsto` pour plus de détails.

⇒ mise à jour de l'incrément de pression $(\delta p)^{k+1} = (\delta p)^k + (\delta(\delta p))^{k+1}$.

★ Sinon,

⇒ Incrémentation du flux de masse en prenant en compte un coefficient de relaxation. $(\delta p)^{k+1} = (\delta p)^k + \text{RELAX} \times (\delta(\delta p))^{k+1}$. Le coefficient de relaxation est mis par défaut à 1 et peut être modifié dans `usini1`.

⇒ Appel de `itrgrp` pour le calcul de la partie en $\underline{\underline{T}}^n$ `grad` (δp) du second membre (auquel sera ajouté le tableau `W7` en début de boucle).

$$\text{SMBR}(I) = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \tilde{T}_{ij}^n (\text{grad } (\delta p)^k)_{f_{ij}} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \tilde{T}_{b_{ik}}^n (\text{grad } (\delta p)^k)_{f_{b_{ik}}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}}$$

- fin de la boucle

• réactualisation de la pression

On réactualise la pression par la somme des incréments de δp .

$$p^{n+1} = p^n + (\delta p)_{k_{conv}}$$

avec,

$$(\delta p)_{k_{conv}} = \sum_{k=1}^{k=k_{conv}} (\delta(\delta p))^k$$

En pratique, RTP contient $(\delta p)_{k_{conv}}^k$. On incrémente donc p^n par RTP :

$$\text{RTP} = \text{RTPA} + \text{RTP}$$

16.4 Points à traiter

Il reste plusieurs problèmes à résoudre :

1. L'approximation du gradient de l'incrément de la pression par le gradient normal peut poser des problèmes de consistance, notamment avec la remarque ci-dessous.
2. L'approximation $\tilde{T}^n \approx (\underline{T}^n \underline{n}) \cdot \underline{n}$ n'est pas faite lors de la reconstruction des gradients au second membre de l'équation de pression. Elle n'est pas faite non plus pour le calcul du gradient cellule lors de l'application du filtre Rhie & Chow.
3. Utilisation de pondération $\frac{1}{2}$ lors de calculs de valeurs aux faces pour des raisons de stabilité numérique (ex. dans `itrmas` ou `itrgrp` lors de la reconstruction du gradient de l'incrément de pression à la face).
4. On pourra vérifier le calcul du résidu de normalisation (voir `preduv`).
5. Lors du calcul du flux de masse de $\tilde{u} + \frac{\alpha}{\rho} \underline{T} \underline{\text{grad}} p^n$ dans `inimas`, on utilise les conditions aux limites de la vitesse au temps n . Ceci reste un point peu clair particulièrement pour les conditions aux limites de sortie. Il faudra plus généralement analyser les conditions aux limites des variables dans `navsto`. Ce problème est à relier à celui signalé pour `vissec`.
6. Lors du test de convergence de la boucle sur les non orthogonalités, on multiplie la tolérance par 10. Est-ce réellement nécessaire ?
7. Il faudrait revoir le problème de relaxation lors de l'actualisation de la pression dans la boucle sur les non orthogonalités (un coefficient de relaxation dynamique serait peut-être intéressant).
8. Le filtre de Rhie & Chow peut s'avérer assez gênant dans certaines configurations. Il serait intéressant, avant toute travail de modification, de vérifier qu'il est vraiment utile, en identifiant clairement une configuration où il joue un rôle positif certain, si une telle configuration existe.

La résolution se fait en trois étapes, afin de coupler partiellement les deux variables k et ε . Pour simplifier, réécrivons le système de la façon suivante :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial k}{\partial t} = D(k) + S_k(k, \varepsilon) + k \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma(k_i - k) + \alpha_k k + \beta_k \\ \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = D(\varepsilon) + S_\varepsilon(k, \varepsilon) + \varepsilon \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma(\varepsilon_i - \varepsilon) + \alpha_\varepsilon \varepsilon + \beta_\varepsilon \end{cases} \quad (\text{II.17.2})$$

D est l'opérateur de convection/diffusion. S_k (resp. S_ε) est le terme source de k (resp. ε).

PREMIÈRE PHASE : BILAN EXPLICITE

On résout le bilan explicite :

$$\begin{cases} \rho^{(n)} \frac{k_e - k^{(n)}}{\Delta t} = D(k^{(n)}) + S_k(k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}) + k^{(n)} \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma(k_i - k^{(n)}) + \alpha_k k^{(n)} + \beta_k \\ \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_e - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t} = D(\varepsilon^{(n)}) + S_\varepsilon(k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}) + \varepsilon^{(n)} \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma(\varepsilon_i - \varepsilon^{(n)}) + \alpha_\varepsilon \varepsilon^{(n)} + \beta_\varepsilon \end{cases} \quad (\text{II.17.3})$$

(le terme en Γ n'est pris en compte que dans le cas de l'injection forcée)

DEUXIÈME PHASE : COUPLAGE DES TERMES SOURCES

On implícite les termes sources de manière couplée :

$$\begin{cases} \rho^{(n)} \frac{k_{ts} - k^{(n)}}{\Delta t} = D(k^{(n)}) + S_k(k_{ts}, \varepsilon_{ts}) + k^{(n)} \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma(k_i - k^{(n)}) + \alpha_k k^{(n)} + \beta_k \\ \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t} = D(\varepsilon^{(n)}) + S_\varepsilon(k_{ts}, \varepsilon_{ts}) + \varepsilon^{(n)} \operatorname{div}(\rho \underline{u}) + \Gamma(\varepsilon_i - \varepsilon^{(n)}) + \alpha_\varepsilon \varepsilon^{(n)} + \beta_\varepsilon \end{cases} \quad (\text{II.17.4})$$

soit

$$\begin{cases} \rho^{(n)} \frac{k_{ts} - k^{(n)}}{\Delta t} = \rho^{(n)} \frac{k_e - k^{(n)}}{\Delta t} + S_k(k_{ts}, \varepsilon_{ts}) - S_k(k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}) \\ \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t} = \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_e - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t} + S_\varepsilon(k_{ts}, \varepsilon_{ts}) - S_\varepsilon(k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}) \end{cases} \quad (\text{II.17.5})$$

Le terme en $\operatorname{div}(\rho \underline{u})$ n'est pas implicité car il est lié au terme D pour assurer que la matrice d'implication sera à diagonale dominante. Le terme en Γ et les termes sources utilisateur ne sont pas implicites non plus, mais ils le seront dans la troisième phase.

Et on écrit (pour $\varphi = k$ ou ε)

$$S_\varphi(k_{ts}, \varepsilon_{ts}) - S_\varphi(k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}) = (k_{ts} - k^{(n)}) \left. \frac{\partial S_\varphi}{\partial k} \right|_{k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}} + (\varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}) \left. \frac{\partial S_\varphi}{\partial \varepsilon} \right|_{k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}} \quad (\text{II.17.6})$$

On résout donc finalement le système 2×2 :

$$\begin{pmatrix} \frac{\rho^{(n)}}{\Delta t} - \left. \frac{\partial S_k}{\partial k} \right|_{k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}} & - \left. \frac{\partial S_k}{\partial \varepsilon} \right|_{k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}} \\ - \left. \frac{\partial S_\varepsilon}{\partial k} \right|_{k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}} & \frac{\rho^{(n)}}{\Delta t} - \left. \frac{\partial S_\varepsilon}{\partial \varepsilon} \right|_{k^{(n)}, \varepsilon^{(n)}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (k_{ts} - k^{(n)}) \\ (\varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho^{(n)} \frac{k_e - k^{(n)}}{\Delta t} \\ \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_e - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t} \end{pmatrix} \quad (\text{II.17.7})$$

TROISIÈME PHASE : IMPLICITATION DE LA CONVECTION/DIFFUSION

avec

$$\begin{cases} A_{11} = \frac{1}{\Delta t} - 2C_\mu \frac{k^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}} \text{Min} \left[\left(\tilde{\mathcal{P}} + \tilde{\mathcal{G}} \right), 0 \right] + \frac{2}{3} \text{Max} [\text{div}(\underline{u}), 0] \\ A_{12} = 1 \\ A_{21} = -C_{\varepsilon_1} C_\mu \left(\tilde{\mathcal{P}} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \tilde{\mathcal{G}} \right) - C_{\varepsilon_2} \left(\frac{\varepsilon^{(n)}}{k^{(n)}} \right)^2 \\ A_{22} = \frac{1}{\Delta t} + \frac{2}{3} C_{\varepsilon_1} \text{Max} [\text{div}(\underline{u}), 0] + 2C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^{(n)}}{k^{(n)}} \end{cases} \quad (\text{II.17.13})$$

(par définition de C_{ε_3} , $\tilde{\mathcal{P}} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \tilde{\mathcal{G}}$ est toujours positif)

17.3 Mise en œuvre

• Calcul du terme de production

On appelle trois fois `grdccl` pour calculer les gradients de u , v et w . Au final, on a

$$\text{TINSTK} = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2$$

et

$$\text{DIVU} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

(le terme $\text{div}(\underline{u})$ n'est pas calculé par `divmas`, pour correspondre exactement à la trace du tenseur des déformations qui est calculé pour la production)

• Lecture des termes sources utilisateur

Appel de `ustske` pour charger les termes sources utilisateurs. Ils sont stockés dans les tableaux suivants :

$$\text{W7} = \Omega \beta_k$$

$$\text{W8} = \Omega \beta_\varepsilon$$

$$\text{DAM} = \Omega \alpha_k$$

$$\text{W9} = \Omega \alpha_\varepsilon$$

Puis on ajoute le terme en $(\text{div}\underline{u})^2$ à `TINSTK`. On a donc

$$\text{TINSTK} = \tilde{\mathcal{P}}$$

• Calcul du terme de gravité

Calcul uniquement si `IGRAKE` = 1.

On appelle `grdccl` pour ROM, avec comme conditions aux limites `COEFA` = ROMB et `COEFB` = VISCB = 0. `PRDTUR` = σ_t est mis à 1 si on n'a pas de scalaire température.

$\tilde{\mathcal{G}}$ est calculé et les termes sources sont mis à jour :

$$\text{TINSTK} = \tilde{\mathcal{P}} + \tilde{\mathcal{G}}$$

$$\text{TINSTE} = \tilde{\mathcal{P}} + \text{Max} \left[\tilde{\mathcal{G}}, 0 \right] = \tilde{\mathcal{P}} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \tilde{\mathcal{G}}$$

Si `IGRAKE` = 0, on a simplement

$$\text{TINSTK} = \text{TINSTE} = \tilde{\mathcal{P}}$$

• Calcul du terme d'accumulation de masse

On stocke $\text{W1} = \Omega \text{div}(\rho \underline{u})$ calculé par `divmas` (pour correspondre aux termes de convection de la matrice).

• Calcul des termes sources explicites

On affecte les termes sources explicites de k et ε pour la première étape.

$$\text{SMBRK} = \Omega \left(\mu_t (\tilde{\mathcal{P}} + \tilde{\mathcal{G}}) - \frac{2}{3} \rho^{(n)} k^{(n)} \text{div} \underline{u} - \rho^{(n)} \varepsilon^{(n)} \right) + \Omega k^{(n)} \text{div}(\rho \underline{u})$$

$$\text{SMBRE} = \Omega \frac{\varepsilon^{(n)}}{k^{(n)}} \left(C_{\varepsilon_1} \left(\mu_t (\tilde{\mathcal{P}} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \tilde{\mathcal{G}}) - \frac{2}{3} \rho^{(n)} k^{(n)} \text{div} \underline{u} \right) - C_{\varepsilon_2} \rho^{(n)} \varepsilon^{(n)} \right) + \Omega \varepsilon^{(n)} \text{div}(\rho \underline{u})$$

$$\text{soit } \text{SMBRK} = \Omega S_k^{(n)} + \Omega k^{(n)} \text{div}(\rho \underline{u}) \text{ et } \text{SMBRE} = \Omega S_\varepsilon^{(n)} + \Omega \varepsilon^{(n)} \text{div}(\rho \underline{u}).$$

• Calcul des termes sources utilisateur

On ajoute les termes sources utilisateur explicites à **SMBRK** et **SMBRE**, soit :

$$\text{SMBRK} = \Omega S_k^{(n)} + \Omega k^{(n)} \text{div}(\rho \underline{u}) + \Omega \alpha_k k^{(n)} + \Omega \beta_k$$

$$\text{SMBRE} = \Omega S_\varepsilon^{(n)} + \Omega \varepsilon^{(n)} \text{div}(\rho \underline{u}) + \Omega \alpha_\varepsilon \varepsilon^{(n)} + \Omega \beta_\varepsilon$$

Les tableaux **W7** et **W8** sont libérés, **DAM** et **W9** sont conservés pour être utilisés dans la troisième phase de résolution.

• Calcul des termes de convection/diffusion explicites

bilsc2 est appelé deux fois, pour k et pour ε , afin d'ajouter à **SMBRK** et **SMBRE** les termes de convection/diffusion explicites $D(k^{(n)})$ et $D(\varepsilon^{(n)})$. Ces termes sont d'abord stockés dans **W7** et **W8**, pour être conservés et réutilisés dans la troisième phase de résolution.

• Termes source de masse

Dans le cas d'une injection forcée de matière, on passe deux fois dans **catsma** pour ajouter les termes en $\Omega \Gamma(k_i - k^{(n)})$ et $\Omega \Gamma(\varepsilon_i - \varepsilon^{(n)})$ à **SMBRK** et **SMBRE**. La partie implicite ($\Omega \Gamma$) est stockée dans les variables **W2** et **W3**, qui seront utilisées lors de la troisième phase (les deux variables sont bien nécessaires, au cas où on aurait une injection forcée sur k et pas sur ε , par exemple).

• Fin de la première phase

Ceci termine la première phase. On a

$$\text{SMBRK} = \Omega \rho^{(n)} \frac{k_e - k^{(n)}}{\Delta t}$$

$$\text{SMBRE} = \Omega \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_e - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t}$$

• Phase de couplage

(uniquement si **IKECOU** = 1)

On renormalise **SMBRK** et **SMBRE** qui deviennent les seconds membres du système de couplage.

$$\text{SMBRK} = \frac{1}{\Omega \rho^{(n)}} \text{SMBRK} = \frac{k_e - k^{(n)}}{\Delta t}$$

$$\text{SMBRE} = \frac{1}{\Omega \rho^{(n)}} \text{SMBRE} = \frac{\varepsilon_e - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t}$$

$$\text{et } \text{DIVP23} = \frac{2}{3} \text{Max}[\text{div}(\underline{u}), 0].$$

On remplit la matrice de couplage

$$\text{A11} = \frac{1}{\Delta t} - 2C_\mu \frac{k^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}} \text{Min} \left[\left(\tilde{\mathcal{P}} + \tilde{\mathcal{G}} \right), 0 \right] + \frac{2}{3} \text{Max}[\text{div}(\underline{u}), 0]$$

$$\text{A12} = 1$$

$$\text{A21} = -C_{\varepsilon_1} C_\mu \left(\tilde{\mathcal{P}} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \tilde{\mathcal{G}} \right) - C_{\varepsilon_2} \left(\frac{\varepsilon^{(n)}}{k^{(n)}} \right)^2$$

$$\text{A22} = \frac{1}{\Delta t} + \frac{2}{3} C_{\varepsilon_1} \text{Max}[\text{div}(\underline{u}), 0] + 2C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^{(n)}}{k^{(n)}}$$

On inverse le système 2×2 , et on récupère :

$$\text{DELTK} = k_{ts} - k^{(n)}$$

$$\text{DELTE} = \varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}$$

• Fin de la deuxième phase

On met à jour les variables **SMBRK** et **SMBRE**.

$$\text{SMBRK} = \Omega \rho^{(n)} \frac{k_{ts} - k^{(n)}}{\Delta t}$$

$$\text{SMBRE} = \Omega \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t}$$

Dans le cas où on ne couple pas ($\text{IKECOU} = 0$), ces deux variables gardent la même valeur qu'à la fin de la première étape.

• Calcul des termes implicites

On retire à **SMBRK** et **SMBRE** la partie en convection diffusion au temps n , qui était stockée dans **W7** et **W8**.

$$\text{SMBRK} = \Omega \rho^{(n)} \frac{k_{ts} - k^{(n)}}{\Delta t} - \Omega D(k^{(n)})$$

$$\text{SMBRE} = \Omega \rho^{(n)} \frac{\varepsilon_{ts} - \varepsilon^{(n)}}{\Delta t} - \Omega D(\varepsilon^{(n)})$$

On calcule les termes implicites, hors convection/diffusion, qui correspondent à la diagonale de la matrice.

$$\text{TINSTK} = \frac{\Omega \rho^{(n)}}{\Delta t} - \Omega \text{div}(\rho \underline{u}) + \Omega \Gamma + \Omega \text{Max}[-\alpha_k, 0]$$

$$\text{TINSTE} = \frac{\Omega \rho^{(n)}}{\Delta t} - \Omega \text{div}(\rho \underline{u}) + \Omega \Gamma + \Omega \text{Max}[-\alpha_\varepsilon, 0]$$

(Γ n'est pris en compte qu'en injection forcée, c'est-à-dire qu'il est forcément positif et ne risque pas d'affaiblir la diagonale de la matrice).

• Résolution finale

On passe alors deux fois dans **codits**, pour k et ε , pour résoudre les équations du type :

$$\text{TINST} \times (\varphi^{(n+1)} - \varphi^{(n)}) = D(\varphi^{(n+1)}) + \text{SMBR}.$$

• clipping final

On passe enfin dans la routine **clipke** pour faire un clipping éventuel de $k^{(n+1)}$ et $\varepsilon^{(n+1)}$.

18- Sous-programme turrij

18.1 Fonction

Le but de ce sous-programme est de résoudre le système des équations des tensions de Reynolds et de la dissipation ε de manière totalement découplée dans le cadre de l'utilisation du modèle $R_{ij} - \varepsilon$ LRR¹ (option ITURB = 30 dans `usini1`).

Le tenseur symétrique des tensions de Reynolds est noté $\underline{\underline{R}}$. Les composantes de ce tenseur représentent le moment d'ordre deux de la vitesse : $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$.

Pour chaque composante R_{ij} , on résout :

$$\rho \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{\underline{u}} R_{ij} - \mu \underline{\underline{\text{grad}}} R_{ij}) = \mathcal{P}_{ij} + \mathcal{G}_{ij} + \Phi_{ij} + d_{ij} - \varepsilon_{ij} + R_{ij} \text{div}(\rho \underline{\underline{u}}) + \Gamma(R_{ij}^{in} - R_{ij}) + \alpha_{R_{ij}} R_{ij} + \beta_{R_{ij}} \quad (\text{II.18.1})$$

$\underline{\underline{\mathcal{P}}}$ est le tenseur de production par cisaillement moyen :

$$\mathcal{P}_{ij} = -\rho \left[R_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + R_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \quad (\text{II.18.2})$$

$\underline{\underline{\mathcal{G}}}$ est le tenseur de production par gravité :

$$\mathcal{G}_{ij} = \left[G_{ij} - C_3 (G_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} G_{kk}) \right] \quad (\text{II.18.3})$$

avec

$$\begin{cases} G_{ij} = -\frac{3}{2} \frac{C_\mu}{\sigma_t} \frac{k}{\varepsilon} (r_i g_j + r_j g_i) \\ k = \frac{1}{2} R_{ll} \\ r_i = R_{ik} \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \end{cases} \quad (\text{II.18.4})$$

Dans ce qui précède, k représente l'énergie turbulente², g_i la composante de la gravité dans la direction i , σ_t le nombre de Prandtl turbulent et C_μ , C_3 des constantes définies dans Tab. 18.1.

$\underline{\underline{\Phi}}$ est le terme de corrélations pression-déformation. Il est modélisé avec le terme de dissipation $\underline{\underline{\varepsilon}}$ de la manière suivante :

$$\Phi_{ij} - [\varepsilon_{ij} - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \varepsilon] = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (\text{II.18.5})$$

Il en résulte :

$$\Phi_{ij} - \varepsilon_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \varepsilon \quad (\text{II.18.6})$$

¹la description du SSG est prévue pour une version ultérieure de la documentation

²Les sommations se font sur l'indice l et on applique plus généralement la convention de sommation d'Einstein.

Le terme $\phi_{ij,1}$ est un terme "lent" de retour à l'isotropie. Il est donné par :

$$\phi_{ij,1} = -\rho C_1 \frac{\varepsilon}{k} (R_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}) \quad (\text{II.18.7})$$

Le terme $\phi_{ij,2}$ est un terme "rapide" d'isotropisation de la production. Il est donné par :

$$\phi_{ij,2} = -\rho C_2 (\mathcal{P}_{ij} - \frac{2}{3} \mathcal{P} \delta_{ij}) \quad (\text{II.18.8})$$

avec,

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2} \mathcal{P}_{kk}$$

Le terme $\phi_{ij,w}$ est appelé "terme d'écho de paroi". Il n'est pas utilisé par défaut dans *Code_Saturne*, mais peut être activé avec $\text{IRIJE} = 1$. Si y représente la distance à la paroi :

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = & \rho C'_1 \frac{k}{\varepsilon} \left[R_{km} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} R_{ki} n_k n_j - \frac{3}{2} R_{kj} n_k n_i \right] f\left(\frac{l}{y}\right) \\ & + \rho C'_2 \left[\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ki,2} n_k n_j - \frac{3}{2} \phi_{kj,2} n_k n_i \right] f\left(\frac{l}{y}\right) \end{aligned} \quad (\text{II.18.9})$$

f est une fonction d'amortissement construite pour valoir 1 en paroi et tendre vers 0 en s'éloignant des parois.

La longueur l représente $\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$, caractéristique de la turbulence. On prend :

$$f\left(\frac{l}{y}\right) = \min(1, C_\mu^{0,75} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon \kappa y}) \quad (\text{II.18.10})$$

d_{ij} est un terme de diffusion turbulente³ qui vaut :

$$d_{ij} = C_S \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{k}{\varepsilon} R_{km} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m} \right) \quad (\text{II.18.11})$$

On notera par la suite $\underline{\underline{A}} = C_S \rho \frac{k}{\varepsilon} \underline{\underline{R}}$. Ainsi, $d_{ij} = \text{div}(\underline{\underline{A}} \text{grad}(R_{ij}))$ est une diffusion avec un coefficient tensoriel.

Le terme de dissipation turbulente $\underline{\underline{\varepsilon}}$ est traité dans ce qui précède avec le terme $\underline{\underline{\Phi}}$.

Γ est le terme source de masse⁴, R_{ij}^{in} est la valeur de R_{ij} associée à la masse injectée ou retirée.

$(\alpha_{R_{ij}} R_{ij} + \beta_{R_{ij}})$ représente le terme source utilisateur (sous-programme **ustsri**) éventuel avec une décomposition permettant d'impliciter la partie $\alpha_{R_{ij}} R_{ij}$ si $\alpha_{R_{ij}} \geq 0$.

De même, on résout une équation de convection/diffusion/termes sources pour la dissipation ε . Cette équation est très semblable à celle du modèle $k-\varepsilon$ (voir **turbke**), seuls les termes de viscosité turbulente et de gravité changent. On résout :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \text{div} [\rho \underline{\underline{u}} \varepsilon - (\mu \text{grad} \varepsilon)] = & d_\varepsilon + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [\mathcal{P} + \mathcal{G}_\varepsilon] - \rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \varepsilon \text{div}(\rho \underline{\underline{u}}) \\ & + \Gamma(\varepsilon^{in} - \varepsilon) + \alpha_\varepsilon \varepsilon + \beta_\varepsilon \end{aligned} \quad (\text{II.18.12})$$

³Dans la littérature, ce terme contient en général la dissipation par viscosité moléculaire.

⁴Dans ce cas, l'équation de continuité s'écrit : $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{\underline{u}}) = \Gamma$.

C'_μ	C_ε	C_{ε_1}	C_{ε_2}	C_1	C_2	C_3	C_S	C'_1	C'_2
0,09	0,18	1,44	1,92	1,8	0,6	0,55	0,22	0,5	0,3

Table 18.1: Définition des constantes utilisées.

d_ε est le terme de diffusion turbulente :

$$d_\varepsilon = C_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{k}{\varepsilon} R_{km} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} \right) \quad (\text{II.18.13})$$

On notera par la suite $\underline{\underline{A'}} = \rho C_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} \underline{\underline{R}}$. Le terme de diffusion turbulente est donc modélisé par :

$$d_\varepsilon = \text{div}(\underline{\underline{A'}} \text{grad}(\varepsilon))$$

La viscosité turbulente usuelle (ν_t) en modèle $k - \varepsilon$ est remplacée par le tenseur visqueux $\underline{\underline{A'}}$.

\mathcal{P} est le terme de production par cisaillement moyen : $\mathcal{P} = \frac{1}{2} \mathcal{P}_{kk}$. Ce terme est modélisé avec la notion de viscosité turbulente dans le cadre du modèle $k - \varepsilon$. Dans le cas présent, il est calculé à l'aide des tensions de Reynolds (à partir de \mathcal{P}_{ij}).

\mathcal{G}_ε est le terme de production des effets de gravité pour la variable ε .

$$\mathcal{G}_\varepsilon = \max(0, \frac{1}{2} G_{kk}) \quad (\text{II.18.14})$$

18.2 Discretisation

La résolution se fait en découplant totalement les tensions de Reynolds entre elles et la dissipation ε . On résout ainsi une équation de convection/diffusion/termes sources pour chaque variable. Les variables sont résolues dans l'ordre suivant : R_{11} , R_{22} , R_{33} , R_{12} , R_{13} , R_{23} et ε . L'ordre de la résolution n'est pas important puisque l'on a opté pour une résolution totalement découplée en n'implicitant que les termes pouvant être linéarisés par rapport à la variable courante⁵.

Les équations sont résolues à l'instant $n + 1$.

18.2.1 Variables tensions de Reynolds

Pour chaque composante R_{ij} , on écrit :

$$\begin{aligned} \rho^n \frac{R_{ij}^{n+1} - R_{ij}^n}{\Delta t^n} + \text{div}[(\rho \underline{u})^n R_{ij}^{n+1} - \mu^n \text{grad} R_{ij}^{n+1}] = & \mathcal{P}_{ij}^n + \mathcal{G}_{ij}^n \\ & + \phi_{ij,1}^{n,n+1} + \phi_{ij,2}^n + \phi_{ij,w}^n \\ & + d_{ij}^{n,n+1} - \frac{2}{3} \rho^n \varepsilon^n \delta_{ij} + R_{ij}^{n+1} \text{div}(\rho \underline{u})^n \\ & + \Gamma(R_{ij}^{in} - R_{ij}^{n+1}) \\ & + \alpha_{R_{ij}}^n R_{ij}^{n+1} + \beta_{R_{ij}}^n \end{aligned} \quad (\text{II.18.15})$$

μ^n est la viscosité moléculaire⁶.

L'indice $(n, n + 1)$ est relatif à une semi implicitation des termes (voir ci-dessous). Quand seul l'indice (n) est utilisé, il suffit de reprendre l'expression des termes et de considérer que toutes les variables sont explicites.

⁵En effet, aucune variable n'est actualisée pour la résolution de la suivante.

⁶La viscosité peut dépendre éventuellement de la température ou d'autres variables.

Dans le terme $\phi_{ij,1}^{n,n+1}$ donné ci-dessous, la tension de Reynolds R_{ij} est implicite (les tensions diagonales apparaissent aussi dans l'énergie turbulente k). Ainsi :

$$\phi_{ij,1}^{n,n+1} = -\rho^n C_1 \frac{\varepsilon^n}{k^n} \left[\left(1 - \frac{\delta_{ij}}{3}\right) R_{ij}^{n+1} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \left(k^n - \frac{1}{2} R_{ii}^n\right) \right] \quad (\text{II.18.16})$$

Le terme de diffusion turbulente $\underline{\underline{d}}$ s'écrit : $d_{ij} = \text{div} [\underline{\underline{A}} \text{grad } R_{ij}]$. Le tenseur $\underline{\underline{A}}$ est toujours explicite. En intégrant sur un volume de contrôle (cellule) Ω_l , le terme $\underline{\underline{d}}$ de diffusion turbulente de R_{ij} s'écrit :

$$\int_{\Omega_l} d_{ij}^{n,n+1} d\Omega = \sum_{m \in \text{Vois}(l)} [\underline{\underline{A}}^n \text{grad } R_{ij}^{n+1}]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \quad (\text{II.18.17})$$

\underline{n}_{lm} est la normale unitaire à la face⁷ $\partial\Omega_{lm} = \Gamma_{lm}$ de la frontière $\partial\Omega_l = \bigcup_m \partial\Omega_{lm}$ de Ω_l , face désignée par abus par lm et S_{lm} sa surface associée.

On décompose $\underline{\underline{A}}^n$ en partie diagonale $\underline{\underline{D}}^n$ et extra-diagonale $\underline{\underline{E}}^n$:

$$\underline{\underline{A}}^n = \underline{\underline{D}}^n + \underline{\underline{E}}^n$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_l} d_{ij} d\Omega &= \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \underbrace{[\underline{\underline{D}}^n \text{grad } R_{ij}]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm}}_{\text{partie diagonale}} \\ &+ \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \underbrace{[\underline{\underline{E}}^n \text{grad } R_{ij}]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm}}_{\text{partie extra-diagonale}} \end{aligned} \quad (\text{II.18.18})$$

La partie extra-diagonale sera prise totalement explicite et interviendra donc dans l'expression regroupant les termes purement explicites f_s^{exp} du second membre de **codits**.

Pour la partie diagonale, on introduit la composante normale du gradient de la variable principale R_{ij} . Cette contribution normale sera traitée en implicite pour la variable et interviendra à la fois dans l'expression de la matrice simplifiée du système résolu par **codits** et dans le second membre traité par **bilsc2**. La contribution tangentielle sera, elle, purement explicite et donc prise en compte dans f_s^{exp} intervenant dans le second membre de **codits**.

On a :

$$\text{grad } R_{ij} = \text{grad } R_{ij} - (\text{grad } R_{ij} \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm} + (\text{grad } R_{ij} \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm} \quad (\text{II.18.19})$$

Comme

$$[\underline{\underline{D}}^n [(\text{grad } R_{ij} \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm}]] \cdot \underline{n}_{lm} = \gamma_{lm}^n (\text{grad } R_{ij} \cdot \underline{n}_{lm})$$

avec :

$$\gamma_{lm}^n = (D_{11}^n) n_{1,lm}^2 + (D_{22}^n) n_{2,lm}^2 + (D_{33}^n) n_{3,lm}^2$$

on peut traiter ce terme γ_{lm}^n comme une diffusion avec un coefficient de diffusion indépendant de la direction.

Finalement, on écrit :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_l} d_{ij}^{n,n+1} d\Omega &= \\ &+ \sum_{m \in \text{Vois}(l)} [\underline{\underline{E}}^n \text{grad } R_{ij}^n]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \\ &+ \sum_{m \in \text{Vois}(l)} [\underline{\underline{D}}^n \text{grad } R_{ij}^n]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \\ &- \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \gamma_{lm}^n (\text{grad } R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) S_{lm} + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \gamma_{lm}^n (\text{grad } R_{ij}^{n+1} \cdot \underline{n}_{lm}) S_{lm} \end{aligned} \quad (\text{II.18.20})$$

⁷La notion de face purement interne ou de bord n'est pas explicitée ici, pour alléger l'exposé. Pour être rigoureux et homogène avec les notations adoptées, il faudrait distinguer $m \in \text{Vois}(l)$ et $m \in \gamma_b(l)$.

Les trois premiers termes sont totalement explicites et correspondent à la discrétisation de l'opérateur continu :

$$\text{div}(\underline{\underline{E}}^n \underline{\text{grad}} R_{ij}^n) + \text{div}(\underline{\underline{D}}^n [\underline{\text{grad}} R_{ij}^n - (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}) \underline{n}])$$

en omettant la notion de face.

Le dernier terme est implicite relativement à la variable R_{ij} et correspond à l'opérateur continu :

$$\text{div}(\underline{\underline{D}}^n (\underline{\text{grad}} R_{ij}^{n+1} \cdot \underline{n}) \underline{n})$$

18.2.2 Variable ε

On résout l'équation de ε de façon analogue à celle de R_{ij} .

$$\begin{aligned} \rho^n \frac{\varepsilon^{n+1} - \varepsilon^n}{\Delta t^n} + \text{div}((\rho \underline{u})^n \varepsilon^{n+1}) - \text{div}(\mu^n \underline{\text{grad}} \varepsilon^{n+1}) = & d_\varepsilon^{n,n+1} \\ & + C_{\varepsilon 1} \frac{k^n}{\varepsilon^n} [\mathcal{P}^n + \mathcal{G}_\varepsilon^n] - \rho^n C_{\varepsilon 2} \frac{(\varepsilon^n)^2}{k^n} \\ & + \varepsilon^{n+1} \text{div}(\rho \underline{u})^n \\ & + \Gamma(\varepsilon^{in} - \varepsilon^{n+1}) + \alpha_\varepsilon^n \varepsilon^{n+1} + \beta_\varepsilon^n \end{aligned} \quad (\text{II.18.21})$$

Le terme de diffusion turbulente $d_\varepsilon^{n,n+1}$ est traité comme celui des variables R_{ij} et s'écrit :

$$d_\varepsilon^{n,n+1} = \text{div}[\underline{\underline{A'}}^n \underline{\text{grad}} \varepsilon^{n+1}]$$

Le tenseur $\underline{\underline{A'}}$ est toujours explicite. On le décompose en une partie diagonale $\underline{\underline{D'}}$ et une partie extra-diagonale $\underline{\underline{E'}}$:

$$\underline{\underline{A'}}^n = \underline{\underline{D'}}^n + \underline{\underline{E'}}^n$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_l} d_\varepsilon^{n,n+1} d\Omega = & \sum_{m \in \text{Vois}(l)} [\underline{\underline{E'}}^n \underline{\text{grad}} \varepsilon^n]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \\ + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} [\underline{\underline{D'}}^n \underline{\text{grad}} \varepsilon^n]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} - & \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \eta_{lm}^n (\underline{\text{grad}} \varepsilon^n \cdot \underline{n}_{lm}) S_{lm} \\ + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \eta_{lm}^n (\underline{\text{grad}} \varepsilon^{n+1} \cdot \underline{n}_{lm}) S_{lm} \end{aligned} \quad (\text{II.18.22})$$

avec :

$$\eta_{lm}^n = (D'_{11})^n n_{1,lm}^2 + (D'_{22})^n n_{2,lm}^2 + (D'_{33})^n n_{3,lm}^2.$$

On peut traiter ce terme η_{lm}^n comme une diffusion avec un coefficient de diffusion indépendant de la direction.

Les trois premiers termes sont totalement explicites et correspondent à l'opérateur :

$$\text{div}(\underline{\underline{E'}}^n \varepsilon^n) + \text{div}(\underline{\underline{D'}}^n [\underline{\text{grad}} \varepsilon^n - (\underline{\text{grad}} \varepsilon^n \cdot \underline{n}) \underline{n}])$$

en omettant la notion de face.

Le dernier terme est implicite relativement à la variable ε et correspond à l'opérateur :

$$\text{div}(\underline{\underline{D'}}^n (\underline{\text{grad}} \varepsilon^{n+1} \cdot \underline{n}) \underline{n})$$

18.3 Mise en œuvre

La numéro de la phase traitée fait partie des arguments de `turrij`. On omettra volontairement de le préciser dans ce qui suit, on indiquera par () la notion de tableau s'y rattachant.

• Calcul des termes de production $\underline{\underline{P}}$

★ Initialisation à zéro du tableau `PRODUC` dimensionné à $NCEL \times 6$.

★ On appelle trois fois `grdcel` pour calculer les gradients des composantes de la vitesse u , v et w prises au temps n .

Au final, on a :

$$\begin{aligned}
 PRODUC(1, IEL) &= -2 \left[R_{11}^n \frac{\partial u^n}{\partial x} + R_{12}^n \frac{\partial u^n}{\partial y} + R_{13}^n \frac{\partial u^n}{\partial z} \right] \quad (\text{production de } R_{11}^n) \\
 PRODUC(2, IEL) &= -2 \left[R_{12}^n \frac{\partial v^n}{\partial x} + R_{22}^n \frac{\partial v^n}{\partial y} + R_{23}^n \frac{\partial v^n}{\partial z} \right] \quad (\text{production de } R_{22}^n) \\
 PRODUC(3, IEL) &= -2 \left[R_{13}^n \frac{\partial w^n}{\partial x} + R_{23}^n \frac{\partial w^n}{\partial y} + R_{33}^n \frac{\partial w^n}{\partial z} \right] \quad (\text{production de } R_{33}^n) \\
 PRODUC(4, IEL) &= - \left[R_{12}^n \frac{\partial u^n}{\partial x} + R_{22}^n \frac{\partial u^n}{\partial y} + R_{23}^n \frac{\partial u^n}{\partial z} \right] \\
 &\quad - \left[R_{11}^n \frac{\partial v^n}{\partial x} + R_{12}^n \frac{\partial v^n}{\partial y} + R_{13}^n \frac{\partial v^n}{\partial z} \right] \quad (\text{production de } R_{12}^n) \\
 PRODUC(5, IEL) &= - \left[R_{13}^n \frac{\partial u^n}{\partial x} + R_{23}^n \frac{\partial u^n}{\partial y} + R_{33}^n \frac{\partial u^n}{\partial z} \right] \\
 &\quad - \left[R_{11}^n \frac{\partial w^n}{\partial x} + R_{12}^n \frac{\partial w^n}{\partial y} + R_{13}^n \frac{\partial w^n}{\partial z} \right] \quad (\text{production de } R_{13}^n) \\
 PRODUC(6, IEL) &= - \left[R_{13}^n \frac{\partial v^n}{\partial x} + R_{23}^n \frac{\partial v^n}{\partial y} + R_{33}^n \frac{\partial v^n}{\partial z} \right] \\
 &\quad - \left[R_{12}^n \frac{\partial w^n}{\partial x} + R_{22}^n \frac{\partial w^n}{\partial y} + R_{23}^n \frac{\partial w^n}{\partial z} \right] \quad (\text{production de } R_{23}^n)
 \end{aligned}$$

● **Calcul du gradient de la masse volumique ρ^n prise au début du pas de temps courant⁸ ($n+1$)**

Ce calcul n'a lieu que si les termes de gravité doivent être pris en compte (`IGRARI()` = 1).

★ Appel de `grdcel` pour calculer le gradient de ρ^n dans les trois directions de l'espace. Les conditions aux limites sur ρ^n sont des conditions de Dirichlet puisque la valeur de ρ^n aux faces de bord ik (variable `IFAC`) est connue et vaut $\rho_{b_{ik}}$. Pour écrire les conditions aux limites sous la forme habituelle,

$$\rho_{b_{ik}} = COEFA + COEFB \rho_{I'}$$

on pose alors `COEFA` = `PROPCE(IFAC, IPPROB(IROM(IPHAS)))` et `COEFB` = `VISCB` = 0.

`PROPCE(1, IPPROB(IROM(IPHAS)))` (resp. `VISCB`) est utilisé en lieu et place de l'habituel `COEFA` (`COEFB`), lors de l'appel à `grdcel`.

On a donc :

$$GRAROX = \frac{\partial \rho^n}{\partial x}, \quad GRAROY = \frac{\partial \rho^n}{\partial y} \quad \text{et} \quad GRAROZ = \frac{\partial \rho^n}{\partial z}.$$

Le gradient de ρ^n servira à calculer les termes de production par effets de gravité si ces derniers sont pris en compte.

● **Boucle ISOU de 1 à 6 sur les tensions de Reynolds**

Pour `ISOU` = 1, 2, 3, 4, 5, 6, on résout respectivement et dans l'ordre les équations de R_{11} , R_{22} , R_{33} , R_{12} , R_{13} et R_{23} par l'appel au sous-programme `resrij`.

La résolution se fait par incrément $\delta R_{ij}^{n+1, k+1}$, en utilisant la même méthode que celle décrite dans le sous-programme `codits`. On adopte ici les mêmes notations. `SMBR` est le second membre du système à inverser, système portant sur les incréments de la variable. `ROVSDT` représente la diagonale de la matrice, hors convection/diffusion.

⁸i.e. calculée à partir des variables du pas de temps précédent n si nécessaire.

On va résoudre l'équation (II.18.15) sous forme incrémentale en utilisant `codits`, soit :

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\left(\frac{\rho_L^n}{\Delta t^n} + \rho_L^n C_1 \frac{\varepsilon_L^n}{k_L^n} \left(1 - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) - m_{lm}^n + \Gamma_L + \max(-\alpha_{R_{ij}}^n, 0) \right) |\Omega_l| (\delta R_{ij}^{n+1,p+1})_L}_{\text{ROVSDT contribuant à la diagonale de la matrice simplifiée de } \mathbf{matrix}} \\
& + \underbrace{\sum_{m \in \text{Vois}(l)} \left[m_{lm}^n \delta R_{ij, flm}^{n+1,p+1} - (\mu_{lm}^n + \gamma_{lm}^n) \frac{(\delta R_{ij}^{n+1,p+1})_M - (\delta R_{ij}^{n+1,p+1})_L}{L' M'} S_{lm} \right]}_{\text{convection upwind pur et diffusion non reconstruite relatives à la matrice simplifiée de } \mathbf{matrix}^9} \\
& = - \frac{\rho_L^n}{\Delta t^n} \left((R_{ij}^{n+1,p})_L - (R_{ij}^n)_L \right) \\
& - \underbrace{\int_{\Omega_l} \left(\text{div} [(\rho \underline{u})^n R_{ij}^{n+1,p} - (\mu^n + \gamma^n) \underline{\text{grad}} R_{ij}^{n+1,p}] \right) d\Omega}_{\text{convection et diffusion traitées par } \mathbf{bilsc2}} \quad (\text{II.18.23}) \\
& + \int_{\Omega_l} \left[\mathcal{P}_{ij}^{n+1,p} + \mathcal{G}_{ij}^{n+1,p} - \rho^n C_1 \frac{\varepsilon^n}{k^n} \left[R_{ij}^{n+1,p} - \frac{2}{3} k^n \delta_{ij} \right] + \phi_{ij,2}^{n+1,p} + \phi_{ij,w}^{n+1,p} \right] d\Omega \\
& + \int_{\Omega_l} \left[-\frac{2}{3} \rho^n \varepsilon^n \delta_{ij} + \Gamma (R_{ij}^{in} - R_{ij}^{n+1,p}) + \alpha_{R_{ij}}^n R_{ij}^{n+1,p} + \beta_{R_{ij}}^n \right] d\Omega \\
& + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \left[\underline{\underline{E}}^n \underline{\text{grad}} R_{ij}^{n+1,p} \right]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \\
& + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \left[\underline{\underline{D}}^n \underline{\text{grad}} R_{ij}^{n+1,p} \right]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \\
& - \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \gamma_{lm}^n \left(\underline{\text{grad}} R_{ij}^{n+1,p} \cdot \underline{n}_{lm} \right) S_{lm} \\
& + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} m_{lm}^n (R_{ij}^{n+1,p})_L
\end{aligned}$$

où on rappelle :

pour n donné entier positif, on définit la suite $(R_{ij}^{n+1,p})_{p \in \mathbb{N}}$ par :

$$\begin{cases} R_{ij}^{n+1,0} = R_{ij}^n \\ R_{ij}^{n+1,p+1} = R_{ij}^{n+1,p} + \delta R_{ij}^{n+1,p+1} \end{cases}$$

$(\delta R_{ij}^{n+1,p+1})_L$ désigne la valeur sur l'élément Ω_l du $(p+1)$ -ième incrément de R_{ij}^{n+1} , m_{lm}^n le flux de masse à l'instant n à travers la face lm , $\delta R_{ij, flm}^{n+1,p+1}$ vaut $(\delta R_{ij}^{n+1,p+1})_L$ si $m_{lm}^n \geq 0$, $(\delta R_{ij}^{n+1,p+1})_M$ sinon, $\mathcal{P}_{ij}^{n+1,p}$, $\phi_{ij,2}^{n+1,p}$, $\phi_{ij,w}^{n+1,p}$ les valeurs des quantités associées correspondant à l'incrément $(\delta R_{ij}^{n+1,p})$.

Tous ces termes sont calculés comme suit :

- Terme de gauche de l'équation (II.18.23)

Dans `resrij` est calculée la variable ROVSDT. Les autres termes sont complétés par `codits`, lors de la construction de la matrice simplifiée, *via* un appel au sous-programme `matrix`. La quantité $(\mu_{lm}^n + \gamma_{lm}^n)$ à la face lm est calculée lors de l'appel à `visort`.

- Second membre de l'équation (II.18.23)

Le premier terme non détaillé est calculé par le sous-programme `bilsc2`, qui applique le schéma convectif choisi par l'utilisateur, qui reconstruit ou non selon le souhait de l'utilisateur les gradients intervenants dans la convection-diffusion.

Les termes sans accolade sont, eux, complètement explicites et ajoutés au fur et à mesure dans `SMBR` pour former l'expression f_s^{exp} de `codits`.

⁹Si `IRIJNU` = 1, on remplace μ_{lm}^n par $(\mu + \mu_t)_{lm}^n$ dans l'expression de la diffusion non reconstruite associée à la matrice simplifiée de `matrix` (μ_t désigne la viscosité turbulente calculée comme en $k - \varepsilon$).

On décrit ci-dessous les étapes de **resrij** :

- DELTIJ = 1, pour ISOU ≤ 3 et DELTIJ = 0 Si ISOU > 3. Cette valeur représente le symbole de Kroeneker δ_{ij} .
- Initialisation à zéro de **SMBR** (tableau contenant le second membre) et **ROVSDT** (tableau contenant la diagonale de la matrice sauf celle relative à la contribution de la diagonale des opérateurs de convection et de diffusion linéarisés¹⁰), tous deux de dimension **NCEL**.
- Lecture et prise en compte des termes sources utilisateur pour la variable R_{ij}
Appel à **ustsri** pour charger les termes sources utilisateurs. Ils sont stockés comme suit. Pour la cellule Ω_l de centre L , représentée par **IEL**, on a :

$$\begin{cases} \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= |\Omega_l| \alpha_{R_{ij}} \\ \text{SMBR}(\text{IEL}) &= |\Omega_l| \beta_{R_{ij}} \end{cases}$$

On affecte alors les valeurs adéquates au second membre **SMBR** et à la diagonale **ROVSDT** comme suit :

$$\begin{cases} \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + |\Omega_l| \alpha_{R_{ij}} (R_{ij}^n)_L \\ \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= \max(-|\Omega_l| \alpha_{R_{ij}}, 0) \end{cases}$$

La valeur de **ROVSDT** est ainsi calculée pour des raisons de stabilité numérique. En effet, on ne rajoute sur la diagonale que les valeurs positives, ce qui correspond physiquement à impliciter les termes de rappel uniquement.

- Calcul du terme source de masse si $\Gamma_L > 0$
Appel de **catsma** et incrémentation si nécessaire de **SMBR** et **ROVSDT** *via* :

$$\begin{cases} \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + |\Omega_l| \Gamma_L [(R_{ij}^{in})_L - (R_{ij}^n)_L] \\ \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= \text{ROVSDT}(\text{IEL}) + |\Omega_l| \Gamma_L \end{cases}$$

- Calcul du terme d'accumulation de masse et du terme instationnaire

On stocke $W1 = \int_{\Omega_l} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega$ calculé par **divmas** à l'aide des flux de masse aux faces internes $m_{lm}^n = \sum_{m \in \text{Vois}(l)} (\rho \underline{u})_{lm}^n \cdot \underline{S}_{lm}$ (tableau **FLUMAS**) et des flux de masse aux bords $m_{b_{lk}}^n = \sum_{k \in \gamma_b(l)} (\rho \underline{u})_{b_{lk}}^n \cdot \underline{S}_{b_{lk}}$ (tableau **FLUMAB**). On incrémente ensuite **SMBR** et **ROVSDT**.

$$\begin{cases} \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + \text{ICONV} (R_{ij}^n)_L \left(\int_{\Omega_l} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega \right) \\ \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= \text{ROVSDT}(\text{IEL}) + \text{ISTAT} \frac{\rho_L^n |\Omega_l|}{\Delta t^n} - \text{ICONV} \left(\int_{\Omega_l} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega \right) \end{cases}$$

- Calcul des termes sources de production, des termes $\phi_{ij,1} + \phi_{ij,2}$ et de la dissipation $-\frac{2}{3}\varepsilon \delta_{ij}$:

On effectue une boucle d'indice **IEL** sur les cellules Ω_l de centre L :

$$\begin{aligned} \Rightarrow \text{TRPROD} &= \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{ii}^n)_L = \frac{1}{2} [\text{PRODUC}(1, \text{IEL}) + \text{PRODUC}(2, \text{IEL}) + \text{PRODUC}(3, \text{IEL})] \\ \Rightarrow \text{TRRIJ} &= \frac{1}{2} (R_{ii}^n)_L \\ \Rightarrow \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + \\ &\quad \rho_L^n |\Omega_l| \left[\frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{C_2}{2} (\mathcal{P}_{ii}^n)_L + (C_1 - 1) \varepsilon_L^n \right) \right. \\ &\quad \left. + (1 - C_2) \text{PRODUC}(\text{ISOU}, \text{IEL}) - C_1 \frac{2 \varepsilon_L^n}{(R_{ii}^n)_L} (R_{ij}^n)_L \right] \end{aligned}$$

¹⁰qui correspondent aux schémas convectif upwind pur et diffusif sans reconstruction.

$$\Rightarrow \text{ROVSDT}(\text{IEL}) = \text{ROVSDT}(\text{IEL}) + \rho_L^n |\Omega_l| \left(-\frac{1}{3} \delta_{ij} + 1\right) C_1 \frac{2 \varepsilon_L^n}{(R_{ii}^n)_L}$$

- Appel de `rijech` pour le calcul des termes d'écho de paroi $\phi_{ij,w}^n$ si `IRIJEC()` = 1 et ajout dans `SMBR`.

$$\text{SMBR} = \text{SMBR} + \phi_{ij,w}^n$$

Suivant son mode de calcul (`ICDPAR`), la distance à la paroi est directement accessible par `RA(IDIPAR+IEL-1)` (`|ICDPAR|` = 1) ou bien est calculée à partir de `IA(IIFAPA(IPHAS)+IEL - 1)`, qui donne pour l'élément `IEL` le numéro de la face de bord paroi la plus proche (`|ICDPAR|` = 2). Ces tableaux ont été renseignés une fois pour toutes au début de calcul.

- Appel de `rijthe` pour le calcul des termes de gravité \mathcal{G}_{ij}^n et ajout dans `SMBR`.

$$\text{Ce calcul n'a lieu que si } \text{IGRARI}() = 1. \text{ SMBR} = \text{SMBR} + \mathcal{G}_{ij}^n$$

- Calcul de la partie explicite du terme de diffusion $\text{div} \left[\underline{A} \text{ grad } R_{ij}^n \right]$, plus précisément des contributions du terme extradiagonal pris aux faces purement internes (remplissage du tableau `VISCF`), puis aux faces de bord (remplissage du tableau `VISCB`).

★ Appel de `grdcel` pour le calcul du gradient de R_{ij}^n dans chaque direction. Ces gradients sont respectivement stockés dans les tableaux de travail `W1`, `W2` et `W3`.

★ boucle d'indice `IEL` sur les cellules Ω_l de centre L pour le calcul de $\underline{E}^n \text{ grad } R_{ij}^n$ aux cellules dans un premier temps :

$$\Rightarrow \text{TRRIJ} = \frac{1}{2} (R_{ii}^n)_L$$

$$\Rightarrow \text{CSTRIJ} = \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n}$$

$$\Rightarrow \text{W4}(\text{IEL}) = \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} \left[(R_{12}^n)_L \text{W2}(\text{IEL}) + (R_{13}^n)_L \text{W3}(\text{IEL}) \right]$$

$$\Rightarrow \text{W5}(\text{IEL}) = \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} \left[(R_{12}^n)_L \text{W1}(\text{IEL}) + (R_{23}^n)_L \text{W3}(\text{IEL}) \right]$$

$$\Rightarrow \text{W6}(\text{IEL}) = \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} \left[(R_{13}^n)_L \text{W1}(\text{IEL}) + (R_{23}^n)_L \text{W2}(\text{IEL}) \right]$$

★ Appel de `vectds`¹¹ pour assembler $\left[\underline{E}^n \text{ grad } R_{ij}^n \right] \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm}$ aux faces lm .

★ Appel de `divmas` pour calculer la divergence du flux défini par `VISCF` et `VISCB`. Le résultat est stocké dans `W4`.

Ajout au second membre `SMBR`.

$$\text{SMBR} = \text{SMBR} + \text{W4}$$

A l'issue de cette étape, seule la partie extradiagonale de la diffusion prise entièrement explicite :

$$\sum_{m \in \text{Vois}(l)} \left[\underline{E}^n \text{ grad } R_{ij}^n \right]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm}$$

a été calculée.

- Calcul de la partie diagonale du terme de diffusion¹² :

Comme on l'a déjà vu, une partie de cette contribution sera traitée en implicite (celle relative à la composante normale du gradient) et donc ajoutée au second membre par `bilsc2` ; l'autre partie sera explicite et prise en compte dans f_s^{exp} .

★ On effectue une boucle d'indice `IEL` sur les cellules Ω_l de centre L :

¹¹Le résultat est stocké dans `VISCF` et `VISCB`. Dans `vectds`, les valeurs aux faces internes sont interpolées linéairement sans reconstruction et `VISCB` est mis à zéro.

¹²Seule la composante normale du gradient de R_{ij} aux faces sera implicite.

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \text{TRRIJ} &= \frac{1}{2} (R_{ii}^n)_L \\
\Rightarrow \text{CSTRIJ} &= \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} \\
\Rightarrow \text{W4(IEL)} &= \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} (R_{11}^n)_L \\
\Rightarrow \text{W5(IEL)} &= \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} (R_{22}^n)_L \\
\Rightarrow \text{W6(IEL)} &= \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} (R_{33}^n)_L
\end{aligned}$$

★ On effectue une boucle d'indice IFAC sur les faces purement internes lm pour remplir le tableau VISCF :

- ⇒ Identification des cellules Ω_l et Ω_m de centre respectif L (variable II) et M (variable JJ), se trouvant de chaque côté de la face lm ¹³.
- ⇒ Calcul du carré de la surface de la face. La valeur est stockée dans le tableau SURFN2.
- ⇒ Interpolation du gradient de R_{ij}^n à la face lm (gradient facette $[\underline{\text{grad}} R_{ij}^n]_{lm}$) :

$$\begin{cases}
\text{GRDPX} &= \frac{1}{2} (\text{W1(II)} + \text{W1(JJ)}) \\
\text{GRDPY} &= \frac{1}{2} (\text{W2(II)} + \text{W2(JJ)}) \\
\text{GRDPZ} &= \frac{1}{2} (\text{W3(II)} + \text{W3(JJ)})
\end{cases}$$

⇒ Calcul du gradient de R_{ij}^n normal à la face lm , $[\underline{\text{grad}} R_{ij}^n]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm}$.

$\text{GRDSN} = \text{GRDPX SURFAC}(1, \text{IFAC}) + \text{GRDPY SURFAC}(2, \text{IFAC}) + \text{GRDPZ SURFAC}(3, \text{IFAC})$
SURFAC est le vecteur surface de la face IFAC.

⇒ calcul de $[\underline{\text{grad}} R_{ij}^n - (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm}]$, les vecteurs étant calculés à la face lm :

$$\begin{cases}
\text{GRDPX} &= \text{GRDPX} - \frac{\text{GRDSN}}{\text{SURFN2}} \text{SURFAC}(1, \text{IFAC}) \\
\text{GRDPY} &= \text{GRDPY} - \frac{\text{GRDSN}}{\text{SURFN2}} \text{SURFAC}(2, \text{IFAC}) \\
\text{GRDPZ} &= \text{GRDPZ} - \frac{\text{GRDSN}}{\text{SURFN2}} \text{SURFAC}(3, \text{IFAC})
\end{cases}$$

⇒ finalisation du calcul de l'expression totalement explicite

$$\begin{aligned}
&[\underline{\underline{D}}^n (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n - (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm})] \cdot \underline{n}_{lm} \\
\text{VISCF} &= \frac{1}{2} (\text{W4(II)} + \text{W4(JJ)}) \text{GRDPX SURFAC}(1, \text{IFAC}) + \\
&\frac{1}{2} (\text{W5(II)} + \text{W5(JJ)}) \text{GRDPY SURFAC}(2, \text{IFAC}) + \\
&\frac{1}{2} (\text{W6(II)} + \text{W6(JJ)}) \text{GRDPZ SURFAC}(3, \text{IFAC})
\end{aligned}$$

★ Mise à zéro du tableau VISCB.

¹³La normale à la face est orientée de L vers M.

★ Appel de `divmas` pour calculer la divergence de :

$$\underline{\underline{D}}^n (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n - (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm})$$

défini aux faces dans `VISCF` et `VISCB`.

Le résultat est stocké dans le tableau `W1`.

Ajout au second membre `SMBR`.

`SMBR = SMBR + W1`

- Calcul de la viscosité orthotrope γ_{lm}^n à la face lm de la variable principale R_{ij}^n
Ce calcul permet au sous-programme `codits` de compléter le second membre `SMBR` par :

$$\begin{aligned} & \sum_{m \in \text{Vois}(l)} \mu_{lm}^n (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) S_{lm} + \sum_{m \in \text{Vois}(l)} (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) [\underline{\underline{D}}^n \underline{n}_{lm}]_{lm} \cdot \underline{n}_{lm} S_{lm} \\ &= \sum_{m \in \text{Vois}(l)} (\mu_{lm}^n + \gamma_{lm}^n) (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) S_{lm} \end{aligned} \quad (\text{II.18.24})$$

sans préciser la nature de la face lm , *via* l'appel à `bilsc2` et de disposer de la quantité $(\mu_{lm}^n + \gamma_{lm}^n)$ pour construire sa matrice simplifiée.

★ On effectue une boucle d'indice `IEL` sur les cellules Ω_l :

$$\begin{aligned} \Rightarrow \text{TRRIJ} &= \frac{1}{2} (R_{ii}^n)_L \\ \Rightarrow \text{RCSTE} &= \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} \\ \Rightarrow \text{W1(IEL)} &= \mu^n + \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} (R_{11}^n)_L \\ \Rightarrow \text{W2(IEL)} &= \mu^n + \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} (R_{22}^n)_L \\ \Rightarrow \text{W3(IEL)} &= \mu^n + \rho_L^n C_S \frac{(R_{ii}^n)_L}{2 \varepsilon_L^n} (R_{33}^n)_L \end{aligned}$$

★ Appel de `visort` pour calculer la viscosité orthotrope¹⁴ $\gamma_{lm}^n = (\underline{\underline{D}}^n \underline{n}_{lm}) \cdot \underline{n}_{lm}$ aux faces lm
Le résultat est stocké dans les tableaux `VISCF` et `VISCB`.

- appel de `codits` pour la résolution de l'équation de convection/diffusion/termes sources de la variable R_{ij} . Le terme source est `SMBR`, la viscosité `VISCF` aux faces purement internes (resp. `VISCB` aux faces de bord) et `FLUMAS` le flux de masse interne (resp. `FLUMAB` flux de masse au bord). Le résultat est la variable R_{ij} au temps $n+1$, donc R_{ij}^{n+1} . Elle est stockée dans le tableau `RTP` des variables mises à jour.

• Appel de `reseps` pour la résolution de la variable ε

On décrit ci-dessous le sous-programme `reseps`, les commentaires du sous-programme `resrij` ne seront pas répétés puisque les deux sous-programmes ne diffèrent que par leurs termes sources.

- Initialisation à zéro de `SMBR` et `ROVSDT`.
- Lecture et prise en compte des termes sources utilisateur pour la variable ε :

¹⁴Comme dans le sous-programme `viscfa`, on multiplie la viscosité par $\frac{S_{lm}}{\overline{L'M'}}$, où S_{lm} et $\overline{L'M'}$ représentent respectivement la surface de la face lm et la mesure algébrique du segment reliant les projections des centres des cellules voisines sur la normale à la face. On garde dans ce sous-programme la possibilité d'interpoler la viscosité aux cellules linéairement ou d'utiliser une moyenne harmonique. La viscosité au bord est celle de la cellule de bord correspondante.

Appel de `ustsri` pour charger les termes sources utilisateurs. Ils sont stockés dans les tableaux suivants :

pour la cellule Ω_l représentée par IEL de centre L , on a :

$$\begin{cases} \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= |\Omega_l| \alpha_\varepsilon \\ \text{SMBR}(\text{IEL}) &= |\Omega_l| \beta_\varepsilon \end{cases}$$

On affecte alors les valeurs adéquates au second membre SMBR et à la diagonale ROVSDT comme suit :

$$\begin{cases} \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + |\Omega_l| \alpha_\varepsilon \varepsilon_L^n \\ \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= \max(-|\Omega_l| \alpha_\varepsilon, 0) \end{cases}$$

- Calcul du terme source de masse si $\Gamma_L > 0$:

$$\begin{cases} \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + |\Omega_l| \Gamma_L (\varepsilon_L^{in} - \varepsilon_L^n) \\ \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= \text{ROVSDT}(\text{IEL}) + |\Omega_l| \Gamma_L \end{cases}$$

- Calcul du terme d'accumulation de masse et du terme instationnaire

On stocke $W1 = \int_{\Omega_l} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega$ calculé par `divmas` à l'aide des flux de masse internes et aux bords.

On incrémente ensuite SMBR et ROVSDT.

$$\begin{cases} \text{SMBR}(\text{IEL}) &= \text{SMBR}(\text{IEL}) + \text{ICONV} \varepsilon_L^n \left(\int_{\Omega_l} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega \right) \\ \text{ROVSDT}(\text{IEL}) &= \text{ROVSDT}(\text{IEL}) + \text{ISTAT} \frac{\rho_L^n |\Omega_l|}{\Delta t^n} - \text{ICONV} \left(\int_{\Omega_l} \text{div}(\rho \underline{u}) d\Omega \right) \end{cases}$$

- Traitement du terme de production $\rho C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \mathcal{P}$ et du terme de dissipation $-\rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon$ pour cela, on effectue une boucle d'indice IEL sur les cellules Ω_l de centre L :

$$\Rightarrow \text{TRPROD} = \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{ii}^n)_L = \frac{1}{2} [\text{PRODUC}(1, \text{IEL}) + \text{PRODUC}(2, \text{IEL}) + \text{PRODUC}(3, \text{IEL})]$$

$$\Rightarrow \text{TRRIJ} = \frac{1}{2} (R_{ii}^n)_L$$

$$\Rightarrow \text{SMBR}(\text{IEL}) = \text{SMBR}(\text{IEL}) + \rho_L^n |\Omega_l| \left[-C_{\varepsilon_2} \frac{2(\varepsilon_L^n)^2}{(R_{ii}^n)_L} + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_L^n}{(R_{ii}^n)_L} (\mathcal{P}_{ii}^n)_L \right]$$

$$\Rightarrow \text{ROVSDT}(\text{IEL}) = \text{ROVSDT}(\text{IEL}) + C_{\varepsilon_2} \rho_L^n |\Omega_l| \frac{2\varepsilon_L^n}{(R_{ii}^n)_L}$$

- Appel de `rijthe` pour le calcul des termes de gravité $\mathcal{G}_\varepsilon^n$ et ajout dans SMBR.

$$\text{SMBR} = \text{SMBR} + \mathcal{G}_\varepsilon^n$$

Ce calcul n'a lieu que si `IGRARI() = 1`.

- Calcul de la diffusion de ε

Le terme $\text{div} [\mu \underline{\text{grad}}(\varepsilon) + \underline{A}' \underline{\text{grad}}(\varepsilon)]$ est calculé exactement de la même manière que pour les tensions de Reynolds R_{ij} en remplaçant \underline{A} par \underline{A}' .

- Appel de `codits` pour la résolution de l'équation de convection/diffusion/termes sources de la variable principale ε . Le résultat ε^{n+1} est stocké dans le tableau RTP des variables mises à jour.

• clippings finaux

On passe enfin dans le sous-programme `clprij` pour faire un clipping éventuel des variables R_{ij}^{n+1} et ε^{n+1} . Le sous-programme `clprij` est appelé¹⁵ avec `ICLIP = 2`. Cette option¹⁶ contient l'option `ICLIP = 1` et permet de vérifier l'inégalité de Cauchy-Schwarz sur les grandeurs extra-diagonales du tenseur \underline{R} (pour $i \neq j$, $|R_{ij}|^2 \leq R_{ii} R_{jj}$).

¹⁵L'option `ICLIP = 1` consiste en un clipping minimal des variables R_{ii} et ε en prenant la valeur absolue de ces variables puisqu'elles ne peuvent être que positives.

¹⁶Quand la valeur des grandeurs R_{ii} ou ε est négative, on la remplace par le minimum entre sa valeur absolue et (1,1) fois la valeur obtenue au pas de temps précédent.

18.4 Points à traiter

Sauf mention explicite, ϕ représentera une tension de Reynolds ou la dissipation turbulente ($\phi = R_{ij}$ ou ε).

- La vitesse utilisée pour le calcul de la production est explicite. Est-ce qu'une implication peut améliorer la précision temporelle de ϕ ¹⁷ ?
- Dans quelle mesure le terme d'écho de paroi est-il valide ? En effet, ce terme est remis en question par certains auteurs.
- On peut envisager la résolution d'un système hyperbolique pour les tensions de Reynolds afin d'introduire un couplage avec le champ de vitesse.
- Le flux au bord **VISCB** est annulé dans le sous-programme **vectds**. Peut-on envisager de mettre au bord la valeur de la variable concernée à la cellule de bord correspondant ? De même, il faudrait se pencher sur les hypothèses sous-jacentes à l'annulation des contributions aux bords de **VISCB** lors du calcul de :

$$[\underline{\underline{D}}^n (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n - (\underline{\text{grad}} R_{ij}^n \cdot \underline{n}_{lm}) \underline{n}_{lm})] \cdot \underline{n}_{lm}.$$

- Un problème de pondération apparaît plus généralement. Si on prend la partie explicite de $\underline{\underline{D}} \underline{\text{grad}} (\phi)$, la pondération aux faces internes utilise le coefficient $\frac{1}{2}$ avec pondération séparée de $\underline{\underline{D}}$ et $\underline{\text{grad}} (\phi)$, alors que pour $\underline{\underline{E}} \underline{\text{grad}} (\phi)$, on calcule d'abord ce terme aux cellules pour ensuite l'interpoler linéairement aux faces ¹⁸. Ceci donne donc deux types d'interpolations pour des termes de même nature.
- On laisse la possibilité dans **visort** d'utiliser une moyenne harmonique aux faces. Est-ce que ceci est valable puisque les interpolations utilisées lors du calcul de la partie explicite de $\underline{\underline{A}} \underline{\text{grad}} \phi$ sont des moyennes arithmétiques ?
- Les techniques adoptées lors du clipping sont à revoir.
- On utilise dans le cadre du modèle $R_{ij} - \varepsilon$ une semi-implication de termes comme $\phi_{ij,1}$ ou $-\rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon$. On peut envisager le même type d'implication dans **turbke** même en présence du couplage $k - \varepsilon$.
- L'adoption d'une résolution découplée fait perdre l'invariance par rotation.
- La formulation et l'implantation des conditions aux limites de paroi devront être vérifiées. En effet, il semblerait que, dans certains cas, des phénomènes "oscillatoires" apparaissent, sans qu'il soit aisé d'en déterminer la cause.
- L'implication partielle (du fait de la résolution découplée) des conditions aux limites conduit souvent à des calculs instables. Il conviendrait d'en connaître la raison. L'implication partielle avait été mise en œuvre afin de tenter d'utiliser un pas de temps plus grand dans le cas de jets axisymétriques en particulier.

¹⁷Cette remarque peut être généralisée. En effet, peut-on envisager d'actualiser les variables déjà résolues (sans réactualiser les variables turbulentes après leur résolution) ? Ceci obligerait à modifier les sous-programmes tels que **condli** qui sont appelés au début de la boucle en temps.

¹⁸Cette interpolation se fait dans **vectds** avec des coefficients de pondération aux faces.

19- Sous-programme viscfa

19.1 Fonction

Dans ce sous-programme est calculé le coefficient de diffusion isotrope aux faces. Ce coefficient fait intervenir la valeur de la viscosité aux faces multipliée par le rapport surface de la face sur la distance algébrique $\overline{I'J'}$ ou $\overline{I'F}$ (cf. figure II.19.1), rapport résultant de l'intégration du terme de diffusion. Par analogie du terme calculé, ce sous-programme est aussi appelé par le sous-programme **resolp** pour calculer le coefficient "diffusif" de la pression faisant intervenir le pas de temps.

La valeur de la viscosité aux faces est déterminée soit par une moyenne arithmétique, soit par une moyenne harmonique de la viscosité au centre des cellules, suivant le choix de l'utilisateur. Par défaut, cette valeur est calculée par une moyenne arithmétique.

19.2 Discrétisation

On rappelle dans la figure II.19.1, la définition des différents points géométriques utilisés par la suite.

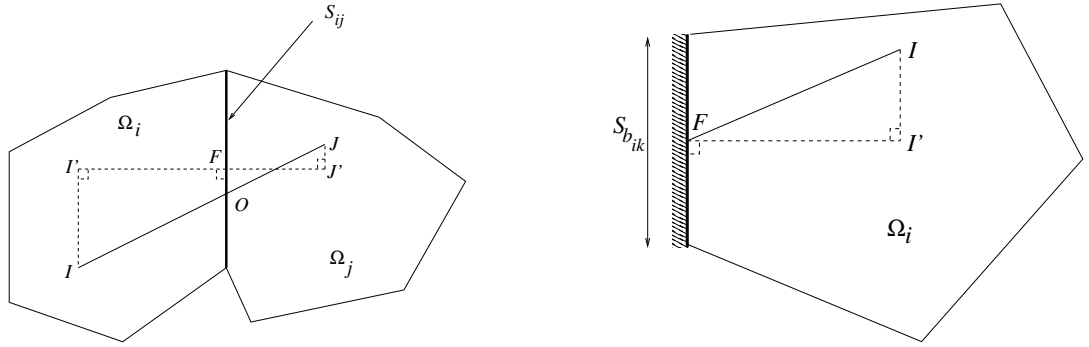


Figure II.19.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

L'intégration du terme de diffusion sur une cellule Ω_i est la suivante :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\mu \underline{\text{grad}}(f)) d\Omega = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \mu_{ij} \frac{f_{J'} - f_{I'}}{\overline{I'J'}} \cdot S_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \mu_{b_{ik}} \frac{f_{b_{ik}} - f_{I'}}{\overline{I'F}} \cdot S_{b_{ik}} \quad (\text{II.19.1})$$

Dans ce sous-programme, on calcule les termes de diffusion $\mu_{ij} \frac{S_{ij}}{\overline{I'J'}}$ et $\mu_{b_{ik}} \cdot \frac{S_{b_{ik}}}{\overline{I'F}}$.

La valeur de la viscosité sur la face interne ij , μ_{ij} , est calculée :

★ soit par moyenne arithmétique :

$$\mu_{ij} = \alpha_{ij} \mu_i + (1 - \alpha_{ij}) \mu_j \quad (\text{II.19.2})$$

avec $\alpha_{ij} = 0.5$ car ce choix semble stabiliser, bien que cette interpolation soit d'ordre 1 en espace en convergence.

★ soit par moyenne harmonique :

$$\mu_{ij} = \frac{\mu_i \mu_j}{\alpha_{ij} \mu_i + (1 - \alpha_{ij}) \mu_j}$$

avec $\alpha_{ij} = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}}$.

La valeur de la viscosité sur la face de bord ik , $\mu_{b_{ik}}$, est définie ainsi :

$$\mu_{b_{ik}} = \mu_I.$$

REMARQUE

Lors de l'appel de **viscfa** par le sous-programme **resolp**, le terme à considérer est :

$$\text{div}(\Delta t^n \underline{\text{grad}}(\delta p))$$

soit :

$$\mu = \mu^n = \Delta t$$

19.3 Mise en œuvre

La valeur de la viscosité au centre des cellules est entrée en argument *via* la variable **VISTOT**. On calcule sa valeur moyenne aux faces et on la multiplie par le rapport surface **SURFN** sur la distance algébrique **DIST** pour une face interne (**SURFBN** et **DISTBR** respectivement pour une face de bord). La valeur du terme de diffusion résultant est mise dans le vecteur **VISCF** pour une face interne et **VISCB** pour une face de bord.

La variable **IMVISF** détermine quel type de moyenne est utilisé pour calculer la viscosité aux faces.

Si **IMVISF**= 0, la moyenne est arithmétique, sinon la moyenne est harmonique.

19.4 Points à traiter

L'obtention des interpolations utilisées dans le code *Code_Saturne* du paragraphe 19.2 est résumée dans le rapport de Davroux et al¹. Les auteurs de ce rapport ont montré que, pour un maillage monodimensionnel irrégulier et avec une viscosité non constante, la convergence mesurée est d'ordre 2 en espace avec l'interpolation harmonique et d'ordre 1 en espace avec l'interpolation linéaire (pour des solutions régulières).

Par conséquent, il serait préférable d'utiliser l'interpolation harmonique pour calculer la valeur de la viscosité aux faces. Des tests de stabilité seront nécessaires au préalable.

De même, on envisage d'extrapoler la viscosité sur les faces de bord plutôt que de prendre la valeur de la viscosité au centre de la cellule jouxtant cette face.

Dans le cas de la moyenne arithmétique, l'utilisation de la valeur 0.5 pour les coefficients α_{ij} serait à revoir.

¹Davroux A., Archambeau F. et Hérard J.M., Tests numériques sur quelques méthodes de résolution d'une équation de diffusion en volumes finis, HI-83/00/027/A.

20- Sous-programme visort

20.1 Fonction

Dans ce sous-programme est calculé le coefficient de diffusion “orthotrope” aux faces. Ce type de coefficient se rencontre pour la diffusion de R_{ij} et ε en $R_{ij} - \varepsilon$ (cf. **turrij**), ainsi que pour la correction de pression dans le cadre de l’algorithme avec couplage vitesse-pression renforcé (**resolp**). Ce coefficient fait intervenir la valeur de la viscosité aux faces multipliée par le rapport surface de la face sur la distance algébrique $I'J'$, rapport résultant de l’intégration du terme de diffusion. La valeur de la viscosité aux faces est basée soit sur une moyenne arithmétique, soit sur une moyenne harmonique de la viscosité au centre des cellules.

20.2 Discrétisation

La figure II.20.1 rappelle les diverses définitions géométriques pour les faces internes et les faces de bord.

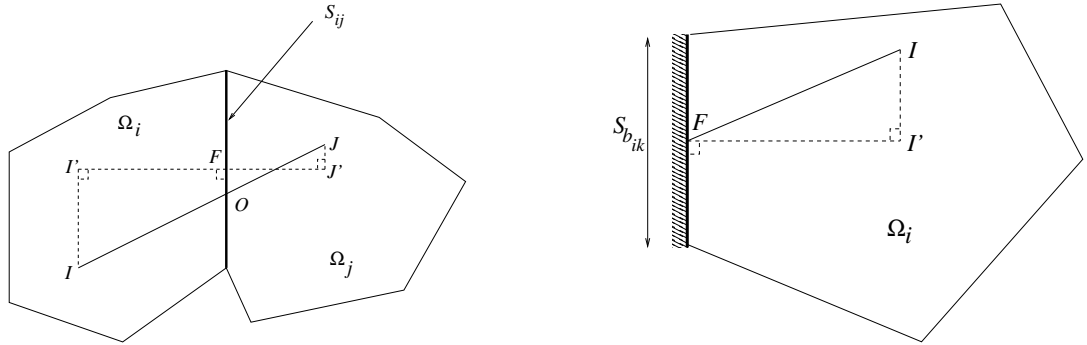


Figure II.20.1: Définition des différentes entités géométriques pour les faces internes (gauche) et de bord (droite).

L’intégration du terme de diffusion “orthotrope” sur une cellule est la suivante :

$$\int_{\Omega_i} \text{div}(\underline{\underline{\mu}} \underline{\text{grad}} f) d\Omega = \sum_{j \in \text{Vis}(i)} (\underline{\underline{\mu}} \underline{\text{grad}} f)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\underline{\underline{\mu}} \underline{\text{grad}} f)_{b_{ik}} \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \quad (\text{II.20.1})$$

avec :

$$\underline{\underline{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.20.2})$$

et :

$$\begin{aligned} \underline{S}_{ij} &= S_{ij} \underline{n}_{ij} \\ \underline{S}_{b_{ik}} &= S_{b_{ik}} \underline{n}_{b_{ik}} \end{aligned} \quad (\text{II.20.3})$$

Le terme $(\underline{\underline{\mu}} \underline{\text{grad}} (f))_{ij} \underline{n}_{ij}$ est calculé à l’aide de la décomposition suivante :

$$(\underline{\underline{\mu}} \underline{\text{grad}} f)_{ij} = (\underline{\text{grad}} f \cdot \underline{n}_{ij}) \underline{\underline{\mu}} \underline{n}_{ij} + (\underline{\text{grad}} f \cdot \underline{\tau}_{ij}) \underline{\underline{\mu}} \underline{\tau}_{ij} \quad (\text{II.20.4})$$

où $\underline{\tau}_{ij}$ représente un vecteur tangent (unitaire) à la face. Une décomposition similaire est utilisée aux faces de bord.

Dans la matrice, seul le terme $(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{\text{grad}}} f) \cdot \underline{\underline{n}}_{ij}$ est intégrable facilement en implicite. Par conséquent, la partie projetée sur $\underline{\tau}_{ij}$ est :

- négligée dans le cas du calcul des échelles de temps relatives au couplage vitesse-pressure renforcé,
- traitée en explicite dans les termes de diffusion de $R_{ij} - \varepsilon$ (cf. `turrij`).

L'intégration implicite du terme de diffusion s'écrit :

$$\int_{\Omega_i} \text{div} (\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{\text{grad}}} f) d\Omega = \sum_{j \in \text{Vis}(i)} (\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{ij}) \cdot \underline{S}_{ij} \frac{f_{j'} - f_{i'}}{I'J'} + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{b_{ik}}) \cdot \underline{S}_{b_{ik}} \frac{f_{b_{ik}} - f_{i'}}{I'F} \quad (\text{II.20.5})$$

Dans ce sous-programme, on calcule le terme $\frac{(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{ij}) \cdot \underline{S}_{ij}}{I'J'}$ à l'aide la formule :

$$(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{ij}) \cdot \underline{n}_{ij} = \mu_{ij}^{moy} = \mu_{ij}^x (n_{ij}^x)^2 + \mu_{ij}^y (n_{ij}^y)^2 + \mu_{ij}^z (n_{ij}^z)^2$$

soit encore :

$$\mu_{ij}^{moy} = \frac{\mu_{ij}^x (S_{ij}^x)^2 + \mu_{ij}^y (S_{ij}^y)^2 + \mu_{ij}^z (S_{ij}^z)^2}{S_{ij}^2}$$

Au bord, on calcule de même :

$$\frac{(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{b_{ik}}) \cdot \underline{S}_{b_{ik}}}{I'F}$$

avec :

$$(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{b_{ik}}) \cdot \underline{n}_{b_{ik}} = \mu_{b_{ik}}^{moy} = \frac{\mu_I^x (S_{b_{ik}}^x)^2 + \mu_I^y (S_{b_{ik}}^y)^2 + \mu_I^z (S_{b_{ik}}^z)^2}{S_{b_{ik}}^2}$$

La valeur de la viscosité dans une direction l sur la face, μ_{ij}^l , est calculée :

- soit par interpolation linéaire :

$$\mu_{ij}^l = \alpha_{ij} \mu_i^l + (1 - \alpha_{ij}) \mu_j^l \quad (\text{II.20.6})$$

avec $\alpha_{ij} = 0.5$ car ce choix semble stabiliser bien que cette interpolation soit d'ordre 1 en espace en convergence,

- soit par interpolation harmonique :

$$\mu_{ij}^l = \frac{\mu_i^l \mu_j^l}{\alpha_{ij} \mu_i^l + (1 - \alpha_{ij}) \mu_j^l}$$

où :

$$\alpha_{ij} = \frac{\overline{FJ'}}{\overline{I'J'}}$$

20.3 Mise en œuvre

La viscosité orthotrope au centre des cellules est entrée en argument *via* les variables W_1 , W_2 et W_3 . On calcule la valeur moyenne de chaque viscosité aux faces de façon arithmétique ou harmonique.

Ensuite, on calcule la viscosité équivalente correspondant à $(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{ij}) \cdot \frac{\underline{S}_{ij}}{I'J'}$ pour les faces internes et à

$(\underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{n}}_{b_{ik}}) \cdot \frac{\underline{S}_{b_{ik}}}{I'F}$ pour les faces de bord.

Cette écriture fait intervenir les vecteurs surface stockés dans le tableau **SURFAC**, la norme de la surface **SURFN** et la distance algébrique **DIST** pour une face interne (**SURFBO**, **SURFBN** et **DISTBR** respectivement pour une face de bord). La valeur du terme de diffusion résultant est mise dans le vecteur **VISCF** (**VISCB** aux faces de bord).

La variable **IMVISF** détermine quel type de moyenne est utilisé pour calculer la viscosité dans une direction à la face. Si **IMVISF**= 0, alors la moyenne est arithmétique, sinon la moyenne est harmonique).

20.4 Points à traiter

L'obtention des interpolations utilisées dans le code *Code_Saturne* du paragraphe 20.2 est résumée dans le rapport de Davroux et al¹. Les auteurs de ce rapport ont montré que, pour un maillage monodimensionnel irrégulier et avec une viscosité non constante, la convergence mesurée est d'ordre 2 en espace avec l'interpolation harmonique et d'ordre 1 en espace avec l'interpolation linéaire (pour des solutions régulières). Par conséquent, il serait préférable d'utiliser l'interpolation harmonique pour calculer la valeur de la viscosité aux faces. Des tests de stabilité seront nécessaires au préalable.

De même, on envisage d'extrapoler la viscosité sur les faces de bord plutôt que de prendre la valeur de la viscosité de la cellule jouxtant cette face.

Dans le cas de la moyenne arithmétique, l'utilisation de la valeur 0.5 pour les coefficients α_{ij} serait à revoir.

¹Davroux A., Archambeau F. et Hérard J.M., Tests numériques sur quelques méthodes de résolution d'une équation de diffusion en volumes finis, HI-83/00/027/A.

21- Sous-programme vissec

21.1 Fonction

Dans ce sous-programme sont calculés les termes de gradient transposé et de viscosité secondaire (fluide newtonien). Ils seront traités en explicite pur. En effet, si on traitait ces termes en implicite, cela reviendrait à coupler les équations des différentes composantes de la vitesse, ce qui n'est pas compatible avec le schéma de résolution actuel (*cf.* sous-programme **navsto**).

21.2 Discrétisation

L'intégration des termes de gradient transposé $\text{div}(\mu_{tot}^t \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{v}))$ et de viscosité secondaire $-\frac{2}{3} \underline{\underline{\text{grad}}}(\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))$ est la suivante¹ :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega_i} \text{div}(\mu_{tot}^t \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{v})) d\Omega \\
&= \sum_{l=x,y,z} \left[\sum_{j \in \text{Vois}(i)} \mu_{tot,ij} \left(\left(\frac{\partial v_x}{\partial l} \right)_{moy,ij} n_{ij}^x + \left(\frac{\partial v_y}{\partial l} \right)_{moy,ij} n_{ij}^y + \left(\frac{\partial v_z}{\partial l} \right)_{moy,ij} n_{ij}^z \right) S_{ij} \right. \\
&\quad \left. + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \mu_{tot,b_{ik}} \left(\left(\frac{\partial v_x}{\partial l} \right)_{moy,b_{ik}} n_{b_{ik}}^x + \left(\frac{\partial v_y}{\partial l} \right)_{moy,b_{ik}} n_{b_{ik}}^y + \left(\frac{\partial v_z}{\partial l} \right)_{moy,b_{ik}} n_{b_{ik}}^z \right) S_{b_{ik}} \right] \underline{e}_l \\
&-\frac{2}{3} \int_{\Omega_i} \underline{\underline{\text{grad}}}(\mu_{tot} \text{div}(\underline{v})) d\Omega \\
&= -\frac{2}{3} \sum_{l=x,y,z} \left[\sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))_{ij} S_{ij}^l + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))_{b_{ik}} S_{b_{ik}}^l \right] \underline{e}_l
\end{aligned}$$

Le terme de viscosité μ_{tot} est calculé en fonction du modèle de turbulence utilisé :

$$\mu_{tot} = \begin{cases} \mu + \mu_t & \text{pour les modèles à viscosité turbulente ou en LES,} \\ \mu & \text{pour les modèles au second ordre ou en laminaire.} \end{cases}$$

où μ et μ_t représentent respectivement la viscosité dynamique moléculaire et la viscosité dynamique turbulente.

21.3 Mise en œuvre

21.3.1 Terme de gradient transposé

Avant de calculer l'intégration des deux termes, on calcule dans un premier temps la viscosité totale en fonction du modèle de turbulence considéré.

Les termes calculés dans ce sous-programme, appelé par **preduv**, interviennent dans le second membre de l'équation de quantité de mouvement, et sont donc directement stockés dans le tableau correspondant **TRAV**.

Le terme $\text{div}(\mu_{tot}^t \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{v}))$ est calculé en opérant comme suit.

¹la viscosité de volume κ est supposée nulle, *cf.* **navsto**

On effectue une boucle sur les composantes v_α où $\alpha = x, y, z$ de la vitesse (α correspond à ISOU dans le code) :

- on calcule le gradient cellule de v_α par un appel au sous-programme **grdcel**.
- on initialise un tableau nommé W_6 à la valeur 1 pour les cellules internes, et à la valeur 0 pour les cellules de bord. Ce tableau sert par la suite à ne pas considérer la contribution du terme de gradient transposé sur les cellules de bord. En effet, on ne sait pas écrire de conditions aux limites correctes pour le gradient transposé. On préfère donc tout simplement annuler son effet sur les cellules de bord (*cf.* paragraphe 21.4).
- pour chaque direction l ($l = x, y, z$), l correspondant à IDIM dans le code, on calcule pour chaque cellule Ω_i dont le centre correspond à la variable II ou JJ (pour les centres voisins) dans le code :

$$\begin{aligned} \text{TRAV}(i, l) &= \text{TRAV}(i, l) \\ &+ W_6(i) \left[\sum_{j \in \text{Vois}(i)} \mu_{tot, ij} \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial l} \right)_{moy, ij} S_{ij}^\alpha + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \mu_{tot, b_{ik}} \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial l} \right)_{moy, b_{ik}} S_{b_{ik}}^\alpha \right] \\ \text{avec } \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial l} \right)_{moy, ij} &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial l} \right)_i + \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial l} \right)_j \right] \end{aligned}$$

Fin de la boucle sur les composantes de la vitesse.

21.3.2 Terme de viscosité secondaire

Le terme de seconde viscosité $-\frac{2}{3} \text{grad}(\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))$ est calculé de la façon suivante :

- on calcule la valeur de la vitesse sur la face ij en divisant le flux masse connu à la face par la densité moyenne $\rho_{moy, ij}$ de la face ($\rho_{moy, ij} = \frac{\rho_i + \rho_j}{2}$).
- on calcule ensuite l'intégrale volumique de la divergence de la vitesse sur chaque cellule en appelant le sous-programme **divmas**.
- on calcule alors pour chaque cellule Ω_i le terme $-\frac{2}{3}(\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))_i$ que l'on met dans le tableau de travail W_4 . La valeur de ce terme sur la face interne ij est obtenue en prenant la moyenne arithmétique des valeurs des deux cellules avoisinantes (tableau **VISCF**) et celle sur la face de bord est prise égale la valeur de la cellule avoisinante (tableau **VISCB**).
- on calcule alors pour chaque direction l le terme final, *i.e.* :

$$\text{TRAV}(i, l) = \text{TRAV}(i, l) - \frac{2}{3} \left[\sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))_{moy, ij} S_{ij}^l + \sum_{k \in \gamma_b(i)} (\mu_{tot} \text{div}(\underline{v}))_{moy, b_{ik}} S_{b_{ik}}^l \right]$$

Le traitement est similaire pour le terme de viscosité de volume dans le module compressible.

21.4 Points à traiter

L'intégration du terme de gradient transposé pose un problème de compatibilité. En effet, le gradient transposé provient de l'écriture de la divergence du tenseur des contraintes (*cf.* **preduv**), soit :

$$\text{div}(\underline{\sigma}) = \text{div}(-p \underline{Id} + \underline{\tau})$$

où :

$$\underline{\underline{\tau}} = 2\mu \left[\underbrace{\frac{1}{2} (\underline{\underline{\text{grad}}} \underline{\underline{v}}} + {}^t \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{\underline{v}})}_{\text{partie 1}} - \underbrace{\frac{2}{3} \text{tr}(\frac{1}{2} (\underline{\underline{\text{grad}}} \underline{\underline{v}}} + {}^t \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{\underline{v}})) \underline{\underline{Id}}}_{\text{partie 2}} \right]$$

Or, lorsque l'on intègre la première partie de la divergence de $\underline{\underline{\tau}}$, on implice le terme $\text{div}(\mu \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{\underline{v}})$ et on explicite le gradient transposé $\text{div}(\mu {}^t \underline{\underline{\text{grad}}} \underline{\underline{v}})$. Ce traitement fait intervenir la vitesse au centre des cellules. Elle ne vérifie pas exactement la condition $\text{div}(\rho \underline{\underline{v}}) = 0$. En effet, au cours de l'étape de correction, on utilise un filtre Rhie et Chow (*cf. resolp*) et la vitesse n'est mise à jour qu'à la fin de l'étape. Par contre, lorsque l'on intègre la deuxième partie de la divergence de $\underline{\underline{\tau}}$ de façon explicite, on utilise la vitesse issue du flux masse aux faces qui vérifie la condition $\text{div}(\rho \underline{\underline{v}}) = 0$ (du moins à ρ constant, l'interpolation de ρ à la face étant également un point à considérer). Ainsi, la discrétisation de ces deux parties n'est pas totalement cohérente. Il serait utile de baser la discrétisation de ces termes sur une vitesse vérifiant la contrainte $\text{div}(\rho \underline{\underline{v}}) = 0$.

Pour la même raison, il est difficile de connaître les conditions aux limites du terme en gradient transposé. Sur les cellules de bord, on sait uniquement que la contrainte totale normale doit équilibrer le frottement et toutes les autres forces. Or, le tenseur des contraintes est scindé en une partie explicite et une partie implicite, donc c'est un peu difficile d'utiliser cette condition physique.

Actuellement, la contribution aux cellules de bord du terme de gradient transposé est annulée, ce qui élimine l'influence des conditions aux limites mais n'est naturellement pas satisfaisant. Quelques essais d'intégration des conditions aux limites pour ce terme n'ont pas été concluants jusqu'à présent. Cependant, des essais supplémentaires sont envisageables.

22- Sous-programme vortex

22.1 Fonction

Ce sous-programme est dédié à la génération des conditions d'entrée turbulente utilisées en LES.

La méthode des vortex est basée sur une approche de tourbillons ponctuels. L'idée de la méthode consiste à injecter des tourbillons 2D dans le plan d'entrée du calcul, puis à calculer le champ de vitesse induit par ces tourbillons au centre des faces d'entrée.

22.2 Discretisation

Pour utiliser la méthode, on se place tout d'abord dans un repère local défini de manière à ce que le plan $(0yz)$, où sont injectés les vortex, soit confondu avec le plan d'entrée du calcul (voir figure II.22.1).

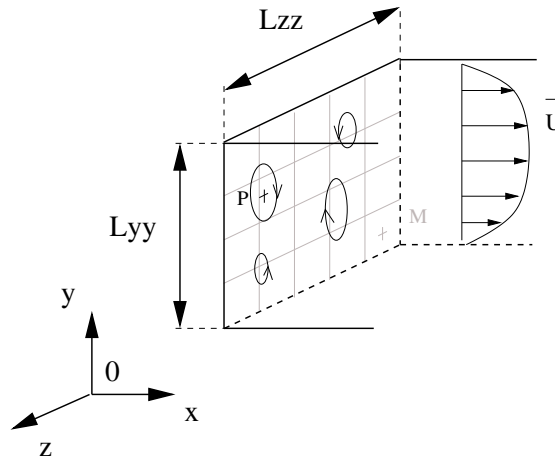


Figure II.22.1: Définition des différentes grandeurs dans le repère local correspondant à l'entrée d'une conduite de section carrée.

u , v et w sont les composantes de la vitesse fluctuante (principale et transverse) dans ce plan, et $\omega(y, z) = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$ la vorticité dans la direction normale au plan d'entrée. $\bar{U}(y, z)$ représente ici la vitesse principale moyenne imposée par l'utilisateur dans le plan d'entrée.

Chaque vortex p va être caractérisé par sa fonction de forme ξ (identique pour tous les vortex), sa circulation Γ_p , son rayon σ_p et les coordonnées (y_p, z_p) du point P où est situé le vortex dans le plan $(0yz)$.

Pour cela, on suppose que la vorticité générée par un vortex p au point M de coordonnée (y, z) s'écrit :

$$\omega_p(y, z) = \Gamma_p \xi_{\sigma_p}(r)$$

où $r = \sqrt{(y - y_p)^2 + (z - z_p)^2}$ est la distance séparant le point M du point P .

Dans la méthode implantée, la fonction de forme est de type gaussienne modifiée :

$$\xi_{\sigma}(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \left(2e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} - 1 \right) e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$$

Le champ de vitesse induit par cette distribution de vorticité s'obtient par inversion des deux équations de poisson suivantes qui sont déduites de la condition d'incompressibilité dans la plan¹ :

$$\frac{\partial \omega}{\partial y} = \Delta w \quad \text{et} \quad \frac{\partial \omega}{\partial x} = -\Delta v$$

Dans le cas général, ce système peut être intégré à l'aide de la formule de Biot et Savart.

Dans le cas d'une distribution de vorticité de type gaussienne modifiée, les composantes de vitesse vérifient :

$$\begin{cases} v_p(y, x) = -\frac{1}{2\pi} \frac{(z - z_p)}{r^2} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}\right) e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \\ w_p(y, z) = \frac{1}{2\pi} \frac{(y - y_p)}{r^2} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}\right) e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \end{cases}$$

Ces relations s'étendent de façon immédiate au cas de N vortex distincts. Le champ de vitesse induit par la distribution de vorticité

$$\omega(y, z) = \sum_{p=1}^N \Gamma_p \xi_{\sigma_p}(r) \quad (\text{II.22.1})$$

vaut au point M :

$$v(x, y) = \sum_{p=1}^N \Gamma_p v_p(y, z) \quad \text{et} \quad w(y, z) = \sum_{p=1}^N \Gamma_p w_p(y, z)$$

22.2.1 Paramètres physiques

Marche en temps

La position initiale de chaque vortex est tirée de manière aléatoire. On calcul les déplacements successifs de chacun des vortex dans le plan d'entrée par intégration explicite du champ de vitesse lagrangien :

$$\frac{dy_p}{dt} = V(y, z) \quad \text{et} \quad \frac{dz_p}{dt} = W(y, z)$$

Les vortex sont alors assimilés à des particules ponctuelles qui sont convectées par le champ (V, W) . Ce champ peut être imposé par des tirages aléatoires ou bien déduit de la vitesse induite par les vortex dans le plan d'entrée. Dans ce cas $V(x, y) = \bar{V}(y, z) + v(y, z)$ et $W(y, z) = \bar{W}(y, z) + w(y, z)$ où \bar{V} et \bar{W} sont les composantes de la vitesse transverse moyenne qu'impose l'utilisateur à l'aide des fichiers de données.

Intensité et durée de vie des vortex

Il serait possible, à partir de l'équation de transport de la vorticité, d'obtenir un modèle d'évolution pour l'intensité du vecteur tourbillon ω_p associé à chacun des vortex. En pratique, on préfère utiliser un modèle simplifié dans lequel la circulation des tourbillons ne dépend que de la position de ces derniers à l'instant considéré. La circulation initiale de chaque vortex est alors obtenue à partir de la relation :

$$|\Gamma_p| = 4 \sqrt{\frac{\pi S k}{3N [2\ln(3) - 3\ln(2)]}}$$

où S est la surface du plan d'entrée, N le nombre de vortex, et k l'énergie cinétique turbulente au point où se trouve le vortex à l'instant considéré. Le signe de Γ_p correspond au sens de rotation du vortex et est tiré aléatoirement.

¹i.e $\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} = 0$

Ce paramètre est celui qui contrôle l'intensité des fluctuations. Sa dépendance en k exprime que, plus l'écoulement est turbulent, plus les vortex sont intenses. La valeur de k est spécifiée par l'utilisateur. Elle peut être constante ou imposée à partir de profils d'énergie cinétique turbulente en entrée.

Pour éviter que des structures trop allongées ne se développent au niveau de l'entrée, l'utilisateur doit également spécifier un temps limites τ_p au bout duquel le vortex p va être détruit. Ce temps τ_p peut être pris constant ou estimé au moyen de la relation :

$$\tau_p = \frac{5C_\mu k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon \bar{U}}$$

\bar{U} et ε représentent respectivement la vitesse moyenne principale et la dissipation turbulente au point où est initialement généré le vortex ($C_\mu = 0,09$).

Lorsque le temps écoulé depuis la création du vortex p est supérieur à τ_p , le vortex est détruit et un nouveau vortex généré (sa position et le signe de Γ_p sont tirés de façon aléatoire).

Taille des vortex

La taille des vortex peut être prise constante, ou calculée à partir des relations :

$$\sigma = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad \text{ou} \quad \sigma = \max[L_t, L_k]$$

avec:

$$L_t = \sqrt{\left(\frac{5\nu k}{\varepsilon}\right)} \quad \text{et} \quad L_k = 200 \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}$$

où ν , k et ε sont la viscosité dynamique, l'énergie cinétique turbulente et la dissipation turbulente au point où se trouve le vortex.

Dans tous les cas, la taille du vortex doit être supérieure à la taille des mailles en entrée afin que le vortex soit effectivement simulé.

22.2.2 Conditions aux limites

Le champ de vitesse généré à l'aide de la relation II.22.2 ne tient pas compte *a priori* des conditions aux limites appliquées sur les bords du plan d'entrée. Pour obtenir des valeurs de la vitesse qui soient cohérentes sur les frontières du domaine d'entrée, des "vortex images", pseudo-vortex situés en dehors du domaine d'entrée, sont générés à des positions particulières et leur champ de vitesse associé est superposé au champ précédemment calculé.

Seuls les cas d'une conduite rectangulaire et d'une conduite circulaire permettent la génération de ces pseudo-vortex. On distingue pour cela trois types de conditions aux limites.

Condition de paroi

On crée, pour chaque vortex P contenu dans le plan d'entrée, un vortex image P' identique à P (*i.e* de même caractéristiques) et symétrique de P par rapport au point J (J étant la projection orthogonalement à la paroi du point M correspondant au centre de la face où l'on cherche à calculer la vitesse). La figure II.22.2 illustre la technique dans le cas d'une conduite carrée. Dans ce cas les coordonnées du vortex situé en P' vérifient $(y_{p'} + y_p)/2 = y_J$ et $(z_{p'} + z_p)/2 = z_J$. Le champ de vitesse perçu depuis le point M au niveau du point J est nul, ce qui est bien l'effet recherché.

Condition de symétrie

La technique est identique à celle utilisée pour les conditions de paroi, mais seule la composante pour la vitesse normale au bord est modifiée dans ce cas.

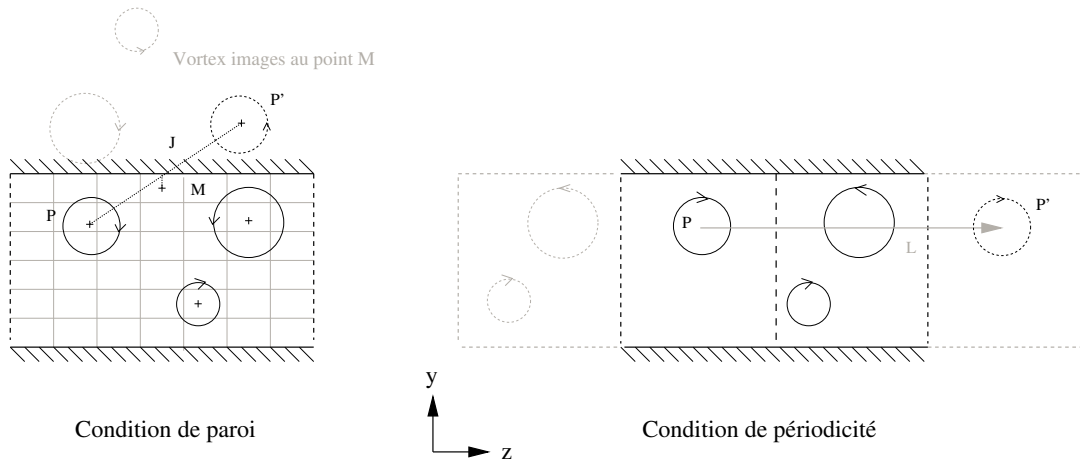


Figure II.22.2: Principe de génération des “vortex images” suivant le type de conditions aux limites dans une conduite carrée.

Condition de périodicité

On crée pour chaque vortex, un vortex images P' identique à P mais translaté d'une quantité L correspondant à la longueur qui sépare les deux plans de la section d'entrée où sont appliquées les conditions de périodicité. Dans le cas où il y a deux directions de périodicité, on crée deux vortex image.

22.2.3 Composante de vitesse principale

La méthode des vortex ne générant pas de fluctuation u de la vitesse dans la direction principale, la dernière composante est calculée à partir d'une équation de Langevin. Les coefficients de cette équation sont déterminés par identification des expressions obtenues pour les contraintes de Reynolds en $R_{ij} - \varepsilon$. Dans le cas d'un écoulement en canal plan, cette technique conduit à l'équation :

$$\frac{du}{dt} = -\frac{C_1}{2T}u + \left(\frac{2}{3}C_2 - 1\right) \frac{\partial U}{\partial y}v + \sqrt{C_0\varepsilon}dW_i$$

avec $T = \frac{k}{\varepsilon}$, $C_1 = 1,8$, $C_2 = 0,6$, $C_0 = \frac{14}{15}$, et dW_i une variable aléatoire Gaussienne de variance \sqrt{dt} .

En pratique, l'équation de Langevin n'améliore pas vraiment les résultats. Elle n'est utilisée que dans le cas de conduites circulaires.

22.3 Mise en œuvre

- ★ Après une étape de préparation de la mémoire (**memvor**), on repère dans **usvort** les faces d'entrée pour lesquelles la méthode va être utilisée.
- ★ Vérification des dimensions rentrées (**vvor**).
- ★ Le sous-programme **vorpre** se charge ensuite de préparer le calcul (transmission de la géométrie des entrées à tous les processeurs en cas de parallélisme, et construction d'un tableau de connectivité). Le sous-programme procède ainsi :

- On compte, pour chaque entrée IENT, le nombre de faces où est appliquée la méthode. Celui-ci est stocké dans le tableau ICVOR(IENT). Un passage dans la sous-routine **memvor** (avec IAPPEL = 2) permet d'allouer la mémoire nécessaire à cette phase de préparation.
- Pour chaque processeur, on stocke les coordonnées des faces d'entrée repérées précédemment dans les tableaux de travail RA(IW1X), RA(IW1Y), RA(IW1Z), ...
- On regarde ensuite pour chaque processeur (boucle IPROC=1, NRANGP-1), si le processeur IPROC a des données à envoyer aux autres processeurs (afin que tous disposent des coordonnées).
 - * Si c'est le cas : ICVOR(IENT)>0, et on place les données à envoyer dans les tableaux de travail RA(IW2X), RA(IW2Y), RA(IW2Z), ... La valeur NCOMV = ICVOR(IENT) correspond alors à la longueur des tableaux à envoyer.
 - * Sinon, on ne fait rien et NCOM=0.
- Le processeur numéro IPROC distribue à tous les autres processeurs la valeur NCOM. Si NCOM > 0, il envoie également les données contenues dans les tableaux de travaux RA(IW2X), ... Ces données sont ensuite stockées par tous les processeurs dans les tableaux RA(IXYZV+III), ... afin de libérer les tableaux de travail pour la communication suivante, et l'indice III = III + NCOM est incrémenté de manière à ranger les valeurs de façon chronologique.

→ Au final de la boucle sur IPROC, chaque processeur dispose des coordonnées des faces d'entrée pour lesquelles la méthode va être utilisée, et il est donc simple de construire la connectivité.

- Construction de la connectivité. Au final, la vitesse au centre de la II éme face d'entrée utilisant la méthode est contenue à la IA(IIFAGL+II) ème ligne du tableau RA(IUVORT).
- La routine se termine par un appel au sous-programme **memvor** (avec IAPPEL = 3) afin de réserver la mémoire utile à la méthode des vortex.

Cette phase d'initialisation est réalisée une seule fois au début du calcul. C'est après cette phase seulement que commence la méthode des vortex proprement dite.

- ★ Initialisation des variables avant intervention utilisateur (**inivor**).
- ★ Appel au sous-programme utilisateur **usvort** (IAPPEL = 2).
- ★ Vérification des paramètres rentrés (**vvor**).
- ★ Calcul de la vitesse par la méthode des vortex (**vortex**)
- Initialisation du calcul génération du champ initial par appel au sous-programme **vorini** :
 - * Construction du repère local (et calcul de l'équation du plan d'entrée suivant les cas), localisation du centre de l'entrée, et transformation des coordonnées de l'entrée dans le repère local. Les tableaux YZCEL(II,1) et YZCEL(II,2) contiennent les coordonnées des faces du plan d'entrée une fois ramenées dans le repère (0yz) (II est compris entre 1 et NCEVOR où NCEVOR=ICVOR représente le nombre de faces pour lesquelles la méthode va être utilisée a cette entrée).
 - * Lecture du fichier de données, et initialisation des tableaux XDAT, YDAT, UDAT, VDAT, WDAT, DUYDAT, KDAT, EPSDAT, ...
 - * Si on ne fait pas de suite (ISUIVO=0) ou que l'on réinitialise le calcul (INITVO=1), tirage aléatoire de la position des vortex et de leur sens de rotation, ainsi que calcul de leur durée de vie. Les positions sont stockées dans les tableaux YZVOR(IVOR,1) et YZVOR(IVOR,2) (IVOR désignant le numéro du vortex).

- * Stockage de la vitesse principale moyenne au centre de la cellule dans le tableau **XU**, et recherche pour chaque vortex, de la face d'entrée qui lui est la plus proche.
- Déplacement des vortex par appel au sous-programme **vordep** :
 - * Convection des vortex.
 - * Traitement des conditions aux limites. Les vortex qui sortent du domaine de calcul sont remplacés à leur position d'origine.
 - * Régénération des vortex "morts". Si le temps de vie cumulé **TEMPS(II)** du vortex **II** est supérieur à son temps de vie limite **TPSLIM(II)**, alors le vortex est détruit, et un nouveau vortex est généré.
 - * Recherche pour chaque vortex de la face d'entrée qui lui est la plus proche après déplacement (mise à jour du tableau **IVORCE**).
- Calcul du champ de vitesse induit par appel au sous-programme **vorvit** :
 - * Calcul de l'intensité du vortex.
 - * Calcul de la taille du vortex.
 - * Calcul du champ de vitesse induit par l'ensemble des vortex au centre des faces d'entrée.
 - * Traitement suivant les cas, des conditions de périodicité de symétrie et des conditions de paroi par génération de vortex images.
 - * Ajout de la vitesse moyenne dans les directions transverse aux tableaux **XV** et **XW**.
- Génération des fluctuations de vitesse dans la direction principale par appel au sous-programme **vorlgv**.
- ★ appel au sous-programme **vor2cl** :
- Communication en cas de parallélisme de la vitesse calculée en entrée par le processeur 0 aux autres processeurs.
- Application des conditions aux limites après utilisation d'un changement de repère éventuel.

22.4 Points à traiter

Il serait possible de gagner de la mémoire en libérant l'espace alloué aux tableaux **IW1X**,...,**IW2V** après le passage dans **vorpre**.

Part III

Module compressible

1- Sous-programme cfb1**

1.1 Fonction

On s'intéresse à la résolution des équations de Navier-Stokes en compressible, en particulier pour des configurations sans choc. Le schéma global correspond à une extension des algorithmes volumes finis mis en œuvre pour simuler les équations de Navier-Stokes en incompressible.

Dans les grandes lignes, le schéma est constitué d'une étape "acoustique" fournissant la masse volumique (ainsi qu'une prédiction de pression et un débit acoustique), suivie de la résolution de l'équation de la quantité de mouvement ; on résout ensuite l'équation de l'énergie et, pour terminer, la pression est mise à jour. Moyennant une contrainte sur la valeur du pas de temps, le schéma permet d'assurer la positivité de la masse volumique.

La thermodynamique prise en compte à ce jour est celle des gaz parfaits, mais l'organisation du code à été prévue pour permettre à l'utilisateur de fournir ses propres lois.

Pour compléter la présentation, on pourra se reporter à la référence suivante :

[**Mathon**] P. Mathon, F. Archambeau, J.-M. Hérard : "Implantation d'un algorithme compressible dans *Code_Saturne* ", HI-83/03/016/A

Le cas de validation "tube à choc" de la version 1.2 de *Code_Saturne* permettra également d'apporter quelques compléments (tube à choc de Sod, discontinuité de contact instationnaire, double détente symétrique, double choc symétrique).

1.1.1 Notations

Symbole	Unité	Signification
C_p, C_{p_i}	$J/(kg \cdot K)$	capacité calorifique à pression constante $C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P$
C_v, C_{v_i}	$J/(kg \cdot K)$	capacité calorifique à volume constant $C_v = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_\rho$
$\mathcal{D}_{f/b}$	m^2/s	diffusivité moléculaire du composant f dans le bain
E	J/m^3	énergie totale volumique $E = \rho e$
F		centre de gravité d'une face
H	J/kg	enthalpie totale massique $H = \frac{E+P}{\rho}$
I		point de co-localisation de la cellule i
I'		pour une face ij partagée entre les cellules i et j , I' est le projeté de I sur la normale à la ij passant par F , centre de ij
K	$kg/(m \cdot s)$	diffusivité thermique
M, M_i	kg/mol	masse molaire (M_i pour le constituant i)
P	Pa	pression
\underline{Q}	$kg/(m^2 \cdot s)$	vecteur quantité de mouvement $\underline{Q} = \rho \underline{u}$
\underline{Q}_{ac}	$kg/(m^2 \cdot s)$	vecteur quantité de mouvement issu de l'étape acoustique
\overline{Q}	$kg/(m^2 \cdot s)$	norme de \underline{Q}
R	$J/(mol \cdot K)$	constante universelle des gaz parfaits
S	$J/(K \cdot m^3)$	entropie volumique
\mathcal{S}	$[f] \cdot kg/(m^3 \cdot s)$	Terme de production/dissipation volumique pour le scalaire f
T	K	température (> 0)
Y_i		fraction massique du composé i ($0 \leq Y_i \leq 1$)

Symbole	Unité	Signification
c^2	$(m/s)^2$	carré de la vitesse du son $c^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}$
e	J/kg	énergie totale massique $e = \varepsilon + \frac{1}{2}u^2$
\underline{f}_v	N/kg	$\rho \underline{f}_v$ représente le terme source volumique pour la quantité de mouvement : gravité, pertes de charges, tenseurs des contraintes turbulentes, forces de Laplace...
\underline{g}	m/s^2	accélération de la pesanteur
h	J/kg	enthalpie massique $h = \varepsilon + \frac{P}{\rho}$
i		indice faisant référence à la cellule i ; f_i est la valeur de la variable f associée au point de co-location I
I'		indice faisant référence à la cellule i ; f'_I est la valeur de la variable f associée au point I'
$\underline{j} \wedge \underline{B}$	N/m^3	forces de Laplace
r, r_i	$J/(kg \cdot K)$	constante massique des gaz parfaits $r = \frac{R}{M}$ (pour le constituant i , on a $r_i = \frac{R}{M_i}$)
s	$J/(K \cdot kg)$	entropie massique
t	s	temps
\underline{u}	m/s	vecteur vitesse
u	m/s	norme de \underline{u}

Symbole	Unité	Signification
β	$kg/(m^3.K)$	$\beta = \frac{\partial P}{\partial s})_\rho$
γ	$kg/(m^3.K)$	constante caractéristique d'un gaz parfait $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
ε	J/kg	énergie interne massique
κ	$kg/(m.s)$	viscosité dynamique en volume
λ	$W/(m.K)$	conductivité thermique
μ	$kg/(m.s)$	viscosité dynamique ordinaire
ρ	kg/m^3	densité
$\underline{\varphi}_f$	$[f].kg/(m^2.s)$	vecteur flux diffusif du composé f
φ_f	$[f].kg/(m^2.s)$	norme de $\underline{\varphi}_f$
$\underline{\underline{\Sigma}}^v$	$kg/(m^2.s^2)$	tenseur des contraintes visqueuses
$\underline{\Phi}_s$	W/m^2	vecteur flux conductif de chaleur
Φ_s	W/m^2	norme de $\underline{\Phi}_s$
Φ_v	W/kg	$\rho\Phi_v$ représente le terme source volumique d'énergie, comprenant par exemple l'effet Joule $\underline{j} \cdot \underline{E}$, le rayonnement...

1.1.2 Système d'équations laminaires de référence

L'algorithme développé propose de résoudre l'équation de continuité, les équations de Navier-Stokes ainsi que l'équation d'énergie totale de manière conservative, pour des écoulements compressibles.

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\underline{Q}) = 0 \\ \frac{\partial \underline{Q}}{\partial t} + \underline{\text{div}}(\underline{u} \otimes \underline{Q}) + \underline{\text{grad}} P = \rho \underline{f}_v + \underline{\text{div}}(\underline{\Sigma}^v) \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \text{div}(\underline{u}(E + P)) = \rho \underline{f}_v \cdot \underline{u} + \text{div}(\underline{\Sigma}^v \underline{u}) - \text{div} \underline{\Phi}_s + \rho \Phi_v \end{cases} \quad (\text{III.1.1})$$

Nous avons présenté ici le système d'équations laminaires, mais il faut préciser que la turbulence ne pose pas de problème particulier dans la mesure où les équations supplémentaires sont découplées du système (III.1.1).

1.1.3 Expression des termes intervenant dans les équations

- Énergie totale volumique :

$$E = \rho e = \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (\text{III.1.2})$$

avec l'énergie interne $\varepsilon(P, \rho)$ donnée par l'équation d'état

- Forces volumiques : $\rho \underline{f}_v$ (dans la plupart des cas $\rho \underline{f}_v = \rho \underline{g}$)

- Tenseur des contraintes visqueuses pour un fluide Newtonien :

$$\underline{\Sigma}^v = \mu(\underline{\text{grad}} \underline{u} + {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u}) + (\kappa - \frac{2}{3} \mu) \text{div} \underline{u} \underline{Id} \quad (\text{III.1.3})$$

avec $\mu(T, \dots)$ et $\kappa(T, \dots)$ mais souvent $\kappa = 0$

- Flux de conduction de la chaleur : loi de Fourier

$$\underline{\Phi}_s = -\lambda \underline{\text{grad}} T \quad (\text{III.1.4})$$

avec $\lambda(T, \dots)$

- Source de chaleur volumique : $\rho \Phi_v$

1.1.4 Équations d'état et expressions de l'énergie interne

Gaz parfait

Équation d'état : $P = \rho r T$

Énergie interne massique : $\varepsilon = \frac{P}{(\gamma - 1)\rho}$

Soit :

$$P = (\gamma - 1)\rho(e - \frac{1}{2}u^2) \quad (\text{III.1.5})$$

Mélange de gaz parfaits

On considère un mélange de N constituants de fractions massiques $(Y_i)_{i=1\dots N}$

Équation d'état : $P = \rho r_{\text{mélange}} T$

Énergie interne massique : $\varepsilon = \frac{P}{(\gamma_{\text{mélange}} - 1)\rho}$

Soit :

$$P = (\gamma_{\text{mélange}} - 1)\rho\left(e - \frac{1}{2}u^2\right) \quad (\text{III.1.6})$$

$$\text{avec } \gamma_{\text{mélange}} = \frac{\sum_{i=1}^N Y_i C_{pi}}{\sum_{i=1}^N Y_i C_{vi}} \quad \text{et } r_{\text{mélange}} = \sum_{i=1}^N Y_i r_i$$

Equation d'état de Van der Waals

Cette équation est une correction de l'équation d'état des gaz parfaits pour tenir compte des forces intermoléculaires et du volume des molécules constitutives du gaz. On introduit deux coefficients correctifs : a [$\text{Pa} \cdot \text{m}^6/\text{kg}^2$] est lié aux forces intermoléculaires et b [m^3/kg] est le covolume (volume occupé par les molécules).

Équation d'état : $(P + a\rho^2)(1 - b\rho) = \rho r T$

Énergie interne massique : $\varepsilon = \frac{(P + a\rho^2)(1 - b\rho)}{(\hat{\gamma} - 1)\rho} - a\rho$

Soit :

$$P = (\hat{\gamma} - 1) \frac{\rho}{(1 - b\rho)} \left(e - \frac{1}{2}u^2 + a\rho \right) - a\rho^2 \quad (\text{III.1.7})$$

$$\text{avec } \hat{\gamma} = 1 + \frac{r}{C_v} = \frac{C_p}{C_v} \left(\frac{P - a\rho^2(1 - 2b\rho)}{P + a\rho^2} \right) + \frac{2a\rho^2(1 - b\rho)}{P + a\rho^2}$$

1.1.5 Calcul des grandeurs thermodynamiques

Pour un gaz parfait à γ constant

Equation d'état : $P = \rho r T$

On suppose connues la chaleur massique à pression constante C_p et la masse molaire M du gaz, ainsi que les variables d'état.

Chaleur massique à volume constant : $C_v = C_p - \frac{R}{M} = C_p - r$

Constante caractéristique du gaz : $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_p}{C_p - r}$

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 218/ 312
---------	---	--

Vitesse du son : $c^2 = \gamma \frac{P}{\rho}$

Entropie : $s = \frac{P}{\rho^\gamma}$ et $\beta = \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_\rho = \rho^\gamma$

Remarque : L'entropie choisie ici n'est pas l'entropie physique, mais une entropie mathématique qui vérifie $c^2 \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_\rho + \left(\frac{\partial s}{\partial \rho} \right)_P = 0$

Pression : $P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$

Energie interne : $\varepsilon = C_v T = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}$ avec $\varepsilon_{sup} = 0$

Enthalpie : $h = C_p T = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}$

Pour un mélange de gaz parfaits

Une intervention de l'utilisateur dans le sous-programme utilisateur `uscfth` est nécessaire pour pouvoir utiliser ces lois.

Equation d'état : $P = \rho r_{mél} T$ avec $r_{mél} = \sum_{i=1}^N Y_i r_i = \sum_{i=1}^N Y_i \frac{R}{M_i}$

On suppose connues la chaleur massique à pression constante des différents constituants C_{p_i} , la masse molaire M_i des constituants du gaz, ainsi que les variables d'état (dont les fractions massiques Y_i).

Masse molaire du mélange : $M_{mél} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{M_i} \right)^{-1}$

Chaleur massique à pression constante du mélange :

$$C_{p_{mél}} = \sum_{i=1}^N Y_i C_{p_i}$$

Chaleur massique à volume constant du mélange :

$$C_{v_{mél}} = \sum_{i=1}^N Y_i C_{v_i} = C_{p_{mél}} - \frac{R}{M_{mél}} = C_{p_{mél}} - r_{mél}$$

Constante caractéristique du gaz : $\gamma_{mél} = \frac{C_{p_{mél}}}{C_{v_{mél}}} = \frac{C_{p_{mél}}}{C_{p_{mél}} - r_{mél}}$

Vitesse du son : $c^2 = \gamma_{mél} \frac{P}{\rho}$

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 219/ 312
---------	---	--

Entropie : $s = \frac{P}{\rho^{\gamma_{mél}}} \quad \text{et} \quad \beta = \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_\rho = \rho^{\gamma_{mél}}$

Pression : $P = (\gamma_{mél} - 1)\rho\varepsilon$

Energie interne : $\varepsilon = C_{vmél} T \quad \text{avec} \quad \varepsilon_{sup} = 0$

Enthalpie : $h = C_{pmél} T = \frac{\gamma_{mél}}{\gamma_{mél} - 1} \frac{P}{\rho}$

Pour un gaz de Van der Waals

Ces lois n'ont pas été programmées, mais l'utilisateur peut intervenir dans le sous-programme utilisateur `uscfth` s'il souhaite le faire.

Equation d'état : $(P + a\rho^2)(1 - b\rho) = \rho r T$

avec a [$Pa \cdot m^6/kg^2$] lié aux forces intermoléculaires et b [m^3/kg] le covolume (volume occupé par les molécules).

On suppose connus les coefficients a et b , la chaleur massique à pression constante C_p , la masse molaire M du gaz et les variables d'état.

Chaleur massique à volume constant : $C_v = C_p - r \frac{P + a\rho^2}{P - a\rho^2(1 - 2b\rho)}$

Constante "équivalente" du gaz : $\hat{\gamma} = 1 + \frac{r}{C_v} = \frac{C_p}{C_v} \left(\frac{P - a\rho^2(1 - 2b\rho)}{P + a\rho^2} \right) + \frac{2a\rho^2(1 - b\rho)}{P + a\rho^2}$

Vitesse du son : $c^2 = \hat{\gamma} \frac{P + a\rho^2}{\rho(1 - b\rho)} - 2a\rho$

Entropie : $s = (P + a\rho^2) \left(\frac{1 - b\rho}{\rho} \right)^{\hat{\gamma}} \quad \text{et} \quad \beta = \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_\rho = \left(\frac{\rho}{1 - b\rho} \right)^{\hat{\gamma}}$

Pression : $P = (\hat{\gamma} - 1) \frac{\rho}{(1 - b\rho)} (\varepsilon + a\rho) - a\rho^2$

Energie interne : $\varepsilon = C_v T - a\rho \quad \text{avec} \quad \varepsilon_{sup} = -a\rho$

Enthalpie : $h = \frac{\hat{\gamma} - b\rho}{\hat{\gamma} - 1} \frac{P + a\rho^2}{\rho} - 2a\rho$

1.1.6 Algorithme de base

On suppose connues toutes les variables au temps t^n et on cherche à les déterminer à l'instant t^{n+1} . On résout en deux blocs principaux : d'une part le système masse-quantité de mouvement, de l'autre

l'équation portant sur l'énergie et les scalaires transportés. Dans le premier bloc, on distingue le traitement du système (couplé) acoustique et le traitement de l'équation de la quantité de mouvement complète.

Au début du pas de temps, on commence par mettre à jour les propriétés physiques variables (par exemple $\mu(T)$, $\kappa(T)$, $C_p(Y_1, \dots, Y_N)$ ou $\lambda(T)$), puis on résout les étapes suivantes :

1. **Acoustique : sous-programme cfmsv1**
Résolution d'une équation de convection-diffusion portant sur ρ^{n+1} .
On obtient à la fin de l'étape ρ^{n+1} , Q_{ac}^{n+1} et éventuellement une prédiction de la pression $P^{pred}(\rho^{n+1}, e^n)$.
2. **Quantité de mouvement : sous-programme cfqdmv**
Résolution d'une équation de convection-diffusion portant sur u^{n+1} qui fait intervenir Q_{ac}^{n+1} et P^{pred} .
On obtient à la fin de l'étape u^{n+1} .
3. **Énergie totale : sous-programme cfener**
Résolution d'une équation de convection-diffusion portant sur e^{n+1} qui fait intervenir Q_{ac}^{n+1} , P^{pred} et u^{n+1} .
On obtient à la fin de l'étape e^{n+1} et une valeur actualisée de la pression $P(\rho^{n+1}, e^{n+1})$.
4. **Scalaires passifs**
Résolution d'une équation de convection-diffusion standard par scalaire, avec Q_{ac}^{n+1} pour flux convectif.

1.2 Discrétisation

On se reportera aux sections relatives aux sous-programmes **cfmsv1** (masse volumique), **cfqdmv** (quantité de mouvement) et **cfener** (énergie). La documentation du sous-programme **cfxtcl** fournit des éléments relatifs aux conditions aux limites.

1.3 Mise en œuvre

Le module compressible est une “physique particulière” activée lorsque le mot-clé **IPPMOD(ICOMPFF)** est positif ou nul.

Dans ce qui suit, on précise les inconnues et les propriétés principales utilisées dans le module. On fournit également un arbre d'appel simplifié des sous-programmes du module : initialisation avec **initil** puis (**iniva0** et) **inivar** et enfin, boucle en temps avec **tridim**.

1.3.1 Inconnues et propriétés

Les NSCAPP inconnues scalaires associées à la physique particulière sont définies dans **cfvarp** dans l'ordre suivant :

- la masse volumique **RTP(*, ISCA(IRHO(IPHAS)))**,
- l'énergie totale **RTP(*, ISCA(IENERG(IPHAS)))**,
- la température **RTP(*, ISCA(ITEMPK(IPHAS)))**

On souligne que la température est définie en tant que variable “RTP” et non pas en tant que propriété physique “PROPCE”. Ce choix a été motivé par la volonté de simplifier la gestion des conditions aux limites, au prix cependant d’un encombrement mémoire légèrement supérieur (une grandeur RTP consomme plus qu’une grandeur PROPCE).

La pression et la vitesse sont classiquement associées aux tableaux suivants :

- pression : `RTP(*,IPR(IPHAS))`
- vitesse : `RTP(*,IU(IPHAS))`, `RTP(*,IV(IPHAS))`, `RTP(*,IW(IPHAS))`.

Outre les propriétés associées en standard aux variables identifiées ci-dessus, le tableau PROPCE contient également :

- la chaleur massique à volume constant C_v , stockée dans `PROPCE(*,IPPROC(ICV(IPHAS)))`, si l'utilisateur a indiqué dans `uscfth` qu'elle était variable.
- la viscosité en volume `PROPCE(*,IPPROC(IVISCV(IPHAS)))` si l'utilisateur a indiqué dans `uscfx2` qu'elle était variable.

Pour la gestion des conditions aux limites et en particulier pour le calcul du flux convectif par le schéma de Rusanov aux entrées et sorties (hormis en sortie supersonique), on dispose des tableaux suivants dans PROPFB :

- flux convectif de quantité de mouvement au bord pour les trois composantes dans les tableaux `PROPFB(*,IPPROB(IFBRHU(IPHAS)))` (composante x), `PROPFB(*,IPPROB(IFBRHV(IPHAS)))` (composante y) et `PROPFB(*,IPPROB(IFBRHW(IPHAS)))` (composante z)
- flux convectif d'énergie au bord `PROPFB(*,IPPROB(IFBENE(IPHAS)))`

et on dispose également dans IA :

- d'un tableau d'entiers dont la première “case” est `IA(IIFBRU)`, dimensionné au nombre de faces de bord et permettant de repérer les faces de bord pour lesquelles on calcule le flux convectif par le schéma de Rusanov,
- d'un tableau d'entiers dont la première “case” est `IA(IIFBET)`, dimensionné au nombre de faces de bord et permettant de repérer les faces de paroi à température ou à flux thermique imposé.

1.3.2 Arbre d'appel simplifié

usini1	Initialisation des mots-clés utilisateur généraux et positionnement des variables
usppmo	Définition du module “physique particulière” employé
varpos	Positionnement des variables
pplecd	Branchement des physiques particulières pour la lecture du fichier de données éventuel
ppvvarp	Branchement des physiques particulières pour le positionnement des inconnues
cfvarp	Positionnement des inconnues spécifiques au module compressible
uscfth	Appelé avec ICCFTH=-1, pour indiquer que C_p et C_v sont constants ou variables
uscfx2	Conductivité thermique moléculaire constante ou variable et viscosité en volume constante ou variable (ainsi que leur valeur, si elles sont constantes)
ppprop	Branchement des physiques particulières pour le positionnement des propriétés
cfprop	Positionnement des propriétés spécifiques au module compressible
ppini1	Branchement des physiques particulières pour l'initialisation des mots-clés spécifiques
cfini1	Initialisation des mots-clés spécifiques au module compressible
uscfi1	Initialisation des mots-clés utilisateur spécifiques au module compressible

Table 23.1: Sous-programme `init1` : initialisation des mots-clés et positionnement des variables

ppiniv	Branchement des physiques particulières pour l’initialisation des variables
cfiniv	Initialisation des variables spécifiques au module compressible
memcfv	Réservation de tableaux de travail locaux
uscfth	Initialisation des variables par défaut (en calcul suite : seulement C_v ; si le calcul n’est pas une suite : C_v , la masse volumique et l’énergie)
uscfxi	Initialisation des variables par l’utilisateur (seulement si le calcul n’est pas une suite)

Table 23.2: Sous-programme `inivar` : initialisation des variables

phyvar	Calcul des propriétés physiques variables
ppphyv	Branchement des physiques particulières pour le calcul des propriétés physiques variables
cfphyv	Calcul des propriétés physiques variables pour le module compressible
uscfpv	Calcul par l’utilisateur des propriétés physiques variables pour le module compressible (C_v est calculé dans <code>uscfth</code> qui est appelé par <code>uscfpv</code>)

Table 23.3: Sous-programme `tridim` : partie 1 (propriétés physiques)

<code>dtvar</code>	Calcul du pas de temps variable
<code>cfdtv</code>	Calcul de la contrainte liée au CFL en compressible
<code>memcft</code>	Gestion de la mémoire pour le calcul de la contrainte en CFL
<code>cfmsfl</code>	Calcul du flux associé à la contrainte en CFL
<code>precli</code>	Initialisation des tableaux avant calcul des conditions aux limites (IITYPF, ICODCL, RCODCL)
<code>ppprcl</code>	Initialisations spécifiques aux différentes physiques particulières avant calcul des conditions aux limites (pour le module compressible : IZFPPP, IA(IIFBRU), IA(IIFBET), RCODCL, flux convectifs pour la quantité de mouvement et l'énergie)
<code>ppclim</code>	Branchement des physiques particulières pour les conditions aux limites (en lieu et place de <code>usclim</code>)
<code>uscfcl</code>	Intervention de l'utilisateur pour les conditions aux limites (en lieu et place de <code>usclim</code> , même pour les variables qui ne sont pas spécifiques au module compressible)
<code>condli</code>	Traitement des conditions aux limites
<code>pptycl</code>	Branchement des physiques particulières pour le traitement des conditions aux limites
<code>cfxtcl</code>	Traitement des conditions aux limites pour le compressible
<code>uscft</code>	Calculs de thermodynamique pour le calcul des conditions aux limites
<code>cfrusb</code>	Flux de Rusanov (entrées ou sorties sauf sortie supersonique)

Table 23.4: Sous-programme `tridim` : partie 2 (pas de temps variable et conditions aux limites)

memcfm	Gestion de la mémoire pour la résolution de l'étape "acoustique"
cfmsv1	Résolution de l'étape "acoustique"
cfmsf1	Calcul du "flux de masse" aux faces (noté $\rho \underline{w} \cdot \underline{n} S$ dans la documentation du sous-programme cfmsv1)
cfdivs	Calcul du terme en divergence du tenseur des contraintes visqueuses (trois appels), éventuellement Après cfmsf1 , on impose le flux de masse aux faces de bord à partir des conditions aux limites
cfmsvs	Calcul de la "viscosité" aux faces (notée $\Delta t c^2 \frac{S}{d}$ dans la documentation du sous-programme cfmsv1) Après cfmsvs , on annule la viscosité aux faces de bord pour que le flux de masse soit bien celui souhaité
codits	Résolution du système portant sur la masse volumique
clpsca	Impression des bornes et clipping éventuel (pas de clipping en standard)
uscfth	Gestion éventuelle des bornes par l'utilisateur
cfbsc3	Calcul du flux de masse acoustique aux faces (noté $\underline{Q}_{ac} \cdot \underline{n}$ dans la documentation du sous-programme cfmsv1)
uscfth	Actualisation de la pression, éventuellement
cfqdmv	Résolution de la quantité de mouvement
cfcdts	Résolution du système
cfbsc2	Calcul des termes de convection et de diffusion au second membre

Table 23.5: Sous-programme **tridim** : partie 3 (Navier-Stokes)

scalai	Résolution des équations sur les scalaires
cfener	Résolution de l'équation sur l'énergie totale
memcfe	Gestion de la mémoire locale
cfdivs	Calcul du terme en divergence du produit "tenseur des contraintes par vitesse"
uscfth	Calcul de l'écart "énergie interne - $C_v T$ " (ε_{sup})
cfcdts	Résolution du système
cfbsc2	Calcul des termes de convection et de diffusion au second membre
clpsca	Impression des bornes et clipping éventuel (pas de clipping en standard)
uscfth	Gestion éventuelle des bornes par l'utilisateur
uscfth	Mise à jour de la pression

Table 23.6: Sous-programme **tridim** : partie 4 (scalaires)

Le sous-programme **cfbsc3** est similaire à **bilsc2**, mais il produit des flux aux faces et n'est écrit que pour un schéma upwind, à l'ordre 1 en temps (ce qui est cohérent avec les choix faits dans l'algorithme compressible).

Le sous-programme **cfbsc2** est similaire à **bilsc2**, mais n'est écrit que pour un schéma d'ordre 1 en temps. Le sous-programme **cfbsc2** permet d'effectuer un traitement spécifique aux faces de bord pour lesquelles on a appliqué un schéma de Rusanov pour calculer le flux convectif total. Ce sous-programme est appelé pour la résolution de l'équation de la quantité de mouvement et de l'équation de l'énergie. On pourra se reporter à la documentation du sous-programme **cfxtc1**.

Le sous-programme **cfcdts** est similaire à **codits** mais fait appel à **cfbsc2** et non pas à **bilsc2**. Il diffère de **codits** par quelques autres détails qui ne sont pas gênants dans l'immédiat : initialisation de PVARA et de SMBINI, ordre en temps (ordre 2 non pris en compte).

1.4 Points à traiter

Des actions complémentaires sont identifiées ci-après, dans l'ordre d'urgence décroissante (on se reportera également à la section "Points à traiter" de la documentation des autres sous-programmes du module compressible).

- Assurer la cohérence des sous-programmes suivants (ou, éventuellement, les fusionner pour éviter qu'ils ne divergent) :
 - `cfcdds` et `codits`,
 - `cfbsc2` et `bilsc2`,
 - `cfbsc3` et `bilsc2`.
- Permettre les suites de calcul incompressible/compressible et compressible/incompressible.
- Apporter un complément de validation (exemple : IPHYDR).
- Assurer la compatibilité avec certaines physiques particulières, selon les besoins. Par exemple : arc électrique, rayonnement, combustion.
- Identifier les causes des difficultés rencontrées sur certains cas académiques, en particulier :
 - canal subsonique (comment s'affranchir des effets indésirables associés aux conditions d'entrée et de sortie, comment réaliser un calcul périodique, en particulier pour la température dont le gradient dans la direction de l'écoulement n'est pas nul, si les parois sont adiabatiques),
 - cavité fermée sans vitesse ni effets de gravité, avec température ou flux thermique imposé en paroi (il pourrait être utile d'extrapoler le gradient de pression au bord : la pression dépend de la température et une simple condition de Neumann homogène est susceptible de créer un terme source de quantité de mouvement parasite),
 - maillage non conforme (non conformité dans la direction transverse d'un canal),
 - "tube à choc" avec terme source d'énergie.
- Compléter certains points de documentation, en particulier les conditions aux limites thermiques pour le couplage avec SYRTHES.
- Améliorer la rapidité à faible nombre de Mach (est-il possible de lever la limite actuelle sur la valeur du pas de temps ?).
- Enrichir, au besoin :
 - les thermodynamiques prises en compte (multiconstituant, gamma variable, Van der Waals...),
 - la gamme des conditions aux limites d'entrée disponibles (condition à débit massique et débit enthalpique imposés par exemple).
- Tester des variantes de l'algorithme :
 - prise en compte des termes sources de l'équation de la quantité de mouvement autres que la gravité dans l'équation de la masse résolue lors de l'étape "acoustique" (les tests réalisés avec cette variante de l'algorithme devront être repris dans la mesure où, dans `cfmsf1`, `IIROM` et `IIROMB` n'étaient pas initialisés),
 - implication du terme de convection dans l'équation de la masse (éliminer cette possibilité si elle n'apporte rien),
 - étape de prédiction de la pression,

- non reconstruction de la masse volumique pour le terme convectif (actuellement, les termes convectifs sont traités avec décentrement amont, d'ordre 1 en espace ; pour l'équation de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie, on utilise les valeurs prises au centre des cellules sans reconstruction : c'est l'approche standard de *Code_Saturne*, traduite dans **cfbsc2** ; par contre, dans **cfmsv1**, on reconstruit les valeurs de la masse volumique utilisées pour le terme convectif ; il n'y a pas de raison d'adopter des stratégies différentes, d'autant plus que la reconstruction de la masse volumique ne permet pas de monter en ordre et augmente le risque de dépassement des bornes physiques),
 - montée en ordre en espace (en vérifier l'utilité et la robustesse, en particulier relativement au principe du maximum pour la masse volumique),
 - montée en ordre en temps (en vérifier l'utilité et la robustesse).
- Optimiser l'encombrement mémoire.

2- Sous-programme cfener

2.1 Fonction

Pour les notations et l'algorithme dans son ensemble, on se reportera à **cfbase**.

Après masse (acoustique) et quantité de mouvement, on considère un dernier pas fractionnaire (de t^{**} à t^{***}) au cours duquel seule varie l'énergie totale $E = \rho e$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho^{***} = \rho^{**} = \rho^{n+1} \\ \underline{Q}^{***} = \underline{Q}^{**} = \underline{Q}^{n+1} \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \text{div} \left(\underline{Q}_{ac} \left(e + \frac{P}{\rho} \right) \right) = \rho \underline{f}_v \cdot \underline{u} + \text{div}(\underline{\Sigma}^v \underline{u}) - \text{div} \underline{\Phi}_s + \rho \Phi_v \end{array} \right. \quad (\text{III.2.1})$$

Pour conserver la positivité de l'énergie, il est indispensable ici, comme pour les scalaires, d'utiliser le flux de masse convectif acoustique \underline{Q}_{ac}^{n+1} compatible avec l'équation de la masse. De plus, pour obtenir des propriétés de positivité sur les scalaires, un schéma upwind pour le terme convectif doit être utilisé (mais les termes sources introduisent des contraintes supplémentaires qui peuvent être prépondérantes et gênantes).

À la fin de cette étape, on actualise éventuellement (mais par défaut non) une deuxième et dernière fois la pression en utilisant la loi d'état pour obtenir la pression finale :

$$P^{n+1} = P(\rho^{n+1}, \varepsilon^{n+1}) \quad (\text{III.2.2})$$

2.2 Discrétisation

2.2.1 Discrétisation en temps

La modélisation des flux de chaleur choisie jusqu'à présent est de la forme $-\text{div}(\underline{\Phi}_s) = \text{div}(\lambda \underline{\text{grad}} T)$.

Pour faire apparaître un terme diffusif stabilisant dans la matrice de résolution, on cherche à exprimer le flux diffusif de chaleur ($-\text{div}(\underline{\Phi}_s)$) en fonction de la variable résolue (l'énergie totale).

Avec $\varepsilon_{sup}(P, \rho)$ dépendant de la loi d'état, on exprime l'énergie totale de la façon suivante :

$$e = \varepsilon + \frac{1}{2} u^2 = (C_v T + \varepsilon_{sup}) + \frac{1}{2} u^2 \quad (\text{III.2.3})$$

En supposant C_v constant¹, on a alors :

$$-\text{div}(\underline{\Phi}_s) = \text{div}(K \underline{\text{grad}} (e - \frac{1}{2} u^2 - \varepsilon_{sup})) \quad \text{avec } K = \lambda / C_v \quad (\text{III.2.4})$$

Lorsqu'un modèle de turbulence est activé, on conserve la même forme de modélisation pour les flux thermiques et K intègre alors la diffusivité turbulente. On pourra se reporter à la documentation de **cfxtcl** à ce sujet.

¹Pour C_v non constant, les développements restent à faire : on pourra se reporter à P. Mathon, F. Archambeau, J.-M. Hérard : "Implantation d'un algorithme compressible dans *Code_Saturne* ", HI-83/03/016/A

Avec la formulation (III.2.4), on peut donc impliciter le terme en $\text{grad } e$.

De plus, puisque la vitesse a déjà été résolue, on implicite également le terme en $\text{grad } \frac{1}{2}u^2$. L'exposant $n + \frac{1}{2}$ de ε_{sup} indique que l'implication de ce terme est partielle (elle dépend de la forme de la loi d'état).

Par ailleurs, on implicite le terme de convection, le terme de puissance des forces volumiques, éventuellement le terme de puissance des forces de pression (suivant la valeur de IGRDPP, on utilise la prédiction de pression obtenue après résolution de l'équation portant sur la masse volumique ou bien la pression du pas de temps précédent) et le terme de puissance des forces visqueuses. On implicite le terme de puissance volumique en utilisant ρ^{n+1} .

On obtient alors l'équation discrète portant sur e :

$$\begin{aligned} \frac{(\rho e)^{n+1} - (\rho e)^n}{\Delta t^n} + \text{div}(\underline{Q}_{ac}^{n+1} e^{n+1}) - \text{div}(K^n \text{grad } e^{n+1}) &= \rho^{n+1} \underline{f}_v \cdot \underline{u}^{n+1} - \text{div}(\underline{Q}_{ac}^{n+1} \frac{\tilde{P}}{\rho^{n+1}}) \\ &+ \text{div}((\underline{\Sigma}^v)^{n+1} \underline{u}^{n+1}) - \text{div}(K^n \text{grad } (\frac{1}{2}(u^2)^{n+1} + \varepsilon_{sup}^{n+\frac{1}{2}})) + \rho^{n+1} \Phi_v \end{aligned} \quad (\text{III.2.5})$$

avec $\tilde{P} = P^{Pred}$ ou P^n suivant la valeur de IGRDPP (P^n par défaut).

En pratique, dans *Code_Saturne*, on résout cette équation en faisant apparaître à gauche l'écart $e^{n+1} - e^n$. Pour cela, on écrit la dérivée en temps discrète sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{(\rho e)^{n+1} - (\rho e)^n}{\Delta t^n} &= \frac{\rho^{n+1} e^{n+1} - \rho^n e^n}{\Delta t^n} \\ &= \frac{\rho^n e^{n+1} - \rho^n e^n}{\Delta t^n} + \frac{\rho^{n+1} e^{n+1} - \rho^n e^{n+1}}{\Delta t^n} \\ &= \frac{\rho^n}{\Delta t^n} (e^{n+1} - e^n) + e^{n+1} \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t^n} \end{aligned} \quad (\text{III.2.6})$$

et l'on utilise l'équation de la masse discrète pour écrire :

$$\frac{(\rho e)^{n+1} - (\rho e)^n}{\Delta t^n} = \frac{\rho^n}{\Delta t^n} (e^{n+1} - e^n) - e^{n+1} \text{div} \underline{Q}_{ac}^{n+1} \quad (\text{III.2.7})$$

2.2.2 Discretisation en espace

Introduction

On intègre l'équation (III.2.5) sur la cellule i de volume Ω_i et l'on procède comme pour l'équation de la masse et de la quantité de mouvement.

On obtient alors l'équation discrète suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_i}{\Delta t^n} (\rho_i^{n+1} e_i^{n+1} - \rho_i^n e_i^n) + \sum_{j \in V(i)} \left(e^{n+1} \underline{Q}_{ac}^{n+1} \right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{j \in V(i)} \left(K^n \text{grad } (e^{n+1}) \right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \\ = \Omega_i \rho_i^{n+1} \underline{f}_{vi} \cdot \underline{u}_i^{n+1} - \sum_{j \in V(i)} \left(\frac{P^{Pred}}{\rho^{n+1}} \underline{Q}_{ac}^{n+1} \right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} + \sum_{j \in V(i)} \left((\underline{\Sigma}^v)^{n+1} \underline{u}^{n+1} \right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \\ - \sum_{j \in V(i)} \left(K^n \text{grad } \left(\frac{1}{2}(u^2)^{n+1} + \varepsilon_{sup}^{n+\frac{1}{2}} \right) \right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} + \Omega_i \rho_i^{n+1} \Phi_{vi} \end{aligned} \quad (\text{III.2.8})$$

Discrétisation de la partie “convective”

La valeur à la face s'écrit :

$$\left(e^{n+1} \underline{Q}_{ac}^{n+1}\right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = e_{ij}^{n+1} (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{III.2.9})$$

avec un décentrement sur la valeur de e^{n+1} aux faces :

$$\begin{aligned} e_{ij}^{n+1} &= e_i^{n+1} \quad \text{si} \quad (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ &= e_j^{n+1} \quad \text{si} \quad (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{aligned} \quad (\text{III.2.10})$$

que l'on peut noter :

$$e_{ij}^{n+1} = \beta_{ij} e_i^{n+1} + (1 - \beta_{ij}) e_j^{n+1} \quad (\text{III.2.11})$$

avec

$$\begin{cases} \beta_{ij} = 1 & \text{si} \quad (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ \beta_{ij} = 0 & \text{si} \quad (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{cases} \quad (\text{III.2.12})$$

Discrétisation de la partie “diffusive”

La valeur à la face s'écrit :

$$\left(K^n \underline{\text{grad}} (e^{n+1})\right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = K_{ij}^n \left(\frac{\partial e}{\partial n}\right)_{ij}^{n+1} S_{ij} \quad (\text{III.2.13})$$

et

$$\left(K^n \underline{\text{grad}} \left(\frac{1}{2}(u^2)^{n+1} + \varepsilon_{sup}^{n+\frac{1}{2}}\right)\right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = K_{ij}^n \left(\frac{\partial \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon_{sup}\right)}{\partial n}\right)_{ij}^{n+\frac{1}{2}} S_{ij}$$

avec une interpolation linéaire pour K^n aux faces (et en pratique, $\alpha_{ij} = \frac{1}{2}$) :

$$K_{ij}^n = \alpha_{ij} K_i^n + (1 - \alpha_{ij}) K_j^n \quad (\text{III.2.14})$$

et un schéma centré avec reconstruction pour le gradient normal aux faces :

$$\left(\frac{\partial e}{\partial n}\right)_{ij}^{n+1} = \frac{e_{J'}^{n+1} - e_{I'}^{n+1}}{I'J'} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon_{sup}\right)}{\partial n}\right)_{ij}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon_{sup}\right)_{J'}^{n+\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon_{sup}\right)_{I'}^{n+\frac{1}{2}}}{I'J'} \quad (\text{III.2.15})$$

Discrétisation de la puissance des forces de pression

Ce terme est issu du terme convectif, on le discrétise donc de la même façon.

$$\left(\frac{\tilde{P}}{\rho^{n+1}} \underline{Q}_{ac}^{n+1}\right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = \left(\frac{\tilde{P}}{\rho^{n+1}}\right)_{ij} (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{III.2.16})$$

avec un décentrement sur la valeur de $\frac{P}{\rho}$ aux faces :

$$\left(\frac{\tilde{P}}{\rho^{n+1}}\right)_{ij} = \beta_{ij} \frac{\tilde{P}_i}{\rho_i^{n+1}} + (1 - \beta_{ij}) \frac{\tilde{P}_j}{\rho_j^{n+1}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \beta_{ij} = 1 & \text{si} \quad (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ \beta_{ij} = 0 & \text{si} \quad (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{cases} \quad (\text{III.2.17})$$

Discretisation de la puissance des forces visqueuses

On calcule les termes dans les cellules puis on utilise une interpolation linéaire (on utilise $\alpha_{ij} = \frac{1}{2}$ dans la relation ci-dessous) :

$$((\underline{\Sigma}^v)^{n+1} \underline{u}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = \left\{ \alpha_{ij} ((\underline{\Sigma}^v)^{n+1} \underline{u}^{n+1})_i + (1 - \alpha_{ij}) ((\underline{\Sigma}^v)^{n+1} \underline{u}^{n+1})_j \right\} \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{III.2.18})$$

Remarques

Les termes “convectifs” associés à $\text{div} \left(\left(e^{n+1} + \frac{\tilde{P}}{\rho^{n+1}} \right) \underline{Q}_{ac}^{n+1} \right)$ sont calculés avec un décentrement amont (consistant, d’ordre 1 en espace). Les valeurs utilisées sont bien prises au centre de la cellule amont (e_i, P_i, ρ_i) et non pas au projeté I' du centre de la cellule sur la normale à la face passant par son centre de gravité (sur un cas test en triangles, l’utilisation de P'_I et de ρ'_I pour le terme de transport de pression a conduit à un résultat insatisfaisant, mais des corrections ont été apportées aux sources depuis et il serait utile de vérifier que cette conclusion n’est pas remise en question).

Les termes diffusifs associés à $\text{div} \left(K \underline{\text{grad}} \left(e + \frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup} \right) \right)$ sont calculés en utilisant des valeurs aux faces reconstruites pour s’assurer de la consistance du schéma.

2.3 Mise en œuvre

Après une étape de gestion de la mémoire (**memcfe**), on calcule les différents termes sources (au centre des cellules) :

- source volumique de chaleur (**ustssc**),
- source associée aux sources de masse (**catsma**),
- source associée à l’accumulation de masse $\text{div} \underline{Q}_{ac}$ (directement dans **cfener**),
- dissipation visqueuse (**cfdivs**),
- transport de pression (directement dans **cfener**),
- puissance de la pesanteur (directement dans **cfener**),
- termes diffusifs en $\text{div} \left(K \underline{\text{grad}} \left(\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup} \right) \right)$ (calcul de ε_{sup} par **uscfth**, puis calcul du terme diffusif directement dans **cfener**).

Le système (III.2.8) est résolu par une méthode d’incrément et résidu en utilisant une méthode de Jacobi (**cfcdts**).

L’impression des bornes et la limitation éventuelle de l’énergie sont ensuite effectuées par **clpsca** suivi de **uscfth** (intervention utilisateur optionnelle).

On actualise enfin la pression et on calcule la température (**uscfth**).

Pour terminer, en parallèle ou en périodique, on échange les variables pression, énergie et température.

2.4 Points à traiter

- **Choix de \tilde{P}**

En standard, on utilise $\tilde{P} = P^n$, mais ce n'est pas le seul choix possible. On pourrait étudier le comportement de l'algorithme avec P^{Pred} et P^{n+1} (avec P^{n+1} , en particulier, $\frac{\tilde{P}}{\rho^{n+1}}$ est évalué avec la masse volumique et l'énergie prises au même instant).

- **Terme source dans l'équation de l'énergie**

La présence d'un terme source externe dans l'équation de l'énergie génère des oscillations de vitesse qu'il est important d'analyser et de comprendre.

3- Sous-programme cfmsvl

3.1 Fonction

Pour les notations et l'algorithme dans son ensemble, on se reportera à **cfbase**.

On considère un premier pas fractionnaire au cours duquel l'énergie totale est fixe. Seules varient la masse volumique et le flux de masse acoustique normal aux faces (défini et calculé aux faces).

On a donc le système suivant, entre t^n et t^* :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \underline{Q}_{ac} = 0 \\ \frac{\partial \underline{Q}_{ac}}{\partial t} + \text{grad } P = \rho \underline{f} \\ \underline{Q}^* = \underline{Q}^n \\ e^* = e^n \end{array} \right. \quad (\text{III.3.1})$$

Une partie des termes sources de l'équation de la quantité de mouvement peut être prise en compte dans cette étape (les termes les plus importants, en prêtant attention aux sous-équilibres).

Il faut noter que si \underline{f} est effectivement nul, on aura bien un système "acoustique", mais que si l'on place des termes supplémentaires dans \underline{f} , la dénomination est abusive (on la conservera cependant).

On obtient $\rho^* = \rho^{n+1}$ en résolvant (III.3.1), et l'on actualise alors le flux de masse acoustique \underline{Q}_{ac}^{n+1} , qui servira pour la convection (en particulier pour la convection de l'enthalpie totale et de tous les scalaires transportés).

Suivant la valeur de IGRDPP, on actualise éventuellement la pression, en utilisant la loi d'état :

$$P^{Pred} = P(\rho^{n+1}, \varepsilon^n)$$

3.2 Discrétisation

3.2.1 Discrétisation en temps

Le système (III.3.1) discrétisé en temps donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t^n} + \text{div} \underline{Q}_{ac}^{n+1} = 0 \\ \frac{\underline{Q}_{ac}^{n+1} - \underline{Q}^n}{\Delta t^n} + \text{grad } P^* = \rho^n \underline{f}^n \\ Q^* = Q^n \\ e^* = e^n \end{array} \right. \quad (\text{III.3.2})$$

$$\begin{aligned}
&\text{avec} & \underline{f}^n &= \underline{0} \\
&\text{ou} & \underline{f}^n &= \underline{g} \\
&\text{ou même} & \underline{f}^n &= \underline{f}_v + \frac{1}{\rho^n} \left(-\text{div}(\underline{u} \otimes \underline{Q}) + \text{div}(\underline{\Sigma}^v) + \underline{j} \wedge \underline{B} \right)^n
\end{aligned} \tag{III.3.3}$$

Dans la pratique nous avons décidé de prendre $\underline{f}^n = \underline{g}$:

- le terme $\underline{j} \wedge \underline{B}$ n'a pas été testé,
- le terme $\text{div}(\underline{\Sigma}^v)$ était négligeable sur les tests réalisés,
- le terme $\text{div}(\underline{u} \otimes \underline{Q})$ a paru déstabiliser les calculs (mais au moins une partie des tests a été réalisée avec une erreur de programmation et il faudrait donc les reprendre).

Le terme \underline{Q}^n dans la 2^{ème} équation de (III.3.2) est le vecteur “quantité de mouvement” qui provient de l'étape de résolution de la quantité de mouvement du pas de temps précédent, $\underline{Q}^n = \rho^n \underline{u}^n$. On pourrait théoriquement utiliser un vecteur quantité de mouvement issu de l'étape acoustique du pas de temps précédent, mais il ne constitue qu'un “prédicteur” plus ou moins satisfaisant (il n'a pas “vu” les termes sources qui ne sont pas dans \underline{f}^n) et cette solution n'a pas été testée.

On écrit alors la pression sous la forme :

$$\text{grad } P = c^2 \text{grad } \rho + \beta \text{grad } s \tag{III.3.4}$$

avec $c^2 = \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s$ et $\beta = \left. \frac{\partial P}{\partial s} \right|_\rho$ tabulés ou analytiques à partir de la loi d'état.

On discrétise l'expression précédente en :

$$\text{grad } P^* = (c^2)^n \text{grad } (\rho^{n+1}) + \beta^n \text{grad } (s^n) \tag{III.3.5}$$

On obtient alors une équation portant sur ρ^{n+1} en substituant l'expression de \underline{Q}_{ac}^{n+1} issue de la 2^{ème} équation de (III.3.2) dans la 1^{ère} équation de (III.3.2) :

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t^n} + \text{div}(\underline{w}^n \rho^n) - \text{div}(\Delta t^n (c^2)^n \text{grad } (\rho^{n+1})) = 0 \tag{III.3.6}$$

où :

$$\underline{w}^n = \underline{u}^n + \Delta t^n \left(\underline{f}^n - \frac{\beta^n}{\rho^n} \text{grad } (s^n) \right) \tag{III.3.7}$$

Formulation alternative (programmée mais non testée) avec le terme de convection implicite :

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t^n} + \text{div}(\underline{w}^n \rho^{n+1}) - \text{div}(\Delta t^n (c^2)^n \text{grad } (\rho^{n+1})) = 0 \tag{III.3.8}$$

3.2.2 Discrétisation en espace

Introduction

On intègre l'équation précédente ((III.3.6) ou (III.3.8)) sur la cellule i de volume Ω_i . On transforme les intégrales de volume en intégrales surfaciques et l'on discrétise ces intégrales. Pour simplifier l'exposé, on se place sur une cellule i dont aucune face n'est sur le bord du domaine.

On obtient alors l'équation discrète suivante¹ :

$$\Omega_i \frac{\rho_i^{n+1} - \rho_i^n}{\Delta t^n} + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\rho^{n+\frac{1}{2}} \underline{w}^n)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\Delta t^n (c^2)^n \underline{\text{grad}} (\rho^{n+1}))_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = 0 \quad (\text{III.3.9})$$

Discretisation de la partie “convective”

La valeur à la face s'écrit :

$$(\rho^{n+\frac{1}{2}} \underline{w}^n)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = \rho_{ij}^{n+\frac{1}{2}} \underline{w}_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{III.3.10})$$

avec, pour \underline{w}_{ij}^n , une simple interpolation linéaire :

$$\underline{w}_{ij}^n = \alpha_{ij} \underline{w}_i^n + (1 - \alpha_{ij}) \underline{w}_j^n \quad (\text{III.3.11})$$

et un décentrement sur la valeur de $\rho^{n+\frac{1}{2}}$ aux faces :

$$\begin{aligned} \rho_{ij}^{n+\frac{1}{2}} &= \rho_{I'}^{n+\frac{1}{2}} \quad \text{si} \quad \underline{w}_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ &= \rho_{J'}^{n+\frac{1}{2}} \quad \text{si} \quad \underline{w}_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{aligned} \quad (\text{III.3.12})$$

que l'on peut noter :

$$\rho_{ij}^{n+\frac{1}{2}} = \beta_{ij} \rho_{I'}^{n+\frac{1}{2}} + (1 - \beta_{ij}) \rho_{J'}^{n+\frac{1}{2}} \quad (\text{III.3.13})$$

avec

$$\begin{cases} \beta_{ij} = 1 & \text{si} \quad \underline{w}_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ \beta_{ij} = 0 & \text{si} \quad \underline{w}_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{cases} \quad (\text{III.3.14})$$

Discretisation de la partie “diffusive”

La valeur à la face s'écrit :

$$(\Delta t^n (c^2)^n \underline{\text{grad}} (\rho^{n+1}))_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = \Delta t^n (c^2)^n_{ij} \left(\frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_{ij}^{n+1} S_{ij} \quad (\text{III.3.15})$$

avec, pour assurer la continuité du flux normal à l'interface, une interpolation harmonique de $(c^2)^n$:

$$(c^2)^n_{ij} = \frac{(c^2)^n_i (c^2)^n_j}{\alpha_{ij} (c^2)^n_i + (1 - \alpha_{ij}) (c^2)^n_j} \quad (\text{III.3.16})$$

et un schéma centré pour le gradient normal aux faces :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_{ij}^{n+1} = \frac{\rho_{J'}^{n+1} - \rho_{I'}^{n+1}}{\overline{I'J'}} \quad (\text{III.3.17})$$

Système final

On obtient maintenant le système final, portant sur $(\rho_i^{n+1})_{i=1\dots N}$:

$$\frac{\Omega_i}{\Delta t^n} (\rho_i^{n+1} - \rho_i^n) + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \rho_{ij}^{n+\frac{1}{2}} \underline{w}_{ij}^n \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \Delta t^n (c^2)^n_{ij} \frac{\rho_{J'}^{n+1} - \rho_{I'}^{n+1}}{\overline{I'J'}} S_{ij} = 0 \quad (\text{III.3.18})$$

¹L'exposant $n+\frac{1}{2}$ signifie que le terme peut être implicite ou explicite. En pratique on a choisi $\rho^{n+\frac{1}{2}} = \rho^n$.

Remarque : interpolation aux faces pour le terme de diffusion

Le choix de la forme de la moyenne pour le cofacteur du flux normal n'est pas sans conséquence sur la vitesse de convergence, surtout lorsque l'on est en présence de fortes inhomogénéités.

On utilise une interpolation harmonique pour c^2 afin de conserver la continuité du flux diffusif normal $\Delta t(c^2) \frac{\partial \rho}{\partial n}$ à l'interface ij . En effet, on suppose que le flux est dérivable à l'interface. Il doit donc y être continu.

Écrivons la continuité du flux normal à l'interface, avec la discrétisation suivante² :

$$\left(\Delta t(c^2) \frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_{ij} = \Delta t(c^2)_i \frac{\rho_{ij} - \rho_{I'}}{I'F} = \Delta t(c^2)_j \frac{\rho_{J'} - \rho_{ij}}{FJ'} \quad (\text{III.3.19})$$

En égalant les flux à gauche et à droite de l'interface, on obtient

$$\rho_{ij} = \frac{I'F (c^2)_j \rho_{J'} + FJ' (c^2)_i \rho_{I'}}{I'F (c^2)_j + FJ' (c^2)_i} \quad (\text{III.3.20})$$

On introduit cette formulation dans la définition du flux (par exemple, du flux à gauche) :

$$\left(\Delta t(c^2) \frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_{ij} = \Delta t(c^2)_i \frac{\rho_{ij} - \rho_{I'}}{I'F} \quad (\text{III.3.21})$$

et on utilise la définition de $(c^2)_{ij}$ en fonction de ce même flux

$$\left(\Delta t(c^2) \frac{\partial \rho}{\partial n} \right)_{ij} \stackrel{\text{déf}}{=} \Delta t(c^2)_{ij} \frac{\rho_{J'} - \rho_{I'}}{I'J'} \quad (\text{III.3.22})$$

pour obtenir la valeur de $(c^2)_{ij}$ correspondant à l'équation (III.3.16) :

$$(c^2)_{ij} = \frac{I'J' (c^2)_i (c^2)_j}{FJ' (c^2)_i + I'F (c^2)_j} \quad (\text{III.3.23})$$

3.3 Mise en œuvre

Le système (III.3.18) est résolu par une méthode d'incrément et résidu en utilisant une méthode de Jacobi pour inverser le système si le terme convectif est implicite et en utilisant une méthode de gradient conjugué si le terme convectif est explicite (qui est le cas par défaut).

Attention, les valeurs du flux de masse $\rho \underline{w} \cdot \underline{S}$ et de la viscosité $\Delta t c^2 \frac{S}{d}$ aux faces de bord, qui sont calculées dans `cfmsf1` et `cfmsvs` respectivement, sont modifiées immédiatement après l'appel à ces sous-programmes. En effet, il est indispensable que la contribution de bord de $(\rho \underline{w} - \Delta t(c^2) \underline{\text{grad}} \rho) \cdot \underline{S}$ représente exactement $\underline{Q}_{ac} \cdot \underline{S}$. Pour cela,

- immédiatement après l'appel à `cfmsf1`, on remplace la contribution de bord de $\rho \underline{w} \cdot \underline{S}$ par le flux de masse exact, $\underline{Q}_{ac} \cdot \underline{S}$, déterminé à partir des conditions aux limites,
- puis, immédiatement après l'appel à `cfmsvs`, on annule la viscosité au bord $\Delta t(c^2)$ pour éliminer la contribution de $-\Delta t(c^2) (\underline{\text{grad}} \rho) \cdot \underline{S}$ (l'annulation de la viscosité n'est pas problématique pour la matrice, puisqu'elle porte sur des incréments).

Une fois qu'on a obtenu ρ^{n+1} , on peut actualiser le flux de masse acoustique aux faces $(\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij}$, qui servira pour la convection des autres variables :

$$(\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = -(\Delta t^n (c^2)^n \underline{\text{grad}} (\rho^{n+1}))_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} + \left(\rho^{n+\frac{1}{2}} \underline{w}^n \right)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \quad (\text{III.3.24})$$

²On ne reconstruit pas les valeurs de $\Delta t c^2$ aux points I' et J' .

Ce calcul de flux est réalisé par `cfbsc3`. Si l'on a choisi l'algorithme standard, équation (III.3.6), on complète le flux dans `cfmsv1` immédiatement après l'appel à `cfbsc3`. En effet, dans ce cas, la convection est explicite ($\rho^{n+\frac{1}{2}} = \rho^n$, obtenu en imposant `ICONV(ISCA(IRHO(IPHAS)))=0`) et le sous-programme `cfbsc3`, qui calcule le flux de masse aux faces, ne prend pas en compte la contribution du terme $\rho^{n+\frac{1}{2}} \underline{w}^n \cdot \underline{S}$. On ajoute donc cette contribution dans `cfmsv1`, après l'appel à `cfbsc3`. Au bord, en particulier, c'est bien le flux de masse calculé à partir des conditions aux limites que l'on obtient.

On actualise la pression à la fin de l'étape, en utilisant la loi d'état :

$$P_i^{pred} = P(\rho_i^{n+1}, \varepsilon_i^n) \quad (\text{III.3.25})$$

3.4 Points à traiter

Le calcul du flux de masse au bord n'est pas entièrement satisfaisant si la convection est traitée de manière implicite (algorithme non standard, non testé, associé à l'équation (III.3.8), correspondant au choix $\rho^{n+\frac{1}{2}} = \rho^{n+1}$ et obtenu en imposant `ICONV(ISCA(IRHO(IPHAS)))=1`). En effet, après `cfmsf1`, il faut déterminer la vitesse de convection \underline{w}^n pour qu'apparaisse $\rho^{n+1} \underline{w}^n \cdot \underline{n}$ au cours de la résolution par `codits`. De ce fait, on doit déduire une valeur de \underline{w}^n à partir de la valeur du flux de masse. Au bord, en particulier, il faut donc diviser le flux de masse issu des conditions aux limites par la valeur de bord de ρ^{n+1} . Or, lorsque des conditions de Neumann sont appliquées à la masse volumique, la valeur de ρ^{n+1} au bord n'est pas connue avant la résolution du système. On utilise donc, au lieu de la valeur de bord inconnue de ρ^{n+1} la valeur de bord prise au pas de temps précédent ρ^n . Cette approximation est susceptible d'affecter la valeur du flux de masse au bord.

4- Sous-programme cfqdmv

4.1 Fonction

Pour les notations et l'algorithme dans son ensemble, on se reportera à **cfbase**.

Dans le premier pas fractionnaire (**cfmsv1**), on a résolu une équation sur la masse volumique, obtenu une prédiction de la pression et un flux convectif "acoustique". On considère ici un second pas fractionnaire au cours duquel seul varie le vecteur flux de masse $\underline{Q} = \rho \underline{u}$ (seule varie la vitesse au centre des cellules). On résout l'équation de Navier-Stokes indépendamment pour chaque direction d'espace, et l'on utilise le flux de masse acoustique calculé précédemment comme flux convecteur (on pourrait aussi utiliser le vecteur quantité de mouvement du pas de temps précédent). De plus, on résout en variable \underline{u} et non \underline{Q} .

Le système à résoudre entre t^* et t^{**} est (on exclut la turbulence, dont le traitement n'a rien de particulier dans le module compressible) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho^{**} = \rho^* = \rho^{n+1} \\ \frac{\partial \rho \underline{u}}{\partial t} + \underline{\text{div}}(\underline{u} \otimes \underline{Q}_{ac}) + \underline{\text{grad}} P = \rho \underline{f}_v + \underline{\text{div}}(\underline{\Sigma}^v) \\ e^{**} = e^* = e^n \end{array} \right. \quad (\text{III.4.1})$$

La résolution de cette étape est similaire à l'étape de prédiction des vitesses du schéma de base de *Code_Saturne*.

4.2 Discrétisation

4.2.1 Discrétisation en temps

On implícite le terme de convection, éventuellement le gradient de pression (suivant la valeur de IGRDPP, en utilisant la pression prédite lors de l'étape acoustique) et le terme en gradient du tenseur des contraintes visqueuses. On explicite les autres termes du tenseur des contraintes visqueuses. On implícite les forces volumiques en utilisant ρ^{n+1} .

On obtient alors l'équation discrète suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{(\rho \underline{u})^{n+1} - (\rho \underline{u})^n}{\Delta t^n} + \underline{\text{div}}(\underline{u}^{n+1} \otimes \underline{Q}_{ac}^{n+1}) - \underline{\text{div}}(\mu^n \underline{\text{grad}} \underline{u}^{n+1}) \\ & = \rho^{n+1} \underline{f}_v - \underline{\text{grad}} \tilde{P} + \underline{\text{div}}(\mu^n {}^t \underline{\text{grad}} \underline{u}^n + (\kappa^n - \frac{2}{3} \mu^n) \underline{\text{div}} \underline{u}^n \underline{Id}) \end{aligned} \quad (\text{III.4.2})$$

avec $\tilde{P} = P^n$ ou P^{Pred} suivant la valeur de IGRDPP (P^n par défaut).

En pratique, dans *Code_Saturne*, on résout cette équation en faisant apparaître à gauche l'écart $\underline{u}^{n+1} - \underline{u}^n$. Pour cela, on écrit la dérivée en temps discrète sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{(\rho \underline{u})^{n+1} - (\rho \underline{u})^n}{\Delta t^n} &= \frac{\rho^{n+1} \underline{u}^{n+1} - \rho^n \underline{u}^n}{\Delta t^n} \\
&= \frac{\rho^n \underline{u}^{n+1} - \rho^n \underline{u}^n}{\Delta t^n} + \frac{\rho^{n+1} \underline{u}^{n+1} - \rho^n \underline{u}^{n+1}}{\Delta t^n} \\
&= \frac{\rho^n}{\Delta t^n} (\underline{u}^{n+1} - \underline{u}^n) + \underline{u}^{n+1} \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t^n}
\end{aligned} \tag{III.4.3}$$

et l'on utilise alors l'équation de la masse discrète pour écrire :

$$\frac{(\rho \underline{u})^{n+1} - (\rho \underline{u})^n}{\Delta t^n} = \frac{\rho^n}{\Delta t^n} (\underline{u}^{n+1} - \underline{u}^n) - \underline{u}^{n+1} \operatorname{div} \underline{Q}_{ac}^{n+1} \tag{III.4.4}$$

4.2.2 Discrétisation en espace

Introduction

On intègre l'équation (III.4.2) sur la cellule i de volume Ω_i et on obtient l'équation discrétisée en espace :

$$\begin{aligned}
&\frac{\Omega_i}{\Delta t^n} (\rho_i^{n+1} \underline{u}_i^{n+1} - \rho_i^n \underline{u}_i^n) + \sum_{j \in V(i)} (\underline{u}^{n+1} \otimes \underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{j \in V(i)} (\mu^n \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \\
&= \Omega_i \rho_i^{n+1} f_{vi} - \Omega_i (\underline{\operatorname{grad}} \tilde{P})_i + \sum_{j \in V(i)} \left(\mu^n {}^t \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}^n + (\kappa^n - \frac{2}{3} \mu^n) \operatorname{div} \underline{u}^n \underline{Id} \right)_{ij} \underline{S}_{ij}
\end{aligned} \tag{III.4.5}$$

Discrétisation de la partie “convective”

La valeur à la face s'écrit :

$$(\underline{u}^{n+1} \otimes \underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} = \underline{u}_{ij}^{n+1} (\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \tag{III.4.6}$$

avec un décentrement sur la valeur de \underline{u}^{n+1} aux faces :

$$\begin{aligned}
\underline{u}_{ij}^{n+1} &= \underline{u}_i^{n+1} \quad \text{si} \quad (\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\
&= \underline{u}_j^{n+1} \quad \text{si} \quad (\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0
\end{aligned} \tag{III.4.7}$$

que l'on peut noter :

$$\underline{u}_{ij}^{n+1} = \beta_{ij} \underline{u}_i^{n+1} + (1 - \beta_{ij}) \underline{u}_j^{n+1} \tag{III.4.8}$$

avec

$$\begin{cases} \beta_{ij} = 1 & \text{si} \quad (\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} \geq 0 \\ \beta_{ij} = 0 & \text{si} \quad (\underline{Q}_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} < 0 \end{cases} \tag{III.4.9}$$

Discrétisation de la partie “diffusive”

La valeur à la face s'écrit :

$$(\mu^n \underline{\operatorname{grad}} \underline{u}^{n+1})_{ij} \underline{S}_{ij} = \mu_{ij}^n \left(\frac{\partial \underline{u}}{\partial n} \right)_{ij}^{n+1} \underline{S}_{ij} \tag{III.4.10}$$

avec une interpolation linéaire pour μ^n aux faces (en pratique avec $\alpha_{ij} = \frac{1}{2}$) :

$$\mu_{ij}^n = \alpha_{ij} \mu_i^n + (1 - \alpha_{ij}) \mu_j^n \tag{III.4.11}$$

et un schéma centré pour le gradient normal aux faces :

$$\left(\frac{\partial \underline{u}}{\partial n}\right)_{ij}^{n+1} = \frac{\underline{u}_{J'}^{n+1} - \underline{u}_{J'}^{n+1}}{\overline{I'J'}} \quad (\text{III.4.12})$$

Discrétisation du gradient de pression

On utilise `grdcel` standard. Suivant la valeur de `IMRGRA`, cela correspond à une reconstruction itérative ou par moindres carrés.

Discrétisation du “reste” du tenseur des contraintes visqueuses

On calcule des gradients aux cellules et on utilise une interpolation linéaire aux faces (avec, en pratique, $\alpha_{ij} = \frac{1}{2}$) :

$$\begin{aligned} (\mu^n {}^t\text{grad } \underline{u}^n + (\kappa^n - \frac{2}{3}\mu^n)\text{div}\underline{u}^n \underline{Id})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} &= \left\{ \alpha_{ij} (\mu^n {}^t\text{grad } \underline{u}^n + (\kappa^n - \frac{2}{3}\mu^n)\text{div}\underline{u}^n \underline{Id})_i \right. \\ &\quad \left. + (1 - \alpha_{ij}) (\mu^n {}^t\text{grad } \underline{u}^n + (\kappa^n - \frac{2}{3}\mu^n)\text{div}\underline{u}^n \underline{Id})_j \right\} \cdot \underline{S}_{ij} \end{aligned} \quad (\text{III.4.13})$$

4.3 Mise en œuvre

On résout les trois directions d'espace du système (III.4.5) successivement et indépendamment :

$$\left\{ \begin{aligned} &\frac{\Omega_i}{\Delta t^n} (\rho_i^{n+1} u_{i(\alpha)}^{n+1} - \rho_i^n u_{i(\alpha)}^n) + \sum_{j \in V(i)} u_{ij(\alpha)}^{n+1} (Q_{ac}^{n+1})_{ij} \cdot \underline{S}_{ij} - \sum_{j \in V(i)} \mu_{ij}^n \frac{u_{j(\alpha)}^{n+1} - u_{i(\alpha)}^{n+1}}{\overline{I'J'}} S_{ij} \\ &= \Omega_i \rho_i^{n+1} f_{v_i(\alpha)} - \Omega_i (\text{grad } \tilde{P})_{i(\alpha)} \\ &\quad + \sum_{j \in V(i)} ((\mu^n {}^t\text{grad } \underline{u}^n)_{ij} \cdot \underline{S}_{ij})_{(\alpha)} + \sum_{j \in V(i)} \left((\kappa^n - \frac{2}{3}\mu^n)\text{div}\underline{u}^n \right)_{ij} S_{ij(\alpha)} \end{aligned} \right. \quad \begin{matrix} i = 1 \dots N \\ \text{et} \\ (\alpha) = x, y, z \end{matrix} \quad (\text{III.4.14})$$

Chaque système associé à une direction est résolu par une méthode d'incrément et résidu en utilisant une méthode de Jacobi.

5- Sous-programme cfxtcl

5.1 Fonction

Pour le traitement des conditions aux limites, on considère le système (III.5.1)

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\underline{Q}) = 0 \\ \frac{\partial \underline{Q}}{\partial t} + \text{div}(\underline{u} \otimes \underline{Q}) + \text{grad } P = \rho \underline{f}_v + \text{div}(\underline{\Sigma}^v) \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \text{div}(\underline{u}(E + P)) = \rho \underline{f}_v \cdot \underline{u} + \text{div}(\underline{\Sigma}^v \underline{u}) - \text{div } \underline{\Phi}_s + \rho \Phi_v \end{cases} \quad (\text{III.5.1})$$

en tant que système hyperbolique portant sur la variable vectorielle $\underline{W} = {}^t(\rho, \underline{Q}, E)$.

Le système s'écrit alors :

$$\frac{\partial \underline{W}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \underline{F}_i(\underline{W}) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \underline{F}_i^D(\underline{W}, \nabla \underline{W}) + \underline{\mathcal{S}} \quad (\text{III.5.2})$$

où les $\underline{F}_i(\underline{W})$ sont les vecteurs flux convectifs et les $\underline{F}_i^D(\underline{W})$ sont les vecteurs flux diffusifs dans les trois directions d'espace, et $\underline{\mathcal{S}}$ est un terme source.

La démarche classique de *Code_Saturne* est adoptée : on impose les conditions aux limites en déterminant, pour chaque variable, des valeurs numériques de bord. Ces valeurs sont calculées de telle façon que, lorsqu'on les utilise dans les formules standard donnant les flux discrets, on obtienne les contributions souhaitées au bord.

Pour rendre compte des flux convectifs (aux entrées et aux sorties en particulier), on fait abstraction des flux diffusifs et des termes sources pour résoudre un problème de Riemann qui fournit un vecteur d'état au bord. Celui-ci permet de calculer un flux, soit directement (par les formules discrètes standard), soit en appliquant un schéma de Rusanov (schéma de flux décentré).

En paroi, on résout également, dans certains cas, un problème de Riemann pour déterminer une pression au bord.

5.2 Discrétisation

5.2.1 Introduction

Objectif

On résume ici les différentes conditions aux limites utilisées pour l'algorithme compressible afin de fournir une vue d'ensemble. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de faire référence à des éléments relatifs à la discrétisation et au mode d'implantation des conditions aux limites.

Lors de l'implantation, on a cherché à préserver la cohérence avec l'approche utilisée dans le cadre standard de l'algorithme incompressible de *Code_Saturne*. Il est donc conseillé d'avoir pris connaissance du mode de traitement des conditions aux limites incompressibles avant d'aborder les détails de l'algorithme compressible.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 247/312
---------	---	---

Comme pour l'algorithme incompressible, les conditions aux limites sont imposées par le biais d'une valeur de bord associée à chaque variable. De plus, pour certaines frontières (parois à température imposée ou à flux thermique imposé), on dispose de deux valeurs de bord pour la même variable, l'une d'elles étant dédiée au calcul du flux diffusif. Enfin, sur certains types d'entrée et de sortie, on définit également une valeur du flux convectif au bord.

Comme pour l'algorithme incompressible, l'utilisateur peut définir, pour chaque face de bord, des conditions aux limites pour chaque variable, mais on conseille cependant d'utiliser uniquement les types prédéfinis décrits ci-après (entrée, sortie, paroi, symétrie) qui ont l'avantage d'assurer la cohérence entre les différentes variables et les différentes étapes de calcul.

Parois

Pression : on doit disposer d'une condition pour le calcul du gradient qui intervient dans l'étape de quantité de mouvement. On dispose de deux types de condition, au choix de l'utilisateur :

- par défaut, la pression imposée au bord est proportionnelle à la valeur interne (la pression au bord est obtenue comme solution d'un problème de Riemann sur les équations d'Euler avec un état miroir ; on distingue les cas de choc et de détente et, dans le cas d'une détente trop forte, une condition de Dirichlet homogène est utilisée pour éviter de voir apparaître une pression négative),
- si l'utilisateur le souhaite (ICFGRP(IPHAS)=1), le gradient de pression est imposé à partir du profil de pression hydrostatique.

Vitesse et turbulence : traitement standard (voir la documentation des sous-programmes `condli` et `clptur`).

Scalaires passifs : traitement standard (flux nul par défaut imposé dans `typecl`).

Masse volumique : traitement standard des scalaires (flux nul par défaut imposé dans `typecl`).

Énergie et température¹ : traitement standard des scalaires (flux nul par défaut imposé dans `typecl`), hormis pour le calcul du flux diffusif dans le cas de parois à température imposée ou à flux thermique imposé.

Flux diffusif pour l'énergie en paroi : l'utilisateur peut choisir (dans `uscfc1`) entre une température de paroi imposée et un flux thermique diffusif (ou "conductif") imposé. S'il ne précise rien, on considère que la paroi est adiabatique (flux thermique diffusif imposé et de valeur nulle). Dans tous les cas, il faut donc disposer d'un moyen d'imposer le flux diffusif souhaité. Pour cela, on détermine une valeur de bord pour l'énergie qui, introduite dans la formule donnant le flux discret, permettra d'obtenir la contribution attendue (voir le paragraphe 5.2.5). Conformément à l'approche classique de *Code_Saturne*, cette valeur est stockée sous la forme d'un couple de coefficients (de type `COEFAP`, `COEFBP`). Il est important de souligner que cette valeur de bord ne doit être utilisée que pour le calcul du flux diffusif : dans les autres situations pour lesquelles une valeur de bord de l'énergie ou de la température est requise (calcul de gradient par exemple), on utilise une condition de flux nul (traitement standard des scalaires). Pour cela, on dispose d'une seconde valeur de bord qui est stockée au moyen d'un couple de coefficients (`COEFA`, `COEFB`) distinct du précédent.

Flux convectifs : le flux de masse dans la direction normale à la paroi est pris nul. De ce fait, les flux convectifs seront nuls quelle que soit les valeurs de bord imposées pour les différentes variables transportées.

Symétrie

Les conditions appliquées sont les conditions classiques de l'algorithme incompressible (vitesse normale nulle, flux nul pour les autres variables).

¹Le gradient de température est *a priori* inutile, mais peut être requis par l'utilisateur.

Elles sont imposées dans le sous-programme `typec1` essentiellement. Pour la pression, la condition de flux nul est imposée dans `cfxtc1` (au début des développements, on appliquait le même traitement qu'en paroi, mais une condition de flux nul a été préférée afin de s'affranchir des problèmes potentiels dans les configurations 2D).

Entrées et sorties

On obtient, par résolution d'un problème de Riemann au bord, complété par des relations de thermodynamique (`uscftb`), des valeurs de bord pour toutes les variables (on suppose qu'en entrée, toutes les composantes de la vitesse sont fournies ; elles sont supposées nulles par défaut, hormis pour les entrées à (ρ, \underline{u}) imposés, `IERUCF`, pour lesquelles il faut fournir la vitesse explicitement).

Ces valeurs de bord sont utilisées de deux façons :

- elles sont utilisées pour calculer les flux convectifs, en faisant appel au schéma de Rusanov (sauf en sortie supersonique) ; ces flux sont directement intégrés au second membre des équations à résoudre.
- elles servent de valeur de Dirichlet dans toutes les autres configurations pour lesquelles une valeur de bord est requise (calcul de flux diffusif, calcul de gradient...)

Deux cas particuliers :

- aux entrées ou sorties pour lesquelles toutes les variables sont imposées (`IESICF`), on utilise une condition de Neumann homogène pour la pression (hormis pour le calcul du gradient intervenant dans l'équation de la quantité de mouvement, qui est pris en compte par le flux convectif déterminé par le schéma de Rusanov). Ce choix est arbitraire (on n'a pas testé le comportement de l'algorithme si l'on conserve une condition de Dirichlet sur la pression), mais a été fait en supposant qu'une condition de Neumann homogène serait *a priori* moins déstabilisante, dans la mesure où, pour ce type de frontière, l'utilisateur peut imposer une valeur de pression très différente de celle régnant à l'intérieur du domaine (la valeur imposée est utilisée pour le flux convectif).
- pour les grandeurs turbulentes et les scalaires utilisateur, si le flux de masse est entrant et que l'on a fourni une valeur de Dirichlet (`RCODCL(*,*,1)` dans `uscfc1`), on l'utilise, pour le calcul du flux convectif et du flux diffusif ; sinon, on utilise une condition de Neumann homogène (le concept de sortie de type 9 ou 10 est couvert par cette approche).

5.2.2 Problème de Riemann au bord

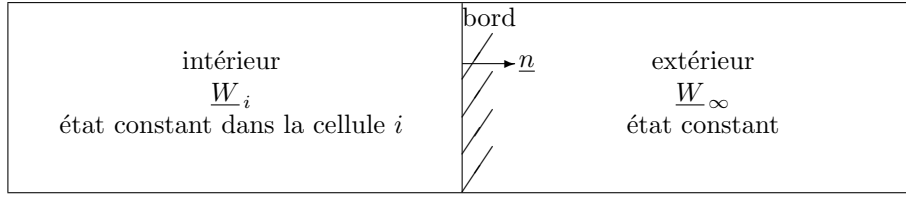
Introduction

On cherche à obtenir un état au bord, pour les entrées, les sorties et les parois.

Pour cela, on fait abstraction des flux diffusifs et des sources. Le système résultant est alors appelé système d'équations d'Euler. On se place de plus dans un repère orienté suivant la normale au bord considéré $(\underline{\tau}_1, \underline{\tau}_2, \underline{n})$ et l'on ne considère que les variations suivant cette normale. Le système devient donc :

$$\frac{\partial \underline{W}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n} \underline{F}_n(\underline{W}) = 0 \quad \text{avec} \quad \underline{F}_n(\underline{W}) = \sum_{i=1}^3 n_i \underline{F}_i(\underline{W}) \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial n} = \sum_{i=1}^3 n_i \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (\text{III.5.3})$$

Pour déterminer les valeurs des variables au bord, on recherche l'évolution du problème instationnaire suivant, appelé problème de Riemann :

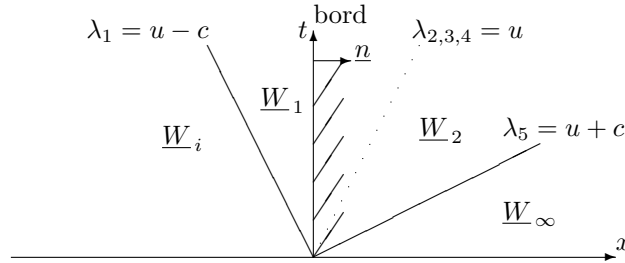


avec \underline{W}_∞ dépendant du type de bord et différent de \underline{W}_i *a priori*.

Pour résoudre ce problème de Riemann, on utilisera les variables non-conservatives $\widetilde{W} = {}^t(\rho, \underline{u}, P)$ et l'on retrouvera l'énergie grâce à l'équation d'état.

Pour alléger l'écriture, dans le présent paragraphe 5.2.2, on notera aussi \underline{W} le vecteur ${}^t(\rho, \underline{u}, P)$ et $\underline{u} = \underline{u}_\tau + u \underline{n}$ (en posant $u = \underline{u} \cdot \underline{n}$ et $\underline{u}_\tau = \underline{u} - (u \cdot \underline{n})\underline{n}$).

La solution est une suite d'états constants, dont les valeurs dépendent de \underline{W}_i et \underline{W}_∞ , séparés par des ondes se déplaçant à des vitesses données par les valeurs propres du système $(\lambda_i)_{i=1\dots 5}$. On représente les caractéristiques du système sur le schéma suivant :



Comme valeurs des variables au bord, on prendra les valeurs correspondant à l'état constant qui contient le bord (\underline{W}_1 dans l'exemple précédent).

Il faut remarquer que la solution du problème de Riemann dépend de la thermodynamique et devra donc être calculée et codée par l'utilisateur si la thermodynamique n'a pas été prévue (en version 1.2, la seule thermodynamique prévue est celle des gaz parfaits).

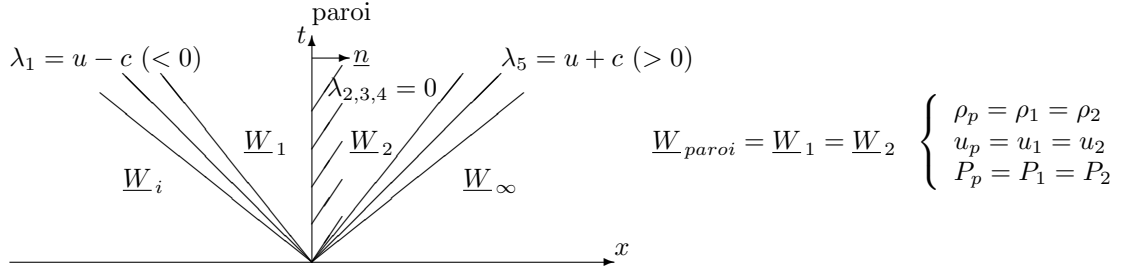
En paroi, pour la condition de pression (sans effet de gravité)

Pour les faces de paroi, on définit à l'extérieur du domaine un état miroir \underline{W}_∞ par :

$$\underline{W}_i = \begin{pmatrix} \rho_i \\ \underline{u}_{\tau i} \\ u_i \\ P_i \end{pmatrix} \quad \underline{W}_\infty = \begin{pmatrix} \rho_\infty = \rho_i \\ \underline{u}_{\tau \infty} = \underline{u}_{\tau i} \\ u_\infty = -u_i \\ P_\infty = P_i \end{pmatrix} \quad (\text{III.5.4})$$

Les solutions dépendent de l'orientation de la vitesse dans la cellule de bord :

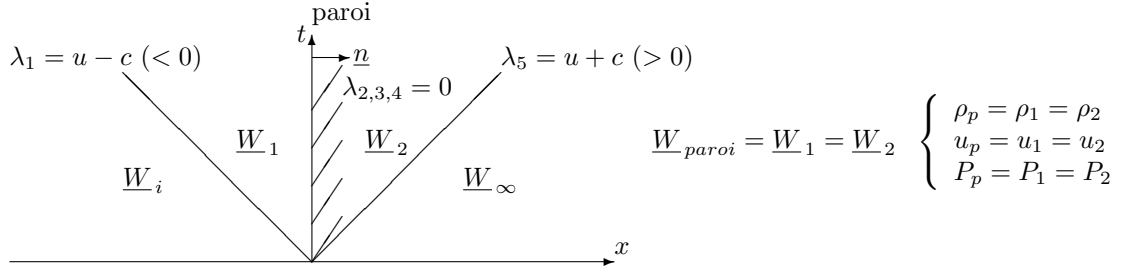
1. Si $u_i \leq 0$, la solution est une double détente symétrique.



La conservation de la vitesse tangentielle à travers la 1-onde donne $\underline{u}_{\tau p} = \underline{u}_{\tau i}$. Par des considérations de symétrie on trouve $u_p = 0$. Puis on obtient ρ_p et P_p en écrivant la conservation des invariants de Riemann à travers la 1-détente :

$$\begin{cases} u_1 + \int_0^{\rho_1} \frac{c}{\rho} d\rho = u_i + \int_0^{\rho_i} \frac{c}{\rho} d\rho \\ s_1 = s_i \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \int_{\rho_i}^{\rho_1} \frac{c}{\rho} d\rho = u_i & \Rightarrow \rho_p = \rho_1 \\ s(P_1, \rho_1) = s(P_i, \rho_i) & \Rightarrow P_p = P_1 \end{cases} \quad (\text{III.5.5})$$

2. Si $u_i > 0$, la solution est un double choc symétrique.



De même que précédemment, on trouve $\underline{u}_{\tau p} = \underline{u}_{\tau i}$ et $u_p = 0$, puis ρ_p et P_p en écrivant les relations de saut à travers le 1-choc :

$$\begin{cases} \rho_1 \rho_i (u_1 - u_i)^2 = (P_1 - P_i)(\rho_1 - \rho_i) \\ 2\rho_1 \rho_i (\varepsilon_1 - \varepsilon_i) = (P_1 + P_i)(\rho_1 - \rho_i) \end{cases} \text{ avec } \varepsilon = \varepsilon(P, \rho) \Rightarrow \begin{cases} \rho_p = \rho_1 \\ P_p = P_1 \end{cases} \quad (\text{III.5.6})$$

Pour les gaz parfaits, avec $M_i = \frac{\underline{u}_i \cdot \underline{n}}{c_i}$ (Nombre de Mach de paroi), on a :

- Cas détente ($M_i \leq 0$) :

$$\begin{cases} P_p = 0 & \text{si } 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i < 0 \\ P_p = P_i \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} & \text{sinon} \end{cases}$$

$$\rho_p = \rho_i \left(\frac{P_p}{P_i} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

- Cas choc ($M_i > 0$) :

$$P_p = P_i \left(1 + \frac{\gamma(\gamma+1)}{4} M_i^2 + \gamma M_i \sqrt{1 + \frac{(\gamma+1)^2}{16} M_i^2} \right)$$

$$\rho_p = \rho_i \left(\frac{P_p - P_i}{P_p - P_i - \rho_i (\underline{u}_i \cdot \underline{n})^2} \right)$$

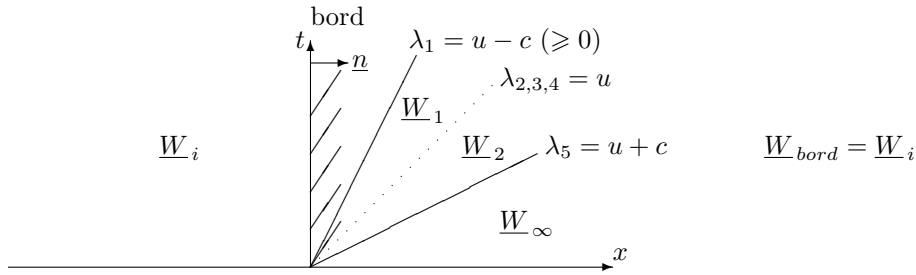
En pratique, le flux convectif normal à la paroi est nul et seule la condition de pression déterminée ci-dessus est effectivement utilisée (pour le calcul du gradient sans effet de gravité).

En sortie

Il existe deux cas de traitement des conditions en sortie, selon le nombre de Mach normal à la face de bord (c_i est la vitesse du son dans la cellule de bord) :

$$M_i = \frac{u_i}{c_i} = \frac{\underline{u}_i \cdot \underline{n}}{c_i}$$

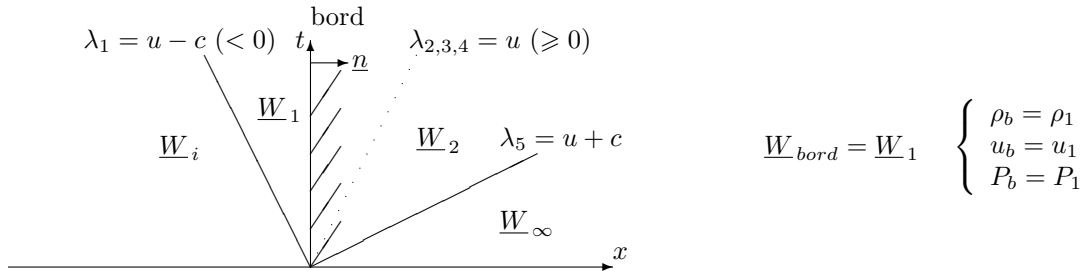
Sortie supersonique (condition ISSPCF de uscfcl) : $M_i \geq 1 \Rightarrow u_i - c_i \geq 0$



Toutes les caractéristiques sont sortantes, on connaît donc toutes les conditions au bord :

$$\begin{cases} \rho_b = \rho_i \\ \underline{u}_{\tau b} = \underline{u}_{\tau i} \\ u_b = u_i \\ P_b = P_i \end{cases} \quad (\text{III.5.7})$$

Sortie subsonique (condition ISOPCF de uscfcl) : $0 \leq M_i < 1 \Rightarrow (u_i \geq 0 \text{ et } u_i - c_i < 0)$



On a une caractéristique entrante, on doit donc imposer une seule condition au bord (en général la pression de sortie P_{ext}).

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 252/ 312
---------	---	--

On connaît alors $P_b = P_{ext}$ et $\underline{u}_{\tau b} = \underline{u}_{\tau i}$ (par conservation de la vitesse tangentielle à travers la 1-onde). Pour trouver les inconnues manquantes (ρ_b et u_b) on doit résoudre le passage de la 1-onde :

1. Si $P_{ext} \leq P_i$, on a une 1-détente.

On écrit la conservation des invariants de Riemann à travers la 1-détente :

$$\left\{ \begin{array}{l} s_1 = s_i \\ u_1 + \int_0^{\rho_1} \frac{c}{\rho} d\rho = u_i + \int_0^{\rho_i} \frac{c}{\rho} d\rho \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} s(P_{ext}, \rho_1) = s(P_i, \rho_i) \Rightarrow \rho_b = \rho_1 \\ u_1 = u_i - \int_{\rho_i}^{\rho_1} \frac{c}{\rho} d\rho \Rightarrow u_b = u_1 \end{array} \right. \quad (\text{III.5.8})$$

2. Si $P_{ext} > P_i$, on a un 1-choc.

On écrit les relations de saut à travers le 1-choc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 \rho_i (u_1 - u_i)^2 = (P_{ext} - P_i)(\rho_1 - \rho_i) \\ 2\rho_1 \rho_i (\varepsilon(P_{ext}, \rho_1) - \varepsilon(P_i, \rho_i)) = (P_{ext} + P_i)(\rho_1 - \rho_i) \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \rho_b = \rho_1 \\ u_b = u_1 \end{array} \right. \quad (\text{III.5.9})$$

Pour les gaz parfaits, on a :

- Cas détente ($P_{ext} \leq P_i$) :

$$P_b = P_{ext}$$

$$\rho_b = \rho_i \left(\frac{P_{ext}}{P_i} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

- Cas choc ($P_{ext} > P_i$) :

$$P_b = P_{ext}$$

$$\rho_b = \rho_i \left(\frac{P_{ext} - P_i}{P_{ext} - P_i - \rho_i (\underline{u}_i \cdot \underline{n} - \underline{u}_b \cdot \underline{n})^2} \right) = \rho_i \left(\frac{(\gamma + 1)P_{ext} + (\gamma - 1)P_i}{(\gamma - 1)P_{ext} + (\gamma + 1)P_i} \right)$$

La valeur de la masse volumique au bord intervient en particulier dans le flux de masse.

En entrée

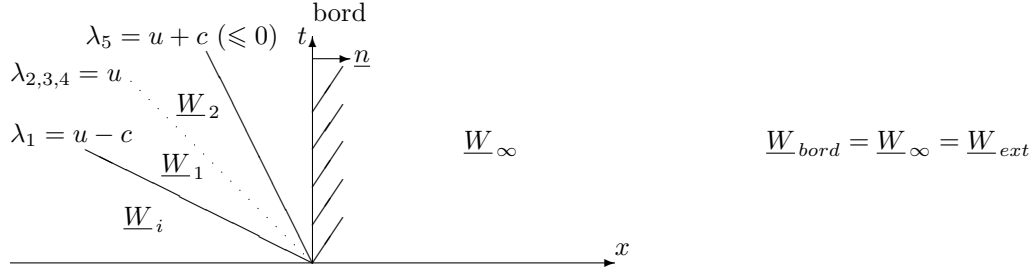
L'utilisateur impose les valeurs qu'il souhaite pour les variables en entrée :

$$\underline{W}_{ext} = \begin{pmatrix} \rho_{ext} \\ \underline{u}_{\tau ext} \\ u_{ext} \\ P_{ext} \end{pmatrix}$$

De même que précédemment, il existe deux cas de traitement des conditions en entrée, pilotés par le nombre de Mach entrant, normalement à la face de bord (avec c_{ext} la vitesse du son en entrée) :

$$M_{ext} = \frac{u_{ext}}{c_{ext}} = \frac{\underline{u}_{ext} \cdot \underline{n}}{c_{ext}}$$

Entrée supersonique (condition IESICF de uscfcl) : $M_{ext} \leq -1 \Rightarrow u_{ext} + c_{ext} \leq 0$

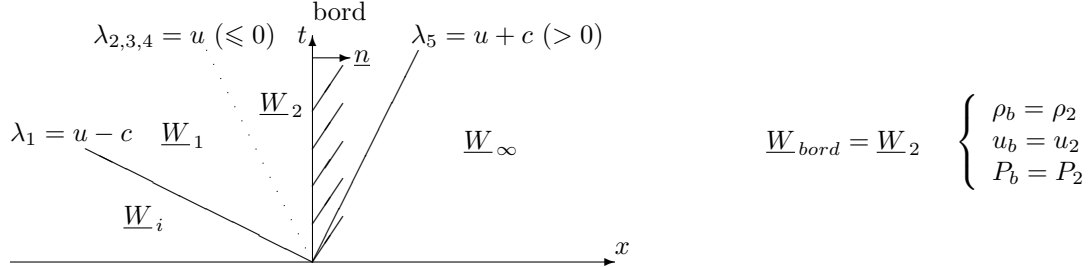


Toutes les caractéristiques sont entrantes, toutes les conditions au bord sont donc imposées par l'utilisateur.

$$\begin{cases} \rho_b = \rho_{ext} \\ \underline{u}_{\tau b} = \underline{u}_{\tau ext} \\ u_b = u_{ext} \\ P_b = P_{ext} \end{cases} \quad (\text{III.5.10})$$

Entrée subsonique (condition IERUCF de uscfcl) :

$$-1 < M_{ext} \leq 0 \Rightarrow (u_{ext} \leq 0 \text{ et } u_{ext} + c_{ext} > 0)$$



On a une caractéristique sortante. L'utilisateur doit donc laisser un degré de liberté.

En général, on impose le flux de masse en entrée, donc ρ_{ext} et u_{ext} , et l'on calcule la pression au bord en résolvant le passage des 1~4-ondes. On connaît aussi $\underline{u}_{\tau b} = \underline{u}_{\tau ext}$, par conservation de la vitesse tangentielle à travers la 5-onde.

1. Si $u_{ext} \geq u_i$, on a une 1-détente.

On écrit la conservation des invariants de Riemann à travers la 1-détente et la conservation de la vitesse et de la pression à travers le contact :

$$\begin{cases} u_1 + \int_0^{\rho_1} \frac{c}{\rho} d\rho = u_i + \int_0^{\rho_i} \frac{c}{\rho} d\rho \\ s_1 = s_i \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \int_{\rho_i}^{\rho_1} \frac{c}{\rho} d\rho = u_i - u_{ext} \Rightarrow \rho_1 \\ s(P_2, \rho_1) = s(P_i, \rho_i) \Rightarrow P_b = P_2 \end{cases} \quad (\text{III.5.11})$$

$$\begin{cases} u_1 = u_2 = u_{ext} \\ P_1 = P_2 \end{cases}$$

2. Si $u_{ext} < u_i$, on a un 1-choc.

On écrit les relations de saut à travers le 1-choc et la conservation de la vitesse et de la pression à travers le contact :

$$\begin{cases} \rho_1 \rho_i (u_1 - u_i)^2 = (P_1 - P_i)(\rho_1 - \rho_i) \\ 2\rho_1 \rho_i (\varepsilon_1 - \varepsilon_i) = (P_1 + P_i)(\rho_1 - \rho_i) \\ \varepsilon = \varepsilon(P, \rho) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \rho_1 \\ P_b = P_2 \end{cases} \quad (\text{III.5.12})$$

$$\begin{cases} u_1 = u_2 = u_{ext} \\ P_1 = P_2 \end{cases}$$

Pour les gaz parfaits, on a :

- Cas détente ($\delta M \leq 0$) :

$$\begin{cases} P_b = 0 & \text{si } 1 + \frac{\gamma-1}{2}\delta M < 0 \\ P_b = P_i \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\delta M\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} & \text{sinon} \end{cases}$$

$$\rho_b = \rho_{ext}$$

- Cas choc ($\delta M > 0$) :

$$P_b = P_i \left(1 + \frac{\gamma(\gamma+1)}{4}\delta M^2 + \gamma\delta M \sqrt{1 + \frac{(\gamma+1)^2}{16}\delta M^2}\right)$$

$$\rho_b = \rho_{ext}$$

5.2.3 Condition de pression en paroi avec effets de gravité

Le problème de Riemann considéré précédemment ne prend pas en compte les effets de la gravité. Or, dans certains cas, si l'on ne prend pas en compte le gradient de pression "hydrostatique", on peut obtenir une solution erronée (en particulier, par exemple, on peut créer une source de quantité de mouvement non physique dans un milieu initialement au repos).

Écrivons l'équilibre local dans la maille de bord :

$$\text{grad } P = \rho g \quad (\text{III.5.13})$$

Pour simplifier la résolution, on peut utiliser la formulation de (III.5.13) en incompressible (c'est cette approche qui a été adoptée dans *Code_Saturne*) :

$$(\text{grad } P)_i = \rho_i g \quad \text{ce qui donne} \quad P_{paroi} = P_i + \rho_i g \cdot (\underline{x}_{paroi} - \underline{x}_i) \quad (\text{III.5.14})$$

Une autre approche (dépendante de l'équation d'état) consiste à résoudre l'équilibre local avec la formulation compressible (III.5.13), en supposant de plus que la maille est isentropique :

$$\begin{cases} \text{grad } P = \rho g \\ P = P(\rho, s_i) \end{cases} \quad (\text{III.5.15})$$

Ce qui donne, pour un gaz parfait :

$$P_{paroi} = P_i \left(1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\rho_i}{P_i} g \cdot (\underline{x}_{paroi} - \underline{x}_i)\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{III.5.16})$$

Remarque : la formule issue de l'incompressible (III.5.14) est une linéarisation de la formule (III.5.16). Dans les cas courants elle s'éloigne très peu de la formule exacte. Dans des conditions extrêmes, si l'on considère par exemple de l'air à $1000K$ et $10bar$, avec une accélération de la pesanteur $g = 1000m/s^2$ et une différence de hauteur entre le centre de la cellule et le centre de la face de bord de $10m$, l'expression (III.5.16) donne $P_{paroi} = 1034640,4Pa$ et l'expression (III.5.14) donne $P_{paroi} = 1034644,7Pa$, soit une différence relative de moins de $0,001\%$. On voit aussi que la différence entre la pression calculée au centre de la cellule et celle calculée au bord est de l'ordre de 3% .

5.2.4 Schéma de Rusanov pour le calcul de flux convectifs au bord

Introduction

Le schéma de Rusanov est utilisé pour certains types de conditions aux limites afin de passer du vecteur d'état calculé au bord comme indiqué précédemment (solution du problème de Riemann) à un flux convectif de bord (pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie). L'utilisation de ce schéma (décentré amont) permet de gagner en stabilité.

Le schéma de Rusanov est appliqué aux frontières auxquelles on considère qu'il est le plus probable de rencontrer des conditions en accord imparfait avec l'état régnant dans le domaine, conditions qui sont donc susceptibles de déstabiliser le calcul : il s'agit des entrées et des sorties (frontières de type IESICF, ISOPCF, IERUCF, IEQHCF). En sortie supersonique (ISSPCF) cependant, le schéma de Rusanov est inutile et n'est donc pas appliqué : en effet, pour ce type de frontière, l'état imposé au bord est exactement l'état amont et le décentrement du schéma de Rusanov n'apporterait donc rien.

Principe

Pour le calcul du flux décentré de Rusanov, on considère le système hyperbolique constitué des seuls termes convectifs issus des équations de masse, quantité de mouvement et énergie. Ce système est écrit, par changement de variable, en non conservatif (on utilise la relation $P = \frac{\rho\varepsilon}{\gamma - 1}$ et on note u_ξ les composantes de \underline{u}) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \underline{\text{div}} \underline{u} + \underline{u} \underline{\text{grad}} \rho & = 0 \\ \frac{\partial u_\xi}{\partial t} + \underline{u} \underline{\text{grad}} u_\xi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \xi} & = 0 \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \gamma P \underline{\text{div}} \underline{u} + \underline{u} \underline{\text{grad}} P & = 0 \end{cases} \quad (\text{III.5.17})$$

En notant le vecteur d'état $\underline{W} = (\rho, \underline{u}, P)^t$, ce système est noté :

$$\frac{\partial \underline{W}}{\partial t} + \underline{\text{div}} \underline{F}(\underline{W}) = 0 \quad (\text{III.5.18})$$

Avec $\delta \underline{W}$ l'incrément temporel du vecteur d'état, \underline{n} la normale à une face, ij la face interne partagée par les cellules i et j et ik la face de bord k associée à la cellule i , la discrétisation spatiale conduit à :

$$\frac{|\Omega_i|}{\Delta t} \delta \underline{W}_i + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \int_{S_{ij}} \underline{F}(\underline{W}) \underline{n} dS + \sum_{k \in \gamma_b(i)} \int_{S_{b_{ik}}} \underline{F}(\underline{W}) \underline{n} dS = 0 \quad (\text{III.5.19})$$

Sur une face de bord donnée, on applique le schéma de Rusanov pour calculer le flux comme suit :

$$\frac{1}{|S_{b_{ik}}|} \int_{S_{b_{ik}}} \underline{F}(\underline{W}) \underline{n} dS = \frac{1}{2} (\underline{F}(\underline{W}_i) + \underline{F}(\underline{W}_{b_{ik}})) \cdot \underline{n}_{b_{ik}} - \frac{1}{2} \rho_{rus\ b_{ik}} (\underline{W}_{b_{ik}} - \underline{W}_i) = \underline{F}_{rus\ b_{ik}}(\underline{W}) \quad (\text{III.5.20})$$

Dans cette relation, $\underline{W}_{b_{ik}}$ est le vecteur d'état \underline{W}_∞ , connu au bord (tel qu'il résulte de la résolution du problème de Riemann au bord présentée plus haut pour chaque type de frontière considéré).

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 256/312
---------	---	---

Paramètre de décentrement $\rho_{rus\ b_{ik}}$

Pour chaque face de bord, le scalaire $\rho_{rus\ b_{ik}}$ est la plus grande valeur du rayon spectral de la matrice jacobienne $\frac{\partial \underline{F}_n(W)}{\partial \underline{W}}$ obtenu pour les vecteurs d'état \underline{W}_i et $\underline{W}_{b_{ik}}$.

\underline{F}_n est la composante du flux \underline{F} dans la direction de la normale à la face de bord, $\underline{n}_{b_{ik}}$. Utiliser \underline{F}_n pour la détermination du paramètre de décentrement $\rho_{rus\ b_{ik}}$ relève d'une approche classique qui consiste à remplacer le système tridimensionnel initial par le système unidimensionnel projeté dans la direction normale à la face, en négligeant les variations du vecteur d'état \underline{W} dans la direction tangente à la face :

$$\frac{\partial \underline{W}}{\partial t} + \frac{\partial \underline{F}_n(W)}{\partial \underline{W}} \frac{\partial \underline{W}}{\partial n} = 0 \quad (\text{III.5.21})$$

De manière plus explicite, si l'on se place dans un repère de calcul ayant $\underline{n}_{b_{ik}}$ comme vecteur de base, et si l'on note u la composante de vitesse associée, le système est le suivant (les équations portant sur les composantes transverses de la vitesse sont découplées, associées à la valeur propre u , comme le serait un scalaire simplement convecté et ne sont pas écrites ci-après) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial n} + u \frac{\partial \rho}{\partial n} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = 0 \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \gamma P \frac{\partial u}{\partial n} + u \frac{\partial P}{\partial n} = 0 \end{cases} \quad (\text{III.5.22})$$

La matrice jacobienne associée est donc :

$$\begin{pmatrix} u & \rho & 0 \\ 0 & u & \frac{1}{\rho} \\ 0 & \gamma P & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.5.23})$$

Les valeurs propres sont u et $u \pm c$ (avec $c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}$). Le rayon spectral est donc $|u| + c$ et le paramètre de décentrement s'en déduit :

$$\rho_{rus\ b_{ik}} = \max(|u_i| + c_i, |u_{b_{ik}}| + c_{b_{ik}}) \quad (\text{III.5.24})$$

Expression des flux convectifs

Les flux convectifs calculés par le schéma de Rusanov pour les variables masse, quantité de mouvement et énergie représentent donc la discrétisation des termes suivants :

$$\begin{cases} \text{div}(\underline{Q}) \\ \underline{\text{div}}(\underline{u} \otimes \underline{Q}) + \underline{\text{grad}}\ P \\ \text{div}\left(\underline{Q}\left(e + \frac{P}{\rho}\right)\right) \end{cases} \quad (\text{III.5.25})$$

Pour une face de bord ik adjacente à la cellule i et avec la valeur précédente de $\rho_{rus\,b_{ik}}$, on a :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \int_{S_{b_{ik}}} \underline{Q} \cdot \underline{n} dS & = & \frac{1}{2} \left((\underline{Q}_i + \underline{Q}_{b_{ik}}) \cdot \underline{n}_{b_{ik}} \right) S_{b_{ik}} \\ & & - \frac{1}{2} \rho_{rus\,b_{ik}} (\rho_{b_{ik}} - \rho_i) S_{b_{ik}} \\ \int_{S_{b_{ik}}} (\underline{u} \otimes \underline{Q} + \underline{\text{grad}} P) \cdot \underline{n} dS & = & \frac{1}{2} \left(\underline{u}_i (\underline{Q}_i \cdot \underline{n}_{b_{ik}}) + P_i \underline{n}_{b_{ik}} + \underline{u}_{b_{ik}} (\underline{Q}_{b_{ik}} \cdot \underline{n}_{b_{ik}}) + P_{b_{ik}} \underline{n}_{b_{ik}} \right) S_{b_{ik}} \\ & & - \frac{1}{2} \rho_{rus\,b_{ik}} (\underline{Q}_{b_{ik}} - \underline{Q}_i) S_{b_{ik}} \\ \int_{S_{b_{ik}}} \left(e + \frac{P}{\rho} \right) \underline{Q} \cdot \underline{n} dS & = & \frac{1}{2} \left(\left(e_i + \frac{P_i}{\rho_i} \right) (\underline{Q}_i \cdot \underline{n}_{b_{ik}}) + \left(e_{b_{ik}} + \frac{P_{b_{ik}}}{\rho_{b_{ik}}} \right) (\underline{Q}_{b_{ik}} \cdot \underline{n}_{b_{ik}}) \right) S_{b_{ik}} \\ & & - \frac{1}{2} \rho_{rus\,b_{ik}} (\rho_{b_{ik}} e_{b_{ik}} - \rho_i e_i) S_{b_{ik}} \end{array} \right. \quad (\text{III.5.26})$$

5.2.5 Conditions aux limites pour le flux diffusif d'énergie

Rappel

Pour le flux de diffusion d'énergie, les conditions aux limites sont imposées de manière similaire à ce qui est décrit dans la documentation de `clptur` et de `condli`. La figure (III.5.1) rappelle quelques notations usuelles et l'équation (III.5.27) traduit la conservation du flux normal au bord pour la variable f .

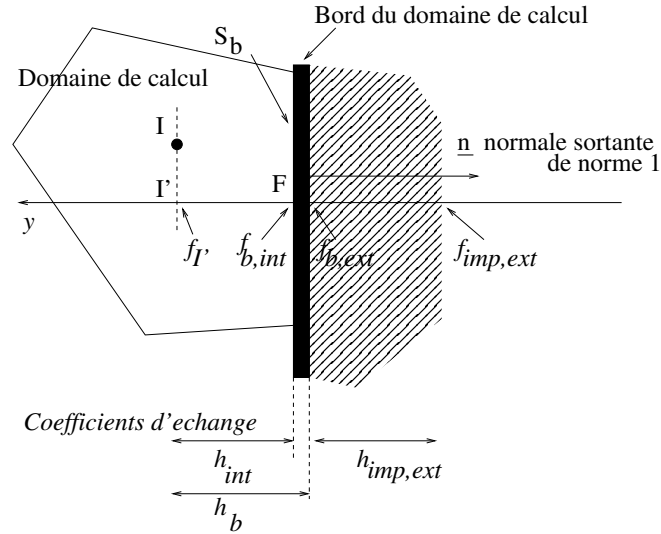


Figure III.5.1: Cellule de bord.

$$\underbrace{h_{int}(f_{b,int} - f_{I'})}_{\phi_{int}} = \underbrace{h_b(f_{b,ext} - f_{I'})}_{\phi_b} = \begin{cases} \underbrace{h_{imp,ext}(f_{imp,ext} - f_{b,ext})}_{\phi_{réel\,imposé}} & \text{(condition de Dirichlet)} \\ \underbrace{\phi_{imp,ext}}_{\phi_{réel\,imposé}} & \text{(condition de Neumann)} \end{cases} \quad (\text{III.5.27})$$

L'équation (III.5.28) rappelle la formulation des conditions aux limites pour une variable f .

$$f_{b,int} = \begin{cases} \frac{h_{imp,ext}}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{imp,ext} + \frac{h_{int} + h_{imp,ext}(h_r - 1)}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{I'} & \text{(condition de Dirichlet)} \\ \frac{1}{h_{int}} \phi_{imp,ext} + & f_{I'} & \text{(condition de Neumann)} \end{cases} \quad (III.5.28)$$

Les coefficients d'échange sont définis comme suit² :

$$\begin{cases} h_{int} &= \frac{\alpha}{f' F} \\ h_r &= \frac{h_{int}}{h_b} \\ h_b &= \frac{\phi_b}{f_{b,ext} - f_{I'}} = \frac{\rho C u_k}{f_{I'}^+} \end{cases} \quad (III.5.29)$$

Dans *Code_Saturne*, on note les conditions aux limites de manière générale sous la forme suivante :

$$f_{b,int} = A_b + B_b f_{I'} \quad (III.5.30)$$

avec A_b et B_b définis selon le type des conditions :

$$\text{Dirichlet} \begin{cases} A_b = \frac{h_{imp,ext}}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} f_{imp,ext} \\ B_b = \frac{h_{int} + h_{imp,ext}(h_r - 1)}{h_{int} + h_r h_{imp,ext}} \end{cases} \quad \text{Neumann} \begin{cases} A_b = \frac{1}{h_{int}} \phi_{imp,ext} \\ B_b = 1 \end{cases} \quad (III.5.31)$$

Flux diffusif d'énergie

Dans le module compressible, on résout une équation sur l'énergie, qui s'écrit, si l'on excepte tous les termes hormis le flux de diffusion et le terme instationnaire, pour faciliter la présentation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho e}{\partial t} &= -\text{div} \underline{\Phi}_s \\ &= \text{div}(K \underline{\text{grad}} T) \quad \text{avec} \quad K = \lambda + C_p \frac{\mu_t}{\sigma_t} \\ &= \text{div} \left(K \underline{\text{grad}} \frac{e - \frac{1}{2} u^2 - \varepsilon_{sup}}{C_v} \right) \\ &= \text{div} \left(\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} (e - \frac{1}{2} u^2 - \varepsilon_{sup}) \right) \quad \text{si } C_v \text{ est constant} \\ &= \text{div} \left(\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} e \right) - \text{div} \left(\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} (\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup}) \right) \end{aligned} \quad (III.5.32)$$

La décomposition en e et $\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup}$ est purement mathématique (elle résulte du fait que l'on résout en énergie alors que le flux thermique s'exprime en fonction de la température). Aussi, pour imposer un flux de bord ou une température de bord (ce qui revient au même puisque l'on impose toujours finalement la conservation du flux normal), on choisit de reporter la totalité de la condition à la limite sur le terme $\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} e$ et donc d'annuler le flux associé au terme $\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} (\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup})$ (en pratique, pour l'annuler, on se contente de ne pas l'ajouter au second membre de l'équation). Conformément à l'approche retenue dans *Code_Saturne* et rappelée précédemment, on déterminera donc une valeur

²On rappelle que, comme dans `condli`, α désigne $\lambda + C_p \frac{\mu_t}{\sigma_t}$ si f est la température, $\frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}$ si f représente l'enthalpie. Le coefficient C représente C_p pour la température et vaut 1 pour l'enthalpie. La grandeur adimensionnelle f^+ est obtenue par application d'un principe de similitude en paroi : pour la température, elle dépend du nombre de Prandtl moléculaire, du nombre de Prandtl turbulent et de la distance adimensionnelle à la paroi y^+ dans la cellule de bord.

de bord *fictive* de l'énergie qui permette de reconstruire le flux diffusif total attendu à partir de la discrétisation du seul terme $\frac{K}{C_v} \text{grad } e$.

Remarque : dans la version 1.2.0, on utilise $\frac{K}{C_v} = \left(\frac{\lambda}{C_v} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right)$, à partir de 1.2.1, on utilise la valeur $\frac{K}{C_v} = \left(\frac{\lambda}{C_v} + \frac{C_p \mu_t}{C_v \sigma_t} \right)$. On notera que le nombre de Prandtl turbulent σ_t est associé à la variable résolue et peut être fixé par l'utilisateur.

Condition de Neumann

La conservation du flux s'écrit :

$$\underbrace{h_{int}(e_{b,int} - e_{I'})}_{\phi_{int}} = \underbrace{\phi_{imp,ext}}_{\phi_{réel imposé}} \quad (\text{III.5.33})$$

On a donc dans ce cas :

$$\begin{cases} A_b &= \frac{1}{h_{int}} \phi_{imp,ext} \\ B_b &= 1 \end{cases} \quad (\text{III.5.34})$$

Condition de Dirichlet

On suppose que la condition de Dirichlet porte sur la température $T_{b,ext}$.

La conservation du flux s'écrit :

$$\underbrace{h_{int}(e_{b,int} - e_{I'})}_{\phi_{int} \text{ (forme numérique du flux)}} = \underbrace{h_b(T_{b,ext} - T_{I'})}_{\phi_b \text{ qui intègre l'effet de couche limite}} = \underbrace{h'_{imp,ext}(T_{imp,ext} - T_{b,ext})}_{\phi_{réel imposé}} \quad (\text{III.5.35})$$

Avec pour les coefficients d'échange :

$$\begin{cases} h_{int} &= \frac{K}{C_v \overline{I'F}} \\ h_b &= \frac{\phi_b}{T_{b,ext} - T_{I'}} = \frac{\rho C_p u_k}{T_{I'}^+} \end{cases} \quad (\text{III.5.36})$$

On tire $T_{b,ext}$ de la seconde partie de l'égalité (III.5.35) traduisant la conservation du flux :

$$T_{b,ext} = \frac{h'_{imp,ext} T_{imp,ext} + h_b T_{I'}}{h_b + h'_{imp,ext}} \quad (\text{III.5.37})$$

En utilisant cette valeur et la première partie de l'équation de conservation du flux (III.5.35), on obtient :

$$e_{b,int} = \frac{h_b h'_{imp,ext}}{h_{int} (h_b + h'_{imp,ext})} (T_{imp,ext} - T_{I'}) + e_{I'} \quad (\text{III.5.38})$$

On utilise alors $T_{I'} = \frac{1}{C_v} \left(e_{I'} - \frac{1}{2} u_i^2 - \varepsilon_{sup,i} \right)$ pour écrire (sans reconstruction pour la vitesse et ε_{sup}) :

$$e_{b,int} = \frac{-\frac{h_b h'_{imp,ext}}{C_v} + h_{int} (h_b + h'_{imp,ext})}{h_{int} (h_b + h'_{imp,ext})} e_{I'} + \frac{h_b h'_{imp,ext}}{h_{int} (h_b + h'_{imp,ext})} \left(T_{imp,ext} + \frac{\frac{1}{2} u_i^2 + \varepsilon_{sup,i}}{C_v} \right) \quad (\text{III.5.39})$$

Et on a donc, avec $h'_r = \frac{h_{int}}{\frac{h_b}{C_v}}$:

$$e_{b,int} = \underbrace{\frac{h'_{imp,ext}}{C_v h_{int} + h'_r h'_{imp,ext}} \left(C_v T_{imp,ext} + \frac{1}{2} u_i^2 + \varepsilon_{sup,i} \right)}_{A_b} + \underbrace{\frac{C_v h_{int} + h'_{imp,ext} (h'_r - 1)}{C_v h_{int} + h'_r h'_{imp,ext}}}_{B_b} e_I \quad (\text{III.5.40})$$

Avec ces notations, h_b est le coefficient habituellement calculé pour la température.

Le coefficient $h'_{imp,ext}$ est le coefficient d'échange externe qui est imposé pour la température³. Pour obtenir l'équivalent dimensionnel de $h'_{imp,ext}$ pour l'énergie, il faut diviser sa valeur par C_v (ce qui ne fait pas de différence dans la majorité des cas, car il est habituellement pris infini).

5.3 Mise en œuvre

5.3.1 Introduction

Les conditions aux limites sont imposées par une suite de sous-programmes, dans la mesure où l'on a cherché à rester cohérent avec la structure standard de *Code_Saturne*.

Dans `pprcl` (appelé par `precli`), on initialise les tableaux avant le calcul des conditions aux limites :

- IZFPPP (numéro de zone, inutilisé, fixé à zéro),
- IA(IIFBRU) (repérage des faces de bord pour lesquelles on applique un schéma de Rusanov : initialisé à zéro, on imposera la valeur 1 dans `cfrusb` pour les faces auxquelles on applique le schéma de Rusanov)
- IA(IIFBET) (repérage des faces de paroi à température ou à flux thermique imposé : initialisé à 0, on imposera la valeur 1 dans `cfxtcl` lorsque la température ou le flux est imposé),
- RCODCL(*,*,1) (initialisé à `-RINFIN` en prévision du traitement des sorties réentrantes pour lesquelles l'utilisateur aurait fourni une valeur à imposer en Dirichlet),
- flux convectifs de bord pour la quantité de mouvement et l'énergie (initialisés à zéro).

Les types de frontière (`ITYPFB`) et les valeurs nécessaires (`ICODCL`, `RCODCL`) sont imposés par l'utilisateur dans `uscfcl`.

On convertit ensuite ces données dans `condli` pour qu'elles soient directement utilisables lors du calcul des matrices et des seconds membres.

Pour cela, `cfxtcl` permet de réaliser le calcul des valeurs de bord et, pour certaines frontières, des flux convectifs. On fait appel, en particulier, à `uscfth` (utilisation de la thermodynamique) et à `cfrusb` (flux convectifs par le schéma de Rusanov). Lors de ces calculs, on utilise `COEFA` et `COEFB` comme tableaux de travail (transmission de valeurs à `uscfth` en particulier) afin de renseigner `ICODCL` et `RCODCL`. Après `cfxtcl`, le sous-programme `typecl` complète quelques valeurs par défaut de `ICODCL` et de `RCODCL`, en particulier pour les scalaires passifs.

Après `cfxtcl` et `typecl`, les tableaux `ICODCL` et `RCODCL` sont complets. Ils sont utilisés dans la suite de `condli` et en particulier dans `clptur` pour construire les tableaux `COEFA` et `COEFB` (pour l'énergie, on dispose de deux couples (`COEFA`, `COEFB`) afin de traiter les parois).

³Le coefficient $h'_{imp,ext}$ est utile pour les cas où l'on souhaite relaxer la condition à la limite : pour la température, cela correspond à imposer une valeur sur la face externe d'une paroi unidimensionnelle idéale, sans inertie, caractérisée par un simple coefficient d'échange.

On présente ci-après les points dont l'implantation diffère de l'approche standard. Il s'agit de l'utilisation d'un schéma de Rusanov pour le calcul des flux convectifs en entrée et sortie (hormis sortie supersonique) et du mode de calcul des flux diffusifs d'énergie en paroi. On insiste en particulier sur l'impact des conditions aux limites sur la construction des seconds membres de l'équation de la quantité de mouvement et de l'équation de l'énergie (`cfqdmv` et `cfener`).

5.3.2 Flux de Rusanov pour le calcul des flux convectifs en entrée et sortie

Le schéma de Rusanov est utilisé pour calculer des flux convectifs de bord (masse, quantité de mouvement et énergie) aux entrées et des sorties de type IESICF, ISOPCF, IERUCF, IEQHCF.

La gestion des conditions aux limites est différente de celle adoptée classiquement dans *Code_Saturne*, bien que l'on se soit efforcé de s'y conformer le mieux possible.

En volumes finis, il faut disposer de conditions aux limites pour trois utilisations principales au moins :

- imposer les flux de convection,
- imposer les flux de diffusion,
- calculer les gradients pour les reconstructions.

Dans l'approche standard de *Code_Saturne*, les conditions aux limites sont définies par variable et non pas par terme discret⁴. On dispose donc, *pour chaque variable*, d'une valeur de bord dont devront être déduits les flux de convection, les flux de diffusion et les gradients⁵. Ici, avec l'utilisation d'un schéma de Rusanov, dans lequel le flux convectif est traité dans son ensemble, il est impératif de disposer d'un moyen d'imposer directement sa valeur au bord⁶.

Le flux convectif calculé par le schéma de Rusanov sera ajouté directement au second membre des équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Comme ce flux contient, outre la contribution des termes convectifs "usuels" ($\text{div}(\underline{Q})$, $\text{div}(\underline{u} \otimes \underline{Q})$ et $\text{div}(\underline{Q}e)$), celle des termes en $\underline{\text{grad}} P$ (quantité de mouvement) et $\text{div}(\underline{Q} \frac{P}{\rho})$ (énergie), il faut veiller à ne pas ajouter une seconde fois les termes de bord issus de $\underline{\text{grad}} P$ et de $\text{div}(\underline{Q} \frac{P}{\rho})$ au second membre des équations de quantité de mouvement et d'énergie.

Pour la masse, le flux convectif calculé par le schéma de Rusanov définit simplement le flux de masse au bord (`PROPFB(IFAC, IPPROB(IFLUMA(ISCA(IENERG(IPHAS))))`).

Pour la quantité de mouvement, le flux convectif calculé par le schéma de Rusanov est stocké dans les tableaux `PROPFB(IFAC, IPPROB(IFBRHU(IPHAS)))`, `PROPFB(IFAC, IPPROB(IFBRHV(IPHAS)))` et `PROPFB(IFAC, IPPROB(IFBRHVP(IPHAS)))`. Il est ensuite ajouté au second membre de l'équation directement dans `cfqdmv` (boucle sur les faces de bord). Comme ce flux contient la contribution du terme convectif usuel $\underline{\text{div}}(\underline{u} \otimes \underline{Q})$, il ne faut pas l'ajouter dans le sous-programme `cfbsc2`. De plus, le flux convectif calculé par le schéma de Rusanov contient la contribution du gradient de pression. Or, le gradient de pression est calculé dans `cfqdmv` au moyen de `grdcel` et ajouté au second membre sous forme de contribution volumique (par cellule) : il faut donc retirer la contribution des faces de bord auxquelles est appliqué le schéma de Rusanov, pour ne pas la compter deux fois (cette opération est réalisée dans `cfqdmv`).

Pour l'énergie, le flux convectif calculé par le schéma de Rusanov est stocké dans le tableau `PROPFB(IFAC, IPPROB(IFBE))`. Pour les faces auxquelles n'est pas appliqué le schéma de Rusanov, on ajoute la contribution du terme

⁴Par exemple, pour un scalaire convecté et diffusé, on définit une valeur de bord unique *pour le scalaire* et non pas une valeur de bord pour le *flux convectif* et une valeur de bord pour le *flux diffusif*.

⁵Néanmoins, pour certaines variables comme la vitesse par exemple, *Code_Saturne* dispose de deux valeurs de bord (et non pas d'une seule) afin de pouvoir imposer de manière indépendante le gradient normal et le flux de diffusion.

⁶Il serait possible de calculer une valeur de bord fictive des variables d'état qui permette de retrouver le flux convectif calculé par le schéma de Rusanov, mais cette valeur ne permettrait pas d'obtenir un flux de diffusion et un gradient satisfaisants.

de transport de pression $\text{div}(\underline{Q} \frac{P}{\rho})$ au second membre de l'équation dans **cfener** et on complète le second membre dans **cfbsc2** avec la contribution du terme convectif usuel $\text{div}(\underline{Q} e)$. Pour les faces auxquelles est appliqué le schéma de Rusanov, on ajoute directement le flux de Rusanov au second membre de l'équation dans **cfener**, en lieu et place de la contribution du terme de transport de pression et l'on prend garde de ne pas comptabiliser une seconde fois le flux convectif usuel $\text{div}(\underline{Q} e)$ dans le sous-programme **cfbsc2**.

C'est l'indicateur **IA(IIFBRU)** (renseigné dans **cfrusb**) qui permet, dans **cfbsc2**, **cfqdmv** et **cfener**, de repérer les faces de bord pour lesquelles on a calculé un flux convectif avec le schéma de Rusanov.

5.3.3 Flux diffusif d'énergie

Introduction

Une condition doit être fournie sur toutes les frontières pour le calcul du flux diffusif d'énergie.

Il n'y a pas lieu de s'étendre particulièrement sur le traitement de certaines frontières. Ainsi, aux entrées et sorties, on dispose d'une valeur de bord (issue de la résolution du problème de Riemann) que l'on utilise dans la formule discrète classique donnant le flux⁷. La situation est simple aux symétries également, où un flux nul est imposé.

Par contre, en paroi, les conditions de température ou de flux thermique imposé doivent être traitées avec plus d'attention, en particulier lorsqu'une couche limite turbulente est présente.

Coexistence de deux conditions de bord

Comme indiqué dans la partie "discrétisation", les conditions de température ou de flux conductif imposé en paroi se traduisent, pour le flux d'énergie, au travers du terme $\text{div}\left(\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} e\right)$, en imposant une condition de flux nul sur le terme $-\text{div}\left(\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} \left(\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup}\right)\right)$. Les faces IFAC concernées sont repérées dans **cfxtcl** par l'indicateur **IA(IIFBET+IFAC-1+(IPHAS-1)*NFABOR) = 1** (qui vaut 0 sinon, initialisé dans **ppprcl**).

Sur ces faces, on calcule une valeur de bord de l'énergie, qui, introduite dans la formule générale de flux utilisée au bord dans *Code_Saturne*, permettra de retrouver le flux souhaité. La valeur de bord est une simple valeur numérique sans signification physique et ne doit être utilisée que pour calculer le flux diffusif.

En plus de cette valeur de bord destinée à retrouver le flux diffusif, il est nécessaire de disposer d'une seconde valeur de bord de l'énergie afin de pouvoir en calculer le gradient.

Ainsi, comme pour la vitesse en $k - \varepsilon$, il est nécessaire de disposer pour l'énergie de deux couples de coefficients (**COEFA**, **COEFB**), correspondant à deux valeurs de bord distinctes, dont l'une est utilisée pour le calcul du flux diffusif spécifiquement.

Calcul des COEFA et COEFB pour les faces de paroi à température imposée

Les faces de paroi IFAC à température imposée sont identifiées par l'utilisateur dans **uscfcl** au moyen de l'indicateur **ICODCL(IFAC, ISCA(ITEMPK(IPHAS)))=5** (noter que ce tableau est associé à la température).

Dans **cfxtcl**, on impose alors **ICODCL(IFAC, ISCA(IENERG(IPHAS)))=5** et on calcule la quantité $C_v T_{imp,ext} + \frac{1}{2} u_I^2 + \varepsilon_{sup,I}$, que l'on stocke dans **RCODCL(IFAC, ISCA(IENERG(IPHAS)), 1)** (on ne reconstruit pas les valeurs de u^2 et ε_{sup} au bord, cf. §5.4).

⁷Les valeurs de u^2 et de ε_{sup} ne sont pas reconstruites pour le calcul du gradient au bord dans $\text{div}\left(\frac{K}{C_v} \underline{\text{grad}} \left(\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup}\right)\right)$

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 263/312
---------	---	---

À partir de ces valeurs de ICODCL et RCODCL, on renseigne ensuite dans `clptur` les tableaux de conditions aux limites permettant le calcul du flux : `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` et `COEFB(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` (noter l'indicateur ICOEFF qui renvoie aux coefficients dédiés au flux diffusif).

Calcul des COEFA et COEFB pour les faces de paroi à flux thermique imposé

Les faces de paroi IFAC à flux thermique imposé sont identifiées par l'utilisateur dans `uscfcl` au moyen de l'indicateur `ICODCL(IFAC,ISCA(ITEMPK(IPHAS)))=3` (noter que le tableau est associé à la température).

Dans `cfxtcl`, on impose alors `ICODCL(IFAC,ISCA(IENERG(IPHAS)))=3` et on transfère la valeur du flux de `RCODCL(IFAC,ISCA(ITEMPK(IPHAS)),3)` à `RCODCL(IFAC,ISCA(IENERG(IPHAS)),3)`.

À partir de ces valeurs de ICODCL et RCODCL, on renseigne ensuite dans `condli` les tableaux de conditions aux limites permettant le calcul du flux, `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` et `COEFB(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` (noter l'indicateur ICOEFF qui renvoie aux coefficients dédiés au flux diffusif).

Gradient de l'énergie en paroi à température ou à flux thermique imposé

Dans les deux cas (paroi à température ou à flux thermique imposé), on utilise les tableaux `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(II)),COEFB(*,ICLRTP(ISCA(II)),ICOEFF)` (noter le ICOEFF) pour disposer d'une condition de flux nul pour l'énergie (avec `II=IENERG(IPHAS)`) et pour la température (avec `II=ITEMPK(IPHAS)`) si un calcul de gradient est requis.

Un gradient est en particulier utile pour les reconstructions de l'énergie sur maillage non orthogonal. Pour la température, il s'agit d'une précaution, au cas où l'utilisateur aurait besoin d'en calculer le gradient.

Autres frontières que les parois à température ou à flux thermique imposé

Pour les frontières qui ne sont pas des parois à température ou à flux thermique imposé, les conditions aux limites de l'énergie et de la température sont complétées classiquement dans `condli` selon les choix faits dans `cfxtcl` pour ICODCL et RCODCL.

En particulier, dans le cas de conditions de Dirichlet sur l'énergie (entrées, sorties), les deux jeux de conditions aux limites sont identiques (tableaux COEFA, COEFB avec ICOEFF et ICOEFF).

Si un flux est imposé pour l'énergie totale (condition assez rare, l'utilisateur ne raisonnant pas, d'ordinaire, en énergie totale), on le stocke au moyen de `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` et `COEFB(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` (tableaux associés au flux diffusif). Pour le gradient, une condition de flux nul est stockée dans `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` et `COEFB(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)`. On peut remarquer que les deux jeux de conditions aux limites sont identiques pour les faces de symétrie.

Impact dans cfener

Lors de la construction des seconds membres, dans `cfener`, on utilise les conditions aux limites stockées dans les tableaux associés au flux diffusif `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` et `COEFB(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEFF)` pour le terme de flux diffusif $\text{div}\left(\frac{K}{C_v} \text{grad } e\right)$ en prenant soin d'annuler la contribution de bord du terme $-\text{div}\left(\frac{K}{C_v} \text{grad } \left(\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon_{sup}\right)\right)$ sur les faces pour lesquelles cette condition prend les deux termes en compte, c'est-à-dire sur les faces pour lesquelles `IA(IIFBET+IFAC-1+(IPHAS-1)*NFABOR) = 1`.

EDF R&D	<i>Code_Saturne 2.0.4</i> Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 264/ 312
---------	--	---

Pour tous les autres termes qui requièrent une valeur de bord, on utilise les conditions aux limites que l'on a stockées au moyen des deux tableaux `COEFA(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEF)` et `COEFB(*,ICLRTP(ISCA(IENERG(IPHAS))),ICOEF)`. Ces conditions sont donc en particulier utilisées pour le calcul du gradient de l'énergie, lors des reconstructions sur maillage non orthogonal.

5.4 Points à traiter

Apporter un complément de test sur une cavité fermée sans vitesse et sans gravité, avec flux de bord ou température de bord imposée. Il semble que le transfert d'énergie *via* les termes de pression génère de fortes vitesses non physiques dans la première maille de paroi et que la conduction thermique ne parvienne pas à établir le profil de température recherché. Il est également possible que la condition de bord sur la pression génère une perturbation (une extrapolation pourrait se révéler indispensable).

Il pourrait être utile de généraliser à l'incompressible l'approche utilisée en compressible pour unifier simplement le traitement des sorties de type 9 et 10.

Il pourrait être utile d'étudier plus en détail l'influence de la non orthogonalité des mailles en sortie supersonique (pas de reconstruction, ce qui n'est pas consistant pour les flux de diffusion).

De même, il serait utile d'étudier l'influence de l'absence de reconstruction pour la vitesse et ε_{sup} dans la relation $T_{I'} = \frac{1}{C_v} \left(e_{I'} - \frac{1}{2} u_i^2 - \varepsilon_{sup,i} \right)$ utilisée pour les parois à température imposée.

Apporter un complément de documentation pour le couplage avec SYRTHES (conversion énergie température). Ce n'est pas une priorité.

Pour les thermodynamiques à γ variable, il sera nécessaire de modifier non seulement `uscfth` mais également `cfrusb` qui doit disposer de γ en argument.

Pour les thermodynamiques à C_v variable, il sera nécessaire de prendre en compte un terme en `grad C_v`, issu des flux diffusifs, au second membre de l'équation de l'énergie (on pourra cependant remarquer qu'actuellement, en incompressible, on néglige le terme en `grad C_p` dans l'équation de l'enthalpie).

Part IV

Module électrique

1- Sous-programme elec**

On s'intéresse à la résolution des équations de la magnétohydrodynamique, constituées de la réunion des équations de l'aérothermodynamique et des équations de Maxwell.

On se place dans deux cadres d'utilisation bien spécifiques et distincts, qui permettront chacun de réaliser des simplifications : les études dites "d'arc électrique" (dans lesquelles sont prises en compte les forces de Laplace et l'effet Joule) et les études dites "Joule" (dans lesquelles seul l'effet Joule est pris en compte).

Les études d'arc électrique sont associées en grande partie, pour EDF, aux problématiques relatives aux transformateurs. Les études Joule sont plus spécifiquement liées aux phénomènes rencontrés dans les fours verriers.

Outre la prise en compte ou non des forces de Laplace, ces deux types d'études se différencient également par le mode de détermination de l'effet Joule (utilisation d'un potentiel complexe pour les études Joule faisant intervenir un courant alternatif non monophasé).

On décrit tout d'abord les équations résolues pour les études d'arc électrique. Les spécificités des études Joule seront abordées ensuite.

Pour l'arc électrique, les références [douce] et [delalondre] pourront compléter la présentation :

[delalondre] Delalondre, Clarisse : "Modélisation aérothermodynamique d'arcs électriques à forte intensité avec prise en compte du déséquilibre thermodynamique local et du transfert thermique à la cathode", Thèse de l'Université de Rouen, 1990

[douce] Douce, Alexandre : "Modélisation 3-D du chauffage d'un bain métallique par plasma d'arc transféré. Application à un réacteur axisymétrique", HE-26/99/027A, HE-44/99/043A, Thèse de l'Ecole Centrale Paris et EDF, 1999

1.1 Fonction

1.1.1 Notations

Variables utilisées

\underline{A}	potentiel vecteur réel	$kg\ m\ s^{-2}\ A^{-1}$
\underline{B}	champ magnétique	T (ou $kg\ s^{-2}\ A^{-1}$)
\underline{D}	déplacement électrique	$A\ s\ m^{-2}$
\underline{E}	champ électrique	$V\ m^{-1}$
E	énergie totale massique	$J\ kg^{-1}$ (ou $m^2\ s^{-2}$)
e	énergie interne massique	$J\ kg^{-1}$ (ou $m^2\ s^{-2}$)
e_c	énergie cinétique massique	$J\ kg^{-1}$ (ou $m^2\ s^{-2}$)
\underline{H}	excitation magnétique	$A\ m^{-1}$
h	enthalpie massique	$J\ kg^{-1}$ (ou $m^2\ s^{-2}$)
\underline{j}	densité de courant	$A\ m^{-2}$
\underline{P}	pression	$kg\ m^{-1}\ s^{-2}$
P_R, P_I	potentiel scalaire réel, imaginaire	V (ou $kg\ m^2\ s^{-3}\ A^{-1}$)
\underline{u}	vitesse	$m\ s^{-1}$
ε	permittivité électrique	$F\ m^{-1}$ (ou $m^{-3}\ kg^{-1}\ s^4\ A^2$)
ε_0	permittivité électrique du vide	$8,854\ 10^{-12}\ F\ m^{-1}$ (ou $m^{-3}\ kg^{-1}\ s^4\ A^2$)
μ	perméabilité électrique	$H\ m^{-1}$ (ou $m\ kg\ s^{-2}\ A^{-2}$)
μ_0	perméabilité électrique du vide	$4\ \pi\ 10^{-7}\ H\ m^{-1}$ (ou $m\ kg\ s^{-2}\ A^{-2}$)
σ	conductivité électrique	$S\ m^{-1}$ (ou $m^{-3}\ kg^{-1}\ s^3\ A^2$)

Notations d'analyse vectorielle

On rappelle également la définition des notations employées¹ :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} [\underline{\text{grad}}\ \underline{a}]_{ij} & = & \partial_j a_i \\ [\underline{\text{div}}(\underline{\sigma})]_i & = & \partial_j \sigma_{ij} \\ [\underline{a} \otimes \underline{b}]_{ij} & = & a_i b_j \end{array} \right.$$

et donc :

$$[\underline{\text{div}}(\underline{a} \otimes \underline{b})]_i = \partial_j (a_i b_j)$$

1.1.2 Arcs électriques

Introduction

Pour les études d'arc électrique, on calcule, à un pas de temps donné :

- la vitesse \underline{u} , la pression P , la variable énergétique enthalpie h (et les grandeurs turbulentes),
- un potentiel scalaire réel P_R (dont le gradient permet d'obtenir le champ électrique \underline{E} et la densité de courant \underline{j}),
- un potentiel vecteur réel \underline{A} (dont le rotationnel permet d'obtenir le champ magnétique \underline{B}).

Le champ électrique, la densité de courant et le champ magnétique sont utilisés pour calculer les termes sources d'effet Joule et les forces de Laplace qui interviennent respectivement dans l'équation de l'enthalpie et dans celle de la quantité de mouvement.

¹en utilisant la convention de sommation d'Einstein.

Équations continues

Système d'équations

Les équations continues qui sont résolues sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\rho \underline{u}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \text{div}(\underline{\sigma}) + \underline{T}S + \underline{j} \times \underline{B} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \text{div}(\rho \underline{u} h) = \Phi_v + \text{div}\left(\left(\frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right) \underline{\text{grad}} h\right) + P_J \\ \text{div}(\sigma \underline{\text{grad}} P_R) = 0 \\ \text{div}(\underline{\text{grad}} A) = -\mu_0 \underline{j} \end{array} \right. \quad (\text{IV.1.1})$$

avec les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_J = \underline{j} \cdot \underline{E} \\ \underline{E} = -\underline{\text{grad}} P_R \\ \underline{j} = \sigma \underline{E} \end{array} \right. \quad (\text{IV.1.2})$$

Équation de la masse

C'est l'équation résolue en standard par *Code_Saturne* (contrainte stationnaire). Elle n'a pas de traitement particulier dans le cadre du module présent. Un terme source de masse peut être pris en compte au second membre si l'utilisateur le souhaite. Pour simplifier l'exposé le terme source sera supposé nul ici, dans la mesure où il n'est pas spécifique au module électrique.

Équation de la quantité de mouvement

Elle présente, par rapport à l'équation standard résolue par *Code_Saturne*, un seul terme additionnel ($\underline{j} \times \underline{B}$) qui rend compte des forces de Laplace. Pour l'obtenir, on fait l'hypothèse que le milieu est électriquement neutre.

En effet, une charge q_i (Coulomb) animée d'une vitesse \underline{v}_i subit, sous l'effet du champ électrique \underline{E} ($V m^{-1}$) et du champ magnétique \underline{B} (Tesla), une force \underline{f}_i ($kg m s^{-2}$) :

$$\underline{f}_i = q_i (\underline{E} + \underline{v}_i \times \underline{B}) \quad (\text{IV.1.3})$$

Avec n_i charges de type q_i par unité de volume et en sommant sur tous les types de charge i (électrons, ions, molécules ionisées...), on obtient la force de Laplace totale \underline{F}_L ($kg m^{-2} s^{-2}$) subie par unité de volume :

$$\underline{F}_L = \sum_i [n_i q_i (\underline{E} + \underline{v}_i \times \underline{B})] \quad (\text{IV.1.4})$$

On introduit alors la densité de courant \underline{j} ($A m^{-2}$) :

$$\underline{j} = \sum_i n_i q_i \underline{v}_i \quad (\text{IV.1.5})$$

Avec l'hypothèse que le milieu est électriquement neutre (à un niveau macroscopique) :

$$\sum_i n_i q_i = 0 \quad (\text{IV.1.6})$$

la force totale \underline{F}_L s'écrit alors :

$$\underline{F}_L = \underline{j} \times \underline{B} \quad (\text{IV.1.7})$$

et on peut donc écrire l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \text{div}(\underline{\sigma}) + \underline{T}S + \underline{j} \times \underline{B} \quad (\text{IV.1.8})$$

Équation de l'enthalpie

Elle est obtenue à partir de l'équation de l'énergie après plusieurs approximations utilisées en standard dans *Code_Saturne* et en prenant en compte le terme d'effet Joule lié à l'énergie électromagnétique.

Énergie électromagnétique

Avec les mêmes notations que précédemment mais sans qu'il soit besoin de supposer que le milieu est électriquement neutre, la puissance reçue par une charge q_i (particule douée de masse) de vitesse \underline{v}_i (vitesse du porteur de charge, contenant éventuellement l'effet de la vitesse du fluide) sous l'effet du champ électrique \underline{E} ($V m^{-1}$) et du champ magnétique \underline{B} (T) est (sans sommation sur i) :

$$P_i = \underline{f}_i \cdot \underline{v}_i = q_i(\underline{E} + \underline{v}_i \times \underline{B}) \cdot \underline{v}_i = q_i \underline{v}_i \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.9})$$

Avec n_i charges par unité de volume et en sommant sur tous les types de charges i , on obtient la puissance totale par unité de volume :

$$P_J = \sum_i n_i q_i \underline{v}_i \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.10})$$

On introduit alors la densité de courant $\underline{j} = \sum_i n_i q_i \underline{v}_i$ (en $A m^{-2}$) et on obtient l'expression usuelle de la puissance électromagnétique dissipée par effet Joule (en $W m^{-3}$) :

$$P_J = \underline{j} \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.11})$$

Pour reformuler la puissance dissipée par effet Joule et obtenir une équation d'évolution de l'énergie électromagnétique, on utilise alors les équations de Maxwell. Les équations s'écrivent (lois d'Ampère et de Faraday) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} - \underline{\text{rot}} \underline{H} = -\underline{j} \\ \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} + \underline{\text{rot}} \underline{E} = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.1.12})$$

On a donc :

$$P_J = \underline{j} \cdot \underline{E} = \left(-\frac{\partial \underline{D}}{\partial t} + \underline{\text{rot}} \underline{H} \right) \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.13})$$

On utilise alors la relation suivante :

$$\underline{\text{rot}} \underline{H} \cdot \underline{E} = \underline{H} \cdot \underline{\text{rot}} \underline{E} - \text{div}(\underline{E} \times \underline{H}) \quad (\text{IV.1.14})$$

En effet, elle permet de faire apparaître un terme en divergence, caractéristique d'une redistribution spatiale :

$$\underline{j} \cdot \underline{E} = -\frac{\partial \underline{D}}{\partial t} \cdot \underline{E} + \underline{H} \cdot \underline{\text{rot}} \underline{E} - \text{div}(\underline{E} \times \underline{H}) \quad (\text{IV.1.15})$$

Et en utilisant la loi de Faraday pour faire apparaître la dérivée en temps du champ magnétique :

$$\underline{j} \cdot \underline{E} = -\frac{\partial \underline{D}}{\partial t} \cdot \underline{E} - \underline{H} \cdot \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} - \text{div}(\underline{E} \times \underline{H}) \quad (\text{IV.1.16})$$

Dans le cadre de *Code_Saturne*, on fait les hypothèses suivantes :

- la perméabilité ε et la permittivité μ sont constantes et uniformes (pour les gaz, en pratique, on utilise les propriétés du vide ε_0 et μ_0).
- on utilise $\underline{B} = \mu \underline{H}$ et $\underline{D} = \varepsilon \underline{E}$

On a alors :

$$\underline{j} \cdot \underline{E} = -\frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\partial E^2}{\partial t} - \frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B^2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0} \text{div}(\underline{E} \times \underline{B}) \quad (\text{IV.1.17})$$

Énergie totale

On établit l'équation de l'énergie totale en prenant en compte la puissance des forces de Laplace et le terme d'effet Joule.

Sans prendre en compte l'énergie électromagnétique, le premier principe de la thermodynamique s'écrit d'ordinaire sous la forme suivante (pour un volume matériel suivi sur une unité de temps) :

$$d \int_V \rho E dV = \delta Q + \delta W \quad (\text{IV.1.18})$$

Dans cette relation, E est l'énergie totale par unité de masse², soit $E = e + e_c$, e étant l'énergie interne massique et $e_c = \frac{1}{2} \underline{u} \cdot \underline{u}$ l'énergie cinétique massique. Le terme δQ représente la chaleur reçue au travers des frontières du domaine considéré tandis que le terme δW représente le travail des forces extérieures reçu par le système (y compris les forces dérivant d'une énergie potentielle).

Pour prendre en compte l'énergie électromagnétique, il suffit d'intégrer à la relation (IV.1.18) la puissance des forces de Laplace $(\underline{j} \times \underline{B}) \cdot \underline{u}$ et le terme d'effet Joule $\underline{j} \cdot \underline{E}$ (transformation volumique d'énergie électromagnétique en énergie totale³). Dans cette relation, la vitesse \underline{u} est la vitesse du fluide et non pas celle des porteurs de charge : elle n'est donc pas nécessairement colinéaire au vecteur \underline{j} (par exemple, si le courant est dû à des électrons, la vitesse du fluide pourra être considérée comme décorrélée de la vitesse des porteurs de charges ; par contre, si le courant est dû à des ions, la vitesse du fluide pourra être plus directement influencée par le déplacement des porteurs de charge). Ainsi, le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$d \int_V \rho E dV = \delta Q + \delta W + \underline{j} \cdot \underline{E} V dt + (\underline{j} \times \underline{B}) \cdot \underline{u} V dt \quad (\text{IV.1.19})$$

et l'équation locale pour l'énergie totale est alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \text{div}(\rho \underline{u} E) = \text{div}(\underline{\sigma} \underline{u}) + \underline{T} \underline{S} \cdot \underline{u} + (\underline{j} \times \underline{B}) \cdot \underline{u} + \Phi_v - \text{div} \underline{\Phi}_s + \underline{j} \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.20})$$

Le terme Φ_v représente les termes sources volumiques d'énergie autres que l'effet Joule (par exemple, il inclut le terme source de rayonnement, pour un milieu optiquement non transparent). Le terme $\underline{\Phi}_s$ est le flux d'énergie surfacique⁴.

Enthalpie

Pour obtenir une équation sur l'enthalpie, qui est la variable énergétique choisie dans *Code_Saturne* dans le module électrique, on soustrait tout d'abord à l'équation de l'énergie totale celle de l'énergie cinétique pour obtenir une équation sur l'énergie interne.

L'équation de l'énergie cinétique (obtenue à partir de l'équation de la quantité de mouvement écrite sous forme non conservative) est :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_c) + \text{div}(\rho \underline{u} e_c) = \text{div}(\underline{\sigma} \underline{u}) - \underline{\sigma} : (\underline{\text{grad}}(\underline{u}))^t + \underline{T} \underline{S} \cdot \underline{u} + (\underline{j} \times \underline{B}) \cdot \underline{u} \quad (\text{IV.1.21})$$

de sorte que, pour l'énergie interne, on a :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) + \text{div}(\rho \underline{u} e) = \underline{\sigma} : (\underline{\text{grad}}(\underline{u}))^t + \Phi_v - \text{div} \underline{\Phi}_s + \underline{j} \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.22})$$

²Ne pas confondre le scalaire E , énergie totale, avec le vecteur \underline{E} , champ électrique.

³Le terme en divergence $-\frac{1}{\mu_0} \text{div}(\underline{E} \times \underline{B})$ traduit une redistribution spatiale d'énergie électromagnétique : ce n'est donc pas un terme source pour l'énergie totale.

⁴Dans *Code_Saturne*, il est modélisé par une hypothèse de gradient et inclut également la "diffusion" turbulente.

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 273/312
---------	---	---

et enfin, pour l'enthalpie $h = e + \frac{P}{\rho}$:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \text{div}(\rho \underline{u} h) = \underline{\underline{\sigma}} : (\underline{\text{grad}}(\underline{u}))^t + \Phi_v - \text{div}\Phi_s + \underline{j} \cdot \underline{E} + \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{P}{\rho} \right) \quad (\text{IV.1.23})$$

En faisant apparaître la pression dans le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}} = -P\underline{\underline{Id}} + \underline{\underline{\tau}}$, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \text{div}(\rho \underline{u} h) = \underline{\underline{\tau}} : (\underline{\text{grad}}(\underline{u}))^t + \Phi_v - \text{div}\Phi_s + \underline{j} \cdot \underline{E} + \frac{dP}{dt} \quad (\text{IV.1.24})$$

Les approximations habituelles de *Code_Saturne* consistent alors à négliger le terme “d'échauffement” issu du tenseur des contraintes $\underline{\underline{\tau}} : (\underline{\text{grad}}(\underline{u}))^t$ et le terme en dérivée totale de la pression $\frac{dP}{dt}$, supposés faibles en comparaison des autres termes dans les applications traitées (exemple : terme d'effet Joule important, effets de compressibilité faibles...). De plus, le terme de flux est modélisé en suivant une hypothèse de gradient appliqué à l'enthalpie (et non pas à la température), soit donc :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \text{div}(\rho \underline{u} h) = \Phi_v - \text{div} \left(\left(\frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \underline{\text{grad}} h \right) + \underline{j} \cdot \underline{E} \quad (\text{IV.1.25})$$

Équations électromagnétiques

Elles sont obtenues à partir des équations de Maxwell sous les hypothèses détaillées dans [douce], paragraphe 3.3.

Densité de courant

La relation liant la densité de courant et le champ électrique est issue de la loi d'Ohm que l'on suppose pouvoir utiliser sous la forme simplifiée suivante :

$$\underline{j} = \sigma \underline{E} \quad (\text{IV.1.26})$$

Champ électrique

Le champ électrique s'obtient à partir d'un potentiel vecteur.

En effet, la loi de Faraday s'écrit :

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} + \underline{\text{rot}} \underline{E} = 0 \quad (\text{IV.1.27})$$

Avec une hypothèse quasi-stationnaire, il reste :

$$\underline{\text{rot}} \underline{E} = 0 \quad (\text{IV.1.28})$$

Il est donc possible de postuler l'existence d'un potentiel scalaire P_R tel que :

$$\underline{E} = -\underline{\text{grad}} P_R \quad (\text{IV.1.29})$$

Potentiel scalaire

Le potentiel scalaire est solution d'une équation de Poisson.

En effet, la conservation de la charge q s'écrit :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \text{div}(\underline{j}) = 0 \quad (\text{IV.1.30})$$

Pour un milieu électriquement neutre (à l'échelle macroscopique), on a $\frac{\partial q}{\partial t} = 0$ soit donc :

$$\text{div}(\underline{j}) = 0 \quad (\text{IV.1.31})$$

C'est-à-dire, avec la loi d'Ohm (IV.1.26),

$$\operatorname{div}(\sigma \underline{E}) = 0 \quad (\text{IV.1.32})$$

Avec (IV.1.29), on obtient donc une équation permettant de calculer le potentiel scalaire :

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} P_R) = 0 \quad (\text{IV.1.33})$$

Champ magnétique

Le champ magnétique s'obtient à partir d'un potentiel vecteur.

En effet, la loi d'Ampère s'écrit :

$$\frac{\partial \underline{D}}{\partial t} - \operatorname{rot} \underline{H} = -\underline{j} \quad (\text{IV.1.34})$$

Sous les hypothèses indiquées précédemment, on écrit :

$$\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} - \operatorname{rot} \underline{B} = -\mu_0 \underline{j} \quad (\text{IV.1.35})$$

Avec une hypothèse quasi-stationnaire, il reste :

$$\operatorname{rot} \underline{B} = \mu_0 \underline{j} \quad (\text{IV.1.36})$$

De plus, la conservation du flux magnétique s'écrit⁵ :

$$\operatorname{div} \underline{B} = 0 \quad (\text{IV.1.37})$$

et on peut donc postuler l'existence d'un potentiel vecteur \underline{A} tel que :

$$\underline{B} = \operatorname{rot} \underline{A} \quad (\text{IV.1.38})$$

Potentiel vecteur

Le potentiel vecteur est solution d'une équation de Poisson.

En prenant le rotationnel de (IV.1.38) et avec (IV.1.36), on obtient :

$$-\operatorname{rot} (\operatorname{rot} \underline{A}) = -\mu_0 \underline{j} \quad (\text{IV.1.39})$$

Avec la relation donnant le Laplacien⁶ d'un vecteur $\operatorname{div}(\operatorname{grad} \underline{a}) = \operatorname{grad} (\operatorname{div} \underline{a}) - \operatorname{rot} (\operatorname{rot} \underline{a})$ et sous la contrainte⁷ que $\operatorname{div} \underline{A} = 0$, on obtient finalement une équation permettant de calculer le potentiel vecteur :

$$\operatorname{div} (\operatorname{grad} \underline{A}) = -\mu_0 \underline{j} \quad (\text{IV.1.40})$$

1.1.3 Effet Joule

Introduction

Pour les études Joule, on calcule, à un pas de temps donné :

- la vitesse \underline{u} , la pression P , la variable énergétique enthalpie h (et les grandeurs turbulentes éventuelles),
- un potentiel scalaire réel P_R ,

⁵Prendre la divergence de la loi de Faraday, avec $\operatorname{div}(\operatorname{rot} \underline{E}) = 0$ (par analyse vectorielle) donne $\operatorname{div} \underline{B} = \text{cst.}$

⁶En coordonnées cartésiennes, le Laplacien du vecteur \underline{a} est le vecteur dont les composantes sont égales au Laplacien de chacune des composantes de \underline{a} .

⁷La condition $\operatorname{div} \underline{A} = 0$, dite "jauge de Coulomb", est nécessaire pour assurer l'unicité du potentiel vecteur.

- et, si le courant n'est ni continu, ni alternatif monophasé, un potentiel scalaire imaginaire P_I .

Le gradient du potentiel permet d'obtenir le champ électrique \underline{E} et la densité de courant \underline{j} (partie réelle et, éventuellement, partie imaginaire). Le champ électrique et la densité de courant sont utilisés pour calculer le terme source d'effet Joule qui intervient dans l'équation de l'enthalpie.

La puissance instantanée dissipée par effet Joule est égale au produit instantané $\underline{j} \cdot \underline{E}$. Dans le cas général, \underline{j} et \underline{E} sont des signaux alternatifs ($\underline{j} = |\underline{j}| \cos(\omega t + \phi_j)$ et $\underline{E} = |\underline{E}| \cos(\omega t + \phi_E)$) que l'on peut représenter par des complexes ($\underline{j} = |\underline{j}| e^{i(\omega t + \phi_j)}$ et $\underline{E} = |\underline{E}| e^{i(\omega t + \phi_E)}$). La puissance instantanée s'écrit alors $(|\underline{j}| \cdot |\underline{E}|) \cos(\omega t + \phi_j) \cos(\omega t + \phi_E)$.

- **En courant continu** ($\omega = \phi_j = \phi_E = 0$), la puissance se calcule donc simplement comme le produit scalaire $P_J = |\underline{j}| \cdot |\underline{E}|$. Le calcul de la puissance dissipée par effet Joule ne pose donc pas de problème particulier car les variables densité de courant et champ électrique résolues par *Code_Saturne* sont précisément $|\underline{j}|$ et $|\underline{E}|$ (les variables sont réelles).
- **En courant alternatif**, la période du courant est beaucoup plus petite que les échelles de temps des phénomènes thermohydrauliques pris en compte. Il n'est donc pas utile de disposer de la puissance instantanée dissipée par effet Joule : la moyenne sur une période est suffisante et elle s'écrit⁸ : $P_J = \frac{1}{2} (|\underline{j}| \cdot |\underline{E}|) \cos(\phi_j - \phi_E)$. Cette formule peut également s'écrire de manière équivalente sous forme complexe : $P_J = \frac{1}{2} \underline{j} \cdot \underline{E}^*$, où \underline{E}^* est le complexe conjugué de \underline{E} .
 - En courant alternatif monophasé ($\phi_j = \phi_E$), en particulier, la formule donnant la puissance se simplifie sous la forme $P_J = \frac{1}{2} (|\underline{j}| \cdot |\underline{E}|)$, ou encore : $P_J = \frac{1}{\sqrt{2}} |\underline{j}| \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} |\underline{E}|$. Il s'agit donc du produit des valeurs efficaces. Or, les variables résolues par *Code_Saturne* en courant alternatif monophasé sont précisément les valeurs efficaces (valeurs que l'on dénomme abusivement "valeurs réelles" dans le code source).
 - En courant alternatif non monophasé (triphase, en particulier), la formule donnant la puissance est utilisée directement sous la forme $P_J = \frac{1}{2} \underline{j} \cdot \underline{E}^*$. On utilise pour la calculer les variables résolues qui sont la partie réelle et la partie imaginaire de \underline{j} et \underline{E} .
- **En conclusion**,
 - en continu, les variables résolues \underline{j}_{Res} et \underline{E}_{Res} sont les variables réelles continues et la puissance se calcule par la formule suivante : $P_J = \underline{j}_{Res} \cdot \underline{E}_{Res}$
 - en alternatif monophasé, les variables résolues \underline{j}_{Res} et \underline{E}_{Res} sont les valeurs efficaces et la puissance se calcule par la formule suivante : $P_J = \underline{j}_{Res} \cdot \underline{E}_{Res}$
 - en alternatif non monophasé, les variables résolues $\underline{j}_{Res,R}$, $\underline{j}_{Res,I}$ et $\underline{E}_{Res,R}$, $\underline{E}_{Res,I}$ sont la partie réelle et la partie imaginaire de \underline{j} et \underline{E} , et la puissance se calcule par la formule suivante : $P_J = \frac{1}{2} (\underline{j}_{Res,R} \cdot \underline{E}_{Res,R} - \underline{j}_{Res,I} \underline{E}_{Res,I})$

Le potentiel imaginaire n'est donc utilisé dans le code que lorsque le courant est alternatif et non monophasé. En particulier, le potentiel imaginaire n'est pas utilisé lorsque le courant est continu ou alternatif monophasé. En effet, la partie imaginaire n'est introduite en complément de la partie réelle que dans le cas où il est nécessaire de disposer de deux grandeurs pour définir le potentiel, c'est-à-dire lorsqu'il importe de connaître son amplitude et sa phase. En courant continu, on n'a naturellement besoin que d'une seule information. En alternatif monophasé, la valeur de la phase importe peu (on ne travaille pas sur des grandeurs électriques instantanées) : il suffit de connaître l'amplitude du potentiel et il est donc inutile d'introduire une variable imaginaire.

La variable dénommée "potentiel réel", P_R , représente une valeur efficace si le courant est monophasé et une partie réelle sinon. De manière plus explicite, pour un potentiel physique

⁸L'intégrale de $\cos^2 x$ sur un intervalle de longueur 2π est π .

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 276/312
---------	---	---

alternatif sinusoïdal Pp , de valeur maximale notée Pp_{\max} , de phase notée ϕ , la variable P_R représente $\frac{1}{\sqrt{2}} Pp_{\max}$ en monophasé et $Pp_{\max} \cos\phi$ sinon. En courant continu, P_R représente naturellement le potentiel (réel, continu). **Il est donc indispensable de prêter une attention particulière aux valeurs de potentiel imposées aux limites** (facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ou $\cos\phi$).

Équations continues

Système d'équations

Les équations continues qui sont résolues sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\rho \underline{u}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \text{div}(\underline{\sigma}) + \underline{TS} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \text{div}(\rho \underline{u} h) = \Phi_v + \text{div}\left(\left(\frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right) \underline{\text{grad}} h\right) + P_J \\ \text{div}(\sigma \underline{\text{grad}} P_R) = 0 \\ \text{div}(\sigma \underline{\text{grad}} P_I) = 0 \end{array} \right. \quad \text{en alternatif non monophasé uniquement} \quad (\text{IV.1.41})$$

avec, en continu ou alternatif monophasé :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_J = \underline{j} \cdot \underline{E} \\ \underline{E} = -\underline{\text{grad}} P_R \\ \underline{j} = \sigma \underline{E} \end{array} \right. \quad (\text{IV.1.42})$$

et, en alternatif non monophasé (avec $i^2 = -1$) :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_J = \frac{1}{2} \underline{j} \cdot \underline{E}^* \\ \underline{E} = -\underline{\text{grad}} (P_R + i P_I) \\ \underline{j} = \sigma \underline{E} \end{array} \right. \quad (\text{IV.1.43})$$

Équation de la masse

C'est l'équation résolue en standard par *Code_Saturne* (contrainte stationnaire d'incompressibilité). Elle n'a pas de traitement particulier dans le cadre du module présent. Un terme source de masse peut être pris en compte au second membre si l'utilisateur le souhaite. Pour simplifier l'exposé, le terme source sera supposé nul ici, dans la mesure où il n'est pas spécifique au module électrique.

Équation de la quantité de mouvement

C'est l'équation résolue en standard par *Code_Saturne* (les forces de Laplace ($\underline{j} \times \underline{B}$) sont supposées négligeables).

Équation de l'enthalpie

On l'établit comme dans le cas des arcs électriques⁹ à partir de l'équation de l'énergie après plusieurs approximations utilisées en standard dans *Code_Saturne* et en prenant en compte le terme d'effet Joule lié à l'énergie électromagnétique.

Par rapport à l'équation utilisée pour les études d'arc électrique, seule l'expression de l'effet Joule

⁹À ceci près que la puissance des forces de Laplace n'apparaît pas du tout, au lieu de disparaître lorsque l'on soustrait l'équation de l'énergie cinétique à celle de l'énergie totale.

diffère lorsque le courant est alternatif non monophasé.

Équations électromagnétiques

Elles sont obtenues comme indiqué dans la partie relative aux arcs électriques, mais on ne conserve que les relations associées à la densité de courant, au champ électrique et au potentiel dont il dérive.

1.2 Discrétisation

La discrétisation des équations ne pose pas de problème particulier (ajout de termes sources explicites pour l'effet Joule et les forces de Laplace, équations de Poisson pour la détermination des potentiels).

Un point sur les conditions aux limites doit cependant être fait ici, en particulier pour préciser la méthode de recalage automatique des potentiels.

1.2.1 Arcs électriques

Conditions aux limites

Seules les conditions aux limites pour les potentiels sont à préciser.

Les conditions aux limites sur le potentiel scalaire sont des conditions de Neumann homogènes sur toutes les frontières hormis à la cathode et à l'anode. À la cathode, on impose une condition de Dirichlet homogène (potentiel nul par convention). À l'anode, on impose une condition de Dirichlet permettant de fixer la différence de potentiel souhaitée entre l'anode et la cathode. L'utilisateur peut fixer le potentiel de l'anode directement ou demander qu'un recalage automatique du potentiel soit effectué pour atteindre une intensité de courant prédéterminée.

Lorsque le recalage automatique est demandé (IELCOR=1), l'utilisateur doit fixer la valeur cible de l'intensité, COUIMP, (A) et une valeur élevée de départ de la différence de potentiel entre l'anode et la cathode¹⁰, DPOT, (V). Le recalage est effectué en fin de pas temps et permet de disposer, pour le pas de temps suivant, de valeurs recalées des forces de Laplace et de l'effet Joule.

- Pour effectuer le recalage, *Code_Saturne* détermine l'intégrale de l'effet Joule estimé sur le domaine (en W) et en compare la valeur au produit de l'intensité COUIMP par la différence de potentiel¹¹ DPOT. Un coefficient multiplicatif de recalage COEPOT en est déduit (pour éviter des variations trop brusques, on s'assure qu'il reste borné).
- On multiplie alors par COEPOT la différence de potentiel entre l'anode et la cathode, DPOT, et le vecteur \underline{j} . L'effet Joule, produit de \underline{j} par \underline{E} , est multiplié par le carré de COEPOT. Pour assurer la cohérence du post-traitement des variables, le potentiel vecteur et le potentiel scalaire sont également multipliés par COEPOT.
- Le champ électrique n'étant pas explicitement stocké, on ne le recalc pas. Le potentiel vecteur et les forces de Laplace seront déduits de la densité de courant et intégreront donc naturellement le recalage.

Les conditions aux limites sur le potentiel vecteur sont des conditions de Neumann homogène sur toutes les frontières hormis sur une zone de bord arbitrairement choisie (paroi par exemple) pour laquelle une condition de Dirichlet est utilisée afin que le système soit inversible (la valeur imposée est la valeur du potentiel vecteur calculée au pas de temps précédent).

¹⁰Plus précisément, l'utilisateur doit imposer un potentiel nul en cathode et le potentiel DPOT à l'anode, en utilisant explicitement, dans le sous-programme utilisateur `uselc1`, la variable DPOT qui sera automatiquement recalée au cours du calcul.

¹¹DPOT est la différence de potentiel imposée entre l'anode et la cathode au pas de temps qui s'achève. DPOT a conditionné le champ électrique et la densité de courant utilisés pour le calcul de l'effet Joule.

1.2.2 Effet Joule

Conditions aux limites

Seules les conditions aux limites pour les potentiels sont à préciser.

Les conditions aux limites sur le potentiel scalaire sont à préciser au cas par cas selon la configuration des électrodes. Ainsi, on dispose classiquement de conditions de Neumann homogènes ou de Dirichlet (potentiel imposé). On peut également avoir besoin d'imposer des conditions d'antisymétrie (en utilisant des conditions de Dirichlet homogènes par exemple). L'utilisateur peut également souhaiter qu'un recalage automatique du potentiel soit effectué pour atteindre une valeur prédéterminée de la puissance dissipée par effet Joule.

Lorsque le recalage automatique est demandé ($IELCOR=1$), l'utilisateur doit fixer la valeur cible de la puissance dissipée dans le domaine, $PUISIM$, ($V.A$). Il doit en outre, sur les frontières où il souhaite que le potentiel (réel ou complexe) s'adapte automatiquement, fournir en condition à la limite une valeur initiale du potentiel et la multiplier par la variable $COEJOU$ qui sera automatiquement recalée au cours du calcul ($COEJOU$ vaut 1 au premier pas de temps). Le recalage est effectué en fin de pas temps et permet de disposer, pour le pas de temps suivant, d'une valeur recalée de l'effet Joule.

- Pour effectuer le recalage, *Code_Saturne* détermine l'intégrale de l'effet Joule estimé sur le domaine (en W) et en compare la valeur à la puissance cible. Un coefficient multiplicatif de recalage $COEPOT$ en est déduit (pour éviter des variations trop brusques, on s'assure qu'il reste borné entre 0,75 et 1,5).
- On multiplie alors par $COEPOT$ le facteur multiplicatif $COEJOU$ utilisé pour les conditions aux limites. La puissance dissipée par effet Joule est multipliée par le carré de $COEPOT$. Pour assurer la cohérence du post-traitement des variables, le potentiel est également multiplié par $COEPOT$.
- Le champ électrique n'étant pas explicitement stocké, on ne le recalc pas.

On notera que la variable $DPOT$ est également recalée et qu'elle peut donc être utilisée si besoin pour imposer les conditions aux limites.

1.3 Mise en œuvre

1.3.1 Introduction

Le module électrique est une "physique particulière" activée lorsque les mots-clés $IPPMOD(IELARC)$ (arc électrique) ou $IPPMOD(IELJOU)$ (Joule) sont strictement positifs. Les développements concernant la conduction ionique (mot-clé $IPPMOD(IELION)$) ont été prévus dans le code mais restent à réaliser. Pour l'arc électrique, dans la version actuelle de *Code_Saturne*, seule est opérationnelle l'option $IPPMOD(IELARC)=2$: la version 2D axisymétrique qui permettrait de s'affranchir du potentiel vecteur (option $IPPMOD(IELARC)=1$) n'est pas activable. Pour l'effet Joule, lorsqu'il n'est pas utile d'introduire un potentiel scalaire complexe (en courant continu ou alternatif monophasé), on utilise $IPPMOD(IELJOU)=1$. Lorsqu'un potentiel scalaire complexe est indispensable (courant alternatif triphasé, par exemple), on utilise $IPPMOD(IELJOU)=2$.

Dans ce qui suit, on précise les inconnues et les propriétés principales utilisées dans le module. On fournit également un arbre d'appel simplifié des sous-programmes du module (initialisation avec `init1` puis `inivar` et boucle en temps avec `tridim`). Les sous-programmes marqués d'un astérisque sont détaillés ensuite.

1.3.2 Inconnues et propriétés

Les développements ont été réalisés pour une unique phase (NPHAS=1).

Les NSCAPP inconnues scalaires associées à la physique particulière sont définies dans `elvarp` dans l'ordre suivant (en particulier afin de limiter le stockage en mémoire lors de la résolution séquentielle des scalaires par `scalai`) :

- l'enthalpie `RTP(*, ISCA(IHM))`,
- un potentiel scalaire réel `RTP(*, ISCA(IPOTR))`,
- un potentiel scalaire imaginaire `RTP(*, ISCA(IPOTI))` *ssi* `IPPMOD(IELJOU)=2` (études Joule en courant alternatif non monophasé),
- les trois composantes d'un potentiel vecteur réel `RTP(*, ISCA(IPOTVA(i)))` (avec `i` variant de 1 à 3) *ssi* `IPPMOD(IELARC)=2` (arc électrique),
- NGAZG-1 fractions massiques `RTP(*, ISCA(IYCOEL(j)))` (avec `j` variant de 1 à NGAZG-1) pour un fluide à NGAZG constituants (avec NGAZG strictement supérieur à 1). En arc électrique, la composition est fournie dans le fichier de données `dp_ELE`. La fraction massique du dernier constituant n'est pas stockée en mémoire. Elle est déterminée chaque fois que nécessaire en calculant le complément à l'unité des autres fractions massiques (et, en particulier, lorsque `elthht` est utilisé pour le calcul des propriétés physiques).

Outre les propriétés associées en standard aux variables scalaires identifiées ci-dessus, le tableau `PROPCE` contient également :

- la température, `PROPCE(*, IPPROC(ITEMP))`. En théorie, on pourrait éviter de stocker cette variable, mais l'utilisateur est presque toujours intéressé par sa valeur en post-traitement et les propriétés physiques sont souvent données par des lois qui en dépendent explicitement. Son unité (Kelvin ou Celsius) dépend des tables enthalpie-température fournies par l'utilisateur.
- la puissance électromagnétique dissipée par effet Joule, `PROPCE(*, IPPROC(IEFJOU))` (terme source positif pour l'enthalpie),
- les trois composantes des forces de Laplace, `PROPCE(*, IPPROC(ILAPLA(i)))` (avec `i` variant de 1 à 3) en arc électrique (`IPPMOD(IELARC)=2`).

La conductivité électrique est *a priori* variable et conservée dans le tableau de propriétés aux cellules `PROPCE(*, IPPROC(IVISLS(IPOTR)))`. Elle intervient dans l'équation de Poisson portant sur le potentiel scalaire. Lorsque le potentiel scalaire a une partie imaginaire, la conductivité n'est pas dupliquée : les entiers `IPPROC(IVISLS(IPOTI))` et `IPPROC(IVISLS(IPOTR))` pointent sur la même case du tableau `PROPCE`. La conductivité associée au potentiel vecteur est uniforme et de valeur unité (`VISLS0(IPOTVA(i))=1.D0` avec `i` variant de 1 à 3).

Le champ électrique, la densité de courant et le champ magnétique ne sont stockés que de manière temporaire (voir `elflux`).

1.3.3 Arbre d'appel simplifié

<code>usini1</code>	Initialisation des mots-clés utilisateur généraux et positionnement des variables
<code>usppmo</code>	Définition du module “physique particulière” employé
<code>varpos</code>	Positionnement des variables
<code>pplecd</code>	Branchement des physiques particulières pour la lecture de fichier de données
<code>ellecd*</code>	Lecture du fichier de données pour les arcs électriques <code>dp_ELE</code>
<code>ppvarp</code>	Branchement des physiques particulières pour le positionnement des inconnues
<code>elvarp*</code>	Positionnement des inconnues (enthalpie, potentiels, fractions massiques)
<code>ppprop</code>	Branchement des physiques particulières pour le positionnement des propriétés
<code>elprop*</code>	Positionnement des propriétés (température, effet Joule, forces de Laplace)
<code>ppini1</code>	Branchement des physiques particulières pour l'initialisation des mots-clés spécifiques
<code>elini1</code>	Initialisation des mots-clés pour le module électrique
<code>useli1</code>	Initialisation des mots-clés utilisateur pour le module électrique
<code>elveri</code>	Vérification des mots-clés pour le module électrique

Table 28.1: Sous-programme `init1` : initialisation des mots-clés et positionnement des variables

<code>ppiniv</code>	Branchement des physiques particulières pour l'initialisation des variables
<code>eliniv*</code>	Initialisation des variables spécifiques au module électrique
<code>elthht*</code>	Transformation température-enthalpie et enthalpie-température par interpolation sur la base du fichier de données <code>dp_ELE</code> (arc électrique uniquement)
<code>useliv</code>	Initialisation des variables par l'utilisateur
<code>elthht*</code>	Transformation température-enthalpie et enthalpie-température par interpolation sur la base du fichier de données <code>dp_ELE</code> (arc électrique uniquement)

Table 28.2: Sous-programme `inivar` : initialisation des variables

phyvar	Calcul des propriétés physiques variables
ppphyv	Branchement des physiques particulières pour le calcul des propriétés physiques variables
elphyv	Calcul des propriétés physiques variables pour le module électrique. En arc électrique, les propriétés sont calculées par interpolation à partir des tables fournies dans le fichier de données dp_ELE
elthht*	Transformation température-enthalpie et enthalpie-température par interpolation sur la base du fichier de données dp_ELE (arc électrique uniquement)
uselph	Calcul par l'utilisateur des propriétés physiques variables pour le module électrique. Pour les études Joule, en particulier, les propriétés doivent être fournies ici sous forme de loi (des exemples sont disponibles)
usthht	Transformation température-enthalpie et enthalpie-température fournie par l'utilisateur (plus spécifiquement pour les études Joule, pour lesquelles on ne dispose pas d'un fichier de données à partir duquel réaliser des interpolations avec elthht)

Table 28.3: Sous-programme **tridim** : partie 1 (propriétés physiques)

1.3.4 Précisions

- **ellecd**

Ce sous-programme réalise la lecture du fichier de données spécifique aux arcs électriques. On donne ci-dessous, à titre d'exemple, l'entête explicative et deux lignes de données d'un fichier type. Ces valeurs sont interpolées chaque fois que nécessaire par **elthht** pour déterminer les propriétés physiques du fluide à une température (une enthalpie) donnée.

```
# Nb d'especes NGAZG et Nb de points NPO (le fichier contient NGAZG blocs de NPO lignes chacun)
# NGAZG NPO
# 1 238
#
# Proprietes
# T H ROEL CPEL SIGEL VISEL XLABEL XKABEL
# Temperature Enthalpie Masse vol. Chaleur Conductivite Viscosite Conductivite Coefficient
# K J/kg volumique massique electrique dynamique thermique d'absorption
# Ohm/m kg/(m s) W/(m K) -
#
# 300.00 14000. 1.6225 520.33 0.13214E-03 0.34224E-04 0.26712E-01 0.0000
# 400.00 65800. 1.2169 520.33 0.13214E-03 0.34224E-04 0.26712E-01 0.0000
```

- **elvarp**

Ce sous-programme permet de positionner les inconnues de calcul listées précédemment. On y précise également que la chaleur massique à pression constante est variable, ainsi que la conductivité de tous les scalaires associés au module électrique, hormis la conductivité de l'éventuel potentiel vecteur (celle-ci est uniforme et de valeur unité).

- **elprop**

C'est dans ce sous-programme que sont positionnées les propriétés stockées dans le tableau **PROPCE**, et en particulier la température, l'effet Joule et les forces de Laplace.

ppclim	Branchement des physiques particulières pour les conditions aux limites
uselcl	Intervention de l'utilisateur pour les conditions aux limites (en lieu et place de <code>usclim</code> , même pour les variables qui ne sont pas spécifiques au module électrique). Si un recalage automatique des potentiels est demandé (<code>IELCOR=1</code>), il doit être pris en compte ici par le biais des variables <code>DPOT</code> ou <code>COEJOU</code> (voir la description des conditions aux limites).
navsto	Résolution des équations de Navier-Stokes
preduv	Prédiction de la vitesse : prise en compte des forces de Laplace calculées dans <code>elflux</code> au pas de temps précédent
‘‘turb’’	Turbulence : résolution des équations pour les modèles nécessitant des équations de convection-diffusion
scalai*	Résolution des équations portant sur les scalaires associés aux physiques particulières et des scalaires ‘‘utilisateur’’
covofi	Résolution successive de l'enthalpie, du potentiel scalaire réel et, si <code>IPPMOD(IELJOU)=2</code> , de la partie imaginaire du potentiel scalaire (appels successifs à <code>covofi</code> qui appelle <code>eltssc</code> pour le calcul du terme d'effet Joule au second membre de l'équation de l'enthalpie)
elflux*	Calcul du champ électrique, de la densité de courant et de l'effet Joule (premier de deux appels au cours du pas de temps courant)
uselrc*	Recalage automatique éventuel de la densité de courant, de l'effet Joule, des potentiels et des coefficients <code>DPOT</code> et <code>COEJOU</code> . Ce recalage, s'il a été demandé par l'utilisateur (<code>IELCOR=1</code>), est effectué à partir du deuxième pas de temps.
covofi	Résolution successive, si <code>IPPMOD(IELARC)=2</code> , des trois composantes du potentiel vecteur. On procède par appels successifs à <code>covofi</code> qui appelle <code>eltssc</code> pour le calcul du second membre de l'équation de Poisson portant sur chaque composante du potentiel.
covofi	Résolution successive des <code>NGAZG-1</code> fractions massiques caractérisant la composition du fluide, s'il est multiconstituant. On procède par appels successifs à <code>covofi</code> .
elflux*	En arc électrique, calcul du champ magnétique et des trois composantes des forces de Laplace (deuxième et dernier appel au cours du pas de temps courant)
covofi	Résolution des scalaires ‘‘utilisateur’’

Table 28.4: Sous-programme `tridim` : partie 2 (conditions aux limites, Navier-Stokes, turbulence et scalaires)

postlc	Post-traitement
ecrevo	Écriture des variables à post-traiter
uselen	Ajout au post-traitement de variables calculées par l'utilisateur. En exemple activé standard sont post-traités, s'ils existent, l'opposé du champ électrique (<i>i.e.</i> le gradient du potentiel scalaire, réel ou complexe), le vecteur densité de courant imaginaire (en effet Joule), le champ magnétique (en arc électrique) et enfin le module et l'argument du potentiel (en effet Joule, avec <code>IPPMOD(IELJOU)=4</code>)

Table 28.5: Sous-programme `tridim` : partie 3 (post-traitement)

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 283/312
---------	---	---

- **eliniv**

Ce sous-programme permet de réaliser les initialisations par défaut spécifiques au module.

En particulier, en $k - \varepsilon$, les deux variables turbulentes sont initialisées à 10^{-10} (choix historique arbitraire, mais réputé, lors de tests non référencés, permettre le démarrage de certains calculs qui échouaient avec une initialisation classique).

Les potentiels sont initialisés à zéro, de même que l'effet Joule. En arc électrique, les forces de Laplace sont initialisées à zéro.

Le fluide est supposé monoconstituant (seule est présente la première espèce).

En arc électrique, l'enthalpie est initialisée à la valeur de l'enthalpie du mélange supposé monoconstituant à la température `TO(IPHAS)` donnée dans `usini1`. En effet Joule, l'enthalpie est initialisée à zéro (mais l'utilisateur peut fournir une valeur différente dans `useliv`).

- **elthht**

Ce sous-programme permet de réaliser (en arc électrique) les interpolations nécessaires à la détermination des propriétés physiques du fluide, à partir des tables fournies dans le fichier de données `dp_ELE`.

On notera en particulier que ce sous-programme prend en argument le tableau `YESP(NESP)` qui représente la fraction massique des `NGAZG` constituants du fluide. Dans le code, on ne résout que la fraction massique des `NGAZG-1` premiers constituants. Avant chaque appel à `elthht`, la fraction massique du dernier constituant doit être calculée comme le complément à l'unité des autres fractions massiques.

- **scalai, elflux, uselrc**

Le sous-programme `scalai` permet de calculer, dans l'ordre souhaité, les `NSCAPP` scalaires "physique particulière" associés au module électrique, puis de calculer les grandeurs intermédiaires nécessaires et enfin de réaliser les opérations qui permettent d'assurer le recalage automatique des potentiels, lorsqu'il est requis par l'utilisateur (*i.e.* si `IELCOR=1`).

Les `NSCAPP` scalaires "physique particulière" sont calculés successivement par un appel à `covofi` placé dans une boucle portant sur les `NSCAPP` scalaires. L'algorithme tire profit de l'ordre spécifique dans lequel ils sont définis et donc résolus (dans l'ordre : enthalpie, potentiel scalaire, potentiel vecteur, fractions massiques).

Pour éviter des variations trop brutales en début de calcul, le terme source d'effet Joule n'est pris en compte dans l'équation de l'enthalpie qu'à partir du troisième pas de temps.

Après la résolution de l'enthalpie et du potentiel scalaire (réel ou complexe), le sous-programme `elflux` permet de calculer les trois composantes du champ électrique (que l'on stocke dans des tableaux de travail), puis la densité de courant et enfin l'effet Joule, que l'on conserve dans le tableau `PROPCE(*,IPPROC(IEFJOU))` pour le pas temps suivant (après recalage éventuel dans `uselrc` comme indiqué ci-après). Lorsque `IPPMOD(IELJOU)=2`, l'apport de la partie imaginaire est pris en compte pour le calcul de l'effet Joule. Lorsque `IPPMOD(IELARC)=2` (arc électrique), le vecteur densité de courant est conservé dans `PROPCE`, en lieu et place des forces de Laplace `PROPCE(*,IPPROC(ILAPLA(i)))` : il est utilisé pour le calcul du potentiel vecteur dans le second appel à `elflux`, après recalage éventuel par `uselrc` (en effet, il n'est plus nécessaire de conserver les forces de Laplace à ce stade puisque la seule équation dans laquelle elles interviennent est l'équation de la quantité de mouvement et qu'elle a déjà été résolue).

À la suite de `elflux`, le sous-programme `uselrc` effectue le recalage permettant d'adapter automa-

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 284/312
---------	---	---

tiquement les conditions aux limites portant sur les potentiels, si l'utilisateur l'a demandé (*i.e.* si `IELCOR=1`). On se reportera au paragraphe relatif aux conditions aux limites. On précise ici que le coefficient de recalage `COEPOT` permet d'adapter l'effet Joule `PROPCE(*,IPPROC(IEFJOU))` et la différence de potentiel `DPOT` (utile pour les conditions aux limites portant sur le potentiel scalaire au pas de temps suivant¹²). Pour les cas d'arc électrique, `COEPOT` permet également de recalculer le vecteur densité de courant que l'on vient de stocker temporairement dans `PROPCE(*,IPPROC(ILAPLA(i)))` et qui va servir immédiatement à calculer le potentiel vecteur. Pour les cas Joule, on recalcule en outre le coefficient `COEJOU` (utile pour les conditions aux limites portant sur le potentiel scalaire au pas de temps suivant).

Pour les cas d'arc électrique (`IPPMOD(IELARC)=2`), après `elflux` et `uselrc`, la résolution séquentielle des inconnues scalaires se poursuit dans `scalai` avec le calcul des trois composantes du potentiel vecteur. Le second membre de l'équation de Poisson considérée dépend de la densité de courant qui, dans `elflux`, a été temporairement stockée dans le tableau `PROPCE(*,IPPROC(ILAPLA(i)))` et qui, dans `uselrc`, vient d'être recalculée si `IELCOR=1`. Les valeurs du potentiel vecteur obtenues intègrent donc naturellement l'éventuel recalage.

Pour les cas d'arc électrique (`IPPMOD(IELARC)=2`), un second appel à `elflux` permet alors de calculer le champ magnétique que l'on stocke dans des tableaux de travail et les forces de Laplace que l'on stocke dans `PROPCE(*,IPPROC(ILAPLA(i)))` pour le pas de temps suivant (la densité de courant, que l'on avait temporairement conservée dans ce tableau, ne servait qu'à calculer le second membre de l'équation de Poisson portant sur le potentiel vecteur : il n'est donc plus nécessaire de la conserver).

La résolution séquentielle des inconnues scalaires spécifiques au module se poursuit dans `scalai`, avec le calcul des `NGAZG-1` fractions massiques permettant de définir la composition du fluide.

Pour terminer, `scalai` permet la résolution des scalaires "utilisateurs" (appel à `covofi` dans une boucle portant sur les `NSCAUS` scalaires utilisateur).

On peut remarquer pour finir que les termes sources des équations de la quantité de mouvement (forces de Laplace) et de l'enthalpie (effet Joule) sont disponibles à la fin du pas de temps n pour une utilisation au pas de temps $n + 1$ (de ce fait, pour permettre les reprises de calcul, ces termes sources sont stockés dans le fichier suite auxiliaire, ainsi que `DPOT` et `COEJOU`).

¹² *A priori*, `DPOT` n'est pas nécessaire pour les cas Joule.

1.4 Points à traiter

- **Mobilité ionique**

Le module est à développer.

- **Conditions aux limite en Joule**

La prise en compte de conditions aux limites couplées entre électrodes reste à faire.

- **Compressible en arc électrique**

Les développements du module compressible de *Code_Saturne* doivent être rendus compatibles avec le module arc électrique.

Part V

Module combustion

1- Sous-programme Introduction

sub-routines: `co**`, `cp**`, `fu**` ...

1.1 Use & call

From a CFD point of view combustion is a (sometimes very) complicated way to determine ρ .

Models needs few extra scalar fields with regular transport equations, some of them with a reactive or interfacial source term.

Modelling of combustion is able to deal with gas phase combustion (diffusion, premix, partial premix), and with solid or liquid fuels.

Combustion of condensed fuels involves one-way interfacial flux due to phenomena in the condensed phase (evaporation or pyrolysis) and reciprocal ones (heterogeneous combustion). Many of the species injected in the gas phase are afterwards involved in gas phase combustion.

That is the reason why many modules are similar for gas, coal and fuel combustion modelling. Obviously, the thermodynamical description of gas species is similar in every version as close as possible to the JANAF rules.

All models are developed in both adiabatic and unadiabatic (permeatic: heat loss, eg. by radiation) version, beyond the standard, the rule to call models is:

IPPMOD(index model) = -1 unused

IPPMOD(index model) = 0 simplest adiabatic version

IPPMOD(index model) = 1 simplest permeatic version

Eventually

IPPMOD(index model) = 2.p P° adiabatic version

IPPMOD(index model) = 2.p+1 P° permeatic version

Every permeatic version involves the transport of enthalpy (one more variable).

1.1.1 Gas combustion modelling

Gas combustion is limited by disponibility (in the same fluid particle) of both fuel and oxidant and by kinetic effects (a lot of chemical reactions involved can be described using an Arrhenius law with high activation energy). The mixing of mass (atoms) incoming with fuel and oxydant is described by a mixture fraction (mass fraction of matter incoming with fuel), this variable is not affected by combustion. A progress variable is used to describe the transformation of the mixture from fuel and oxydant to products (carbon dioxide and so on). Combustion of gas is, traditionnaly, splitted in premix and diffusion regimes.

In premix combustion process a first stage of mixing have been realised (without blast ...) and the mixture is introduced in the boiler (or combustor can). In common industrial conditions the combustion is mainly limited by the mixing of fresh gases (inert) and burnt ones resulting in the inflammation of the first and their conversion to burnt ones; so an assumption of chemistry much faster than mixing induces an intermittent regime. The gas flow is constituted of totally fresh and totally burnt gases (the flamme containing the gases during their transformation is "extremely" thin). With this previous assumptions, Spalding [1] established the "Eddy Break Up" model, which allows a complete description with only one progress variable (mixture fraction is homogeneous).

In diffusion flames the fuel and the oxydant are introduced by two (at least) inlets, in common indus-

EDF R&D	<i>Code_Saturne</i> 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 289/ 312
---------	--	---

trial conditions, their mixing is the main limitation and the mixture fraction is enough to qualify a fluid particle, but in turbulent flows a *Probability Density Function* of the mixture fraction is needed to qualify the thermodynamical state of the bulk. So both the mean and the variance of the mixture fraction are needed (two variables).

Real world's chemistry is not so fast and, unfortunately, the mixing can not be so homogeneous as wished. Then industrial combustion occurs in partial premix regime. Partial premix occurs if mixing is not finished (at molecular level) when the mixture is introduced, or if air or fuel, are staggered, or if a diffusion flame is blown off. For these situations, and specifically for lean premix gas turbines Libby & Williams [2] developed a model allowing a description of both mixing and chemical limitations. A collaboration between the LCD Poitiers [3] and EDF R&D allows a simpler version of their algorithm. Not only the mean and the variance of both mixture fraction and progress variable are needed but also their covariance (five variables).

1.1.2 Coal combustion modelling

Coal combustion is the main way to produce electricity in the world. Coal is a natural product with a very complex composition. During the industrial process of milling the raw coal is broken in tiny particles of different sizes. After its introduction in the boiler, coal particles undergoes drying, devolatilisation (heating of coal turn it in a mixture of char and gases), heterogenous combustion (of char in carbon monoxide) leaving ash particles.

Each of these phenomena are taken into account for some class of particles: a class is characterised by a coal (it is useful to burn mixture of coals with different ranks or mixture of coal with biomasse ...) and an initial diameter. For each class, *Code_Saturne* computes the number and the mass of particles by unit mass of mixture.

The main assumption is to solve only one velocity (and pressure) field: it means the discrepancy of velocity between coal particles and gases is assumed negligible.

Due to the radiation and heterogeneous combustion, temperature can be different for gas and different size particles: so the specific enthalpy of each particle class is solved.

The description of coal pyrolysis proposed by Kobayashi & Ubhayakar [4] is used, leading to two source terms for light and heavy volatile matters (the moderate temperature reaction produces gases with low molecular mass, the high temperature reaction produces heavier gases and less char) represented by two passive scalars: mixture fractions. The description of the heterogeneous reaction (which produce carbon monoxide) produces a source term for the carbon: a mixture fraction who can't be greater than the results of stoichiometric oxidation of char by air (carbon can't be free in gas phase, it is always linked in an oxide).

The retained model for the gas phase combustion is the assumption of diffusion flamelets surrounding each particle, so the previous gaseous fuels are mixed in a local mean fuel and the mixing with air is represented by a pdf between air and the mean local fuel constructed with the variance of a passive scalar linked with air (interfacial mass flux produce a source term for this scalar).

1.1.3 Heavy Fuel Oil combustion modelling

Heavy fuel oil combustion have been hugely used to produced electrical energy. Environmental regulation turning it more difficult and less acceptable, a focus is needed on pollutant emission mainly sulphur oxide and particles (condensation of sulphuric acid can aggregate soot).

The description of fuel evaporation is done with respect to its heaviness: after a minimum temperature is reached, the gain of enthalpy is splitted between heating and evaporation. This way the evaporation takes place on a range of temperature (which can be large). The "total" evaporation is common for light (domestic) oil but impossible for heavy ones: at high temperature, during the last evaporation, a crakink reaction appears: so a particle similar to char leaves. The heterogeneous oxydation of this char particle is very similar to coal char ones.

Fuel injection is described (2006 version) with only one class of particles (i.e. initial diameter), the num-

ber, mass and specific enthalpy of particles are calculated everywhere. So three variables are used to describe the condensed phase. In the same way as for coal, only one velocity field is computed. The model for gas combustion is very similar to coal one but a special attention is paid to sulphur (assumed to leave the particle as H₂S during evaporation and to be converted to SO₂ during gas combustion).

1.2 Bibliography

- [1] SPALDING, D.B., *et al.*,
Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames,
13th Int.Symp. on Combustion , pp. 649-657, (1971).
- [2] LIBBY, P.A. AND WILLIAMS, F.A.,
A presumed PDF analysis of lean partially premixed turbulent combustion,
Combust. Sci. Technol., 161, pp. 351-390, (2000)
- [3] RIBERT, G.; CHAMPION, M. AND PLION, P.,
Modeling turbulent reactive flows with variable equivalence ratio: application to the calculation of a reactive shear layer,
Combust. Sci. Technol., 176, pp. 907-923, (2004)
- [4] KOBAYASHI, H. *et al.*,
16th Int.Symp. on Combustion , pp. 425-441, (1976).

1.3 Discrétisation

On se reportera aux sections relatives aux sous-programmes `cfmsvl` (masse volumique), `cfqdmv` (quantité de mouvement) et `cfener` (énergie). La documentation du sous-programme `cfxtcl` fournit des éléments relatifs aux conditions aux limites.

2- Sous-programme Gas combustion

subroutines: `co**` and `d3p*`, `ebu*`, `lwc*`, `pdf*`

Flames with gaseous fuels can be categorized in premix, diffusion or partial-premix.

2.1 Premix: Eddy Break Up

The original Spalding model [1] was written for a situation where the whole boiler is full with the same mixture (only one inlet) ; the key-word of which is "*If it mixes, it burns*".

If the chemistry is fast, vs. mixing, fluid particles are made of fresh gases or of burned ones. This situation is described by a progress variable (valued 0 in fresh gases and 1 in burnt ones) with a source term: the reaction one. The mixture of totally fresh or totally burnt gases, called intermittency, leads to a maximal variance of the progress variable determined by the mean value of the progress variable.

$$C''^2_{max} = (C_{moy} - C_{min}).(C_{max} - C_{moy}) = C_{moy}.(1 - C_{moy}) \quad (V.2.1)$$

The mixing of fresh and burnt gases is the dissipation of this variance and it induces the conversion of fresh gases in burnt ones. So the source term for the (mean) progress variable is the dissipation of its (algebraic) variance.

In *Code_Saturne* the progress variable chosen is the mass fraction of fresh gases, so:

$$S(Y_{gf}) = -C_{ebu}.\rho.\frac{\epsilon}{k}.Y_{gf}.(1 - Y_{gf}) \quad (V.2.2)$$

Where *Cebu* is a constant, supposedly "universal", fitted around 1.6 (only advanced users can adjust this value).

Some improvements have been proposed, and largely used, for situations with mixture fraction gradient (staggering of reactant(s)) but are not theoretically funded. The simplest extension is available (options 2 and 3) in *Code_Saturne* with one extra equation solved for *f* the mean of mixture fraction: the corresponding hypothesis is "no variance for mixture fraction" ... a little bit surprising in an EBU context (maximal variance for progress variable). The choice of the fresh gas mass fraction appears now quite pertinent: the computation of species mass fraction can be done, with respect to the mean mixture fraction, both in fresh (the mass fraction of which is *Ygf*) and burnt gases (the mass fraction of which is (1-*Ygf*)).

$$Y_{Fuel} = Y_{gf}.f + (1 - Y_{gf}).Max(0; \frac{f - f_s}{1 - f_s}) \quad (V.2.3)$$

$$Y_{Ox} = Y_{gf}.(1 - f) + (1 - Y_{gf}).Max(0; \frac{f_s - f}{f_s}) \quad (V.2.4)$$

$$Y_{Prod} = (1 - Y_{gf}).Min(\frac{f}{f_s}; \frac{1 - f}{1 - f_s}) \quad (V.2.5)$$

Where *fs* is the stoichiometric mixture fraction.

In adiabatic conditions the specific enthalpy of gases (in every combustion model the considered enthalpy contains formation one and heat content, but no terms for velocity or pressure) is directly related to the mixture fraction (as long as the inlet temperature for air and fuel is known). When heat losses, like radiation, are taken in account, an equation has to be solved for the mean enthalpy (such an equation is needed

so when some entries have different temperatures -partial preheat- enthalpy is then used as an extra passive scalar). In industrial processes, the aim is often to transfer the heat from burnt gases to wall ; even for heat loss the wall temperature is near to fresh gases temperature and the main heat flux takes place between burnt gases and wall. So in *Code_Saturne* the specific enthalpy of the fresh gases is supposed to be related to mixture fraction and the specific enthalpy of burnt gases is locally computed to reach the mean specific enthalpy. This way every heat loss removed from the mean enthalpy is "paid" by the hottest gases.

$$hmean = Y_{gf}.hg(f) + (1 - Y_{gf}).hbg \Rightarrow hbg = \frac{hmean - Y_{gf}.hg(f)}{1 - Y_{gf}} \quad (V.2.6)$$

Where f (in hg(f)) is the local mean of the mixture fraction or a constant value (in regular EBU model).

2.2 Diffusion: PDF with 3 points chemistry

In diffusion model, the combustion is supposed limited only by mixing (between air and fuel), so the reaction is assumed to reach instantaneously its equilibrium state and the temperature and concentrations can be computed for every value of the mixture fraction. In *Code_Saturne* the implemented version uses an extra hypothesis: the reaction is complete ; so if the mixture is stoichiometric, the burnt gases contains only final products (none unburnt like CO...). As a consequence, every concentration is a piecewise linear function of the mixture fraction (subroutines: D3PPHY, D3PINT, CPCYM, FUCYM) .

$$0 < f < f_s \Rightarrow Y_i(f) = Y_{air} + \frac{f}{f_s} \cdot (Y_s - Y_{air}) \quad (V.2.7)$$

$$f_s < f < 1 \Rightarrow Y_i(f) = Y_s + \frac{f - f_s}{1 - f_s} \cdot (Y_{fuel} - Y_s) \quad (V.2.8)$$

Where f_s is the stoichiometric mixture fraction, Y_{air} and Y_{fuel} are concentrations in (supposed unburnt)

Figure V.2.1: mass fraction of global species are piecewise linear with mixture fraction

to react: inert) initial reactant, Y_s concentrations in products of the complete reaction of a stoichiometric mixture (in such products, the chemical reaction is no more possible: inert).

The diffusion model uses two equations for the mixture fraction and its variance both of them having no reaction term. The mean and the variance of the mixture fraction are used to presume the Probability Density Function for the mixture fraction. In *Code_Saturne* the shape proposed by Borghi [4] with a rectangle and Dirac's peak is used (subroutines COPDF, CPPDF, FUPDF).

Figure V.2.2: Examples of presumed PDF: cheapest form

The determination of mean concentration is done by integration the local concentration weighted by the probability density function. As a matter of fact, integrate the product of a piecewise linear function by a constant (height of the rectangle) is a very simple exercise: analytic solution are available (the original Borghi formulation [3] wich uses β function was much more computationally expensive).

In adiabatic condition, the specific enthalpy of the mixture is a linear function of the mixture fraction (the enthalpy is not modified by the reaction). As for premix combustion, an assumption is done "the hotter the gases, the worse the heat losses", so the enthalpy of pure oxidiser and fuel are supposed not to be modified in permeatic conditions, the enthalpy of products h_s (at the stoichimodtric mixture fraction) is an unknown or auxiliary variable. The enthalpy of the mixture is supposed linear piecewise

with f (like concentrations but with an unknown at f_s) and the resulting mean enthalpy (weighted by PDF is linear in h_s). Fitting with the equation for the mean enthalpy (which takes in account radiation and other heat fluxes), h_s is determined and, consequently the temperature at f_s and the mean temperature can be computed.

Figure V.2.3: Enthalpy of products is determined to account for heat losses

2.3 Partial premix: Libby Williams models

Code_Saturne has been the test-bed for some versions of Libby-Williams model [2], like implemented then incremented by Ribert [5] and Robin [6].

The Libby & Williams model have been developed to address the description of the combustor can of gas turbine in regime allowing a reduction of NOx production using (sometimes very) lean premix: by this way, the combustion occurs at moderate temperatures avoiding the hot spots which are favourable to thermal NOx production. As a consequence of the moderate temperatures, the chemistry is no more so fast and the stability is questionable. To ensure it a diffusion flame called pilot takes place in the center of the combustor. So, if the main flow is premixed, both pure fuel and pure oxidiser are introduced in the combustor leading to continuous variation of the equivalence ratio (always the mixture fraction). This situation is clearly out of the range of both EBU and PDF models, moreover the limitation by the chemistry is needed (for stability studies).

Originally, Libby & Williams proposed a presumed PDF made of two Dirac's peak, Ribert showed that this PDF can be determined with only the mean and the variance of the mixture fraction and a reactive variable (by now, the mass fraction of fuel is used). Then some undeterminations seem awkward and Robin & al. propose a four Dirac's peak PDF whose parameters are determined with the same variables and the solved (transported) covariance (of the reactive variable and the mixture fraction) as an extra solved field. With the condition corresponding to every Dirac's peak a global chemistry description is used (source term for every variables is a weighting of the reaction fluxes).

With two peaks distribution, the two-variable PDF is restricted to one line, crossing the mean state and the slope of which is the ratio of variances (choice of the sign is user free, ... but relevant: expertise is needed). The correlation between variables is unity.

On this line the distribution is supposed to obey a modified Curl model [7].

With three or four peaks distribution, the whole concentration space is available and the determination

Figure V.2.4: PDF recommended by Libby & Williams: still undetermined

of the covariance allows evolution of the correlation (with f and Y_f , it has been shown that the correlation is positive in mixing layer and can become negative across flame: the particle nearer of stoichiometry being able to burn -then destroy Y_f - faster than poor ones).

In adiabatic conditions, the temperature can be computed for every pair (f, Y_{fuel}), allowing the

Figure V.2.5: PDF form in LWP approach: successive modified Curl distributions

determination of the kinetic constant.

As previously, with heat losses, it is assumed that the hottest gases have lost the more, the enthalpy of the products at stoichiometric point ($f_s, 0$) is an auxiliary variable, the enthalpy being considered as a piecewise bilinear function. Fitting mean transported enthalpy and integrated ones, allows to determine the enthalpy of stoichiometric products, then the enthalpy and temperature in the peaks conditions and, (*in fine*) the reactions fluxes.

2.4 Bibliography

- [1] SPALDING, D.B., *et al.*,
Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames,
13th Int.Symp. on Combustion , pp. 649-657, (1971).
- [2] BORGHI, R. *et* MOREAU, P.,
Turbulent combustion in a premixed flow,
Acta Astronautica, 4, pp. 321-341, (1977)
- [3] BORGHI, R. *et* DUTOYA, D.,
On the scale of the fluctuation in turbulent combustion,
17th Int.Symp. on Combustion, (1978).
- [4] LIBBY, P.A. *et* WILLIMAS, F.A.,
A presumed PDF analysis of lean partially premixed turbulent combustion,
Comb. Sci. Technol., 161 , pp. 351-390, (2000).
- [5] RIBERT, G. *et al.*,
Modeling turbulent reactive flows with variable equivalence ratio: application to the calculation of a reactive shear layer,
Comb. Sci. Technol., 176 , pp. 907-923, (2004).
- [6] ROBIN, V. *et al.*,
Relevance of approximated PDF shapes for turbulent combustion modeling with variable equivalence ratio,
ICDERS, (2005) to be published.
- [7] CURL, R.L.,
Dispersed phase mixing: theory and effects in simple reactors,
AIChE J., 9 , pp. 175-181 (1963).

2.5 Discretisation

Some applied mathematics are involved in pdf parameters determination (rectangle and modified Curl) and for integration (species mass fraction, temperature, density and so on).

2.5.1 Rectangle and Dirac's peaks probability density function

This type of pdf is used in diffusion flames both for gas combustion or dispersed fuel ones (coal and heavy fuel oil). In gas mixture, the pdf is build for an equivalence ratio for fuel (inert scalar variable) ranging on $[0, 1]$. For disperse fuel, due to vaporisation, or pyrolysis, and heterogeneous combustion two or three gaseous fuels are taken in account, each of them having its own inert scalar, so the PDF is build for an inert scalar incoming with air and ranging from a minimum value and one ; the minimum value for air tracker is due to heterogeneous combustion: some air is needed to allow heterogeneous combustion and carbon releasing (as carbon monoxide) ; after some heterogeneous reaction took place, air is lacking for gas combustion (at the bottom stone mile of the range allowed for the inert scalar associated with air, oxygen concentration is zero valued). The algorithm for pdf parameters determination, can be written in a general form on every variable's range.

If the allowed range for the variable is $[f_{min}; f_{max}]$, knowing the mean and variance of the variable allow to determine first the shape (alone rectangle, rectangle and one Dirac's peak at one boundary, two Dirac's peak at boundaries and rectangle) and then the three pertinent parameters (three conditions given by momenta $m_0 = 1, m_1 = mean, m_2 = mean^2 + variance$).

- for a lonesome rectangle Dirac's peak intensity is null, the three parameters are: the begin and end values of the rectangle and its height

- for a rectangle with a Dirac's peak at one boundary (which is determined during the choose of shape), one of the rectangle hedge is fixed at this boundary, so the three parameters are: the other rectangle hedge, height of rectangle, intensity of the Dirac's peak

- for a two Dirac's peak distribution, both rectangle hedges are at the boundaries, so the parameters are the rectangle height and the Dirac's peak intensity.

Quite complicated tests (computationnaly expensive) can be done to determine only the relevant parameters, and therefore spare computations, or general computaions of parameters can be done and afterwards tested (if rectangle too large then attempt with one Dirac's peak. If too large again then two peaks would be convenient).

2.5.2 Composition in total turbulent reaction assumption

With the above Probability Density Function and assumption of concentrations piecewise linear vs. the variable, it is quite easy to integrate and found the mean concentrations. For gas diffusion flame this is done by D3PPHY, D3PINT, it seems more relevant to explain the algorithm in a more complicated case: for heavy fuel oil FYUCYM or for coal CPCYM three reactions are considered.

- Coal is assumed to undergoes two competitive pyrolysis reactions, the first releasing organic compound summarized as CH_{x1} , the second releasing CH_{x2} (with $x1 > x2$), both of them releasing CO . Then the heterogeneous combustion of char release CO . So three reactions are supposed to succed (both in time and in priority to access to oxygen). First of all partial dehydrogenation (lowering saturation) of CH_{x1} to produce water vapor and CH_{x2} . Then the CH_{x2} (produced by pyrolysis or by CH_{x1} partial oxydation)

is converted to water vapor and carbon monoxide. Last, carbon monoxide CO is converted to carbon dioxide CO_2 .

- Heavy fuel oil is supposed to undergoes a progressive evaporation, releasing a fuel vapor CH_x , CO , H_2S and a char particle. Then heterogenous oxidation of char releases CO . Three reactions are supposed to succeed. First, the conversion of CH_x to water vapor and CO . Then the oxidation of H_2S to water vapor and SO_2 . Last, carbon monoxide is fully oxidised.

Both for coal and heavy fuel oil, the assumption of a diffusion flamelet surrounding particles is done. All of the reducing gases are supposed mixed (to constitute a local mean fuel) and the diffusion flamelet take place between this mixture and pure oxidiser (but for solid particles introduced wet, when a first drying process releases water vapor which is mixed with air) and the composition is described with respect to the inert scalar introduced with air: **f4**.

For the description of compositions (as piecewise linear functions) the composition is computed in some remarkable points: the local mean fuel **CL**, the oxidiser **F4** and the three mixture ratio corresponding to the stoichiometry of the three successive reactions.

Before reaction between gases, only exist species coming from entries or interfacial source term:

Caution: axis for f_4 is reverted, so fuel is on the right side like in a scheme with a mixture fraction direct axis

Figure V.2.6: Heavy Fuel Oil before any gas combustion

The oxygen and the hydrocarbon vapor have concentrations linear in f_4 on $[CL, 1]$, as long as the stoichiometry of the reaction is known, a simple equation allows to determine f_{4s1} the stoichiometric point for the first reaction (where both oxygen and hydrocarbon vanish). The first reaction is the conversion of some hydrocarbon vapor to carbon monoxide and water vapor (not plotted in an optimistic attempt to lighten the sketch).

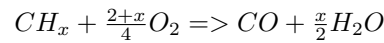


Figure V.2.7: Heavy Fuel Oil after hydrocarbon conversion

Then the rich area can't undergo any reaction (no oxygen available) if the PDF(f_4) is not zero before F_{4s1} , then some CH_x is unburnt.

Some H_2S can be converted to SO_2 , the carbon monoxide existing between F_{4cl} and F_{4s2} is protected from oxidation (the two first reactions have destroyed free oxygen). Like previously, oxygen and hydrogen sulphide have concentrations linear in f_4 on $[f_{4s1}, 1]$ as long as the stoichiometry of the reaction is known, a simple equation allows to determine f_{4s2} the stoichiometric point for the second reaction (where both oxygen and hydrogen sulphide vanish).

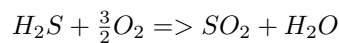


Figure V.2.8: Heavy Fuel Oil after H_2S oxidation

Now oxygen and carbon monoxide have concentrations linear in f_4 on $[f_{4s2}, 1]$, and f_{4s3} (the point wher

EDF R&D	Code_Saturne 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	Code_Saturne documentation Page 298/312
---------	---	---

the whole oxygne and carbon monoxide are converted to carbon dioxide) is easy to compute.

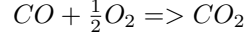
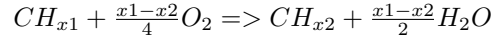


Figure V.2.9: Heavy Fuel Oil after final carbon oxidation

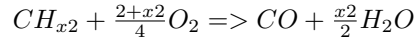
To have not any unburnt, the PDF may be zero valued for $F4 < F4s3$: every gas particle may have an $F4$ greater than $F4s3$.

During pulverised coal combustion, two kinds of volatile matters are considered and the sketch of concentrations during the three successive reactions is quite similar.

The first reaction is a partial dehydrogenation of the light volatile CH_{x1} to form the species characteristic of heavy volatile CH_{x2} : in $f4s1$, all of CH_{x1} (issued from the low temperature pyrolysis reaction) is converted, and the CH_{x2} (issued from the high temperature pyrolysis reaction) is incremented.



The second reaction is the conversion of this unsaturated hydrocarbon to carbon monoxide and water.



And the last (not the least from an energetic point of view) is the same final oxidation of carbon monoxide to carbon dioxide.

Comparisons of the PDF rectangle hedges $[f_{deb}, f_{fin}]$ and remarkable composition points $[CL, f4s1, f4s2, f4s3, F4]$ allows a simple integration: 1) Dirac's peak intensity are used to weight composition at boundaries, 2) the piece linear part is integrated with analytical formulae on each band:

1. rich range, here exists species with the higher calorific value: CH_x (in fuel case) or CH_{x2} (in coal case):

$$[\text{Max}(f_{deb}, CL) ; \text{Min}(f_{fin}, f4s1)]$$

2. middle-class range H_2S or CH_{x1} conversion:

$$[\text{Max}(f_{deb} , f4s1) ; \text{Min} (f_{fin} , f4s2)]$$

3. working range, carbon monoxide consumption frees enthalpy:

$$[\text{Max}(f_{deb} , f4s2) ; \text{Min} (f_{fin} , f4s3)]$$

4. poor range, only products and oxidisers:

$$[\text{Max}(f_{deb} , f4s3) ; \text{Min} (f_{fin} , 1)]$$

For each band (eg. $[f4si , f4sj]$) concentrations can be written:

$$Ye = Ye(f4si) + \frac{f4-f4si}{f4sj-f4si} \cdot (Ye(f4sj) - Ye(f4si))$$

Integration on the band $[b1 , b2]$ (obviously $b1 \geq f4si$ & $b2 \leq f4sj$) gives the increment:

$$Ye := Ye + h_{rec} \cdot (b2 - b1) + \left[\frac{Ye(f4si) \cdot f4sj - Ye(f4sj) \cdot f4si}{f4sj - f4si} + \frac{Ye(f4sj) - Ye(f4si)}{f4sj - f4si} \cdot \frac{b1 + b2}{2} \right]$$

Where h_{rec} is the height of the PDF's rectangle.

EDF R&D	<i>Code_Saturne</i> 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 299/ 312
---------	---	---

2.5.3 Composition in partial turbulent reaction assumption for CO

If the final oxidation of carbon monoxide, can't be assumed fast in respect to mixing ; the main limitation in the kinetic one. So the above process of concentrations determination is stopped after the two first reactions ; the resulting, high, content in carbon monoxide (and oxygen) is the molar sum of both carbon monoxide and carbon dioxide. With an extra budget equation for carbon dioxide, the effective concentrations of carbon monoxide (difference between "turbulent" integration and transported "already" consumed), oxygen and carbon dioxide can be computed, then a reactive source term for oxidation (of carbon monoxide) and dissociation (of carbon dioxide).

3- Sous-programme cibase

3.1 Function

Pulverised coal combustion is described (excluding grid burning) allowing the use of mixture of coals (or of coal and biomass) and a description of granulometry (as many classes of initial diameter as wished). After a particle enters the furnace, radiation increases its temperature.

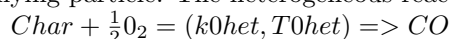
1. As particle's temperature increases, evaporation of free water (if any) begins. During evaporation, the vapor pressure gradient extract some water from the particle. The interfacial mass flux brings some mass, water and enthalpy (computed for water vapour) then latent heat is taken from the particle's enthalpy so the heating is slowed (during evaporation, the water can't reach the boiling point).
2. After drying is achieved, the temperature reaches higher level, allowing pyrolysis to take place. The pyrolysis is described by two competitive reactions : the first one with a moderate activation energy is able to free peripherals atoms group from skeleton leaving to light gases and a big amount of char ; the second one with an higher activation energy is able to break links deeper in the skeleton leaving to heavier gases (or tar) and less char (more porous). So a complete description needs two set of three parameters (two kinetics ones and a partitioning one):

$$\begin{aligned} \text{Coal} &= (k01, T01) \Rightarrow Y1.\text{lightvolatiles} + (1 - Y1).\text{char} \\ \text{Coal} &= (k02, T02) \Rightarrow Y2.\text{heavyvolatiles} + (1 - Y2).\text{char} \end{aligned}$$

Where Y1, the partitioning (or selectivity) factor of the "low temperature" reaction is less than Y2, the "high temperature" one. A practical rule is to consider that the same hydrogen and oxygen can bring twice more carbon by the second reaction than by the first one.

When ultimate analysis are available both for coal and for char, it is relevant to check partitioning coefficient (Y_i) and composition of volatiles matters (mainly ratio of Carbon monoxide and C/H in the hydrocarbon fraction) : assumptions on volatiles composition gives partitioning coefficients ; assumptions on Y_i determine volatiles equivalent formulae. Pyrolysis interfacial mass flux brings energy of volatile gases (computed at the particle's temperature) in which the formation of enthalpy of gaseous species differs from the coal one's, as a result the enthalpy for pyrolysis reaction (the most often, moderate) is taken from particle energy.

3. After pyrolysis, when every volatiles are burnt, oxygen is able to reach the surface of the char particle. So heterogeneous combustion can take place : diffusion of oxygen from bulk, heterogeneous reaction (kinetically limited) and back diffusion of carbon monoxide. The heterogeneous oxidation interfacial mass flux is the difference of an incoming oxygen flux and an outgoing carbon monoxide mass flux, each of them at their own temperature. The incoming oxygen has a zero valued formation enthalpy (reference state) and the outgoing carbon monoxide has a negative formation enthalpy, as a result the enthalpy liberated by the first oxidation of carbon is leaked in the particle energy, contributing to its heating. The heterogeneous combustion is achieved if all the carbon of the char particle is converted, leaving an ash particle. Unburnt carbon can leave the boiler as flying particle. The heterogeneous reaction is written :



The 2006 version is able to deal with many class of particles NCLA, each class being described by an initial diameter and a constituting char. Every char, among NCHAR is described by a complete set of parameters : immediate and ultimate analysis, low heating value (at user choice on raw, dry or pure) and kinetic parameters (for both the two competitive pyrolysis reaction and for heterogeneous reaction). This allows to describe the combustion of a mixture of coals or of coal and every material describable

EDF R&D	<i>Code_Saturne</i> 2.0.4 Theory and Programmer's Guide	<i>Code_Saturne</i> documentation Page 301/ 312
---------	--	---

by such evolution kinetics (woods chips ...). It is, obviously, possible to mix fuels with (very) different proximate analysis, like dry hard coal and wet biomass.

3.1.1 Notations

Symbol	Unit	Meaning
H	J/kg	specific enthalpy
K	$kg/(m.s)$	thermal diffusivity
λ	$W/(m.K)$	thermal conductivity
μ	$kg/(m.s)$	dynamical viscosity
ρ	kg/m^3	density
M, M_i	kg/mol	molar mass (M_i for i° constituent)
P	Pa	pressure
R	$J/(mol.K)$	perfect gas constant
T	K	temperature (> 0)
Y_i		mass fraction of constituent i ($0 \leq Y_i \leq 1$)
D^t	$kg/(m.s)$	turbulent viscosity
α_i		mass fraction of phase k
t	s	time

3.1.2 Budget Equations

The bulk, done of gases and particles, is assumed to be describable with only one pressure and velocity. The slipping velocity between particles and gases is supposed negligible compared to this mean velocity. Scalars for the bulk are :

- Bulk density

$$\rho_m = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (\text{V.3.1})$$

- Bulk velocity

$$U_m = \frac{\alpha_1 \rho_1 U_1 + \alpha_2 \rho_2 U_2}{\rho_m} \quad (\text{V.3.2})$$

- Bulk enthalpy

$$H_m = \frac{\alpha_1 \rho_1 H_1 + \alpha_2 \rho_2 H_2}{\rho_m} \quad (\text{V.3.3})$$

- Bulk pressure

$$P_m = P_1 \quad (\text{V.3.4})$$

Mass fractions of gaseous medium (Y_1^*) and of particles are defined by :

$$Y_1^* = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\rho_m} \quad (\text{V.3.5})$$

$$Y_2^* = \frac{\alpha_2 \rho_2}{\rho_m} \quad (\text{V.3.6})$$

So budget equations for the bulk can be written :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_m + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,j}) = 0 \quad (\text{V.3.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m U_{m,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,i} U_{m,j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho_m \left[D_m^t \left(\frac{\partial U_{m,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{m,i}}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (q_m^2 + D_m^t \frac{\partial U_{m,l}}{\partial x_l}) \right] \right] - \frac{\partial P_m}{\partial x_i} + \rho_m g_i \quad (\text{V.3.8})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m H_m) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,j} H_m) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m D_m^t \frac{\partial H_m}{\partial x_j}) + S_{m,R} \quad (\text{V.3.9})$$

With the (velocity) homogeneity assumption, mainly budget equation for bulk characteristic are pertinent. So transport equation for the scalar Φ_k , where k is the phase, can be written :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m Y_k^* \Phi_k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,j} Y_k^* \Phi_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m D_m^t \frac{\partial Y_k^* \Phi_k}{\partial x_j}) + S_{\Phi_k} + \Gamma_{\Phi_k} \quad (\text{V.3.10})$$

3.1.3 Coal combustion scalars

Bulk enthalpy : H_m

Budget equation for the specific enthalpy of the mixture (gas + particles) admits only one source term for radiative effects $S_{m,R}$:

$$S_{m,R} = S_{1,R} + S_{2,R} \quad (\text{V.3.11})$$

With contributions of each phases liable to be described by different models (eg : wide band for gases, black body for particles).

Particles enthalpy : $Y_2^* H_2$

Enthalpy of droplets (J in particles/kg bulk) is the product of solid phase mass fraction (kg liq/kg bulk) by the specific enthalpy of solid (kg solid/kg bulk). So the budget equation for liquid enthalpy has six source terms :

$$\Pi_2' + S_{2,R} - \Gamma_{evap} H_{H2Ovap}(T_2) - \Gamma_{devol1} H_{MV1}(T_2) - \Gamma_{devol2} H_{MV2}(T_2) + \Gamma_{het} \left(\frac{M_O}{M_C} H_{O_2}(T_1) - \frac{M_{CO}}{M_C} H_{CO}(T_2) \right) \quad (V.3.12)$$

with

- Π_2' : heat flux between phases
- $S_{2,R}$: radiative source term for droplets
- $\Gamma_{evap} H_{H2Ovap}(T_2)$ the vapor flux leaves at particle temperature (H_{vap} includes latent heat)
- $\Gamma_{devol1} H_{MV1}(T_2)$ the light volatile matter flux leaves at particle temperature (H_{vap} includes latent heat)
- $\Gamma_{devol2} H_{MV2}(T_2)$ the heavy volatile matter flux leaves at particle temperature (H_{vap} includes latent heat)
- $\Gamma_{het}(...)$ heterogenous combustion induces reciprocal mass flux : oxygen arriving at gas temperature and carbone monoxide leaving at char particle one.

Dispersed phase mass fraction : Y_2^*

In budget equation for the mass fraction of the dispersed phase (first droplets, then char particles, at last ashes) the source terms are interfacial mass fluxes (first evaporation, then net flux for heterogeneous combustion):

$$- \Gamma_{evap} - \Gamma_{het} \quad (V.3.13)$$

Number of particles : N_p^*

No source term in the budget equation for number of droplets : a droplet became a particle (eventually a tiny flying ash) but never vanish (particles it have to get out).

Mean of the passive scalar for light volatile : F_1

This scalar represent the amount of matter which have leaved the particle as fuel vapour, whatever it happens after. It's a mass fraction of gaseous matter (in hydrocarbon form or carbon oxide ones). So the source term in its budget is only evaporation mass flux :

$$\Gamma_{evap} \quad (V.3.14)$$

Variance of F_1 : $F_1'^2$

Budget equation for $F_1'^2$ have three source term :

$$\Gamma_{F_1'^2} - 2\rho_m Y_1^* \frac{F_1'^2}{\tau_{\chi_{F_1'^2}}} + \rho_m Y_1^* D_m^t \frac{\partial F_1}{\partial x_j} \frac{\partial F_1}{\partial x_j} \quad (V.3.15)$$

where $\Gamma_{F_1'^2}$ is due to interfacial mass fluxes (every interfacial mass fluxes impact gaseous phase variances).

Mean of the passive scalar for carbon from char : F_3

Budget equation for F_3 have for lone source term the mass flux due to heterogeneous combustion (mass flux of carbon monoxide minus oxygen mass flux). As for F_1 oxidation in the gaseous phase does not modify this *passive* scalar :

$$\Gamma_{het} \quad (V.3.16)$$

Variance of the passive scalar for air : $F_4'^2$

This passive scalar incomes with air but isn't destroyed by any (in gaseous phase or heterogeneous). No budget equation needed for it, F_4 can be determined from the wholeness relation.

Budget equation for $F_4'^2$ have, like other passive scalar variance budget equation, four source terms :

$$\Gamma_{F_4'^2} - 2\rho_m Y_1^* \frac{F_4'^2}{\tau_{\chi_{F_4'^2}}} + \rho_m Y_1^* D_m^t \frac{\partial F_4}{\partial x_j} \frac{\partial F_4}{\partial x_j} \quad (V.3.17)$$

where $\Gamma_{F_4'^2}$ is due to interfacial mass fluxes (every interfacial mass fluxes impact gaseous phase variances).

3.2 Discrétisation

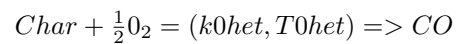
On se reportera aux sections relatives aux sous-programmes **cfmsv1** (masse volumique), **cfqdmv** (quantité de mouvement) et **cfener** (énergie). La documentation du sous-programme **cfxtcl** fournit des éléments relatifs aux conditions aux limites.

4- Sous-programme fubase

4.1 Function

The combustion of heavy fuel oil is described. After a droplet enters the furnace, its temperature increases reaching an evaporating range (heavy fuel oil isn't a specy with a well defined boiling point):

1. As droplet's temperature reaches the begin of evaporating range, vapour begins to be given off. Gaseous hydrocarbons are then involved in a diffusion flame surrouding each droplet. The heavy fuel oil beeing constituted of long hydrocarbons molecules, cracking mays occur and char is leaved. So the complex chemistry inside the droplet is summarized by:
Heavy fuel oil \longrightarrow gaseous hydrocarbons + char
2. After evaporation, when the whole vapour are burnt, oxygen is able to reach the surface of the char particle. So heterogenous combustion can take place. It is very similar to the oxydation of coal char: diffusion of oxygen from bulk, heterogeneous reaction (kinetically limited) and back diffusion of carbone monoxide. The heterogenous combustion is achieved if all the carbon of the char particle is converted, leaving an ash particle (heavy fuel oil can contain inerts, some of which beeing heavy metals). Unburnt carbon can leave the boiler as flying particle. The heterogeneous reaction is wrotten:



Fuel jet combsution strongly depends on injection conditions and namely on mean diameter of drops (size distribution). In the first (2006) version *Code_Saturne* take in account only one diameter: monodisperse injection.

For heavy fuel oil, like for coal, the french reference [1] can be useful:

[1] Escaich, Alain : "Mise en oeuvre dans Code.Saturne des modélisations physiques particulières. Tome 2: Combustion du charbon pulvérisé.", HI-81/02/09/A, Rapport EDF, 2002.

4.1.1 Notations

Symbol	Unit	Meaning
H	J/kg	specific enthalpy
K	$kg/(m.s)$	thermal diffusivity
λ	$W/(m.K)$	thermal conductivity
μ	$kg/(m.s)$	dynamical viscosity
ρ	kg/m^3	density
M, M_i	kg/mol	molar mass (M_i for i° constituent)
P	Pa	pressure
R	$J/(mol.K)$	perfect gas constant
T	K	temperature (> 0)
Y_i		mass fraction of constituent i ($0 \leq Y_i \leq 1$)
D^t	$kg/(m.s)$	turbulent viscosity
α_i		mass fraction of phase k
t	s	time

4.1.2 Budget Equations

The bulk, done of gases and droplets, is assumed to be describable with only one pressure and velocity. The slipping velocity between droplets and gases is supposed negligible compared to this mean velocity. Scalars for the bulk are:

- Bulk density

$$\rho_m = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (\text{V.4.1})$$

- Bulk velocity

$$U_m = \frac{\alpha_1 \rho_1 U_1 + \alpha_2 \rho_2 U_2}{\rho_m} \quad (\text{V.4.2})$$

- Bulk enthalpy

$$H_m = \frac{\alpha_1 \rho_1 H_1 + \alpha_2 \rho_2 H_2}{\rho_m} \quad (\text{V.4.3})$$

- Bulk pressure

$$P_m = P_1 \quad (\text{V.4.4})$$

Mass fractions of gaseous medium (Y_1^*) and of droplets are defined by:

$$Y_1^* = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\rho_m} \quad (\text{V.4.5})$$

$$Y_2^* = \frac{\alpha_2 \rho_2}{\rho_m} \quad (\text{V.4.6})$$

So budget equations for the bulk can be written:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_m + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,j}) = 0 \quad (\text{V.4.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m U_{m,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,i} U_{m,j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho_m \left[D_m^t \left(\frac{\partial U_{m,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{m,i}}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (q_m^2 + D_m^t \frac{\partial U_{m,l}}{\partial x_l}) \right] \right] - \frac{\partial P_m}{\partial x_i} + \rho_m g_i \quad (\text{V.4.8})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m H_m) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,j} H_m) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m D_m^t \frac{\partial H_m}{\partial x_j}) + S_{m,R} \quad (\text{V.4.9})$$

With the (velocity) homogeneity assumption, mainly budget equation for bulk characteristic are pertinent. So transport equation for the scalar Φ_k , where k is the phase, can be written:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m Y_k^* \Phi_k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m U_{m,j} Y_k^* \Phi_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m D_m^t \frac{\partial Y_k^* \Phi_k}{\partial x_j}) + S_{\Phi_k} + \Gamma_{\Phi_k} \quad (\text{V.4.10})$$

4.1.3 Fuel combustion scalars

Bulk enthalpy: H_m

Budget equation for the specific enthalpy of the mixture (gas + droplets) admits only one source term for radiative effects $S_{m,R}$:

$$S_{m,R} = S_{1,R} + S_{2,R} \quad (\text{V.4.11})$$

With contributions of each phases liable to be described by different models (eg: wide band for gases, black body for particles).

Droplets enthalpy: $Y_2^* H_2$

Enthalpy of droplets (J in droplets/kg bulk) is the product of liquid phase mass fraction (kg liq/kg bulk) by the specific enthalpy of liquid (kg liq/kg bulk). So the budget equation for liquid enthalpy has four source terms:

$$\Pi_2' + S_{2,R} - \Gamma_{evap} H_{vap}(T_2) + \Gamma_{het} \left(\frac{M_O}{M_C} H_{O_2}(T_1) - \frac{M_{CO}}{M_C} H_{CO}(T_2) \right) \quad (V.4.12)$$

with

- Π_2' : heat flux between phases
- $S_{2,R}$: radiative source term for droplets
- $\Gamma_{evap} H_{vap}(T_2)$ the vapor flux leaves at droplet temperature (H_{vap} includes latent heat)
- $\Gamma_{het}(\dots)$ heterogenous combustion induces reciprocal mass flux: oxygen arriving at gas temperature and carbone monoxide leaving at char particle one.

Dispersed phase mass fraction: Y_2^*

In budget equation for the mass fraction of the dispersed phase (first droplets, then char particles, at last ashes) the source terms are interfacial mass fluxes (first evaporation, then net flux for heterogeneous combustion):

$$- \Gamma_{evap} - \Gamma_{het} \quad (V.4.13)$$

Number of droplets: N_p^*

No source term in the budget equation for number of droplets: a droplet became a particle (eventually a tiny flying ash) but never vanish (particles it have to get out).

Mean of the passive scalar for fuel vapor: F_1

This scalar represent the amount of matter which have leaved the particle as fuel vapour, whatever it happens after. It's a mass fraction of gaseous matter (in hydrocarbon form or carbon oxide ones). So the source term in its budget is only evaporation mass flux:

$$\Gamma_{evap} \quad (V.4.14)$$

Variance of F_1 : $F_1'^2$

Budget equation for $F_1'^2$ have three source term:

$$\Gamma_{F_1'^2} - 2\rho_m Y_1^* \frac{F_1'^2}{\tau_{\chi_{F_1'^2}}} + \rho_m Y_1^* D_m^t \frac{\partial F_1}{\partial x_j} \frac{\partial F_1}{\partial x_j} \quad (V.4.15)$$

where $\Gamma_{F_1'^2}$ is due to interfacial mass fluxes (every interfacial mass fluxes impact gaseous phase variances).

Mean of the passive scalar for carbon from char: F_3

Budget equation for F_3 have for lone source term the mass flux due to heterogeneous combustion (mass flux of carbon monoxide minus oxygene mass flux). As for F_1 oxidation in the gaseous phase does not modify this *passive* scalar:

$$\Gamma_{het} \quad (V.4.16)$$

Variance of the passive scalar for air: $F_4'^2$

This passive scalar incomes with air but is'nt destroyed by any (in gaseous phase or heterogeneous). No budget equation needed for it, F_4 can be determined from the wholeness relation.

Budget equation for $F_4'^2$ have, like other passive scalar variance budget equaiton, four source terms:

$$\Gamma_{F_4'^2} - 2\rho_m Y_1^* \frac{F_4'^2}{\tau_{\chi_{F_4'^2}}} + \rho_m Y_1^* D_m^t \frac{\partial F_4}{\partial x_j} \frac{\partial F_4}{\partial x_j} \quad (\text{V.4.17})$$

where $\Gamma_{F_4'^2}$ is due to interfacial mass fluxes (every interfacial mass fluxes impact gaseous phase variances).

4.2 Discretisation

The discretisation of equation are not problematic. Details are in sections: **fuflux** (interfacial fluxes of mass and energy), **futssc** (source term for fuel specific scalars) and **fucym1** (gas phase combustion).

5- Sous-programme Thermodynamics

sub-routines : pptbht, cothht, colecd, cplecd, fulecd ...

5.1 Function

The description of the thermodynamical of gases mixture is as close as possible of the JANAF standard. The gases mixture is, often, considered as composed of some *global* species (eg. oxidizer, products, fuel) each of them being a mixture (with known ratio) of *elementary* species (oxygen, nitrogen, carbon dioxide, ...).

A tabulation of the enthalpy of both elementary and global species for some temperatures is constructed (using JANAF polynoms) or read (if the user found useful to define a global specie not simply related to elementary ones ; eg. unspecified hydrocarbon known by C, H, O, N, S analysis and heating value.).

The thermodynamic properties of condensed phase are more simple : formation enthalpy is computed using properties of gaseous products of combustion with air (formation enthalpy of wich is zero valued as O₂ and N₂ are reference state) and the lower heating value. The heat capacity of condensed phase is assumed constant and it is a data the user have to type (in the corresponding data file dp_FCP or dp_FUE).

5.2 Gases enthalpy discretisation

A table of gases (both elementary species and global ones) enthalpy for some temperatures (user choses number of points, temperature in dp_*** file) is computed (enthalpy of elementary species is computed using JANAF polynomia ; enthalpy for global species are computed by weighting of elementary ones) or read (subroutine PPTBHT). Then the entahlpy is supposed to be linear vs. temperature in each temperature gap (i.e. continuous piece wise linear on the whole temperature range). As a consequence, temperature is a linear function of entahlpy ; and a simple algorithm (subroutine COTHHT) allows to determine the enthalpy of a mixture of gases (for inlet conditions it is more useful to indicate temperature and mass fractions) or to determine temperature from enthalpy of the mixture and mass fractions of global species (common use in every fluid particle, at every time step).

5.3 Particles enthalpy discretisation

Enthalpy of condensed material are rarely known. Commonly, the thermal power and ultimate analysis are determined. So, using simple assumptions and the enthalpy of known released species (after burning with air) the formation enthalpy of coal or heavy oil can be computed. Assuming the thermal capacity is constant for every condensed material a table can be build with ... two temperatures, allowing the use of the same simple algorithm for temperature-enthalpy conversion. When intermediate gaseous species (volatile or vapour) are thermodynamically known, simple assumptions(eg : char is thermodynamically equivalent to pure carbon in reference state ; ashes are inert) allow to deduce enthalpy for heterogeneous reactions (these energies have not to be explicitly taken in account for the energy budget of particles).