



CENTRE EUROPÉEN DE RECHERCHE ET DE FORMATION AVANCÉE EN CALCUL SCIENTIFIQUE



Rapport de stage de fin d'études

Filière Dynamique des Fluides

Simulation LES de l'ingestion de particules de sable par une turbomachine

Auteur :
M. Benjamin MARTIN

Encadrants :
Dr. Laurent GICQUEL
Dr. Florent DUCHAINE
Dr. Jérôme DOMBARD

Responsable école :
Dr. Guillaume DUFOUR

Responsable recherche :
Dr. Laurent JOLY

Avril 2018 - Septembre 2018

Abstract

Erosion of compressor and turbine blades operating in extreme environment fouled by sand particles is a serious problem for gas turbine manufacturers and users. Operating in such hostile conditions leads to drastic degradations of the aerodynamic performance of engine components, mostly through surface roughness modification, tip clearance height increase or blunting of blade leading edges. The computation of particle trajectories and impacts through multiple turbomachinery stages is a challenge but still a prerequisite for the modelling of erosion induced by solid particles. The numerical prediction of complex turbulent flows in compressors and turbines is however necessary. Statistical approaches such as RANS and URANS are commonly used to simulate flows in this context. Previous studies have investigated particle trajectories in a turbomachine using RANS flow-field solutions and one-way coupling between particles and flow [20, 21]. Recently, Large-Eddy Simulation method has shown promising results for compressor/turbine configurations for a wide range of operating conditions at an acceptable cost [9, 36].

This report presents the assessment of a Large-Eddy Simulation solver (AVBP) able to treat turbomachine configurations to predict erosion induced by sand particles. Governing equations of particle dynamics are solved using the Lagrangian formalism. With the computation of the locations and conditions of impacts, erosion is estimated by semi-empirical correlations. The treatment procedure of particle impacts is first validated on simple configurations with controlled particle injection. The strategy is then applied to blade geometries for studying the main areas and conditions of impacts. To finish, a one-way coupling computation based on a mean steady fluid field where only the Lagrangian particles are advanced in time is compared to a fully unsteady two-way coupling simulation.

Keywords : particle impacts, particle trajectories, erosion, sand ingestion, LES.

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier l'ensemble des personnes qui m'ont donné l'opportunité de travailler au sein du CERFACS, ainsi que celles qui ont participé au bon déroulement de mon stage et à la rédaction du rapport.

Je remercie particulièrement Laurent Gicquel et Florent Duchaine pour leur aide apportée à la réalisation de ce projet et pour leur temps accordé tout au long du stage. Je voudrais aussi remercier Jérôme Dombard pour son accompagnement de grande qualité pendant la partie turbomachine du projet.

J'aimerais remercier également les thésards du CERFACS, notamment Martin Thomas et Mael Harnieh pour leur aide précieuse sur la géométrie FACTOR et Maxime Fiore pour son soutien sur la partie post-traitement.

Je remercie aussi l'ensemble des stagiaires présents au CERFACS pour la bonne ambiance pendant et en dehors des pauses.

Je tiens également à remercier toute l'équipe CSG du CERFACS qui apporte un support informatique indispensable et permanent, l'équipe de développement d'Antares qui met à disposition un outil de grande qualité, ainsi que l'équipe administrative pour son soutien et sa bonne humeur.

Table des matières

Introduction	1
1 Écoulements turbulents et ingestion de particules dans une turbomachine	5
1.1 Simulation numérique d'écoulements turbulents	5
1.1.1 Équations de Navier-Stokes	6
1.1.2 Simulation numérique de la turbulence	6
1.1.3 Simulation aux Grandes Échelles ou LES	8
1.1.4 Fermeture des équations de transport : modèles de sous-mailles	8
1.2 Écoulements dans une turbomachine et ingestion de particules	10
1.2.1 Introduction	10
1.2.2 Modèles de prédiction d'érosion	11
1.2.3 Conditions de rebond des particules	13
1.2.4 Simulations numériques de turbomachine avec ingestion de particules	15
2 Implémentation du traitement des impacts particuliers dans AVBP	17
2.1 Présentation du solveur Lagrangien dans AVBP	17
2.1.1 Généralités	18
2.1.2 Équations gouvernantes le formalisme Lagrangien	18
2.1.3 Grandeurs associées à chaque particule	19
2.2 Ajout de grandeurs liées à l'impact des particules (formalisme Lagrangien)	20
2.2.1 Introduction	20
2.2.2 Obtention des nouvelles grandeurs	20
2.3 Interpolation des grandeurs Lagrangiennes sur la grille du maillage	22
2.3.1 Présentation de la démarche	22
2.3.2 Détermination de la position de l'impact	22
2.3.3 Détails de l'interpolation	23

2.4	Prise en compte de la parallélisation	25
2.5	Moyenne des grandeurs d'impacts	27
2.6	Validation du mécanisme de post-traitement	28
2.6.1	Cas 1 : nappe de particules dans un fluide au repos	28
2.6.2	Cas 2 : injection de particules dans un cylindre en rotation	33
3	Prédiction de l'érosion d'une turbomachine dans AVBP	43
3.1	Introduction	43
3.2	Simulation de configurations turbomachines dans AVBP	44
3.2.1	Présentation de TurboAVBP et du couplage entre simulations	44
3.2.2	Injection de particules dans le plan d'entrée	45
3.3	Configuration d'application : géométrie FACTOR	45
3.3.1	Présentation de la configuration	45
3.3.2	Paramétrage du calcul	47
3.3.3	Topologie de l'écoulement	48
3.3.4	Résultats du calcul avec injection de particules	53
3.3.5	Comparaison des résultats	56
	Conclusion	61
	Perspectives	63

Table des figures

1	Aperçu d'un turboréacteur classique (Pratt & Whitney GP7200).	1
2	Effets des cendres volcaniques sur les pales d'une turbomachine [31].	1
1.1	Comparaison du traitement de la turbulence en RANS, LES et DNS.	7
1.2	Augmentation de la rugosité de surface d'une pale par érosion [25].	11
1.3	Définition de la vitesse et de l'angle d'impact d'une particule.	11
1.4	Illustration des deux mécanismes d'érosion.	12
1.5	Angles et vitesses au niveau du point d'impact de la particule [50].	14
1.6	Coefficients de restitution e_V et e_β en fonction de β_1 pour $d_{mean} = 150 \mu m$ [50].	14
1.7	Coefficients de restitution e_V et e_β en fonction de β_1 pour $d_{mean} = 15 \mu m$ [49].	15
1.8	Domaine de calcul de la simulation [20].	16
1.9	Position des impacts de particules sur l'intrados (a) et sur l'extrados (b) [20]. .	16
2.1	Illustration du calcul de l'angle d'impact.	21
2.2	Schémas du calcul de la position d'impact.	23
2.3	Contours du <i>flag_impact</i> et des frontières entre partitions sans communi- cations MPI des grandeurs d'impact.	26
2.4	Contour du <i>flag_impact</i> avec communications MPI des grandeurs d'impact. .	27
2.5	Position d'initialisation de la nappe de particules dans le domaine.	29
2.6	Valeurs du <i>flag_impact</i> des particules de la nappe à trois itérations successives (306, 307 et 308).	30
2.7	Valeurs de <i>up_impact</i> des particules de la nappe à trois itérations successives (306, 307 et 308).	31
2.8	Interpolation des grandeurs d'impact à la paroi et à l'itération 308.	32
2.9	Interpolation des vitesses d'impact à la paroi et à l'itération 308.	32
2.10	Visualisation du maillage du domaine cylindrique.	33
2.11	Coupe transversale selon le plan <i>Oxy</i> de la vitesse axiale u_x (m/s).	34

2.12	Coupe transversale selon le plan Oxy de la vitesse radiale u_r (m/s).	34
2.13	Coupe transversale selon le plan Oxy de la vitesse tangentielle u_θ (m/s).	34
2.14	Aperçu du disque d'injection des particules dans le domaine.	35
2.15	Demi-cylindre découpé selon le plan Oxy à $t = t_1$ - Interpolation du <i>flag_impact</i> (contours) et position des particules (sphères bleues et points blancs).	35
2.16	Demi-cylindre découpé selon le plan Oxy à $t = t_1 + \delta t$ - Interpolation du <i>flag_impact</i> (contours) et position des particules (sphères bleues et points blancs).	36
2.17	Position d'injection des particules (cercle bleu) et position d'impact (cercle rouge). 36	
2.18	Contours des grandeurs d'impact sur les parois du cylindre.	39
2.19	Trajectoires des particules obtenues par AVBP et par résolution théorique pour différents d_p	40
3.1	Décomposition des domaines et région de superposition [10, 55].	44
3.2	Processus de communication entre les deux domaines [10, 55].	44
3.3	Aperçu de la configuration FACTOR.	46
3.4	Vue d'ensemble des pales fixes de turbine de la configuration FACTOR.	46
3.5	Visualisation du maillage des deux pales.	47
3.6	Contours des profils 2D imposés à l'entrée du domaine.	48
3.7	Contours instantanés des composantes de vitesse et du Mach à $h/H = 50\%$	49
3.8	Contours instantanés de la T_t , P_t , température et pression à $h/H = 50\%$	50
3.9	Iso-contour instantané du critère Q à $5 \cdot 10^6$ coloré par la température (en K), vue intrados face avant à gauche et vue extrados face arrière à droite.	51
3.10	Lignes de courant à différentes hauteurs de veine colorées par la vitesse axiale u (m/s).	51
3.11	Impact du point chaud sur les NGV.	52
3.12	Visualisation des lignes de courant pour le calcul du temps convectif.	52
3.13	Densité de probabilité du diamètre des particules injectées.	53
3.14	Répartition des particules dans le domaine.	53
3.15	Vue 3D du <i>flag_impact</i> moyen ($impact/cm^2/s$).	54
3.16	Contour moyen du <i>flag_impact</i> ($impact/cm^2/s$).	54
3.17	Contour moyen du rayon d'impact des particules (m).	55
3.18	Contour moyen de l'angle d'impact des particules ($^\circ$).	55
3.19	Contour moyen de la vitesse d'impact des particules (m/s).	55

3.20	Évolution temporelle de ρu ($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$) et de la température (K) à l'entrée du domaine.	56
3.21	Visualisation des hauteurs de pale sélectionnées.	57
3.22	Comparaison des impacts sur la pale NGV1.	57
3.23	Comparaison des impacts sur la pale NGV2.	58
3.24	Contours moyens de P_t (Pa) à $h/H = 50\%$ pour les cas 1 et 3.	59
3.25	Contours moyens de u (m/s) à $h/H = 50\%$ pour les cas 1 et 3.	59
3.26	Contours moyens de $urms$ (m/s) à $h/H = 50\%$ pour les cas 1 et 3.	59
3.27	Contour moyen du $flag_impact$ ($impact/cm^2/s$) pour le cas 3.	60

Liste des sigles et acronymes

AVBP	<i>Solveur LES développé par le CERFACS</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	<i>Courant–Friedrichs–Lewy condition</i>
DHP	<i>Distributeur Haute Pression</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
FACTOR	<i>Full Aerothermal Combuster Turbine interactions Research</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MPI	<i>Message Passing Interface</i>
NGV	<i>Nozzle Guide Vane</i>
NSCBC	<i>Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
SGS	<i>Sub-Grid Scale model</i>
THI	<i>Turbulence Homogène Isotrope</i>
URANS	<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
WALE	<i>Wall-Adapting Local Eddy-viscosity model</i>

Introduction

Contexte

Dans les milieux désertiques, les turboréacteurs, les turbopropulseurs et les groupes auxiliaires de puissance opèrent au sein d'un environnement dans lequel l'ingestion de sable est inévitable. La traversée de nuages de cendre volcanique par les avions commerciaux expose également les moteurs à un milieu pollué par des particules solides. Or, les turbomachines actuelles sont composées d'une multitude de composants essentiels qui sont susceptibles de subir les effets néfastes de l'érosion par des particules de sable (Fig. 1).

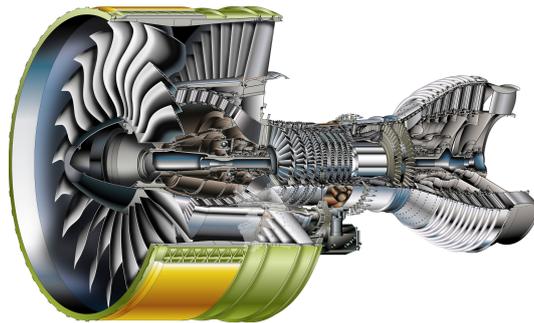


FIGURE 1 – Aperçu d'un turboréacteur classique (Pratt & Whitney GP7200).

L'érosion importante de ses composants peut entraîner une réduction drastique de ses performances et de sa durée de vie, mais aussi causer une perte totale de la turbomachine ou de l'appareil (Fig. 2). Par le passé, plusieurs accidents graves ont eu lieu à cause d'une défaillance d'un moteur opérant dans un milieu contenant une concentration importante de particules [14, 48, 26].



FIGURE 2 – Effets des cendres volcaniques sur les pales d'une turbomachine [31].

L'ingestion de particules peut aussi se produire au sol pendant certaines phases de forte puissance, où les tourbillons générés par les moteurs d'avions soulèvent les particules du sol avant de les ingérer [37]. De la même manière, au cours du décollage et de l'atterrissage d'hélicoptères, un nuage de poussières se forme et pénètre dans les entrées d'air des moteurs causant des dégâts certains [29].

A la suite de la guerre du Golfe, l'utilisation intensive d'hélicoptères dans des zones désertiques a aussi mis en évidence des pertes significatives de performances et une réduction drastique de la durée de vie des moteurs [15].

Les mesures expérimentales des dégradations de performance et de durée de vie dans des conditions comparables à celles rencontrées par les moteurs dans un milieu désertique sont difficiles à reproduire et coûteuses. C'est pourquoi l'étude numérique de la trajectoire des particules au sein de la turbomachine et la prédiction des conditions d'impact aux parois est un outil intéressant pour anticiper ces phénomènes à moindre coût.

Objectifs

L'ambition de cette étude est de fournir un outil capable de donner des informations sur les effets de l'ingestion et de l'impact de particules dans une turbomachine. Des travaux ont déjà été menés sur des sujets similaires en RANS pour prédire les lieux d'érosion privilégiés sur une pale. L'intérêt de cette étude est de développer un mécanisme de traitement des impacts de particules pour un solveur LES avec un suivi Lagrangien. Les objectifs sont les suivants :

- implémenter dans le code LES un outil capable de fournir les grandeurs d'impact des particules sur une paroi,
- valider le mécanisme de traitement des impacts sur des configurations simples avec une injection contrôlée de particules,
- utiliser ce traitement sur des géométries de turbomachine plus complexes pour fournir des informations sur les lieux d'impact grâce à une simulation instationnaire.

Ce projet a été menée au sein du département CFD du CERFACS à Toulouse, dans le cadre d'un stage de fin d'études à la fin du cursus ingénieur de l'ISAE-SUPAERO et la suite du master recherche Dynamique des fluides, Energétique et Transferts de l'Université Paul Sabatier.

Plan du rapport

Le rapport est organisé en trois parties. La première partie introduit les équations de Navier-Stokes nécessaires à la simulation d'écoulements turbulents. Les opérations de filtrage de ces équations pour les adapter à la simulation aux grandes échelles sont aussi présentées. Dans un second temps, différents modèles de prédiction d'érosion par des particules solides sont énumérés, en s'intéressant également à la détermination des conditions de rebond des particules solides. Un résumé des études précédentes traitant de la simulation numérique d'ingestion de particules dans une turbomachine est exposé.

La deuxième partie décrit l'implémentation permettant le traitement des impacts de particules dans le code LES. Le calcul des grandeurs d'impacts et leur interpolation sur le maillage du domaine sont détaillés. Deux cas de validation du mécanisme de traitement des impacts particuliers sont également présentés.

La troisième partie traite de l'application du mécanisme de traitement des impacts à des configurations turbomachines réelles. L'idée est de comprendre comment les particules interagissent avec l'écoulement turbulent et les parois de la turbomachine pour donner une cartographie des régions d'impact sur les pales de la géométrie choisie.

Chapitre 1

Écoulements turbulents et ingestion de particules dans une turbomachine

Sommaire

1.1 Simulation numérique d'écoulements turbulents	5
1.1.1 Équations de Navier-Stokes	6
1.1.2 Simulation numérique de la turbulence	6
1.1.3 Simulation aux Grandes Échelles ou LES	8
1.1.4 Fermeture des équations de transport : modèles de sous-mailles . . .	8
1.2 Écoulements dans une turbomachine et ingestion de particules .	10
1.2.1 Introduction	10
1.2.2 Modèles de prédiction d'érosion	11
1.2.3 Conditions de rebond des particules	13
1.2.4 Simulations numériques de turbomachine avec ingestion de particules	15

Ce chapitre est organisé en deux sections. La première section décrit les équations résolues en simulation numérique pour permettre la modélisation d'écoulements turbulents. En particulier, le principe de la Simulation aux Grandes Échelles est abordé, ainsi que les différents modèles de sous-maille. La seconde section s'intéresse plus précisément aux écoulements présents au sein d'une turbomachine et à l'ingestion de particules solides dans ce même contexte.

1.1 Simulation numérique d'écoulements turbulents

Au sein d'une turbomachine, les écoulements sont majoritairement turbulents et instationnaires. Les progrès croissants des capacités de calcul des ordinateurs depuis plusieurs décennies permettent l'étude numérique de ces phénomènes complexes. L'objectif de cette section est de présenter les équations qui régissent ces écoulements et en particulier, leur adaptation à la Simulation aux Grandes Échelles.

1.1.1 Équations de Navier-Stokes

Dans le cas d'un écoulement tridimensionnel, non réactif, sans flux de chaleur, Newtonien, monophasique et compressible, les équations de Navier-Stokes se présentent sous la forme de cinq équations.

- L'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i) = 0, \quad (1.1)$$

- Les trois équations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij}] = 0 \text{ pour } i = 1, 2, 3, \quad (1.2)$$

- L'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\rho E u_j + u_j p - u_i \tau_{ij}] = 0, \quad (1.3)$$

avec, ρ la masse volumique, u_i les composantes du vecteur vitesse et E l'énergie totale. Pour fermer le système d'équations, il est nécessaire de déterminer la pression p , le tenseur des contraintes τ et la viscosité dynamique μ .

La loi des gaz parfaits permet de relier les différentes propriétés thermodynamiques du fluide. La pression p s'exprime comme :

$$p = \rho r T, \quad (1.4)$$

avec, r la constante des gaz parfaits ($r = 287.058 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$) et T la température.

Ensuite, pour un fluide Newtonien, le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad (1.5)$$

D'autre part, la loi de Sutherland fournit une relation entre la viscosité dynamique μ du fluide et la température T :

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + 110.4}{T + 110.4}, \quad (1.6)$$

avec, $\mu_0 = 1.711 \times 10^{-5} \text{ kg.m.s}^{-1}$ et $T_0 = 273.15 \text{ K}$ dans le cas de l'air [32].

1.1.2 Simulation numérique de la turbulence

Les équations présentées dans la section précédente n'ont pas de solution analytique et doivent par conséquent être discrétisées pour être résolues numériquement. Une fois les équations discrétisées, les équations peuvent être résolues directement, en modélisant toute la turbulence ou filtrées en modélisant seulement une partie.

La DNS ou Direct Numerical Simulation est la méthode qui permet de simuler toutes les échelles de la turbulence sans modélisation ou filtrage. Pour atteindre cette précision de simulation, le maillage du domaine étudié doit être composé de mailles de taille au moins égale à la plus petite échelle de la turbulence η (aussi appelée échelle de Kolmogorov). L'échelle de Kolmogorov étant liée au Reynolds de l'écoulement, cette méthode présente le désavantage d'être très coûteuse lorsque le nombre de Reynolds augmente. Si on note L la plus grande échelle du domaine, alors on peut montrer que $\frac{L}{\eta} = Re^{\frac{3}{4}}$ avec $Re = \frac{\rho UL}{\mu}$ [4]. Pour une simulation en trois dimensions, le nombre de maille total doit donc être de l'ordre de $Re^{\frac{9}{4}}$.

A l'opposé de la DNS se trouve le RANS ou Reynolds-Averaged Navier Stokes, pour laquelle la turbulence est entièrement modélisée. Une moyenne temporelle est appliquée aux équations de Navier-Stokes. Cette opération introduit un terme non linéaire, appelé tenseur de Reynolds, qui doit être modélisé pour fermer le système d'équations RANS. C'est l'enjeu des modèles de turbulence plus ou moins complexes développés au fil des années [7].

La LES ou Simulation aux Grandes Échelles est une approche alternative intermédiaire entre le RANS, couramment utilisé dans l'industrie, et la DNS. Au contraire du RANS, en LES, seulement une partie de la turbulence est modélisée. La LES repose donc sur un opérateur de filtrage appliqué aux équations de Navier-Stokes pour obtenir le système à résoudre (Fig. 1.1).

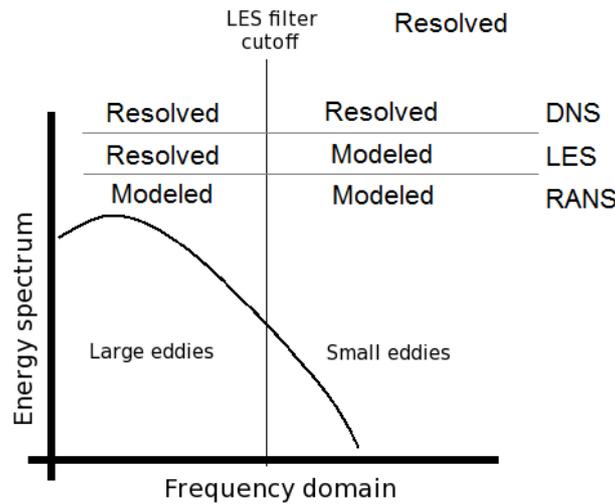


FIGURE 1.1 – Comparaison du traitement de la turbulence en RANS, LES et DNS.

Grâce à son opérateur de filtrage, la LES a la capacité de fournir une représentation dynamique des structures de grandes échelles. La contribution de ces structures aux écoulements autour de géométries complexes est essentielle. C'est pourquoi, dans la majorité des cas, l'utilisation de la LES pour des écoulements turbulents complexes fournit des résultats plus proches des phénomènes physiques réels [40]. La LES a donc le potentiel nécessaire à la prédiction d'écoulements turbulents rencontrés dans des applications industrielles. C'est pour cette raison que la LES a été choisie pour la suite de cette étude. Les équations résolues dans le cadre de la LES sont détaillées dans la section suivante.

1.1.3 Simulation aux Grandes Échelles ou LES

Dans un calcul LES, seules les grosses structures turbulentes, très énergétiques, sont résolues alors que les plus petites sont modélisées. Cette séparation des échelles est réalisée par un filtre spatial permettant de simuler les tourbillons de taille supérieur au filtre imposé et de ne modéliser que les tourbillons de taille plus petite [41]. Le filtrage peut s'effectuer implicitement grâce au maillage ou explicitement en utilisant un filtre passe-bas. En notant Δ la fréquence de coupure du filtre, on obtient le nombre d'onde $\kappa_c = \frac{\pi}{\Delta}$ qui représente la limite entre le champ résolu et le champ modélisé. Toutes les structures turbulentes avec un nombre d'onde supérieur à κ_c seront résolues alors que les autres seront modélisées. Plusieurs filtres existent mais les plus employés sont les filtres boîte dans l'espace physique et spectral et le filtre Gaussien.

Il est maintenant possible d'appliquer ce filtrage aux équations de Navier-Stokes en décomposant tout scalaire f en une partie résolue \tilde{f} et une partie modélisée (sous-maille) f' :

$$f = \tilde{f} + f', \quad (1.7)$$

$$\tilde{f} = \frac{\rho f}{\bar{\rho}}. \quad (1.8)$$

Les équations filtrées de Navier-Stokes s'écrivent alors :

- Équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0, \quad (1.9)$$

- Équations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} - T_{ij}] = 0 \text{ pour } i = 1, 2, 3, \quad (1.10)$$

- Équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j + \tilde{u}_j \bar{p} - \tilde{u}_i \tilde{\tau}_{ij} - \tilde{u}_i T_{ij}] = 0, \quad (1.11)$$

avec T_{ij} le tenseur des efforts de sous-maille (SGS).

A cause du terme T_{ij} , le système des équations filtrées n'est pas fermé. Le tenseur des efforts de sous-maille contient donc les informations des échelles de turbulence plus petites que la largeur du filtre appliqué (ou de la taille de maille pour le filtrage explicite). Pour fermer le système, il est nécessaire de modéliser le comportement de ces petites échelles.

1.1.4 Fermeture des équations de transport : modèles de sous-mailles

La turbulence est un phénomène caractérisé par un transfert d'énergie depuis des structures de grandes échelles vers celles de petites tailles (cascade énergétique [38]). Pour fournir une

solution compatible avec la physique de l'écoulement, le code de calcul doit être capable de dissiper une quantité d'énergie qui correspond à ce phénomène de transfert.

Pour éviter l'accumulation d'énergie aux petites échelles, un moyen de dissiper cette énergie doit être introduit [40]. Deux approches existent :

- les méthodes implicites utilisent les propriétés dissipatives des schémas numériques pour consommer l'énergie des petites échelles,
- les méthodes explicites modélisent la dissipation aux petites échelles par le biais d'un modèle de sous-maille.

Comme décrit précédemment, l'utilisation d'un modèle (aussi appelé SGS model ou Sub-Grid Scale model) pour représenter les structures de petites tailles est un pré-requis essentiel à la LES. Par analogie aux méthodes utilisées avec les équations moyennées RANS, on utilise l'hypothèse de la viscosité turbulente pour fermer les équations filtrées, en introduisant μ_{SGS} :

$$T_{ij} = \mu_{sgs} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right). \quad (1.12)$$

1.1.4.1 Modèle de Smagorinsky [46]

Dans le modèle de Smagorinsky, la viscosité turbulente s'exprime comme :

$$\mu_{sgs} = \tilde{\rho} (C_S \Delta)^2 \|\tilde{S}\|, \quad (1.13)$$

avec, C_S la constante de Smagorinsky qui a une valeur comprise entre 0.1 et 0.2 selon les cas et :

$$\|\tilde{S}\| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}, \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (1.14)$$

Le modèle a la particularité de fournir un bon niveau de dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans le cas d'une turbulence homogène isotrope (THI). Il est cependant trop dissipatif en dehors des cas THI et n'est également pas adapté aux écoulements proche paroi [2, 42]. Un modèle de Smagorinsky filtré [12] est aussi disponible pour obtenir une meilleure représentativité des phénomènes locaux au sein d'écoulements turbulents complexes. La transition est aussi mieux prédite avec ce modèle.

1.1.4.2 Modèle WALE [13]

Pour le modèle WALE, la viscosité turbulente s'écrit :

$$\mu_{sgs} = \bar{\rho} (C_\omega \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{\frac{3}{2}}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{\frac{5}{2}} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{\frac{5}{4}}}, \quad (1.15)$$

avec,

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (g_{ij}^2 - \tilde{g}_{ij}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} g_{kk}^2, \quad \tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}, \quad \tilde{g}_{ij}^2 = \tilde{g}_{ik} \tilde{g}_{kj}. \quad (1.16)$$

La valeur recommandée pour C_ω se situe autour de 0.5. Ce modèle a été développé pour des écoulements en cavités, et a pour but de fournir de bons résultats en proche paroi.

1.1.4.3 Modèle Sigma [35, 52]

Dans le cas du modèle Sigma, la viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_{sgs} = \bar{\rho} (C_\sigma \Delta)^2 \frac{\sigma_3(\sigma_1 - \sigma_2)(\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2}, \quad (1.17)$$

avec $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3 \geq 0$ les valeurs singulières du tenseur gradient des vitesses et $C_\sigma = 1.5$ la constante du modèle. Le modèle σ a été développé pour palier à certains problèmes rencontrés par les modèles statiques. Il est aussi très performant sur des configurations 3D complexes.

1.1.4.4 Modèle "équation de k " [2]

Pour ce modèle, la viscosité turbulente s'exprime par :

$$\mu_{sgs} = \bar{\rho} C_k \Delta k_{sg}^{1/2}. \quad (1.18)$$

Elle fait intervenir l'énergie cinématique turbulente de sous-maille k_{SGS} défini comme :

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} (u_i \tilde{u}_i - \tilde{u}_i \tilde{u}_i). \quad (1.19)$$

L'avantage de ce modèle réside dans le fait que la viscosité turbulente n'est pas directement reliée aux gradients de vitesse locaux. Ce qui permet de simuler correctement les régions avec une forte énergie turbulente de sous-maille mais des gradients de vitesse peu résolus.

Cette section constitue une rapide introduction du principe de la LES. Pour avoir une présentation détaillée de la LES ainsi qu'une description complète des équations, des opérations de filtrage et des difficultés liées à la simulation instationnaire, il est par exemple possible de se référer au livre de Pierre Sagaut sur le sujet [42].

1.2 Écoulements dans une turbomachine et ingestion de particules

1.2.1 Introduction

L'amélioration des capacités de calcul actuelles permet progressivement d'utiliser des méthodes de simulations numériques complexes pour l'étude d'écoulements turbulents à hauts nombres de Reynolds pour un coût de simulation raisonnable. Les écoulements rencontrés dans une turbomachine présentent ces caractéristiques puisqu'ils se développent autour de géométries complexes avec des vitesses élevées. De plus, les turbomachines sont composées de parties fixes et mobiles. Cette particularité nécessite une attention spécifique lors des simulations, en particulier à cause des échanges à effectuer entre les différentes régions du domaine de calcul.

D'autre part, l'érosion de pales de turbomachines à cause de son fonctionnement dans un environnement contenant des particules solides est un problème préoccupant pour les fabricants et les industriels du domaine aéronautique. Les dégradations affectent drastiquement

les performances de la machine tournante à cause de plusieurs phénomènes : bord d'attaque émoussé, réduction de la corde, augmentation du jeu en bout de pale ou accroissement de la rugosité de surface (Fig. 1.2).



FIGURE 1.2 – Augmentation de la rugosité de surface d'une pale par érosion [25].

Cette section présente les recherches bibliographiques qui ont été faites sur ces sujets. Plusieurs articles traitent des corrélations qui existent entre les caractéristiques des particules impactant une paroi et la quantité de matière érodée à cause du choc. D'autres se concentrent sur les propriétés de rebond des particules pour déterminer les vitesses et angle après impact en fonction des grandeurs initiales. Enfin, certains articles utilisent ces outils pour déterminer numériquement les effets de l'ingestion de sable sur la détérioration de la géométrie d'une pale pour en déduire les pénalités en terme de performance. Ces études sont en général précédées par la simulation d'écoulements au sein d'une turbomachine sans particule.

1.2.2 Modèles de prédiction d'érosion

Le phénomène d'érosion d'une paroi dépend de plusieurs paramètres, en particulier, la vitesse et l'angle d'impact, la taille des particules et leur concentration ainsi que les propriétés physiques et le matériau des particules et de la paroi impactée. Pour fournir une estimation précise de l'érosion, les modèles développés devront impérativement prendre en compte ces différents paramètres. La Fig. 1.3 schématise l'impact d'une particule p sur un plan \mathcal{P} . Le vecteur \vec{u}_p correspond à la vitesse d'impact de la particule et l'angle θ à l'angle d'impact.

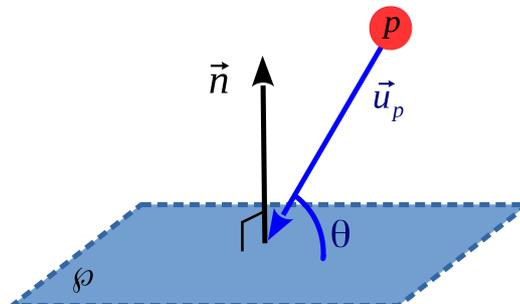


FIGURE 1.3 – Définition de la vitesse et de l'angle d'impact d'une particule.

Finnie [17] a proposé un modèle pour prédire la quantité de matière érodée par un groupe de particules en faisant l'hypothèse que la masse érodée était directement proportionnelle à l'énergie cinétique des particules incidentes. Malheureusement, ce modèle se révèle incapable de décrire correctement le phénomène d'érosion pour des angles d'impact élevés (proche de la normale à la paroi).

Pour améliorer la concordance du modèle avec les données expérimentales, Bitter [3] a modifié l'équation initiale de Finner pour tenir compte des phénomènes d'érosion qui apparaissent pour des angles d'impact importants.

Le modèle obtenu était cependant trop complexe et opaque pour être utilisé correctement. C'est pourquoi Neilson et Gilchrist [33] ont développé une équation plus simple en supposant que l'érosion totale du matériau impacté provenait de la somme de deux phénomènes. Le premier, appelé érosion ductile, survient pour des angles d'impact faibles. Lorsque que la particule impacte la paroi, ses formes anguleuses agissent comme une lame qui arrache de la matière. Le deuxième phénomène, appelé érosion cassante, intervient au contraire pour des angles proches de la normale à la paroi. L'impact direct de la particule provoque des fissures au sein du matériau en laissant un cratère qui sera la trace du passage de la particule (Fig. 1.4). Cependant, le modèle obtenu par Neilson et Gilchrist est complexe et nécessite de déterminer expérimentalement certains paramètres pour l'utiliser.

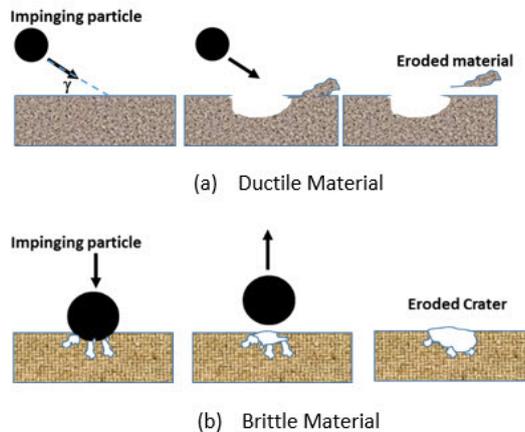


FIGURE 1.4 – Illustration des deux mécanismes d'érosion.

C'est pourquoi d'autres auteurs comme Smeltzer et al. [47], Sheldon et Kanhere [45] ou Goodier [22] ont aussi développé des modèles sur ce sujet. Mais, le modèle le plus abouti pour la prédiction d'érosion dans un contexte turbomachine a été développé par Grant et Tabakoff [23, 24]. Le modèle tient compte des deux mécanismes d'érosion, un prédominant à angle d'impact faible et l'autre pour des angles élevés. Il est basé sur des mesures expérimentales d'érosion de particule de sable (quartz) de taille comprise entre $20\mu m$ et $200\mu m$ pour des vitesses entre $61m/s$ et $183m/s$ sur de l'aluminium 2024. La corrélation obtenue pour la taux d'érosion ϵ est donnée ci-dessous (Eq. (1.20)). Le taux d'érosion correspond à la masse de matière érodée à la paroi divisée par la masse de particules impactantes,

$$\epsilon = K_1 \cdot f(\beta_1) \cdot V_{p1}^2 \cdot \cos^2 \beta_1 \cdot (1 - R_\theta^2) + K_3 \cdot (V_{p1} \cdot \sin \beta_1)^4, \quad (1.20)$$

avec,

$$f(\beta_1) = 1 + CK \cdot \left(K_2 \cdot \sin \frac{90}{\beta_0} \beta_1 \right) \quad \text{et} \quad CK = \begin{cases} 1 & \text{si } \beta_1 \leq \beta_0 \\ 0 & \text{si } \beta_1 > \beta_0 \end{cases}, \quad (1.21)$$

$$R_\theta = 1 - 0.0016 \cdot V_{p1} \cdot \sin \beta_1. \quad (1.22)$$

Le taux d'érosion ϵ est exprimé en mg de matière érodée par g de particules impactantes. Les constantes du matériau pour l'aluminium 2024 sont $K_1 = 3.67 \times 10^{-6}$, $K_2 = 0.585$, $K_3 = 6 \times 10^{-12}$ et l'angle d'impact d'érosion maximale est $\beta_0 = 20^\circ$. V_{p1} correspond à la vitesse incidente de la particule exprimée en ft/s et β_1 à l'angle d'incidence de la particule.

A noter que pour des valeurs d'angle d'impact inférieures à β_0 , la constante CK est non nulle. La constante CK a pour effet de rajouter un terme dans l'expression de $f(\beta_1)$ pour prendre en compte l'érosion ductile qui apparaît pour des angles d'impact faibles (Fig. 1.4).

Dans le cadre de l'étude présentée dans ce rapport, il sera plus intéressant d'obtenir une masse de matière érodée pendant une durée fixée. C'est pourquoi en utilisant le rayon de la particule et en assimilant les particules à des sphères, on peut exprimer la masse érodée m_ϵ par une particule comme,

$$m_\epsilon = \epsilon \cdot m_p = 1000 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot \rho_p \cdot r_p^3 \cdot \epsilon, \quad (1.23)$$

m_ϵ est exprimée en mg , m_p correspond à la masse de la particule exprimée en g , ρ_p à la masse volumique en kg/m^3 et r_p au rayon de la particule en m .

Pour permettre la simulation de l'érosion d'une turbomachine par des particules solides, il est aussi nécessaire de connaître les conditions de rebond des particules après impact. Les modèles précédents décrivent la quantité de matière érodée lors de l'impact. Cependant, pour déterminer les caractéristiques des particules à la suite de l'impact (composantes de la vitesse particulaire, angle de rebond), des corrélations sont essentielles. C'est ce qui est abordé dans la section suivante.

1.2.3 Conditions de rebond des particules

En première approche, la collision des particules contre une paroi peut être considérée comme élastique, c'est à dire que :

- l'angle de rebond est égal à l'angle d'impact de la particule,
- la vitesse de rebond est égale à la vitesse incidente de la particule.

Plusieurs études expérimentales ont montré qu'en réalité, il existe des coefficients de restitution pour obtenir les grandeurs particulières après rebond. Ces coefficients sont importants pour déterminer les trajectoires des particules à travers la turbomachine et prédire correctement les phénomènes d'érosion aux parois.

Tabakoff et Wakeman [53, 54] ont effectué plusieurs études expérimentales pour déterminer les coefficients de restitution de l'angle et de la vitesse des particules. L'influence de la vitesse d'impact des particules, de l'angle d'impact, du matériau et de la température de la paroi a été étudiée.

Pour les particules de sable, l'étude la plus récente a été menée par Tabakoff et al. [50]. Elle consiste à mesurer les caractéristiques de rebond des particules à l'aide d'un appareil de vélocimétrie laser Doppler. Les matériaux cibles choisis sont souvent utilisés dans le domaine des turbomachines (aluminium 2024, titane 6Al-4V, acier AM 355 et RENE 41). La vitesse d'impact des particules est constante et fixée à environ 91 m/s . Le diamètre des particules correspond à une distribution de type Gaussienne avec un diamètre moyen de $150 \mu\text{m}$. Les coefficients de restitution des particules sont mesurés pour différents angles d'impact. En utilisant les notations de la Fig. 1.5, le coefficient de restitution pour la vitesse d'impact e_V s'exprime comme $e_V = V_2/V_1$ et le coefficient de restitution pour l'angle d'impact e_β s'exprime comme $e_\beta = \beta_2/\beta_1$.

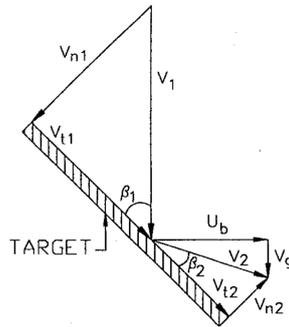
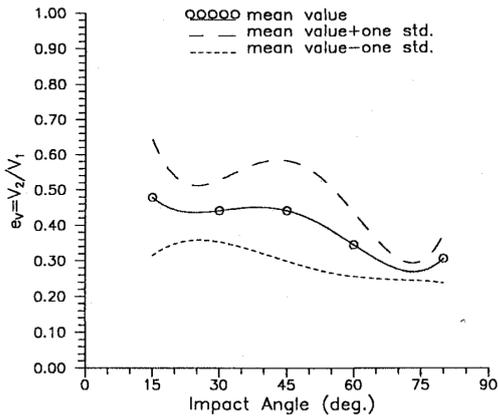
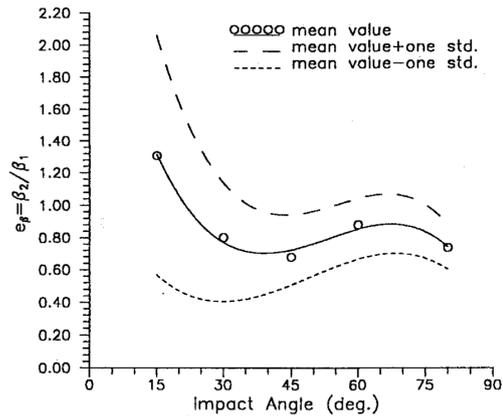


FIGURE 1.5 – Angles et vitesses au niveau du point d'impact de la particule [50].

Les Figs. 1.6a et 1.6b présentent les valeurs de e_V et e_β dans le cas du matériau cible aluminium 2024. Ces coefficients peuvent être utilisés dans le cadre de calculs de prédiction d'érosion ou de trajectoires de particules. Les expressions polynomiales empiriques (en fonction de β_1) sont disponibles dans l'article.



(a) Coefficient de restitution de la vitesse pour l'Al 2024 avec $V_1 = 90.85 \text{ m/s}$.

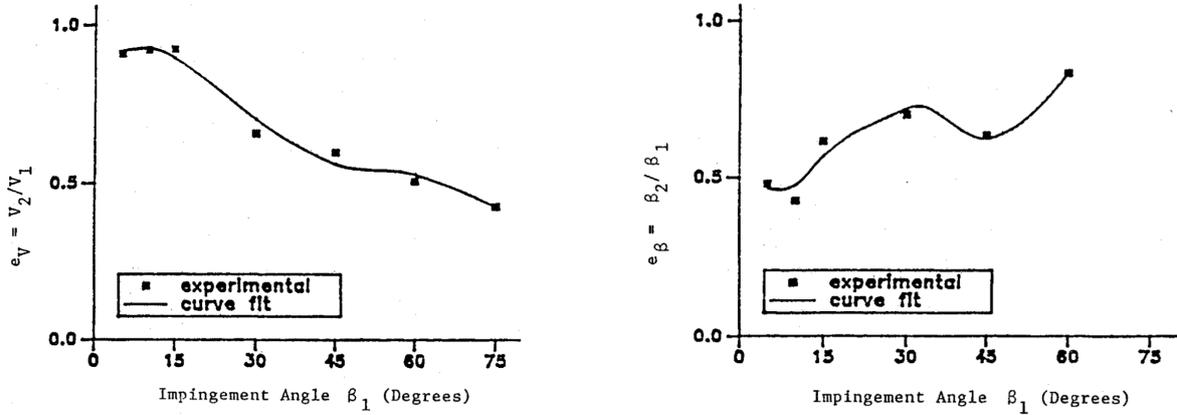


(b) Coefficient de restitution de l'angle pour l'Al 2024 avec $V_1 = 90.85 \text{ m/s}$.

FIGURE 1.6 – Coefficients de restitution e_V et e_β en fonction de β_1 pour $d_{mean} = 150 \mu\text{m}$ [50].

Une seconde étude réalisée par Tabakoff [49] présente un travail similaire pour des particules de suie (diamètre moyen autour de $15 \mu\text{m}$) avec une vitesse d'impact de 98 m/s (Fig. 1.7).

Les expressions empiriques sont également disponibles dans l'article.



(a) Coefficient de restitution de la vitesse pour l'Al 2024 avec $V_1 = 98 \text{ m/s}$.

(b) Coefficient de restitution de l'angle pour l'Al 2024 avec $V_1 = 98 \text{ m/s}$.

FIGURE 1.7 – Coefficients de restitution e_V et e_β en fonction de β_1 pour $d_{mean} = 15 \mu\text{m}$ [49].

1.2.4 Simulations numériques de turbomachine avec ingestion de particules

Plusieurs auteurs se sont déjà intéressés à la simulation d'un cas turbomachine avec ingestion de particules solides. Comme mentionné précédemment, l'ingestion de particules dans une machine tournante peut provoquer des phénomènes d'érosion importants ainsi que des dégradations significatives des performances.

Dans la plupart des études, un code CFD classique est couplé à un solveur Lagrangien pour suivre les particules dans le domaine. Le solveur Lagrangien a l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre et permet de gérer facilement les impacts avec les parois, au contraire du formalisme Eulérien par exemple. Pour le formalisme Lagrangien, plusieurs types de couplage entre les particules et le fluide sont possibles :

- le couplage "zero-way" : il n'existe aucune couplage fluide-particule. Les particules suivent le vecteur vitesse qui leur est imposé lors de l'initialisation.
- le couplage "one-way" : le couplage fluide-particule se fait depuis le fluide vers les particules. Les conditions locales du fluide modifient les caractéristiques des particules (vitesse, température, etc...) par le biais de plusieurs forces (traînée, poussée d'Archimède, tension de surface...).
- le couplage "two-ways" : le couplage fluide-particule se fait dans les deux sens. Au cours d'une itération, le fluide modifie le comportement des particules mais un rétro-couplage est également pris en compte : les particules perturbent l'écoulement qu'elles traversent. Ce mode de couplage nécessite des opérations supplémentaires et sera donc plus coûteux.

Un article de Ghenaiet présente l'étude de l'érosion d'un rotor composé de quatre pales par des particules solides [20]. Les pales ont une longueur d'environ 2 m avec une vitesse de rotation constante égale à 13820 rpm . Le domaine de calcul est restreint à une seule pale (Fig. 1.8).

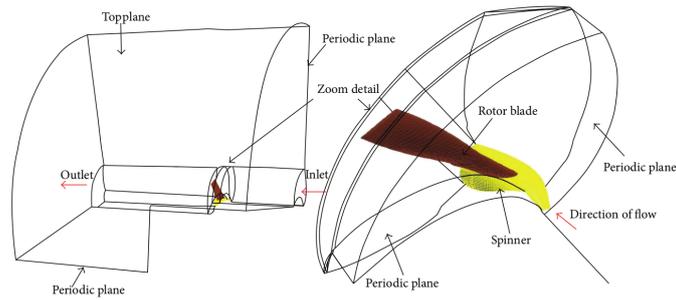


FIGURE 1.8 – Domaine de calcul de la simulation [20].

Le champ fluide est obtenu à l'aide d'une simulation RANS et le suivi des particules est fait en utilisant le formalisme Lagrangien. Un couplage 'one-way' est mis en place entre le fluide et les particules. Les résultats de l'étude montrent un nombre important d'impacts au niveau du bord d'attaque de la pale (Fig. 1.9).

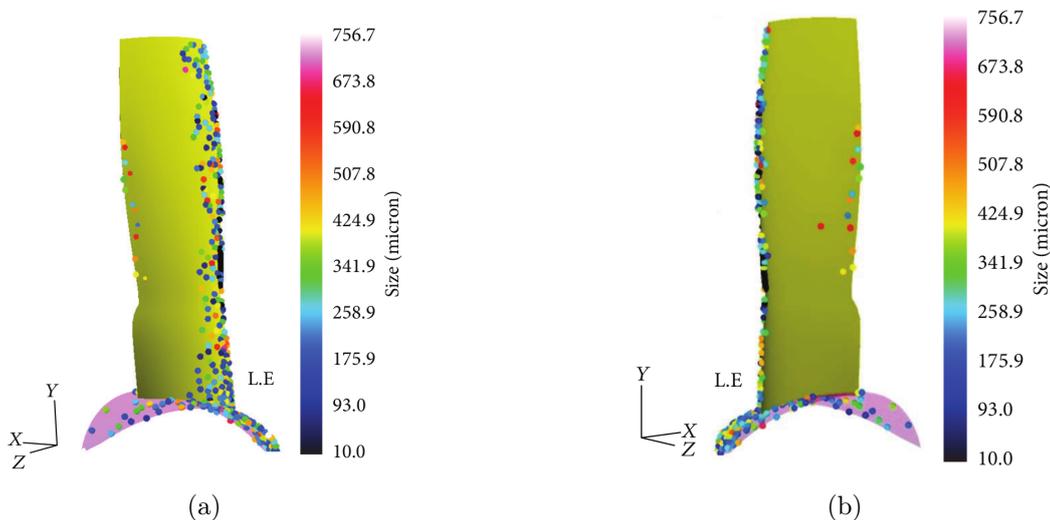


FIGURE 1.9 – Position des impacts de particules sur l'intrados (a) et sur l'extrados (b) [20].

Une autre étude de Ghenaiet et al. se concentre sur la dégradation des performances d'un compresseur axial à cause de l'ingestion de sable [21]. Enfin, une dernière étude de Ghenaiet se concentre sur la trajectoire de particules de sable dans un compresseur centrifuge [19].

Dans l'ensemble, peu d'études sont disponibles sur la simulation numérique d'ingestion de particules de sable pour étudier les effets des impacts et ces études utilisent toutes un solveur RANS. L'idée de l'étude présentée dans ce rapport est d'effectuer des calculs fluides avec injection de particules en utilisant le code de Simulations aux Grandes Échelles AVBP, développé au CERFACS et à l'IFPEN [44], et son solveur Lagrangien. L'objectif sera donc de réaliser des simulations d'impact sur des géométries complexes en instationnaire. **Le mécanisme de rebond des particules aux parois sera choisi comme élastique**, c'est à dire avec conservation de la vitesse et de l'angle d'impact. Une implémentation du traitement des impacts de particules dans AVBP sera nécessaire puisque son solveur Lagrangien ne le permettait pas jusqu'à présent.

Chapitre 2

Implémentation du traitement des impacts particulaires dans AVBP

Sommaire

2.1	Présentation du solveur Lagrangien dans AVBP	17
2.1.1	Généralités	18
2.1.2	Équations gouvernants le formalisme Lagrangien	18
2.1.3	Grandeurs associées à chaque particule	19
2.2	Ajout de grandeurs liées à l'impact des particules (formalisme Lagrangien)	20
2.2.1	Introduction	20
2.2.2	Obtention des nouvelles grandeurs	20
2.3	Interpolation des grandeurs Lagrangiennes sur la grille du maillage	22
2.3.1	Présentation de la démarche	22
2.3.2	Détermination de la position de l'impact	22
2.3.3	Détails de l'interpolation	23
2.4	Prise en compte de la parallélisation	25
2.5	Moyenne des grandeurs d'impacts	27
2.6	Validation du mécanisme de post-traitement	28
2.6.1	Cas 1 : nappe de particules dans un fluide au repos	28
2.6.2	Cas 2 : injection de particules dans un cylindre en rotation	33

2.1 Présentation du solveur Lagrangien dans AVBP

Le solveur AVBP sera le code LES utilisé pour l'implémentation du traitement des impacts de particules. AVBP est un code de simulation numérique capable de résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles laminaires et turbulentes en deux et trois dimensions. Les simulations se font sur des maillages non structurés et hybrides avec parallélisation sur plusieurs processeurs. Au solveur LES pour la partie fluide s'ajoute un solveur Lagrangien qui permet le suivi de particules solides ou liquides dans le domaine de simulation.

2.1.1 Généralités

A l'inverse des écoulements de fluides Newtoniens basés sur un formalisme Eulérien (hypothèse de milieu continu), les nuages de gouttes ou de particules solides peuvent être décrits avec deux approches différentes dans AVBP (l'approche Eulérienne et l'approche Lagrangienne). Dans l'approche Eulérienne, le nuage de particules est vu comme un milieu continu, similaire à un fluide, avec des propriétés physiques moyennes et locales qui correspondent au groupe de particules étudié. Avec l'approche Lagrangienne, le nuage est considéré comme une phase diffuse formée d'un nombre donné de particules de petites tailles pour lesquelles la mécanique du point s'applique individuellement. C'est cette deuxième approche qui sera l'objet de l'étude présentée ici. Elle a l'avantage d'être facile à mettre en oeuvre et a la capacité de gérer simplement les impacts avec les parois.

Avec cette approche, l'évolution temporelle et spatiale d'un nombre fini de particules sphériques est résolue au sein du domaine de calcul avec un formalisme Lagrangien : c'est à dire que la mécanique du point est appliquée à chaque particule (les équations gouvernant cette évolution seront présentées dans la section suivante). Avec ce formalisme, le fluide autour des particules est calculé avec une approche Eulérienne et un processus d'interpolation est nécessaire pour permettre l'échange d'information entre le système de coordonnées des particules et la grille Eulérienne du maillage. Un couplage fluide-particules est disponible dans AVBP. Les forces qui agissent sur le fluide sont construits en prenant en compte les particules situées au voisinage d'un noeud donné de la grille Eulérienne. De la même manière, les forces agissant sur les particules sont obtenues grâce à l'interpolation des propriétés du fluide à la position de la particule.

2.1.2 Équations gouvernant le formalisme Lagrangien

La phase diffuse est constituée de particules assimilées à des sphères rigides de diamètre comparable ou inférieur à l'échelle de Kolmogorov. Si la masse volumique de la particule est largement supérieure à celle du fluide ($\rho_p/\rho \gg 1$), alors les forces qui agissent sur la particule se réduisent à la traînée et à la gravité [18, 30].

Au cours des simulations Lagrangiennes, l'influence des particules sur les équations des moments et de l'énergie de la phase fluide est prise en compte en utilisant l'approximation d'une force ponctuelle (cette approximation est faite dans le cadre de la méthode "particle-in-cell" ou PIC) [5]. Une étude précédente a montré que cette hypothèse est valable pour $\rho_p/\rho \gg 1$ avec un temps caractéristique particulaire bien supérieur au temps caractéristique turbulent de sous-maille [6]. La force de couplage exercée par chaque particule sur le fluide est projetée sur les noeuds du maillage. Le poids de la projection d'une grandeur donnée est inversement proportionnel à la distance entre la particule et les noeuds de la cellule la contenant. Deux hypothèses supplémentaires sont faites dans le solveur Lagrangien :

- les particules sont diluées dans le fluide, c'est à dire que le nombre de particules présentes dans le domaine est faible par rapport au volume du domaine de simulation,
- le diamètre des particules est inférieur à la taille de maille.

Sous ces hypothèses, les équations régissant le mouvement des particules peuvent s'écrire pour

une particule p sous la forme,

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i}, \quad (2.1)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r| v_{r,i} + g_i = -\frac{u_{p,i} - u_i}{\tau_p} + g_i, \quad (2.2)$$

avec :

- i la direction,
- $x_{p,i}$ la position de la particule,
- $u_{p,i}$ la vitesse de la particule,
- g_i le vecteur du champ gravitationnel,
- u_i la vitesse du fluide à la position de la particule en faisant l'hypothèse le champ fluide n'est localement pas perturbé par la présence de la particule,
- $v_{r,i} = u_{p,i} - u_i$ la vitesse relative locale instantanée entre la particule et le fluide environnant.

Au vue des tailles de particules étudiées par la suite, la pesanteur g sera négligée dans les équations présentées par la suite.

Ensuite, le coefficient local de traînée C_D de l'Eq. (2.2) peut s'exprimer à l'aide du Reynolds particulaire Re_p sous la forme [43],

$$C_D = \frac{24}{Re_p} [1 + 0.15 Re_p^{0.687}], \quad (2.3)$$

$$Re_p = \frac{|v_r| d_p}{\nu} \leq 800, \quad (2.4)$$

avec ν la viscosité cinématique locale du fluide.

Le temps de relaxation de la particule τ_p est défini comme le temps caractéristique de Stokes :

$$\tau_p = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{d_p}{C_D |v_r|}. \quad (2.5)$$

Note : une interpolation linéaire est utilisée pour calculer la vitesse du fluide à la position de la particule à partir de la vitesse aux noeuds de la cellule contenant la particule.

2.1.3 Grandeurs associées à chaque particule

Au sein du solveur Lagrangien, pour permettre leur suivi et le calcul de leur évolution temporelle et spatiale, les grandeurs suivantes sont associées à chaque particule :

- x_p : un vecteur contenant les coordonnées spatiales de la particule,
- u_p : un vecteur contenant les trois composantes de vitesse de la particule,
- r_p : le rayon de la particule,

- T_p : la température de la particule,
- différentes grandeurs liées au partitionnement de l'ensemble des particules du domaine (création de partition, identification locale, etc.),
- des paramètres additionnels utiles dans le cas de simulations réactives (enthalpie de création, tension de surface, température critique, etc.).

2.2 Ajout de grandeurs liées à l'impact des particules (formalisme Lagrangien)

2.2.1 Introduction

L'objectif de l'implémentation du traitement des impacts dans AVBP est de connaître les conditions d'impact des particules. De nombreuses corrélations issues de la littérature ont mis en évidence l'importance des vitesse et angle d'impact des particules ainsi que leur masse (directement liée au diamètre de la particule). Le traitement développé devra donc impérativement être capable de fournir ces données pour déduire la quantité de matière érodée au cours d'un temps de fonctionnement donné.

2.2.2 Obtention des nouvelles grandeurs

AVBP étant un solveur non structuré et parallèle, l'obtention des nouvelles grandeurs n'est pas simple :

- les grandeurs d'impacts doivent être stockées pour l'ensemble des partitions du maillage en communiquant entre partitions si besoin (cas d'une particule qui change de partition par exemple),
- pour un code non structuré, obtenir l'index d'une cellule voisine n'est pas triviale et nécessite des opérations supplémentaires par rapport à un code structuré. C'est une difficulté additionnelle lors du déplacement des particules dans le domaine.

A la suite des commentaires faits dans la section précédente, trois nouvelles grandeurs associées à chaque particule sont introduites :

- *flag_impact* : un entier qui indique si la particule donnée a impacté un mur pendant l'itération en cours (égal à 1 si un impact a eu lieu, 0 sinon),
- *up_impact* : un tableau à trois dimensions qui permet de stocker les conditions d'impact de la particule, c'est à dire les trois composantes de vitesse de la particule au moment du contact avec la paroi,
- *angle_impact* : un réel qui fournit l'angle d'impact de la particule avec la paroi.

Dans AVBP, une routine permet de calculer l'évolution de chacune des particules du domaine individuellement. On peut utiliser cette routine pour introduire le mécanisme de post-traitement et obtenir les grandeurs d'impact. L'idée est de modifier le *flag_impact* et de remplir le tableau des vitesses d'impact et l'angle d'impact lorsque la particule entre dans la portion de code qui gère l'interaction entre les conditions limites du domaine et la particule.

En pratique, lors de la traversée par une particule d'une face du maillage appartenant à une condition limite, un test conditionnel permet de vérifier la nature de la condition limite. Dans l'étude présentée ici, la condition limite qui sera utile est une condition de rebond élastique, qui s'applique dans le cas d'une paroi solide.

La routine au sein du solveur Lagrangien permet de calculer l'évolution temporelle et spatiale de chacune des particules, en tenant compte entre autre, de l'interaction des particules avec les conditions limites. C'est à l'intérieur de la boucle qui gère le rebond élastique qu'il est possible d'intégrer la méthode de détection et de récupération des données d'impact. Ainsi, lorsqu'une particule subit un rebond élastique, trois actions supplémentaires sont ajoutées au code existant :

- la valeur de son *flag_impact* est fixée à 1,
- la vitesse de la particule à l'itération en cours est stockée dans le tableau *up_impact*, puisque cette vitesse correspond à la vitesse d'impact de la particule sur la condition limite,
- la valeur de *angle_impact* est calculé grâce au produit scalaire entre le vecteur vitesse de la particule et la normale de la face impactée.

Le détail du calcul pour l'angle d'impact est donné en Fig. 2.1 et Eq. (2.6). Une particule p impacte une face \mathcal{P} de normale \vec{n} avec une vitesse \vec{u}_p . θ correspond à l'angle entre \vec{n} et \vec{u}_p .

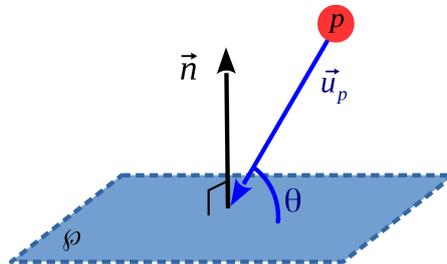


FIGURE 2.1 – Illustration du calcul de l'angle d'impact.

$$\theta = \arcsin \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{n}}{|\vec{u}_p| \cdot |\vec{n}|}. \quad (2.6)$$

*Remarque importante : dans le cas d'un calcul avec un maillage tournant, c'est à dire la majorité des cas turbomachines qui seront étudiés par la suite, la vitesse d'impact de la particule ne correspond pas à sa vitesse lors de l'impact dans le référentiel fixe, puisque la paroi est aussi en mouvement. Pour les simulations avec maillage tournant, il est donc nécessaire de stocker dans *up_impact*, la vitesse relative entre la particule et la paroi impactée. Cette modification est intégrée au même endroit dans la routine décrite précédemment. A l'inverse, pour l'angle d'impact, c'est bien le produit scalaire entre la vitesse de la particule dans le repère absolu et la normale à la paroi qui doit être calculé.*

2.3 Interpolation des grandeurs Lagrangiennes sur la grille du maillage

2.3.1 Présentation de la démarche

Pour obtenir des grandeurs exploitables à la suite de la simulation, il est nécessaire d'interpoler les grandeurs liées à l'impact de chaque particule sur les noeuds du maillage. En effet, dans l'optique de fournir une cartographie des impacts sur la pale d'une turbomachine par exemple, des données ponctuelles liées à chaque particule sont difficiles à exploiter. L'idée sera donc de passer du formalisme Lagrangien, pour lequel chacune des grandeurs est définie pour chaque particule individuellement à un formalisme Eulérien pour lequel les grandeurs sont exprimées sous la forme d'un champ.

Cependant, dans le cas de l'étude, les grandeurs à interpoler sont des grandeurs directement liées aux conditions d'impact des particules. Ceci implique que lors que l'interpolation, la grandeur interpolée devra être répartie uniquement sur des noeuds appartenant à une condition limite (une paroi dans notre cas).

Dans le code AVBP, pour chaque particule, un pointeur permet déjà de récupérer la cellule du maillage associée à la particule en question. Ensuite, il est possible d'utiliser les coordonnées des noeuds qui composent la cellule.

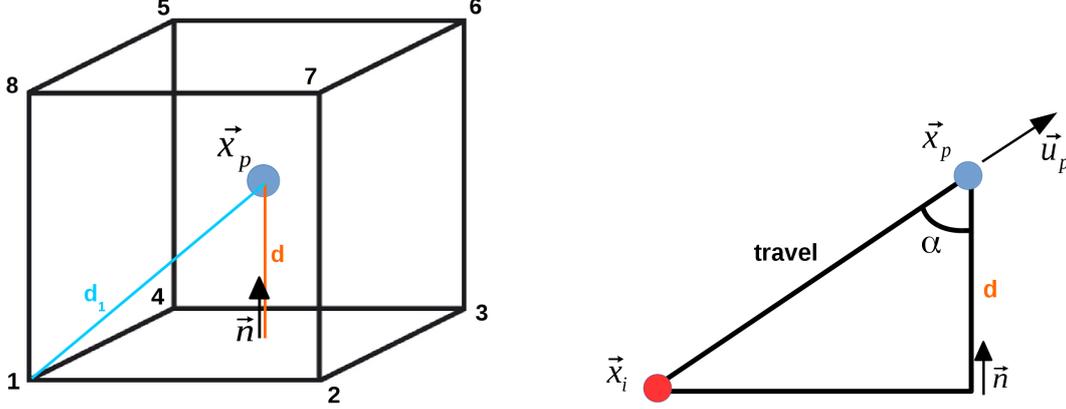
2.3.2 Détermination de la position de l'impact

Un point important à prendre en compte est le suivant : le solveur Lagrangien stocke en mémoire la position de chacune des particules du domaine à chaque itération. Dans notre cas, si on étudie une particule qui impacte une paroi, on peut diviser la collision en deux instants distincts qui correspondent à deux itérations successives dans le calcul. Pendant le premier, la particule est au-dessus du mur avec un vecteur vitesse orienté dans la direction du mur et cette dernière n'a pas encore subi de collision. A la deuxième itération, la particule est de nouveau au-dessus du mur mais cette fois-ci, son vecteur vitesse est orienté à l'opposé du mur puisque la particule a été réfléchi à la suite de l'impact. Il apparaît donc un problème important dans notre étude : le stockage de la position de la particule aux deux instants ne permet pas de connaître les coordonnées exactes du point d'impact.

La procédure décrite par la suite permet de retrouver la position exacte de point d'impact en utilisant le vecteur vitesse de la particule, la position des noeuds de la cellule et la normale à la paroi. Les étapes sont les suivantes :

- Itération sur les noeuds de la cellule pour récupérer trois noeuds en contact avec une condition limite, un mur dans cette étude. Trois noeuds suffisent pour déterminer la normale à une face, même dans le cas d'un maillage contenant des cubes.
- Construction de la normale à la paroi \vec{n} à l'aide des coordonnées des trois noeuds.
- Calcul de la distance à la paroi d en utilisant la normale et la position de la particule (Fig. 2.2a).

- Calcul de la distance parcourue par la particule depuis la position d'impact $travel$ à l'aide de l'angle entre le vecteur vitesse de la particule et la normale.
- Calcul de la position exacte de l'impact \vec{x}_i à partir des coordonnées actuelles de la particule et de la distance parcourue après l'impact (Fig. 2.2b).



(a) Illustration de la distance d entre la particule et la paroi.

(b) Illustration de la position d'impact de la particule \vec{x}_i .

FIGURE 2.2 – Schémas du calcul de la position d'impact.

Pour définir la normale \vec{n} à la paroi, on utilise trois noeuds (1, 2 et 3) en contact avec la condition limite,

$$\vec{a} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1, \quad \vec{b} = \vec{x}_2 - \vec{x}_3, \quad \vec{n} = \vec{a} \wedge \vec{b}, \quad \vec{d}_1 = \vec{x}_p - \vec{x}_1. \quad (2.7)$$

On calcule la distance d de la particule à la paroi à l'aide de \vec{d}_1 et \vec{n} ,

$$d = \frac{|\vec{d}_1 \cdot \vec{n}|}{\|\vec{n}\|}. \quad (2.8)$$

La grandeur $travel$ exprime la distance parcourue par la particule depuis l'impact,

$$travel = \frac{d}{\cos \alpha} \quad \text{avec,} \quad \cos \alpha = \frac{|\vec{u}_p \cdot \vec{n}|}{\|\vec{u}_p\| \cdot \|\vec{n}\|}. \quad (2.9)$$

On déduit la position de la particule à l'impact \vec{x}_i à l'aide de \vec{x}_p , \vec{u}_p et $travel$,

$$\vec{x}_i = \vec{x}_p - \frac{\vec{u}_p}{\|\vec{u}_p\|} \cdot travel. \quad (2.10)$$

2.3.3 Détails de l'interpolation

Les calculs précédents ont permis de connaître les coordonnées de la particule au moment de l'impact. L'idée est maintenant d'utiliser ces coordonnées pour calculer le poids de chacun des noeuds de la cellule pour l'interpolation. Cependant, comme décrit dans la section 2.3.1, dans

le cadre de notre étude, on souhaite répartir les grandeurs associées à la particule uniquement aux noeuds communs avec une condition limite du domaine.

En pratique, deux routines Fortran (qui seront détaillées par la suite) ont été ajoutées au code AVBP pour remplir cet objectif :

- une routine *interpolation_weight* qui attribue à chaque noeud de la cellule contenant la particule un poids (lié à la distance particule-noeud et à son appartenance à une condition limite),
- une routine *interpol_EL2EE_impact* qui utilise les poids des noeuds pour répartir les grandeurs d'impact sur la grille du maillage.

2.3.3.1 Détails de la routine *interpolation_weight* :

Les étapes de la routine sont énumérées ici :

- Dans un premier temps, une boucle parcourt l'ensemble des noeuds situés sur une condition limite pour créer un tableau qui associe chacun des noeuds "boundary" à une leur identification globale dans le maillage. Ce tableau permettra d'avoir facilement accès aux coordonnées des noeuds "boundary" en utilisant la numérotation globale des noeuds du maillage. La notion de numérotation globale est importante puisque lorsque la routine récupérera les noeuds associés à une cellule, ils seront identifiés avec cette numérotation.
- Ensuite, une autre boucle itère sur chacune des particules du domaine. Si la particule a subi une collision à l'itération en cours ($flag_impact = 1$), alors on parcourt l'ensemble des noeuds de la cellule qui la contient pour identifier ceux situés sur une condition limite (utilisation du tableau des noeuds "boundary"). On crée un tableau de taille égale au nombre de noeuds de la cellule, et l'élément n du tableau est égal à 1 si le noeud n appartient à une condition limite et 0 sinon.
- Une itération est faite sur l'ensemble des noeuds de la cellule et si le noeud appartient à la paroi (tableau précédent), on calcule la distance du noeud au point d'impact de la particule \vec{x}_i (voir section 2.3.2 pour la détermination du point d'impact). Si le noeud n'est pas un noeud "boundary", sa distance est fixée à 0.
- La dernière étape consiste à calculer le poids effectif de chaque noeud. Le poids est fixé à 0 si le noeud n'est pas un noeud "boundary". Sinon, la valeur du poids est inversement proportionnelle à la distance de la particule par rapport au noeud. Le poids est normalisé par la somme de tous les poids pour obtenir une valeur comprise en 0 et 1.

Remarque : dans certains cas particuliers, le point d'impact peut se trouver dans une cellule voisine à celle contenant la particule. Dans ce cas les poids seront calculés en fonction des noeuds de la cellule en cours, ce qui est en soit une erreur. En pratique, les pas de temps très petits choisis pour les simulations limitent les erreurs causées par ce décalage. En effet, le poids de chacun des noeuds étant inversement proportionnel à la distance noeud-particule, seuls les noeuds en commun aux deux cellules auront un poids significatif si la particule est proche de la frontière entre les deux cellules. De plus, cette routine est coûteuse en temps de calcul puisqu'elle nécessite le parcours de l'ensemble des noeuds du domaine, ainsi que l'itération sur toutes les particules de la simulation. Il est donc nécessaire de limiter au maximum le

nombre de boucles effectuées pour ne pas causer une pénalité trop importante induite par l'implémentation du post-traitement de l'impact des particules. C'est donc cette option qui a été retenue, en restant conscient qu'une légère erreur est commise à la suite de ce choix.

2.3.3.2 Détails de la routine `interpol_EL2EE_impact` :

Cette routine appelle la routine `interpolation_weight` pour définir le poids des noeuds du maillage pour chaque particule. Elle utilise ensuite ces poids pour répartir les grandeurs d'impact sur chacun des noeuds.

Les grandeurs à interpoler sont les suivantes :

- le `flag_impact`,
- les trois composantes de `up_impact`,
- l' `impact_angle`,
- la rayon de la particule r_p .

Le fonctionnement de cette routine est assez simple : l'ensemble des particules du domaine est parcouru et les cinq grandeurs mentionnées précédemment sont réparties sur les noeuds 'boundary' en fonction de leur poids respectif.

2.4 Prise en compte de la parallélisation

Dans la plupart des solveurs CFD modernes, le domaine de calcul est divisé en petits éléments de volume, ce qui définit le maillage et la discrétisation du domaine. Et, pour effectuer la simulation sur un ordinateur parallèle, il est nécessaire de décomposer le maillage en plusieurs sous-domaines qui seront chacun attribués à un processeur unique. Cette décomposition est faite de manière à minimiser le charge de calcul de chaque processeur et les temps de communication, dans le but d'optimiser la temps de calcul global de la simulation.

Dans le cas d'une simulation Lagrangienne, chaque particule est associée à la cellule du maillage qui la contient. Ainsi, lorsqu'une particule est transportée entre deux mailles du domaine appartenant à deux partitions différentes, il est aussi nécessaire de transporter les grandeurs associées à la particule. Les échanges entre les processeurs se font grâce à des communications MPI et des routines spécifiques à cette bibliothèque.

Pour le traitement des impacts de particules, comme décrit précédemment, un `flag_impact`, un vecteur `up_impact` et un `impact_angle` sont associés à chaque particule. Et, ces grandeurs sont non nuls uniquement à l'itération où intervient l'impact. Ainsi, dans la majorité des cas, le fait de transporter ces grandeurs grâce à des communications MPI paraît inutile et coûteux.

Lors de la validation du mécanisme de traitement des impacts, il est cependant apparu qu'il était nécessaire de le faire à cause d'un cas particulier qui peut survenir :

- Lorsqu'une particule impacte une paroi au sein d'une maille qui appartient à une partition donnée.
- Les grandeurs `flag_impact`, `up_impact` et `angle_impact` sont modifiés à la suite de l'impact.

- La particule va ensuite subir la condition de rebond élastique à cause de la paroi.
- Et, si à la fin du rebond, la particule se retrouve dans une autre cellule d'une partition différente, les paramètres de l'impact sont perdus s'ils ne sont pas communiqués via un protocole MPI.
- Lors du passage de la particule dans une partition voisine, les grandeurs d'impact sont donc également transmises au même titre que sa position ou sa vitesse par exemple.

Remarque : il est important de noter que les étapes décrites au-dessus se déroulent durant la même itération, c'est la source du problème. Les grandeurs d'impact sont remises à zéro à chaque itération donc, le changement de partition entre deux itérations n'est pas problématique s'il n'y a pas d'impact. Mais, sans les communications MPI de ces grandeurs, de l'information serait perdue dans le cas particulier où la particule change de partition pendant la même itération.

Une illustration du résultat est donnée en Fig. 2.3. Le calcul présenté consiste à initialiser une nappe rectangulaire de particules avec une vitesse initiale dirigée vers la paroi dans un fluide au repos. Après plusieurs itérations, les particules vont impacter la paroi, et en connaissant les conditions d'initialisation, il est possible de valider la routine de traitement des impacts nouvellement introduites. Ce cas test sera détaillé en section 2.6.1.

A gauche, sur le Fig. 2.3a, le contour représente l'interpolation de la grandeur $flag_impact$ sur la paroi. On remarque des lignes au sein de la nappe rectangulaire pour lesquelles la valeur du $flag_impact$ est nul. A droite, sur la Fig. 2.3b est montrée la limite de chacune des partitions du maillage. Et, en trait épais noir, les délimitations de la nappe ont été ajoutées. Il est clair que les lignes avec un $flag_impact$ proche de zéro sur la Fig. 2.3a correspondent parfaitement avec les frontières des partitions. C'est cette observation qui a mis en évidence le problème de communication MPI des grandeurs d'impact. En pratique, sur un nombre total de 10^5 particules injectées initialement, environ 2% des $flag_impact$ n'étaient pas retrouvés en sortie à cause du manque de communications entre partitions.

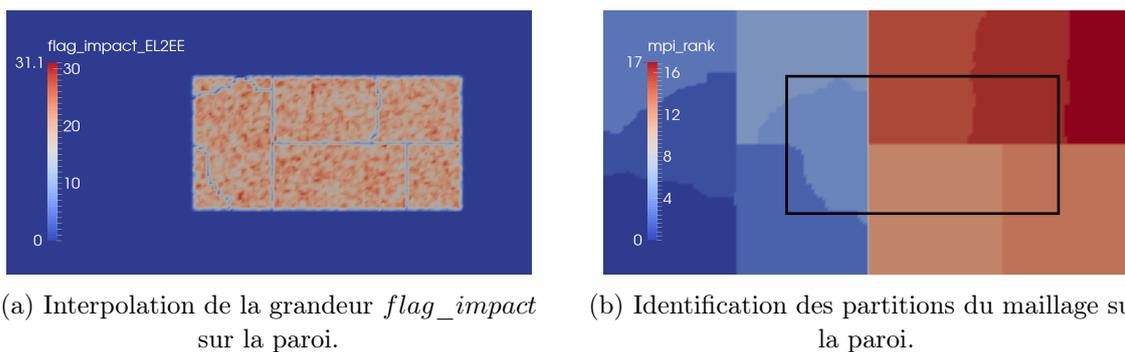


FIGURE 2.3 – Contours du $flag_impact$ et des frontières entre partitions sans communications MPI des grandeurs d'impact.

Une fois le mécanisme de communication MPI pour les grandeurs d'impact ajouté, le problème est solutionné. C'est ce qui est visible en Fig. 2.4. La nappe rectangulaire est complète, même au niveau des frontières entre les partitions qui nécessitent les communications MPI des grandeurs d'impact.

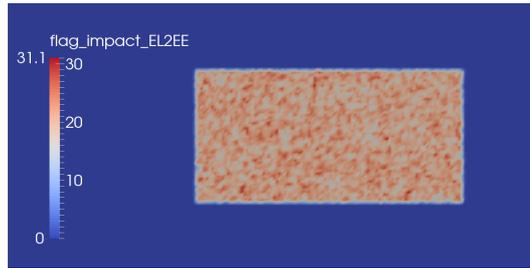


FIGURE 2.4 – Contour du $flag_impact$ avec communications MPI des grandeurs d'impact.

2.5 Moyenne des grandeurs d'impacts

Les résultats fournis par une simulation LES sont instationnaires. Dans le cas d'une simulation ayant pour but la modélisation de phénomènes d'érosion sur un élément de turbomachine, la variation des grandeurs d'impacts et la quantité érodée à une itération donnée est importante mais la caractérisation de ces phénomènes pendant une période plus longue reste plus intéressante.

Au sein d'AVBP, un ensemble de routines permet déjà de calculer les moyennes temporelles de différentes classes de grandeurs. Ces grandeurs sont regroupées au sein de 'packages' qu'il est possible de sélectionner en début de simulation. On peut par exemple citer le package *ns* qui fournit une moyenne des grandeurs présentes dans les équations de Navier-Stokes, le package *cross_correlation* qui donne les corrélations croisées des grandeurs du package précédent, ou encore le package *wall* qui fournit tous les paramètres définis aux parois (effort normal, cisaillement, y^+ , etc.).

En gardant une logique similaire, un package *impact_post_process* a été ajouté. Il a pour objectif de calculer les moyennes des grandeurs liées à l'impact des particules sur les parois. Ce package contient six grandeurs : $flag_impact$, up_impact , $impact_angle$, r_p_impact , $flag_impact_total$ et dt_av_impact . Elles permettront une détermination rapide de la quantité et la vitesse d'érosion sur un pas de temps donné grâce à des corrélations empiriques qui seront décrites dans le Chapitre 3.

Le mode de calcul classique pour une moyenne temporelle dans AVBP est le suivant,

$$w_{av} = \frac{\sum w \times dt_{av}}{t_{av}}, \quad (2.11)$$

avec, w_{av} la grandeur moyennée, w la valeur de la grandeur à une itération donnée, dt_{av} le pas de temps de cette itération et t_{av} le temps total sur lequel s'effectue la moyenne.

Cette moyenne temporelle est appliquée uniquement au $flag_impact$ qui est une grandeur qui doit rendre compte du nombre d'impacts moyen par itération.

Pour le $flag_impact_total$ et dt_av_impact , on effectue une somme au cours des itérations. Le $flag_impact_total$ correspond au nombre total d'impact pendant t_{av} , Eq. (2.12). Et, le temps dt_av_impact est égal à la somme des dt_{av} pour lesquels $flag_impact \neq 0$, Eq. (2.13)). Cette grandeur sera utile pour le calcul des moyennes statistiques présentées

ci-dessous,

$$flag_impact_total = \sum flag_impact, \quad (2.12)$$

$$dt_av_impact = \sum dt_av(\text{si } flag_impact \neq 0). \quad (2.13)$$

Pour up_impact , $impact_angle$ et r_p_impact , on cherche à obtenir une moyenne statistique de ces grandeurs pour les utiliser lors de calculs d'érosion. On les obtient avec l'Eq (2.14),

$$w_av = \frac{\sum w \times dt_av \times flag_impact}{dt_av_impact \times flag_impact_total}. \quad (2.14)$$

Pour illustrer la différence entre la moyenne temporelle et la moyenne statistique, on peut imaginer la situation suivante :

- au pas de temps 1, 10 particules de $50\mu m$ impactent une face,
- au pas de temps 2, une seule particule de $100\mu m$ impacte la même face.

La moyenne temporelle du rayon r_p donnera $75\mu m$ alors que la moyenne statistique sera égale à $54.5\mu m$.

2.6 Validation du mécanisme de post-traitement

A la suite de l'implémentation du traitement des impacts particulières, il est nécessaire de mettre en place différents cas tests pour vérifier les données obtenues. Ils seront détaillés dans cette section.

2.6.1 Cas 1 : nappe de particules dans un fluide au repos

Le premier cas test consiste à simuler une nappe plane de particules dans un fluide au repos. Le domaine est un parallélépipède rectangle de dimensions $h \times h \times 2h$ avec $h = 10 \text{ mm}$. Le fluide au sein du domaine est au repos au cours de la simulation, c'est à dire que $u = v = w = 0 \text{ m/s}$. La nappe de particules est une nappe rectangulaire de taille $0.5h \times h$ positionnée au centre du domaine (voir Fig. 2.5).

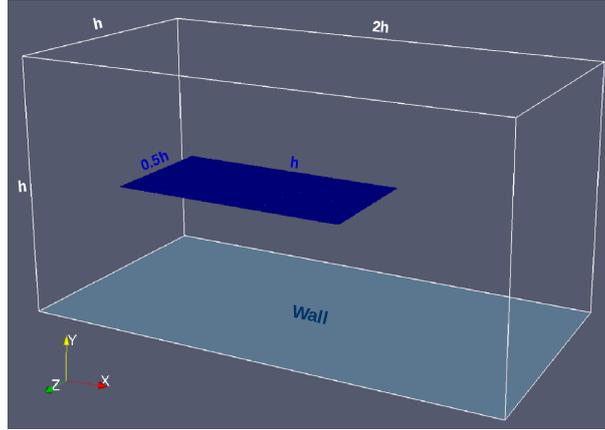


FIGURE 2.5 – Position d’initialisation de la nappe de particules dans le domaine.

La géométrie est discrétisée avec un maillage structuré composé d’hexaèdres. Les hexaèdres sont de dimensions 0.1 mm dans les trois directions, ce qui représente un nombre total de 2 000 000 de cellules.

Les conditions limites sont définies comme suit :

- pour le fluide, toutes les faces du parallélépipède sont des symétries, à l’exception de la face inférieure pour laquelle une condition de mur non glissant adiabatique est appliquée (vitesse nulle imposée à la paroi),
- pour les particules, toutes les faces du domaine sont des sorties, à l’exception de la face inférieure pour laquelle une condition de rebond élastique est imposée.

Le fluide est initialisé avec ses trois composantes de vitesse à zéro, $T = 300 \text{ K}$ et $P = 101325 \text{ Pa}$.

Le solveur Lagrangien est initialisé avec les paramètres suivants :

- nombre total de particules : $N = 10^5$,
- distribution de diamètre des particules : constante / $d_p = 50 \text{ }\mu\text{m}$,
- température initiale des particules : $T_p = 300 \text{ K}$,
- vitesse initiale des particules : $u_p = 100 \text{ m/s}$, $v_p = -100 \text{ m/s}$, $w_p = 0 \text{ m/s}$ (vecteur vitesse initial dirigé vers la paroi).

En utilisant les équations qui régissent le mouvement des particules du solveur Lagrangien, il est possible de prédire la vitesse d’impact pour vérifier la cohérence de cette valeur avec la simulation. C’est ce qui est fait par la suite.

Les équations du mouvement des particules dans le solveur Lagrangien (détaillées en section 2.1.2) sont les suivantes,

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r| v_{r,i} = -\frac{u_{p,i} - u_i}{\tau_p}, \quad (2.15)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} [1 + 0.15 Re_p^{0.687}] \quad \text{et} \quad Re_p = \frac{|v_r| d_p}{\nu}. \quad (2.16)$$

L'idée est de calculer une estimation de la diminution de vitesse causée par la traînée des particules pour en déduire une approximation de la vitesse d'impact. Les valeurs numériques sont données ci-dessous et correspondent aux valeurs d'initialisation de la simulation numérique :

- $v_{r,1} = 100 \text{ m/s}$, $v_{r,2} = -100 \text{ m/s}$ et $v_{r,3} = 0 \text{ m/s}$. On fait ici l'approximation que la décroissance de vitesse est faible et constante au cours du temps. Ce qui donne $|v_r| = 141.4 \text{ m/s}$,
- $d_p = 50 \text{ }\mu\text{m}$,
- $\nu = 1.578 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$,
- $\rho = 1.17 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$,
- $\Delta t = 5\text{mm} / 100\text{m/s} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$: la distance à parcourir selon l'axe y est de 5mm puisque la nappe est placée à milieu du domaine.

On obtient,

$$Re_p = 448.0 \text{ et } C_D = 0.586,$$

d'où,

$$\Delta u_{p,1} = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r| v_{r,i} \cdot \Delta t = -2.69 \text{ m/s}, \quad (2.17)$$

soit,

$$u_{p,1} = 97.31 \text{ m/s}. \quad (2.18)$$

Les paramètres fournis lors de l'initialisation et les valeurs calculées analytiquement doivent maintenant être retrouvés au moment de l'impact à la suite de l'interpolation par la routine de post-traitement. C'est l'objet des résultats de simulations présentés ci-dessous.

La Fig. 2.6 met en évidence le fonctionnement du *flag_impact* introduit précédemment. Chaque point correspond à une particule de la nappe rectangulaire injectée à l'initialisation. L'impact des particules intervient à l'itération 307. A l'itération où les particules impactent la paroi, la valeur du *flag_impact* est changée à 1. Et, à l'itération suivante, les particules ont déjà effectué le rebond et par conséquent le *flag_impact* est remis à 0. Ceci confirme que le *flag* se comporte bien comme prévu.

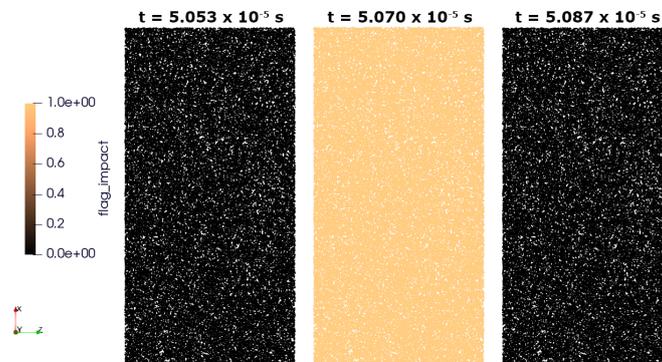


FIGURE 2.6 – Valeurs du *flag_impact* des particules de la nappe à trois itérations successives (306, 307 et 308).

L'impact des particules intervient à l'itération 307 qui correspond au temps physique $t = 5.070 \cdot 10^{-5} s$. Cette valeur est cohérente avec le $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$ obtenu par la théorie.

De la même manière, il est aussi possible de vérifier que la grandeur qui stocke la vitesse d'impact (up_impact) se comporte correctement. Le fonctionnement doit être identique. A l'itération où les particules impactent la paroi, up_impact doit être égale à la vitesse des particules actuelles et 0 sinon. La valeur de la composante selon x de up_impact est présentée en Fig. 2.7.

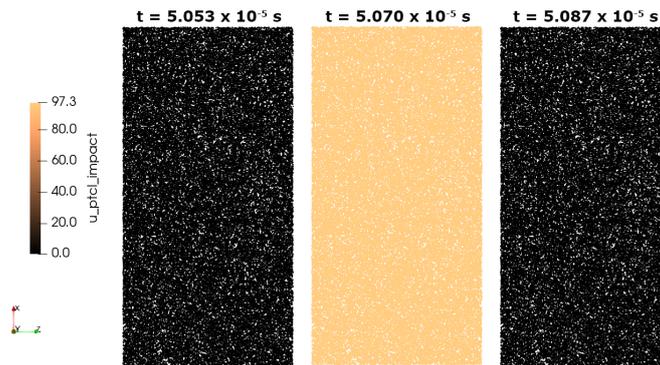


FIGURE 2.7 – Valeurs de up_impact des particules de la nappe à trois itérations successives (306, 307 et 308).

On obtient une valeur d'impact uniforme de $u_p = 97.3 m/s$.

Ceci montre que la valeur obtenue par la simulation est en accord avec la théorie. La légère différence entre les deux résultats s'explique par l'hypothèse faite pour $|v_r|$. Dans le calcul précédent, $|v_r|$ a été choisie comme constant et égale à la valeur initiale de la vitesse des particules. Or, au cours du calcul, la vitesse particulière décroît, ce qui modifie le taux de décroissance de u_p (cf. Eq. (2.17)).

La dernière étape consiste à vérifier la validité de l'interpolation des grandeurs d'impact sur les noeuds du maillage. Les contours des grandeurs d'impact sont présentés en Figs. 2.8 et 2.9. Les contours sont enregistrés à l'itération 308 (décalage d'un pas de temps entre la valeur des grandeurs Lagrangiennes et leur interpolation sur les noeuds à cause de l'ordre des opérations au sein du solveur).

Sur la Fig. 2.8a, on peut voir la valeur du $flag_impact$ après interpolation. La répartition semble bien respecter l'injection aléatoire de particules à partir de la nappe rectangulaire initiale. De plus, en intégrant le champ Eulérien, on obtient exactement la valeur 10^5 (à comparer avec les 10^5 particules injectées initialement), ce qui prouve que la répartition de la grandeur aux noeuds fonctionne correctement et aucune information n'est perdue lors de l'interpolation. De la même manière, en Fig. 2.8b, on retrouve la dimension correcte des particules sur l'intégralité du rectangle d'impact de la nappe (un rayon de $25 \mu m$, soit $d_p = 50 \mu m$).

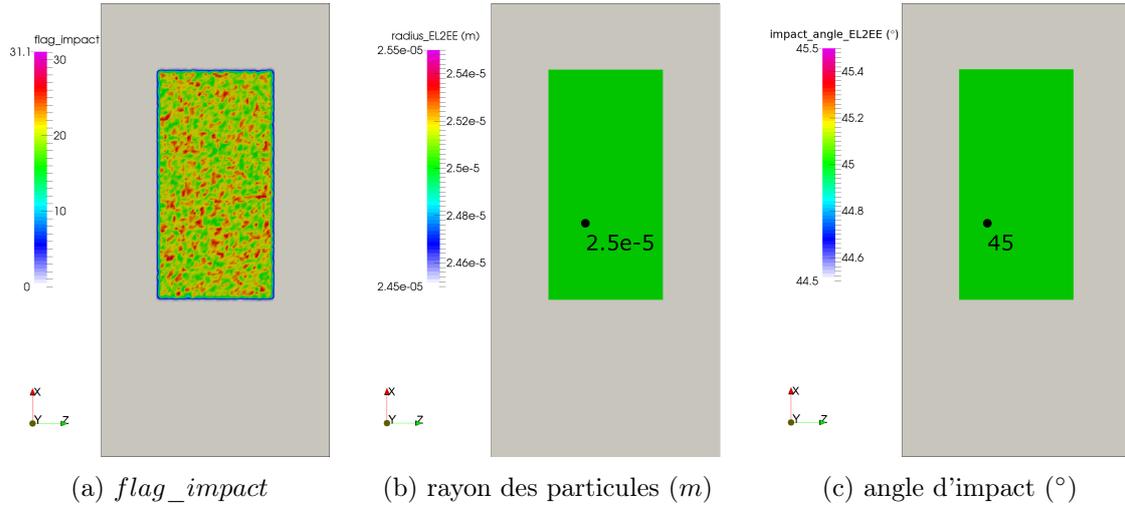


FIGURE 2.8 – Interpolation des grandeurs d'impact à la paroi et à l'itération 308.

Pour l'angle d'impact, on obtient aussi un résultat en accord avec les conditions d'initialisation : un angle de 45° qui correspond avec une vitesse initiale de $u_p = 100 \text{ m/s}$ et $v_p = -100 \text{ m/s}$ (Fig. 2.8c). Enfin, pour les contours de vitesse d'impact, les valeurs obtenues sont également valides. Comme le montre la Fig. 2.9a, la vitesse d'impact selon x est égale à celle trouvée par la résolution des équations du solveur Lagrangien. La vitesse est uniforme puisque le fluide au repos présent dans le domaine ne modifie pas la trajectoire des particules et étant donné que les dimensions de chacune des particules sont identiques, la diminution de leur vitesse induite par la traînée est similaire.

Pour la vitesse d'impact selon y , les résultats sont identiques à ceux pour x . La décroissance de vitesse est la même, la pesanteur étant négligeable dans le cas d'une simulation avec des particules de masse très faible (Fig. 2.9b). Enfin, la vitesse d'impact selon z est nulle, ce qui est compatible avec l'initialisation de la nappe rectangulaire de particules (vitesse nulle selon z) (Fig. 2.9c).

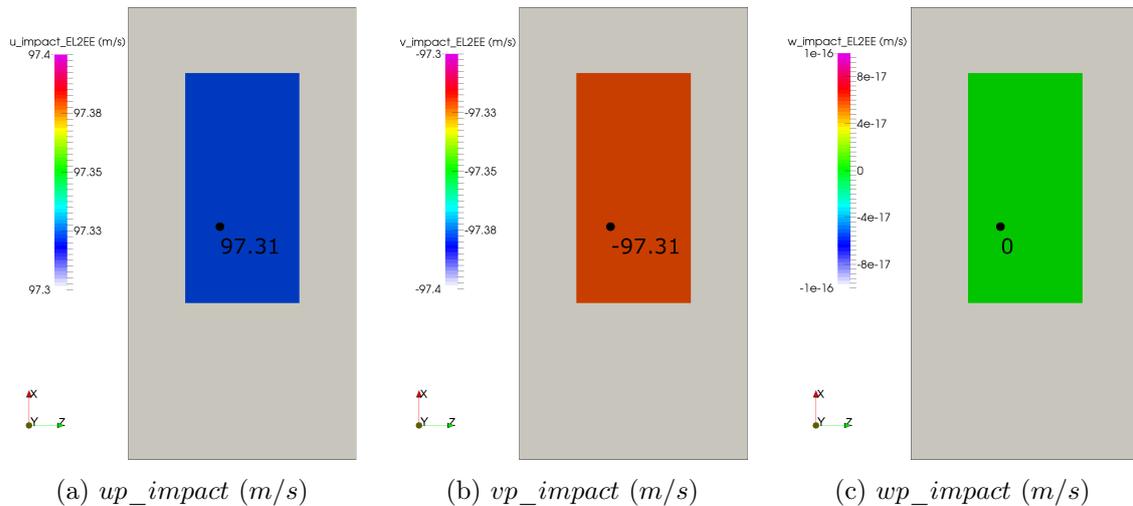


FIGURE 2.9 – Interpolation des vitesses d'impact à la paroi et à l'itération 308.

En conclusion, ce cas 1 montre que le mécanisme de traitement des impacts de particules fonctionne comme prévu. Au sein du solveur Lagrangien, il est possible de détecter l'impact d'une particule au niveau de la routine qui traite l'interaction avec une condition limite. Au même endroit, le stockage de la vitesse d'impact de particule est aussi réalisé. Ensuite, une fois ces grandeurs associées à chaque particule, une interpolation sur les noeuds du maillage est faite pour obtenir un champ Eulérien plus exploitable dans le cadre de calculs d'érosion liée à l'impact.

2.6.2 Cas 2 : injection de particules dans un cylindre en rotation

A terme, l'objectif étant d'appliquer le mécanisme de traitement des impacts à une configuration turbomachine, il est aussi important de valider son comportement dans le cas d'un maillage tournant.

La géométrie choisie est un cylindre de longueur 80 *mm* et de diamètre 20 *mm*. Le maillage contient 1 142 000 tétraèdres avec une taille maximale de 0.5 *mm* (Fig. 2.10).

Les conditions limites sont définies comme suit :

- Entrée : condition limite d'entrée caractéristique (NSCBC ou Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition [34, 39]), avec $\dot{m} = 5.607 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (correspond à $U_{bulk} = 25 \text{ m/s}$) et $T = 300 \text{ K}$.
- Sortie : condition limite de sortie caractéristique, avec $P = 101315 \text{ Pa}$.
- Parois : condition limite de paroi non glissante adiabatique en maillage tournant, condition limite utilisée dans le cas d'une simulation avec maillage tournant. La vitesse imposée au fluide en contact avec la paroi sera la vitesse du maillage.

Le maillage est mis en rotation avec une vitesse angulaire de 23873 *rpm* (2500 *rad/s*), soit une vitesse tangentielle de 25 *m/s* à $R = 0.01 \text{ m}$.

Le calcul est initialisé avec une vitesse longitudinale de 25 *m/s* et sans particule. La simulation est convergée en fluide seul avant de procéder à l'injection de particules.

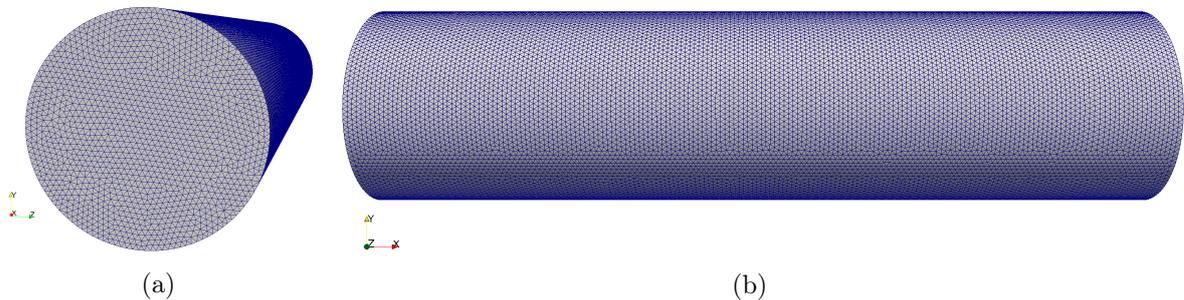


FIGURE 2.10 – Visualisation du maillage du domaine cylindrique.

2.6.2.1 Topologie de l'écoulement en fluide seul

Les Figs. 2.11, 2.12 et 2.13 montrent comment l'écoulement se développe au sein du cylindre. La condition limite imposée en entrée possède une composante purement axiale de vitesse.

C'est pourquoi les composantes de vitesse u_r et u_θ sont nulles au niveau de l'entrée. Et en avançant dans le cylindre, le fluide est progressivement mis en rotation par entraînement visqueux des parois tournantes. Au niveau des parois, la vitesse tangentielle u_θ est bien égale à 25 m/s , ce qui correspond à la vitesse de rotation du maillage. Cependant, dans le reste du domaine, la vitesse tangentielle reste faible et proche de zéro.

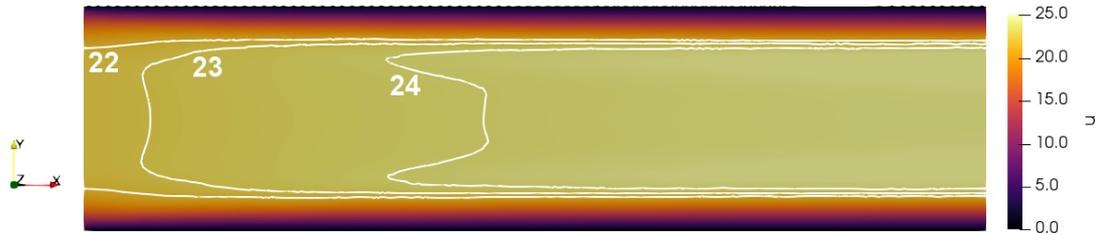


FIGURE 2.11 – Coupe transversale selon le plan Oxy de la vitesse axiale u_x (m/s).

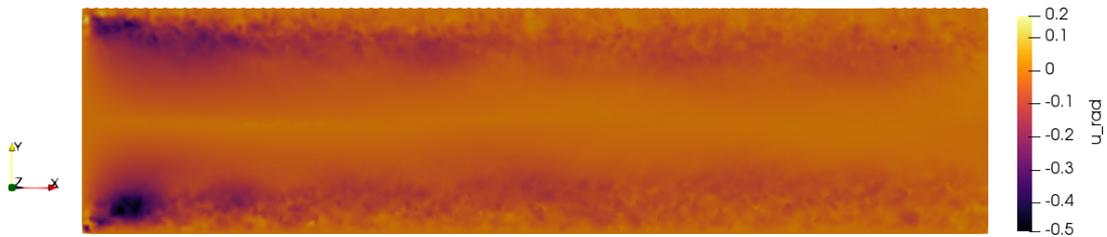


FIGURE 2.12 – Coupe transversale selon le plan Oxy de la vitesse radiale u_r (m/s).

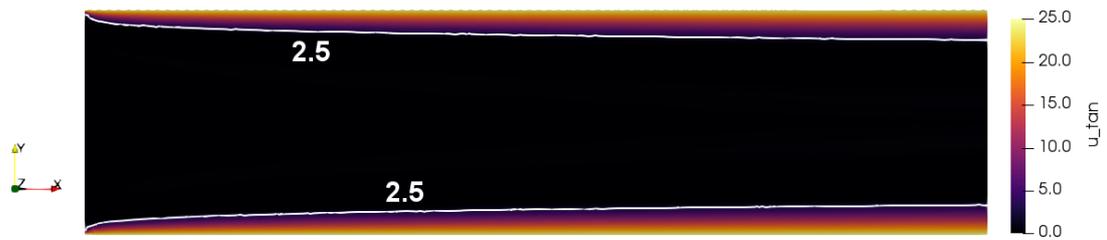


FIGURE 2.13 – Coupe transversale selon le plan Oxy de la vitesse tangentielle u_θ (m/s).

2.6.2.2 Première configuration d'injection

La première configuration consiste à injecter aléatoirement les particules à partir d'un disque de diamètre égal à celui du cylindre (Fig. 2.14). Les particules sont injectées à une vitesse $u_{p,x} = 25 \text{ m/s}$ selon l'axe longitudinale et avec une vitesse tangentielle $u_{p,\theta} = 25 \text{ m/s}$. La composante tangentielle a pour but de provoquer un nombre important d'impacts sur les parois du cylindre. La répartition de diamètre des particules est uniforme et égale à $100 \mu\text{m}$.

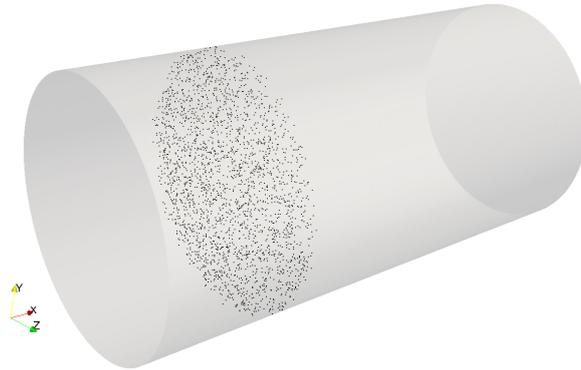
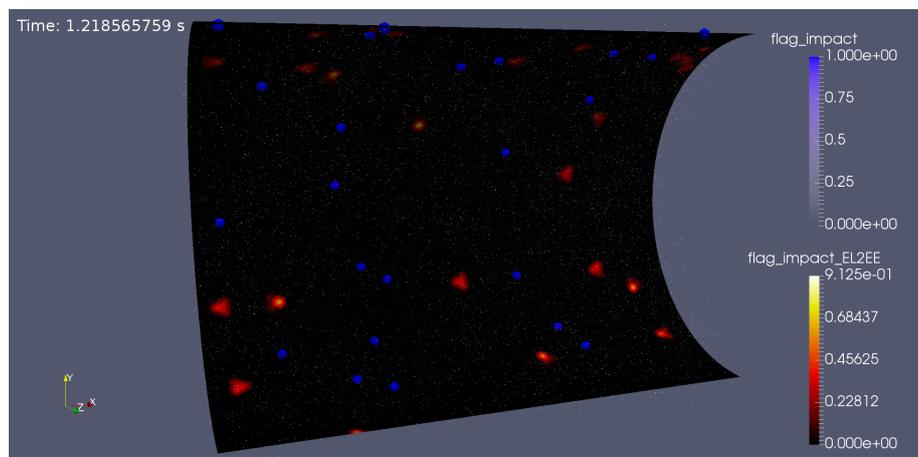


FIGURE 2.14 – Aperçu du disque d’injection des particules dans le domaine.

Les Figs. 2.15 et 2.16 permettent d’illustrer la fonctionnement du traitement des impacts. Les deux figures montrent une coupe du cylindre selon le plan Oxy . Les points blancs semi-transparents représentent l’ensemble des particules solides contenues dans le domaine. Les sphères bleues correspondent aux particules pour lesquelles $flag_impact = 1$, c’est à dire les particules qui impactent la paroi à l’itération en cours. Les contours rouges et orangés mettent également en évidence les régions d’impact des particules, mais après interpolation sur les noeuds du maillage de la paroi.

Au pas de temps $t = t_1$, sur la Fig. 2.15, différentes particules impactent la paroi (sphères bleues). Et, pour vérifier si l’interpolation du $flag_impact$ se comporte comme prévu, l’idée est d’enregistrer l’itération suivante pour contrôler la position des zones où $flag_impact_EL2EE \neq 0$. Ainsi, au pas de temps $t = t_1 + \delta t$, sur la Fig. 2.16, les cercles jaunes marquent la position des sphères bleues à l’itération précédente (c’est à dire les positions en cours d’impact à l’itération précédente). Il est facile de voir que la position des cercles jaunes correspond bien aux zones pour lesquelles la valeur de l’interpolation du $flag_impact$ sur le maillage est non nulle. Ces observations valident en partie la routine d’interpolation des grandeurs d’impact aux parois.

FIGURE 2.15 – Demi-cylindre découpé selon le plan Oxy à $t = t_1$ - Interpolation du $flag_impact$ (contours) et position des particules (sphères bleues et points blancs).

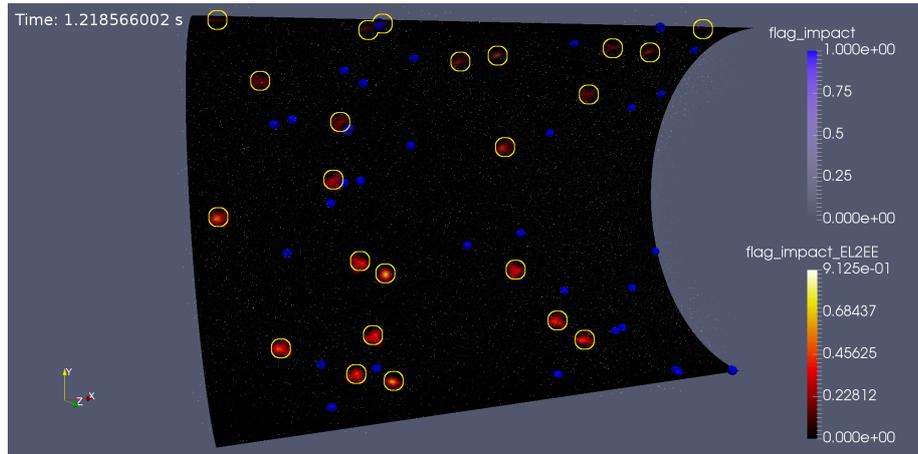


FIGURE 2.16 – Demi-cylindre découpé selon le plan Oxy à $t = t_1 + \delta t$ - Interpolation du $flag_impact$ (contours) et position des particules (sphères bleues et points blancs).

2.6.2.3 Deuxième configuration d'injection

La deuxième étape de ce cas de validation consiste à vérifier si les grandeurs d'impact obtenues à la suite de la simulation sont cohérentes avec la théorie. Dans cette configuration, l'injection des particules est plus maîtrisée. Elle se fait à partir d'un cercle de diamètre moitié par rapport au cylindre (cercle bleu sur les Figs. 2.17a et 2.17b). La vitesse d'injection est identique à la configuration précédente : une vitesse longitudinale $u_{p,x} = 25 \text{ m/s}$ et une vitesse tangentielle $u_{p,\theta} = 25 \text{ m/s}$. L'injection est faite pendant 10 pas de temps avec 10 000 particules injectées / pas de temps.

L'évolution de la position des particules est montrée sur les Figs. 2.17a et 2.17b. Le cercle bleu correspond à leur position initiale. Et, sous l'effet de la vitesse tangentielle, les particules sont centrifugées en direction des parois à mesure qu'elles progressent dans le cylindre. Le cercle rouge correspond à la position des particules lors de l'impact.

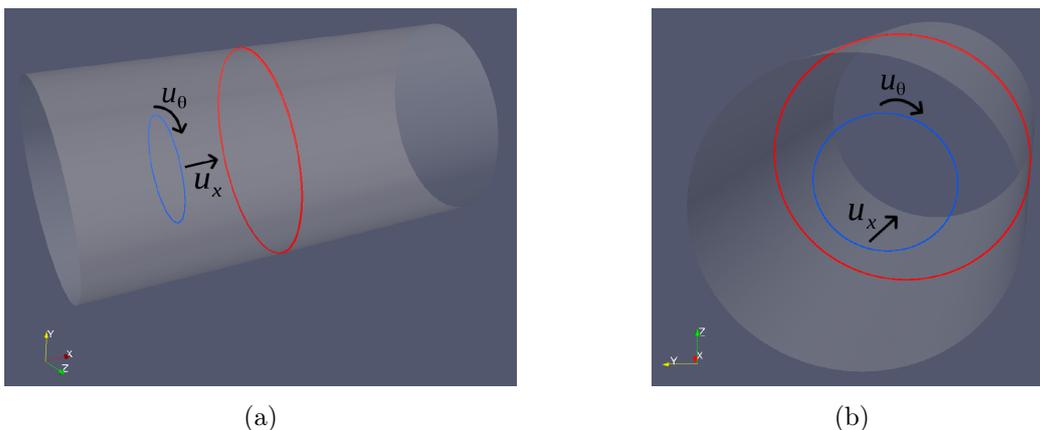


FIGURE 2.17 – Position d'injection des particules (cercle bleu) et position d'impact (cercle rouge).

Pour valider les valeurs obtenues par la simulation AVBP pour l'angle et la position d'impact,

deux approches comparatives sont possibles en fonction du type de couplage choisi (aussi expliqué en Section 1.2.4).

- La première consiste à considérer que le fluide n'a aucune influence sur la trajectoire des particule (couplage "zero way"). Après l'instant $t = 0$, les particules vont donc suivre la direction du vecteur vitesse initial.
- La deuxième approche, plus détaillée, tient compte de l'influence du fluide sur la trajectoire des particules (couplage "one way").

On considère une particule injectée initialement à la position $x(0) = 0$, $y(0) = R/2$ et $z(0) = 0$ et à la vitesse $u_{p,x}(0) = 25 \text{ m/s}$, $u_{p,y}(0) = 0 \text{ m/s}$ et $u_{p,z}(0) = 25 \text{ m/s}$. On pose $U = 25 \text{ m/s}$.

L'objectif de la résolution qui suit est de déterminer analytiquement l'évolution de la position de la particule injectée dans le cylindre.

Pour le couplage "one way", le point départ de la résolution est l'Eq. (2.19). Elle correspond à l'équation utilisée par le solveur Lagrangien pour calculer l'évolution de la position des particules (section 2.1.2) :

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r| v_{r,i}. \quad (2.19)$$

- selon l'axe x :

Dans cette direction, on considère que la différence de vitesse entre le fluide et la particule est nulle. En effet, la particule est injectée à 25 m/s et comme le montre la Fig. 2.11, la vitesse du fluide reste proche de cette valeur dans la majeure partie du cylindre. Ce qui donne, en utilisant la condition initiale $u_{p,x} = U$:

$$v_{r,x} = 0 \implies \frac{du_{p,x}}{dt} = 0 \implies u_{p,x} = cst = U \implies x(t) = U \cdot t. \quad (2.20)$$

- selon les axes y et z :

$$\frac{du_{p,y}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r| v_{r,y} \quad \text{et} \quad \frac{du_{p,z}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r| v_{r,z}. \quad (2.21)$$

Pour simplifier la résolution et en tenant compte de la topologie de l'écoulement (Figs. 2.11, 2.12 et 2.13), les hypothèses suivantes sont faites :

- $u_r = u_\theta = 0$, c'est à dire une vitesse du fluide selon r et θ nulle dans le cylindre (vraie à l'exception de la zone proche paroi) d'où : $u_y = \sin \theta u_r + \cos \theta u_\theta = 0$ et $u_z = \cos \theta u_r - \sin \theta u_\theta = 0$,
- $|v_r| = cst$: d'après l'Eq. (2.20), on a déduit $v_{r,x} = 0$ et d'après l'hypothèse précédente, $u_r = u_\theta = 0$. Ainsi, comme la particule est injectée à $u_{p,\theta}(0) = U$, si on considère que la décroissance de vitesse des particules est faible jusqu'à l'impact, on trouve $|v_r| = cst = U$.

d'où,

$$\frac{du_{p,y}}{dt} = K \cdot u_{p,y} \quad \text{et} \quad \frac{du_{p,z}}{dt} = K \cdot u_{p,z}, \quad (2.22)$$

avec, $K = -\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} |v_r|$, ce qui donne,

$$\begin{cases} u_{p,y}(t) = C_1 \cdot e^{Kt} \implies y(t) = \frac{C_1}{K} \cdot e^{Kt} + C_2, \\ u_{p,z}(t) = C_3 \cdot e^{Kt} \implies z(t) = \frac{C_3}{K} \cdot e^{Kt} + C_4. \end{cases}$$

En utilisant les conditions initiales, on obtient :

$$u_{p,y}(0) = 0, \quad y(0) = \frac{R}{2}, \quad u_{p,z}(0) = U, \quad z(0) = 0.$$

On trouve :

$$\begin{cases} C_1 = 0 & \text{et} & C_2 = \frac{R}{2}, \\ C_3 = U & \text{et} & C_4 = -\frac{U}{K}, \end{cases} \implies \begin{cases} y(t) = \frac{R}{2}, \\ z(t) = \frac{U}{K} \cdot (e^{Kt} - 1). \end{cases}$$

Au final, on obtient :

$$\boxed{x(t) = U \cdot t, \quad y(t) = \frac{R}{2}, \quad z(t) = \frac{U}{K} \cdot (e^{Kt} - 1).} \quad (2.23)$$

L'Eq. (2.23) exprime ainsi l'évolution de la trajectoire d'une particule injectée au point $(0, \frac{R}{2}, 0)$ avec un vecteur vitesse initiale $(U, 0, U)$.

Pour la partie simulation avec AVBP, les contours de l'interpolation des grandeurs d'impact sont représentés en Fig. 2.18. Après vérification, l'intégration du champ *flag_impact_EL2EE* sur la surface du cylindre à une itération donnée est égale à 10 000, ce qui correspond bien aux 10 000 particules injectées / itération (Fig. 2.18a). Pour l'angle d'impact (Fig. 2.18b), la valeur obtenue est de 37.8° . Elle sera comparée à des résultats théoriques dans le paragraphe suivant. Ensuite, la vitesse d'impact selon x était prévisible (Fig. 2.18c). En effet, l'Eq. (2.17) montre que la décroissance de la vitesse d'une particule varie linéairement avec la vitesse relative entre le fluide et la particule. Or, la particule est injectée avec $u_{p,x} = 25 \text{ m/s}$, une valeur comparable à la vitesse du fluide en dehors des zones proches parois, ce qui explique la faible diminution de vitesse.

Enfin, la Fig. 2.18d montre que vp_impact est maximale sur les parties hautes et basses du cylindre. Ceci se justifie par le fait que la vitesse du maillage selon y dans cette région est proche de 0. Dans le cas d'un maillage tournant, la vitesse d'impact est définie comme la différence entre la vitesse de la particule incidente et celle de la paroi. La vitesse d'impact selon y sera donc plus élevée dans ces zones. La Fig. 2.18d met également en évidence une zone pour laquelle $vp_impact = 0$, ce qui indique bien que le calcul de la vitesse d'impact tient compte de la vitesse du maillage (et donc de la paroi) au point d'impact. Pour wp_impact , les résultats sont identiques à une rotation de $\pi/2$ près.

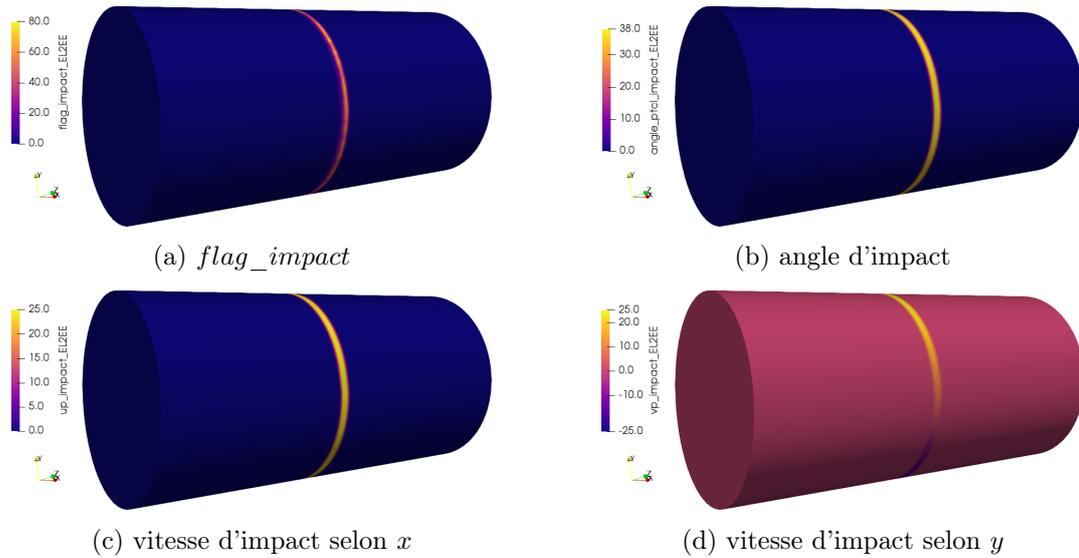


FIGURE 2.18 – Contours des grandeurs d'impact sur les parois du cylindre.

Le but est maintenant de comparer les trajectoires de plusieurs particules avec des diamètres différents entre la théorie et la simulation AVBP. Les données numériques sont les suivantes :

- $U = 25 \text{ m/s}$ et $r = 0.01 \text{ m}$,
- $\rho = 1.17 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$,
- $d_p = 100 \mu\text{m}$, $25 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$,
- C_D est calculé pour chaque d_p en utilisant les Eqs. (2.3) et (2.4),
- $|v_r| = U$.

Pour anticiper le comportement d'une particule solide dans un écoulement fluide, il est utile de définir le nombre de Stokes (St). Si $St \gg 1$, le mouvement de la particule est globalement indépendant de celui du fluide. Au contraire, si $St \ll 1$, la particule agit comme un traceur et suit les lignes de courant du fluide.

Le nombre de Stokes est défini ci-dessous (Eq. (2.24)). Les nombres de Stokes des différentes particules de diamètre d_p sont donnés dans le Tab. 2.1,

$$St = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \cdot \frac{U}{D}, \quad (2.24)$$

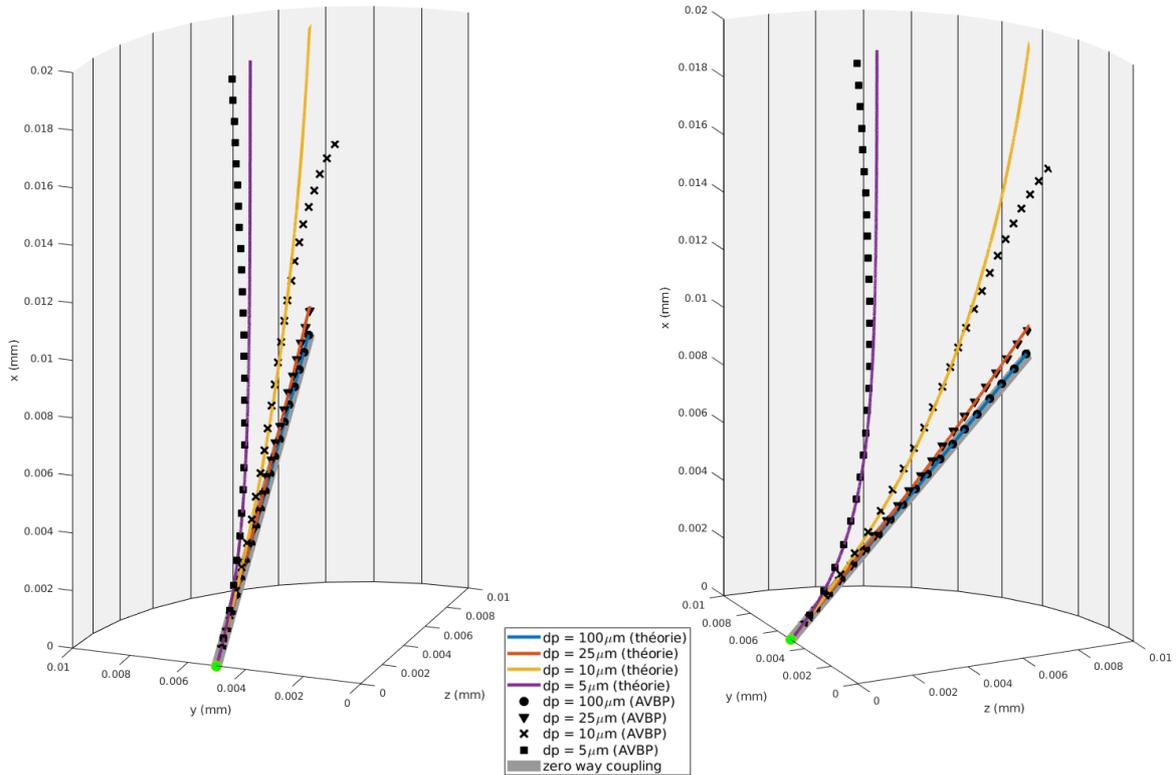
avec,

- ρ_p la masse volumique de la particule et ρ_p son diamètre,
- μ la viscosité dynamique du fluide,
- U la vitesse du fluide et D sa longueur caractéristique.

d_p	Stokes
$100\mu m$	100
$25\mu m$	6.3
$10\mu m$	1.0
$5\mu m$	0.25

TABLE 2.1 – Valeurs de nombre de Stokes en fonction de d_p .

Grâce à l'Eq. (2.23) et aux données numériques précédentes, il est possible de déterminer la trajectoire des quatre particules de diamètre d_p . Sur la Fig. 2.19, les traits pleins de couleur représentent ces trajectoires dans le cas du couplage "one way". En trait large gris, la trajectoire d'une particule en couplage "zero way" est ajoutée. Pour le "zero way coupling", la trajectoire rectiligne correspond au vecteur vitesse initiale de la particule. Cette trajectoire est identique quelque soit le diamètre de la particule. Enfin, les trajectoires obtenues par AVBP figurent en symboles noirs.

FIGURE 2.19 – Trajectoires des particules obtenues par AVBP et par résolution théorique pour différents d_p .

Pour le couplage "one way" et la simulation AVBP, les résultats sont cohérents avec les nombres de Stokes calculés précédemment. Les particules de diamètre $100\mu m$ et $25\mu m$, avec des $St > 1$, suivent une trajectoire très proche du vecteur vitesse initiale. Ceci montre le découplage de leur mouvement par rapport au fluide.

A l'inverse, la particule de diamètre $5\mu m$, avec un $St < 1$, est fortement influencée par le fluide

et n'impacte pas la paroi du cylindre. La trajectoire théorique est très proche de la simulation AVBP puisque les hypothèses faites lors de la résolution ne sont pas mises en défaut au centre du cylindre.

Enfin, la particule de diamètre $10 \mu m$ a un comportement intermédiaire avec un St proche de 1. On observe une déviation de la trajectoire obtenue par AVBP. Cette déviation est causée par la mise en rotation des parois du cylindre, alors que cette rotation a été négligée pendant la résolution théorique.

Une comparaison des angles et positions d'impact obtenues par AVBP, le couplage "zero way" et le couplage "one way" est présentée dans le Tab. 2.2. L'angle d'impact est calculé grâce au produit scalaire entre le vecteur vitesse de la particule et la normale à la paroi au point d'impact. La position d'impact correspond à la distance parcourue par la particule selon l'axe x à partir du point d'injection. Les observations sont similaires au paragraphe précédent, les particules de diamètre $100 \mu m$ et $25 \mu m$ ont un comportement proche du couplage "zero way". Pour la particule avec $d_p = 10 \mu m$, le couplage "one way" prédit bien une diminution de l'angle d'impact ainsi qu'un éloignement de la position d'impact. La prédiction est cependant sur-estimée et cette différence s'explique par les hypothèses qui ont été faites lors de la résolution des équations de la trajectoire de la particule. En particulier, l'hypothèse $u_2 = u_3 = 0$ est correcte dans la partie centrale du cylindre mais devient fautive aux abords de la paroi puisque le cylindre en rotation entraîne le fluide par frottement visqueux. Enfin, pour la particule de diamètre $5 \mu m$, au contraire du couplage "zero way", la simulation AVBP et le couplage "one way" prédisent une absence d'impact de la particule sur la paroi, ce qui est cohérent avec le nombre de Stokes dans ce cas.

d_p	$Stokes$		AVBP	zero-way	one-way
$100 \mu m$	100	angle d'impact ($^\circ$)	37.7	37.8	37.2
		position d'impact (mm)	8.77	8.66	8.77
$25 \mu m$	6.3	angle d'impact ($^\circ$)	34.1	37.8	33.1
		position d'impact (mm)	9.58	8.66	9.64
$10 \mu m$	1.0	angle d'impact ($^\circ$)	16.9	37.8	7.60
		position d'impact (mm)	15.3	8.66	19.5
$5 \mu m$	0.25	angle d'impact ($^\circ$)	-	37.8	-
		position d'impact (mm)	-	8.66	-

TABLE 2.2 – Comparaison des angles et positions d'impact obtenus entre AVBP et la résolution théorique pour différents d_p .

Les deux cas de validation précédents ont montré que le traitement des impacts fonctionnait comme prévu. Lorsque les particules impactent une paroi, le mécanisme de traitement des impacts permet de récupérer les caractéristiques de l'impact (vitesse, angle, rayon de la particule) en les interpolant sur le maillage des parois. Les valeurs obtenues pour les deux cas de validation sont cohérentes avec la théorie. La prochaine étape consiste donc à appliquer ce mécanisme à des géométries plus complexes rencontrées dans le milieu des turbomachines.

Chapitre 3

Prédiction de l'érosion d'une turbomachine dans AVBP

Sommaire

3.1	Introduction	43
3.2	Simulation de configurations turbomachines dans AVBP	44
3.2.1	Présentation de TurboAVBP et du couplage entre simulations	44
3.2.2	Injection de particules dans le plan d'entrée	45
3.3	Configuration d'application : géométrie FACTOR	45
3.3.1	Présentation de la configuration	45
3.3.2	Paramétrage du calcul	47
3.3.3	Topologie de l'écoulement	48
3.3.4	Résultats du calcul avec injection de particules	53
3.3.5	Comparaison des résultats	56

3.1 Introduction

Ce chapitre présente l'application de la routine de traitement des impacts de particules solides à des cas turbomachines. Les outils développés vont permettre d'étudier le comportement des particules lors d'une injection au niveau de l'entrée d'un étage de turbomachine. Certaines adaptations ont été nécessaires pour permettre l'utilisation d'AVBP pour ce type d'application, notamment au niveau couplage entre les parties mobile et fixe de la turbomachine ou encore une modification du mécanisme d'injection des particules.

3.2 Simulation de configurations turbomachines dans AVBP

3.2.1 Présentation de TurboAVBP et du couplage entre simulations

Dans le cas d'une simulation turbomachine classique, la plupart des configurations sont constituées d'au moins une partie fixe et une autre mobile. Il existe donc un mouvement relatif de rotation entre les deux domaines du maillage. A l'interface entre les domaines, ceci se traduit par la présence de noeuds non conformes à cause du déplacement relatif des maillages. Ces noeuds nécessitent un mécanisme d'interpolation particulier à chaque itération du calcul pour permettre le couplage entre les différents domaines [10, 11, 55].

Plusieurs méthodes de couplage sont possibles [1]. La méthode utilisée dans TurboAVBP, consiste à reconstruire les résidus présents à l'interface en utilisant une région de superposition des deux maillages (méthode dite chimère). Les grandeurs conservatives sont échangées au niveau de la zone de superposition. Cette méthode a l'avantage d'être facilement implémentée à l'extérieur du code. Un logiciel de couplage se charge de transmettre les grandeurs aux deux domaines (Figs. 3.1 et 3.2).

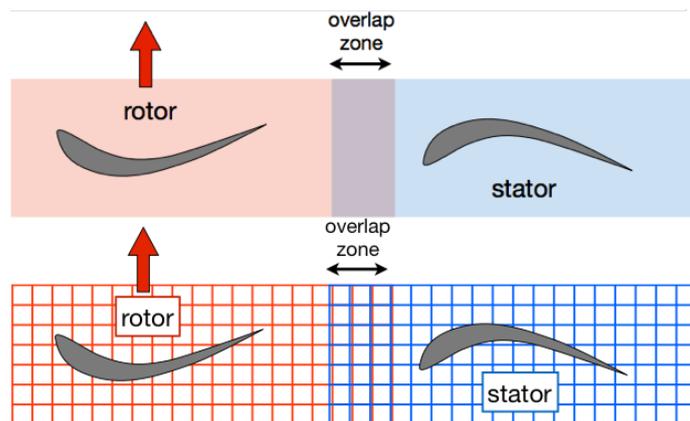


FIGURE 3.1 – Décomposition des domaines et région de superposition [10, 55].

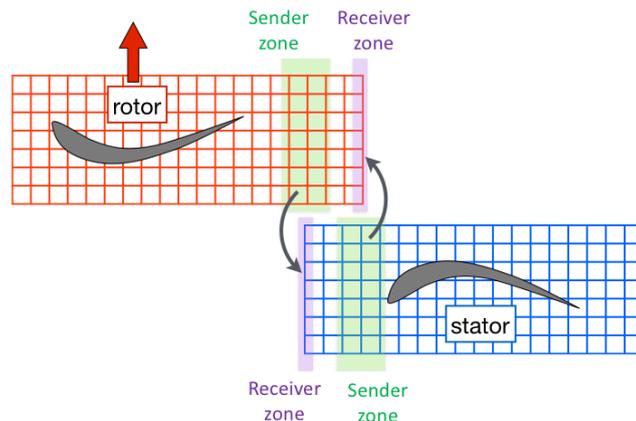


FIGURE 3.2 – Processus de communication entre les deux domaines [10, 55].

3.2.2 Injection de particules dans le plan d'entrée

Dans AVBP, plusieurs options sont disponibles pour permettre l'injection de particules dans le cas d'une simulation avec un suivi Lagrangien. Le type d'injection le plus adapté à une cas turbomachine est l'injection sur la condition limite d'entrée. Elle consiste à sélectionner une condition limite du domaine de calcul et à injecter les particules aléatoirement sur la surface. La version actuelle de ce type d'injection implémentée dans AVBP a le désavantage de ne pas permettre le choix de la vitesse d'injection. La vitesse d'injection des particules est calculée à partir du débit massique de particules spécifié par l'utilisateur et les particules sont injectées de façon normale à la surface.

Dans une simulation de type turbomachine, le plus cohérent serait d'injecter les particules à la vitesse locale du fluide au point d'injection. Un nouveau mécanisme d'injection a donc été ajouté à AVBP, l'injection *patch_fluid*. Son fonctionnement est similaire à l'injection classique, seules la vitesse et la direction d'injection seront différentes. L'utilisateur fournit une condition limite du domaine de calcul à partir duquel se fera l'injection. Ensuite, plusieurs étapes sont nécessaires au nouveau mécanisme pour déterminer la vitesse d'injection :

- Pour chaque particule, une position aléatoire d'injection à l'intérieur d'une des faces de la condition limite est déterminée.
- Les trois composantes de la vitesse du fluide au niveau des noeuds qui composent la face sont récupérées.
- Un poids est attribué à chacun des noeuds en fonction de la distance particule-noeud (poids inversement proportionnel à cette distance).
- La vitesse d'injection est calculée en interpolant les vitesses du fluide aux noeuds et en appliquant les poids définis à l'étape précédente.

Ce mécanisme d'injection sera utilisé par les simulations présentées par la suite. Il permettra d'injecter des particules dans une turbomachine, au niveau de l'entrée et à une vitesse égale à la vitesse locale du fluide au point d'injection.

3.3 Configuration d'application : géométrie FACTOR

3.3.1 Présentation de la configuration

L'objectif de la configuration FACTOR (Full Aerothermal Combuster Turbine interactions Research) est d'étudier les interactions complexes entre la chambre de combustion et la turbine. La géométrie complète du projet est composée d'une partie chambre de combustion, d'un étage de turbine (la partie fixe est refroidie par multi-perforation) et d'un canal de sortie. Un aperçu de la configuration FACTOR est donné en Fig. 3.3.

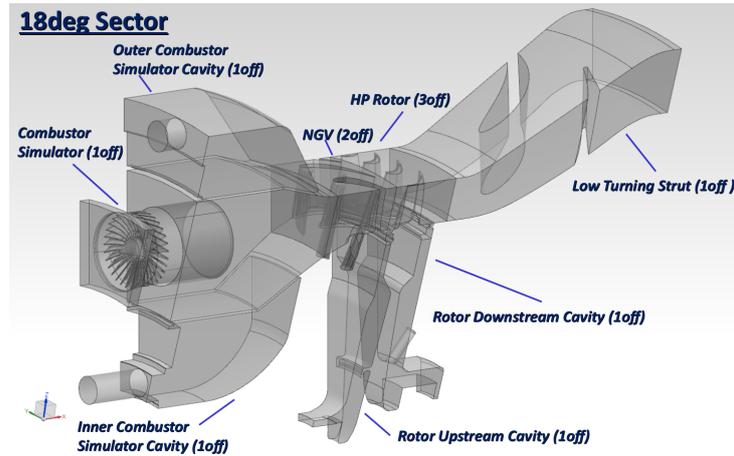


FIGURE 3.3 – Aperçu de la configuration FACTOR.

De manière plus précise, le DHP ou Distributeur Haute Pression est composé de 40 pales. Le domaine étudié sera un secteur périodique de 18° contenant deux pales du DHP (Fig. 3.4).

Les deux pales de la configuration FACTOR serviront de premier cas d'application du mécanisme de traitement des impacts particulières (Fig. 3.4). L'idée est d'injecter des particules au niveau du plan d'entrée du domaine pour analyser leur comportement à la traversée de la turbomachine. Dans cette étude, le centre d'intérêt ne sera pas la performance de la turbine ou la validation du mécanisme de refroidissement de sa multi-perforation. Il s'agira d'utiliser le traitement des impacts de particules solides sur une configuration turbomachine réelle. Ainsi, le maillage de la géométrie se fera en veine lisse, c'est à dire sans discrétiser les trous de refroidissement et sans injecter de débit d'air au niveau des orifices.



FIGURE 3.4 – Vue d'ensemble des pales fixes de turbine de la configuration FACTOR.

Le plan d'entrée de la géométrie correspond au plan de sortie de la chambre de combustion. Il sera donc possible de récupérer des champs expérimentaux de sortie de chambre pour les injecter en entrée du domaine. De plus, pour ne pas perturber le sillage formé par les deux pales, la sortie du domaine est suffisamment éloignée des deux NGV (Nozzle Guide Vanes).

3.3.2 Paramétrage du calcul

3.3.2.1 Maillage

Le maillage retenu est composé de 32 millions de tétraèdres avec un raffinement fin au niveau de la surface des pales, du bord d'attaque, du bord de fuite et du sillage des pales (taille de plus petite maille : 0.25 mm). Ce raffinement permettra une meilleure représentation des phénomènes présents aux abords de la pale (écoulements secondaires et décollements tourbillonnaires par exemple). Il permet aussi de garantir un y^+ autour de 40 sur la paroi des pales.

Les détails du raffinement du maillage sont montrés en Fig. 3.5.

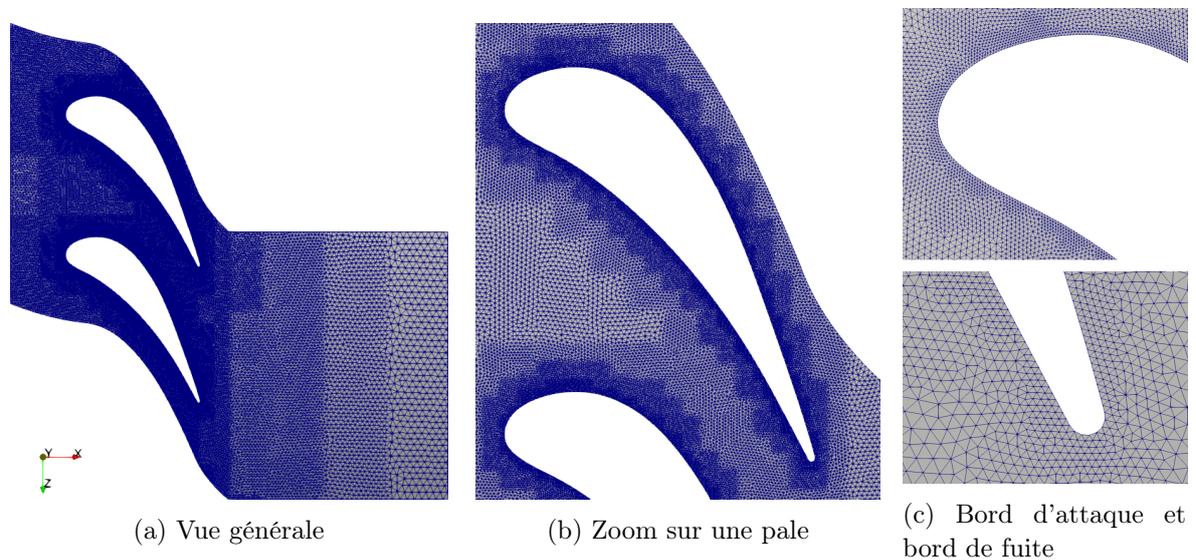


FIGURE 3.5 – Visualisation du maillage des deux pales.

3.3.2.2 Conditions limites

Les conditions limites sont définies comme suit :

- Entrée : condition limite d'entrée caractéristique (NSCBC), avec $\dot{m} = 0.24\text{ kg/s}$ et des cartographies 2D stationnaires de température et de vitesse qui correspondent au champ moyen d'un point chaud en rotation (Fig. 3.6). Ce champ moyen est obtenu en effectuant une moyenne temporelle de champs expérimentaux instationnaires en sortie de chambre de combustion.
- Sortie : condition limite de sortie caractéristique, avec $P = 80000\text{ Pa}$.
- Moyeu, carter et surface des pales : paroi adiabatique avec loi de paroi [27].
- Parties gauche et droite du domaine : condition de périodicité autour de l'axe de révolution de la géométrie.

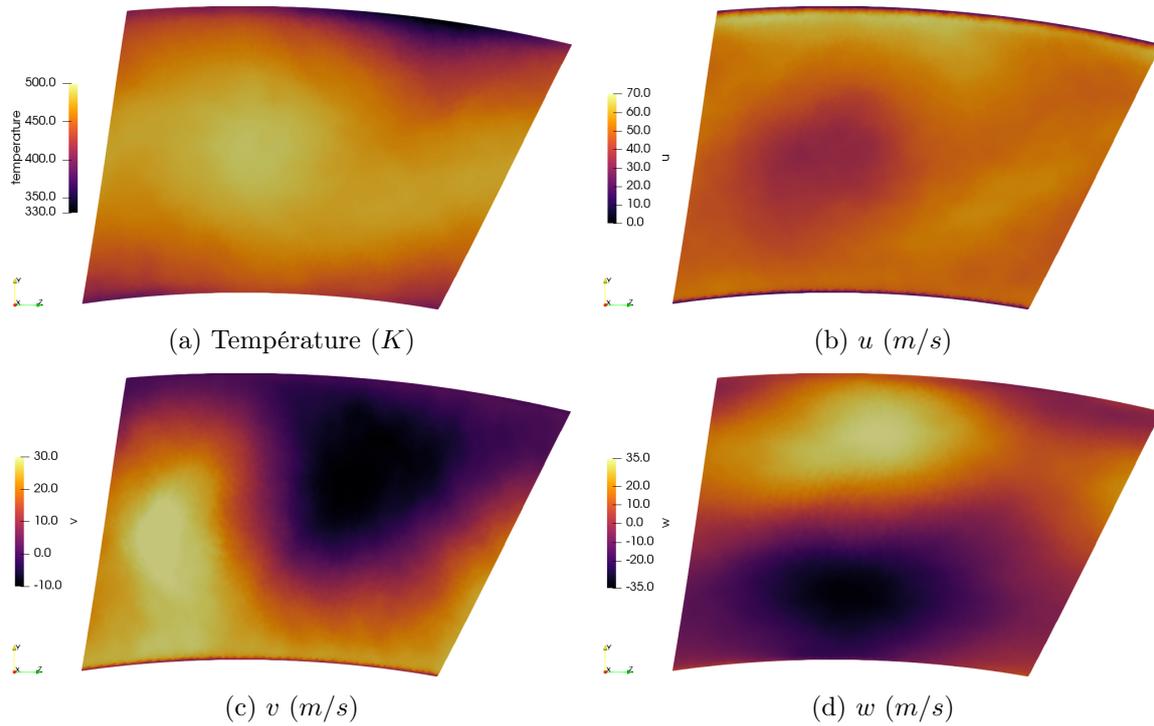


FIGURE 3.6 – Contours des profils 2D imposés à l'entrée du domaine.

3.3.2.3 Paramètres du solveur et initialisation

Le réglage des paramètres du solveur est issu d'une étude précédente sur la même géométrie [51]. Le schéma numérique utilisé est un schéma de Taylor-Galerkin à deux étapes avec une précision d'ordre 4 en temps et d'ordre 3 en espace [8]. Ce schéma numérique est adapté aux simulations qui souhaitent atteindre un haut niveau de précision puisqu'il a la propriété d'être peu dispersif et peu diffusif [28]. Le modèle de sous-maille choisi est le modèle WALE [13], développé spécifiquement pour les écoulements internes. L'avance en temps est faite en respectant la condition CFL (schéma convectif) et la condition de Fourier (schéma diffusif) pour garantir la stabilité linéaire. Une viscosité artificielle de type Colin est ajoutée pour amortir les potentielles oscillations numériques introduites naturellement par le schéma utilisé.

Le calcul est initialisé avec une vitesse nulle dans tout le domaine et sans particules. La simulation est convergée en fluide seul avant de procéder à l'injection de particules. La section suivante présente la topologie de l'écoulement autour des deux DHP.

3.3.3 Topologie de l'écoulement

La Fig. 3.7 montre l'évolution des trois composantes de vitesse de l'écoulement et du mach à la traversée du DHP à iso- h/H :

- Pour u_x , l'écoulement subit une augmentation de vitesse axiale au niveau de l'extrados et un ralentissement le long de l'intrados.

- A travers le DHP, la vitesse tangentielle u_θ augmente fortement. L'objectif d'un DHP est de générer de la vitesse tangentielle qui sera ensuite transformée en travail par la partie mobile de l'étage (Fig. 3.7c).
- De même, le DHP utilise la pression importante apportée par la combustion au sein de la chambre pour la convertir en énergie cinétique. C'est ce qui explique l'accroissement important du Mach à la traversée du DHP (Fig. 3.7d).

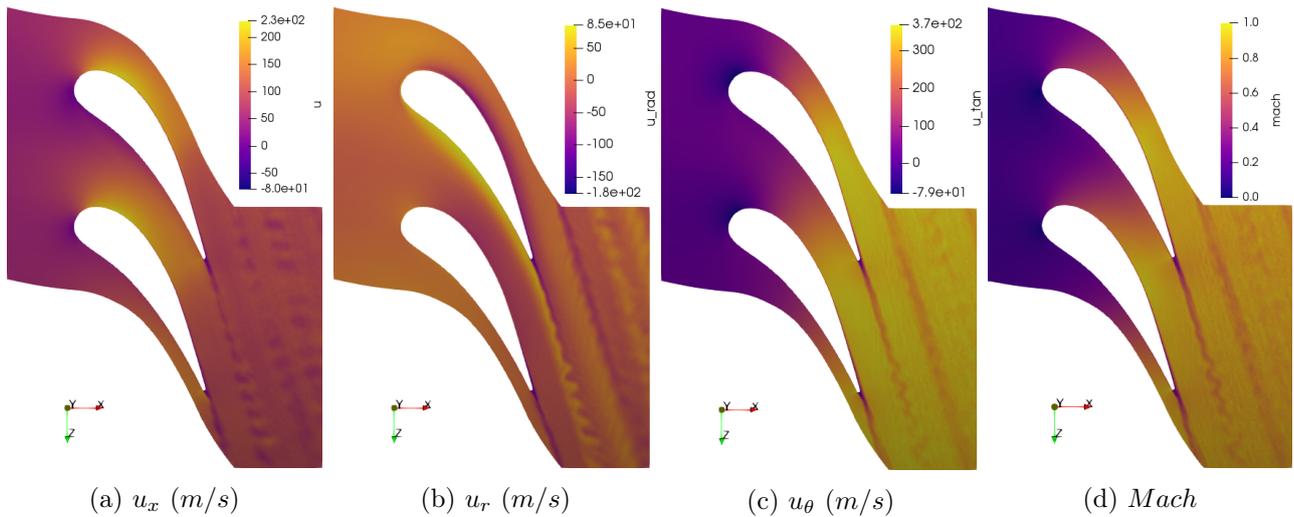


FIGURE 3.7 – Contours instantanés des composantes de vitesse et du Mach à $h/H = 50\%$.

De la même manière, la Fig. 3.8 présente l'évolution de la température totale T_t , de la pression totale P_t , de la température statique et de la pression statique :

- Sur le contour de P_t , on observe une diminution de pression totale au niveau du sillage des pales. Cette diminution est liée à la création l'entropie (et donc l'apparition de pertes) induite par les frottements visqueux aux parois et par les écoulements secondaires (Fig. 3.8b).
- Étant donné, que la partie fixe d'un étage de turbomachine n'échange pas de travail avec le fluide, la température totale T_t doit être quasiment constante à travers le DHP (Fig. 3.8a).
- L'objectif du DHP est de convertir la pression en énergie cinétique pour être transformée en travail dans la partie mobile de l'étage. Il y a donc une diminution de la pression entre l'entrée et la sortie du DHP (Fig. 3.8d).
- Pour la température, la détente à travers le DHP entraîne une diminution de température de l'écoulement (Fig. 3.8c).

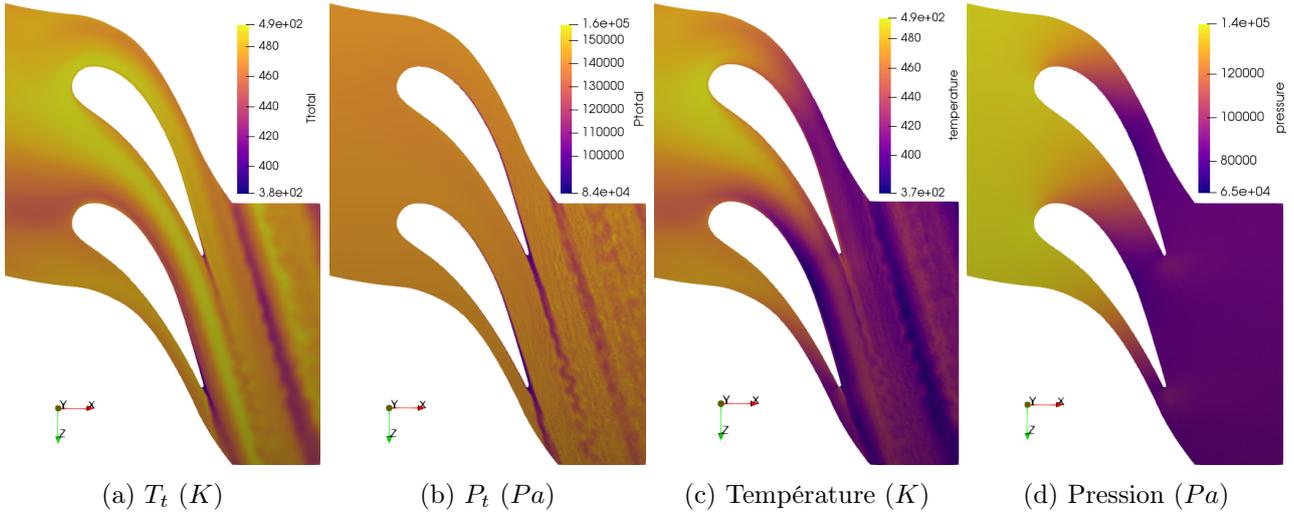


FIGURE 3.8 – Contours instantanés de la T_t , P_t , température et pression à $h/H = 50\%$.

Pour vérifier la présence de ces écoulements secondaires, le critère Q est un outil très utile. Le critère Q se définit comme la différence entre le tenseur de vorticité Ω^2 et le tenseur de dissipation S^2 ,

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega^2 - S^2), \quad (3.1)$$

en notant, $\Omega^2 = 2\bar{\omega} \cdot \bar{\omega}$ et $S^2 = 2\bar{e} \cdot \bar{e}$.

Avec, $\bar{\omega}$ le tenseur des taux de rotations et \bar{e} le tenseur des taux de déformations (les parties symétrique et antisymétrique du tenseur gradient de vitesse),

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2}(\nabla u - \nabla u^T) \quad \text{et} \quad \bar{e} = \frac{1}{2}(\nabla u + \nabla u^T). \quad (3.2)$$

Le critère Q mesure donc un équilibre local entre deux phénomènes : une rotation solide et une déformation pure. Les tourbillons dans lesquels l'enroulement (rotation) prend le pas sur la dissipation d'énergie (déformation pure) seront associés à un critère Q positif. Les zones purement dissipatives seront associées à un critère Q négatif. Enfin les zones de cisaillement (couches limites par exemple) seront associées à un critère Q de faible valeur absolue [16].

La Fig. 3.9 montre un iso-contour de critère Q à $5 \cdot 10^6$ qui met en évidence la présence des écoulements secondaires décrits précédemment. Les particules pourront être piégées par ces tourbillons, et par conséquent créer une forte densité d'impacts dans leur vicinity.

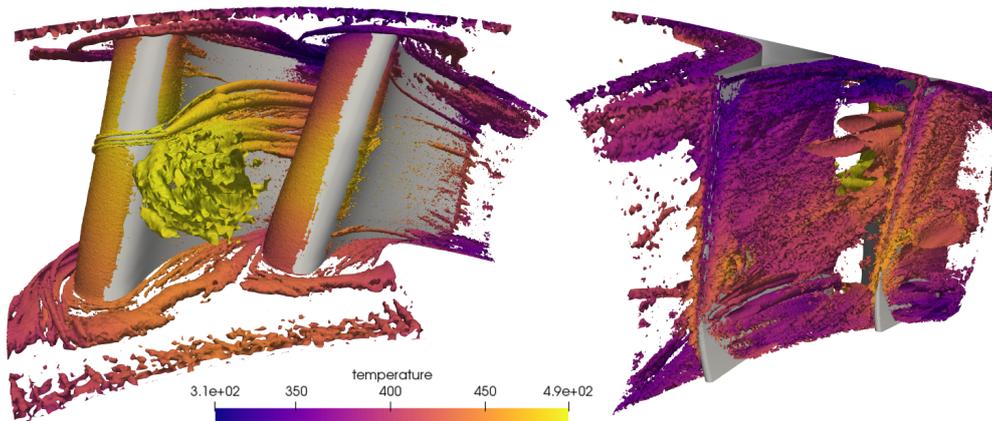


FIGURE 3.9 – Iso-contour instantané du critère Q à $5 \cdot 10^6$ coloré par la température (en K), vue intrados face avant à gauche et vue extrados face arrière à droite.

La Fig. 3.10 met aussi en évidence la structure de l'écoulement dans le DHP. La visualisation des lignes de courant générées à partir de lignes à plusieurs hauteurs de veine donne des conclusions similaires à la figure précédente. La Fig 3.10b montre le tourbillon de grande taille piégé au centre du DHP entre les deux NGV. Les Figs. 3.10a et 3.10c révèlent la présence des écoulements secondaires en tête et pied de pale.

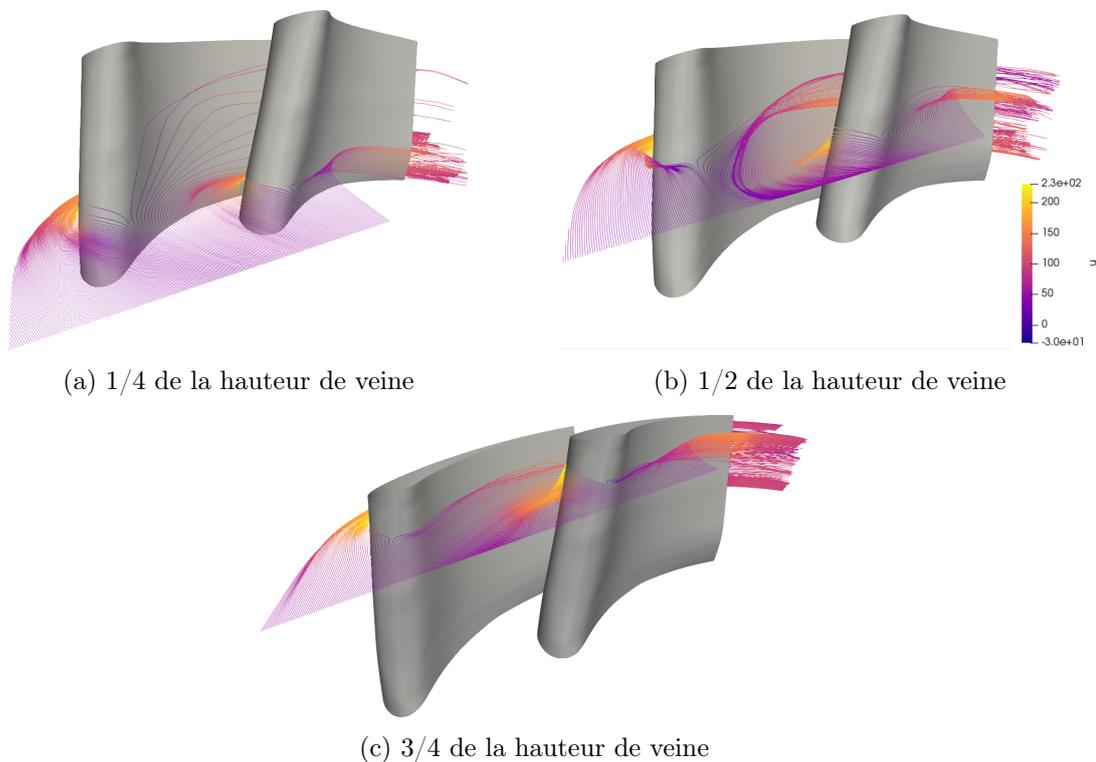


FIGURE 3.10 – Lignes de courant à différentes hauteurs de veine colorées par la vitesse axiale u (m/s).

Une dernière figure montre comment le point chaud injecté à l'entrée du domaine impacte les parois des deux NGV (Fig. 3.11).

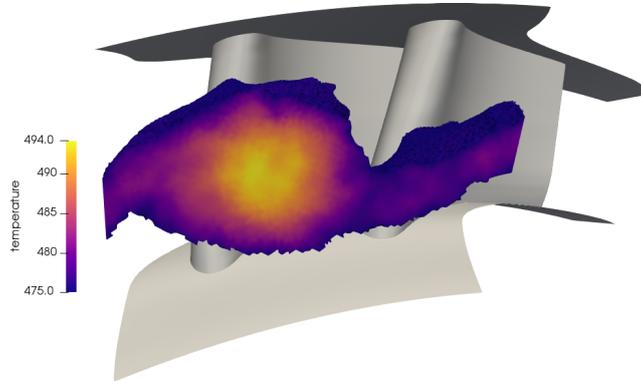


FIGURE 3.11 – Impact du point chaud sur les NGV.

Enfin, le temps convectif de la configuration étudiée permettra d'estimer le temps physique de simulation requis pour les configurations avec particules (pour effectuer une simulation sur plusieurs temps convectifs et avoir des grandeurs moyennées correctes). Le temps convectif correspond au temps nécessaire à une particule fluide pour traverser le DHP et il peut être déterminé grâce aux lignes de courant.

Les lignes de courant sont tracées à partir du plan d'entrée du domaine sur une simulation moyennée pendant 30 *ms*. Le temps convectif est égal au temps pris par la particule pour atteindre la sortie du domaine par la face périodique (Fig. 3.12). Le temps convectif final est déduit en faisant une moyenne pour des lignes de courant à différentes positions au niveau du plan d'entrée.

Après calcul, on trouve :

$$t_{conv} = 0.969 \text{ ms.} \quad (3.3)$$

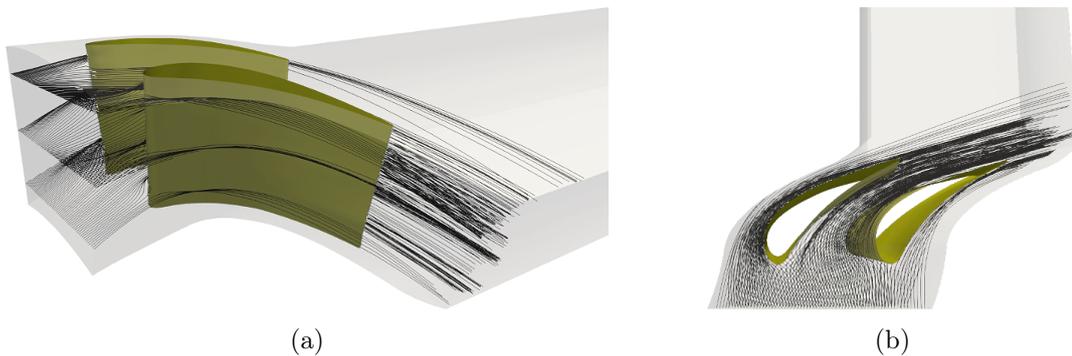


FIGURE 3.12 – Visualisation des lignes de courant pour le calcul du temps convectif.

3.3.3.1 Injection de particules

Les particules sont injectées avec le mécanisme d'injection nouvellement introduit et décrit en Section 3.2.2. La distribution de diamètre des particules suit une loi log normale avec un

diamètre moyen de $24 \mu m$, une variance de $16 \mu m$ et un intervalle de $0 \mu m$ à $100 \mu m$ (Fig. 3.13). La concentration de particules injectées est de $20 g/m^3$, soit environ 460 000 particules injectées par temps convectif. La concentration de particules est volontairement choisie relativement élevée pour permettre une présence suffisante de particules dans le domaine de calcul.

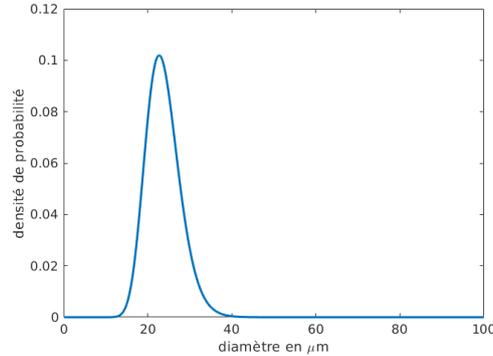


FIGURE 3.13 – Densité de probabilité du diamètre des particules injectées.

Le couplage choisi entre le fluide et les particules est un couplage "two-ways" (voir Section 1.2.4).

3.3.4 Résultats du calcul avec injection de particules

La Fig. 3.14 représente la répartition des particules dans le domaine après plusieurs temps convectifs. A l'entrée, la répartition est homogène puisque l'injection des particules se fait aléatoirement à la surface du plan d'entrée. Au niveau des pales, en proche paroi, certaines régions concentrent un nombre plus important de particules. Enfin, après le passage du DHP, les particules sont entraînées par les vitesses radiale et tangentielle de l'écoulement et s'accumulent dans la partie supérieure de la veine de sortie.

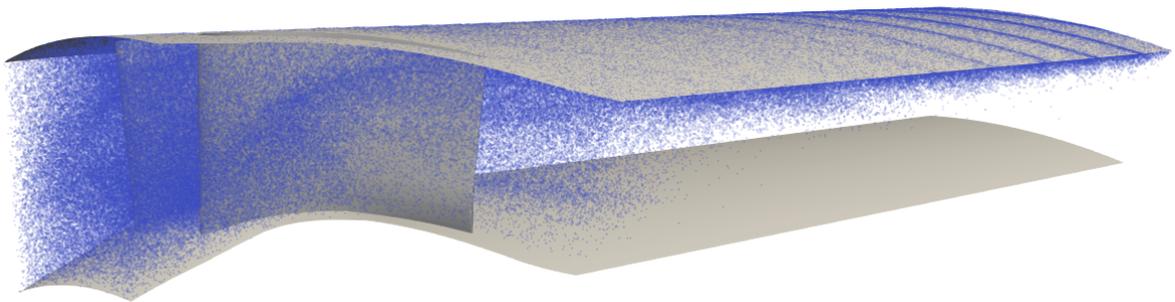


FIGURE 3.14 – Répartition des particules dans le domaine.

Pour obtenir une moyenne des grandeurs d'impact sur une période suffisamment longue, le temps de simulation est fixé à $11.52 ms$, soit environ 11 temps convectifs. Grâce à la routine de traitement des impacts de particules précédemment introduite, il est possible de fournir des contours moyens pour différentes grandeurs d'intérêt. Les résultats obtenus sont présentés dans cette section.

Le $flag_impact$ permet de rendre compte du nombre d'impacts sur la surface des pales. La Fig. 3.15 représente le nombre d'impact par cm^2 et par seconde sur une vue 3D de la configuration FACTOR. Par convention, la pale de gauche est nommée NGV1 et celle de droite NGV2. Dans la suite, les pales seront représentées sous leur forme dépliée en gardant la même convention de numérotation.

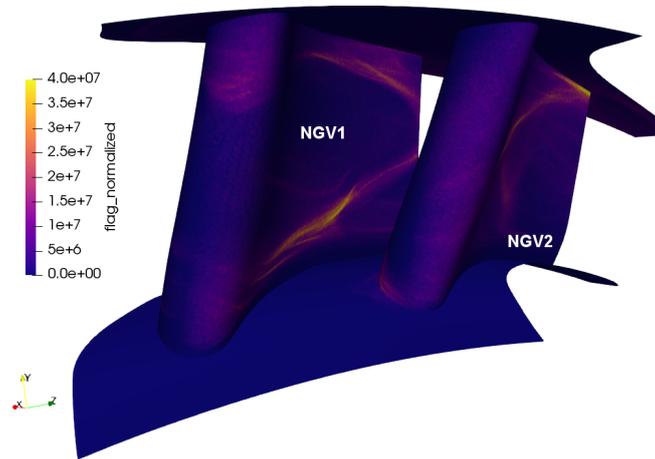


FIGURE 3.15 – Vue 3D du $flag_impact$ moyen ($impact/cm^2/s$).

La Fig. 3.16 illustre de nouveau le $flag_impact$ pour les deux NGV mais sur une vue dépliée. La partie $x > 0$ correspond à l'intrados de la pale et la partie $x < 0$ à l'extrados. Ce contour met en évidence la présence de zones pour lesquelles le nombre d'impact est important. Elles sont majoritairement situées sur l'intrados des deux pales et au niveau de tourbillons de passage en tête et pied de pale (les particules sont entraînées par les écoulements secondaires cf. Fig. 3.9). A l'extrados, le nombre d'impacts est quasiment nul car l'écoulement qui accélère pour contourner la pale est aligné à la paroi.

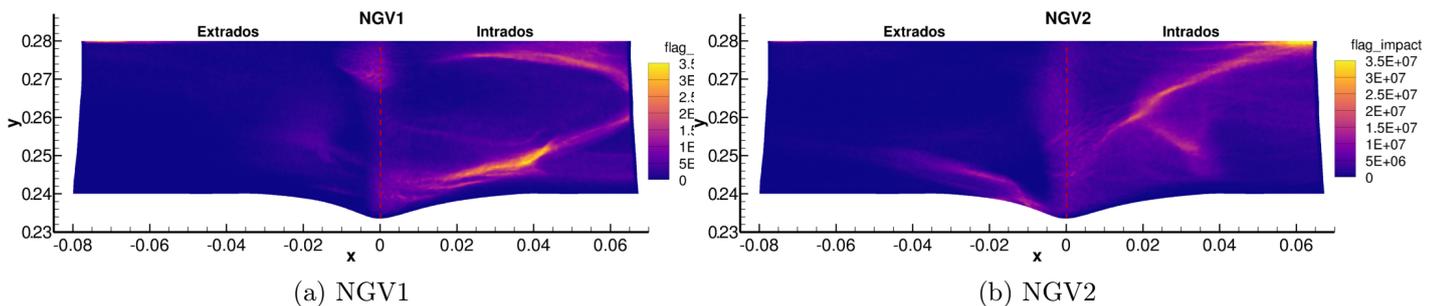


FIGURE 3.16 – Contour moyen du $flag_impact$ ($impact/cm^2/s$).

La prochaine étape est de regarder les caractéristiques des particules qui impactent les parois des deux pales (rayon, vitesse angle). La Fig. 3.17 fournit des informations sur le rayon des particules impactantes. On remarque que les particules entraînées par les tourbillons de tête et pied de pale sont de taille très faible (rayon inférieur à $15 \mu m$). A cause de leur faible masse, le fluide impose son mouvement à ces particules.

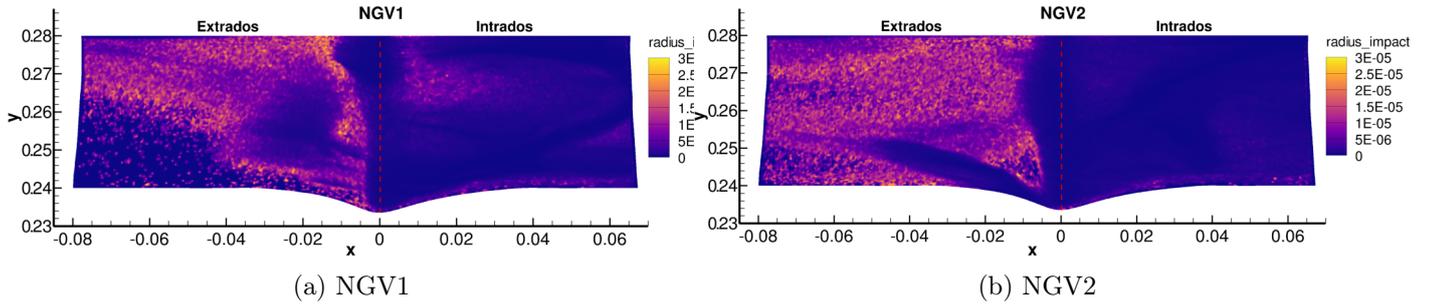


FIGURE 3.17 – Contour moyen du rayon d'impact des particules (m).

De même, comme le montre la Fig. 3.18, les particules de masse faible impactent également les parois avec un angle proche de 0° . Ces particules agissent comme des traceurs de l'écoulement avec des trajectoires quasiment parallèles aux parois, ce qui explique les faibles angles d'impact. Au contraire, les impacts qui se produisent au niveau du bord d'attaque des deux NGV sont beaucoup plus élevés puisque les trajectoires de l'écoulement sont proches de la normale à la paroi.

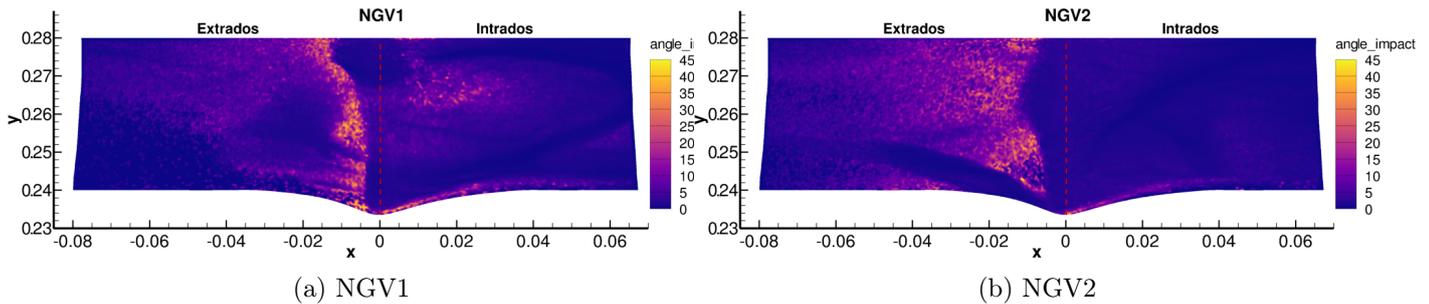


FIGURE 3.18 – Contour moyen de l'angle d'impact des particules ($^\circ$).

Enfin, la Fig. 3.19 représente la vitesse d'impact des particules. On remarque qu'à la traversée de la turbomachine, l'écoulement accélère : l'objectif du DHP étant de convertir la pression en énergie cinétique pour la roue mobile qui suit. Cette accélération s'applique aussi aux particules qui interagissent avec l'écoulement. Les vitesses d'impact des particules augmentent le long de la corde de la pale.

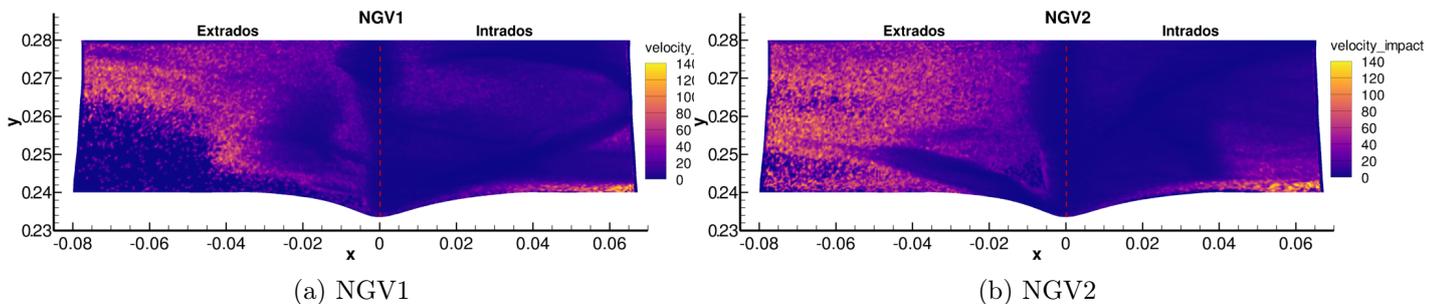


FIGURE 3.19 – Contour moyen de la vitesse d'impact des particules (m/s).

3.3.5 Comparaison des résultats

Pour mettre en évidence le bénéfice potentiel de la LES pour la simulation d'impacts de particules sur une turbomachine, il est intéressant de comparer différents cas :

- Cas 1 : Le paramétrage du cas 1 est identique à celui utilisé pour obtenir les résultats présentés dans la section précédente (couplage fluide-particule "two-ways"). La condition imposée à l'entrée (vitesse et température) est stationnaire et correspond à la cartographie 2D d'un point chaud en rotation en sortie de chambre.
- Cas 2 : Pour le cas 2, la condition imposée en entrée reste la même. La différence réside dans le fait que le champ fluide n'est pas instationnaire mais figé dans ce cas. Le champ fluide est obtenu en moyennant une solution sans particule pendant plusieurs temps convectifs. Le champ fluide reste le même pendant toute la simulation et n'est pas avancé en temps. Seules les particules sont avancées en temps avec un couplage fluide-particule "one-way". L'idée est de comparer les écarts qui peuvent exister avec les deux autres cas. Si les résultats sont satisfaisants, ce cas a l'avantage de ne pas nécessiter le calcul de l'évolution du fluide pour la détermination des impacts de particules. Ceci constitue un gain en temps de simulation significatif.
- Cas 3 : Pour le cas 3, le champ fluide et la condition imposée à l'entrée sont instationnaires (méthode POD ou Proper Orthogonal Decomposition [51]), alors que l'entrée était une cartographie 2D stationnaire pour les cas 1 et 2. Les grandeurs imposées sont : ρu , ρv , ρw et de la température. A titre d'exemple, l'évolution temporelle pendant 40 ms de ρu et de la température pour un des noeuds de l'entrée est donnée en Figs. 3.20a et 3.20b.

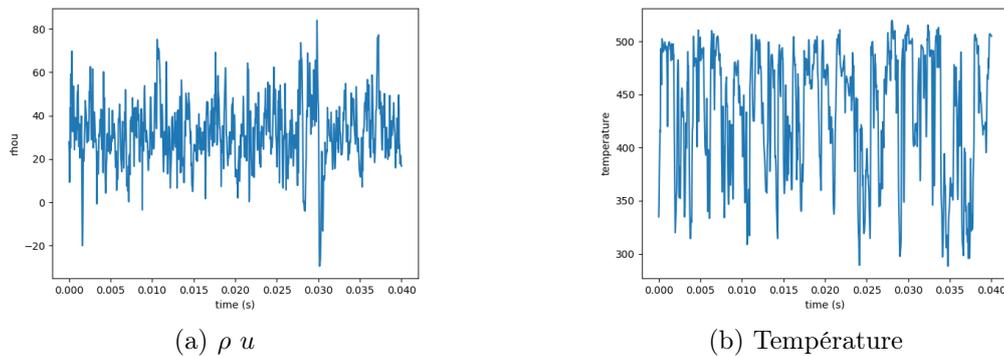


FIGURE 3.20 – Évolution temporelle de ρu ($kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$) et de la température (K) à l'entrée du domaine.

Pour fournir une comparaison quantitative des trois cas, l'idée est de regarder l'évolution du nombre total d'impacts moyen le long de la corde, à rayon constant. Pour mener cette comparaison, trois hauteurs de pale ont été choisies : 10%, 50% et 90%. La position des lignes de comparaison est montrée en Fig. 3.21. La coordonnée $x = 0$ correspond au bord d'attaque de la pale étudiée. La partie droite avec $x > 0$ représente l'intrados de l'aubage et la partie gauche avec $x < 0$, l'extrados.

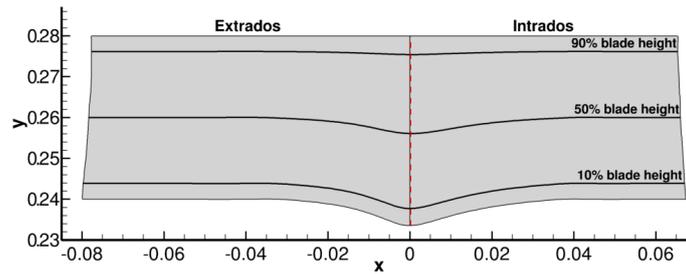


FIGURE 3.21 – Visualisation des hauteurs de pale sélectionnées.

Les Figs. 3.22 et 3.23 montrent la comparaison du nombre d'*impacts/cm²/s* entre la cas 1 et 2 pour les deux NGV aux trois hauteurs de pale. Pour le cas 1, les valeurs sont accord avec les contours des Figs. 3.16a et 3.16b. La densité d'impact est proche de zéro sur l'extrados des deux pales. Et, de la même manière que précédemment, le nombre d'impacts est plus important au niveau des tourbillons secondaires présents à l'intrados (hauteurs 10% et 90%).

En ce qui concerne la comparaison entre les cas 1 et 2, quelque soit la hauteur de pale choisie et la position selon x , les deux courbes sont toujours en très bon accord. Cette observation montre que l'utilisation d'une solution fluide moyennée et stationnaire avec une avance en temps uniquement appliquée aux particules (cas 2) permet d'obtenir des résultats très proches d'une solution instationnaire avec couplage particule-fluide (cas 1).

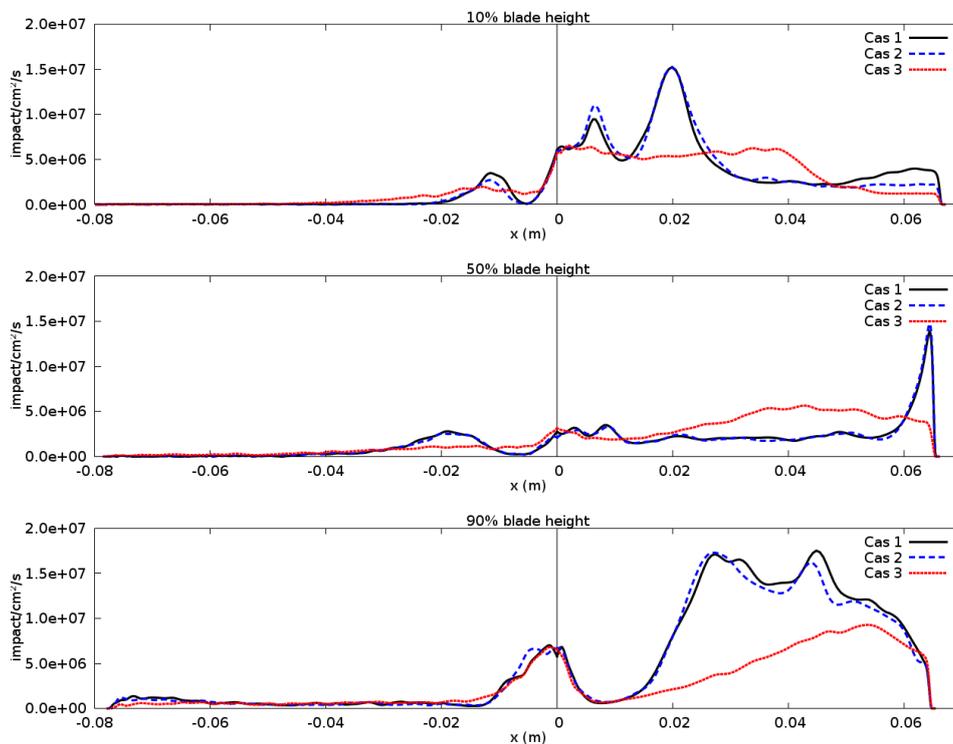


FIGURE 3.22 – Comparaison des impacts sur la pale NGV1.

Des gains importants en temps de calcul peuvent donc être réalisés grâce à la comparaison

précédente. En effet, les Figs. 3.22 et 3.23 montrent que des résultats similaires en terme d'impact sont obtenus dans les cas 1 et 2. Ceci signifie pour le calcul de l'érosion d'une configuration turbomachine, il serait possible d'effectuer un calcul instationnaire sans particule, de le moyenner sur plusieurs temps convectifs et par la suite, de figer l'avance en temps du fluide en n'utilisant que le solveur Lagrangien. Le solveur Lagrangien étant peu coûteux en terme de ressources de calcul, il serait envisageable d'obtenir des données d'impact et d'érosion sur des temps beaucoup plus longs par rapport à ce que permettent les ressources actuelles avec une avance en temps du fluide.

Ces résultats montrent aussi que les particules ont peu d'impact sur l'écoulement puisque les simulations des cas 1 et 2 utilisent deux couplage fluide-particule différents.

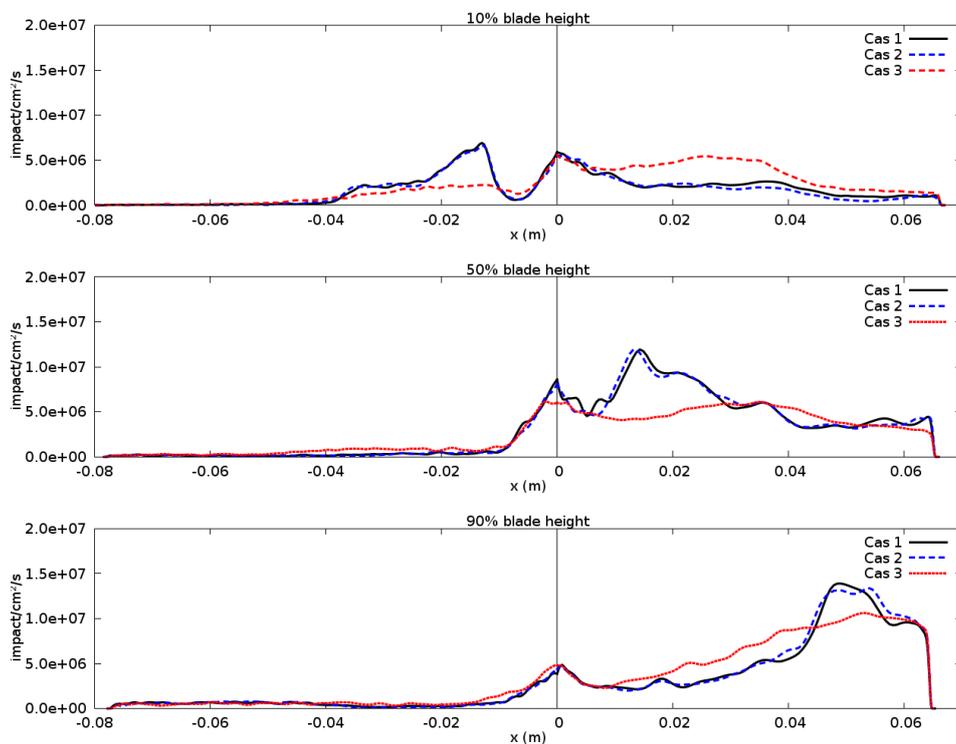


FIGURE 3.23 – Comparaison des impacts sur la pale NGV2.

En conclusion, pour cette géométrie, avec ce maillage particulier et un profil d'entrée constant, le champ porteur moyen du fluide semble suffisant pour fournir des données d'impacts de particules. Cette observation montre aussi qu'il y a peu d'interaction entre les particules et les structures turbulentes de l'écoulement.

En ce qui concerne la comparaison entre les cas 1/2 et le cas 3, les différences sont plus notables. Pour chercher à comprendre ces différences, il faut d'abord analyser la topologie des écoulements dans les deux cas. Les Figs. 3.24 et 3.25 montrent que l'écoulement moyen semble très proche entre les deux cas comparés. Cependant, si on s'intéresse aux fluctuations de vitesse axiale $urms$, de grandes différences existent (Fig. 3.26). Les fluctuations de vitesse sont presque inexistantes dans le cas 1 alors qu'elles sont de grande amplitude pour la cas 3. C'est la présence de ces fluctuations générées par l'entrée instationnaire qui cause les écarts

sur les courbes d'impact entre les deux cas.

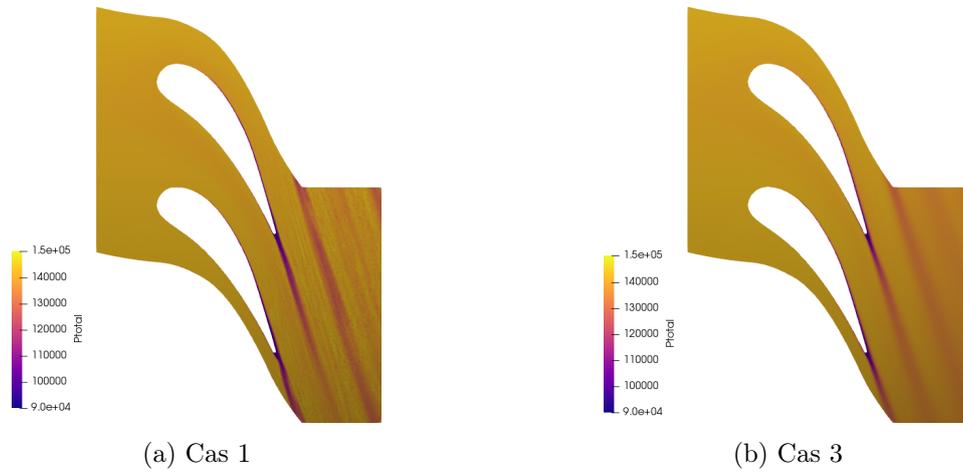


FIGURE 3.24 – Contours moyens de P_t (Pa) à $h/H = 50\%$ pour les cas 1 et 3.

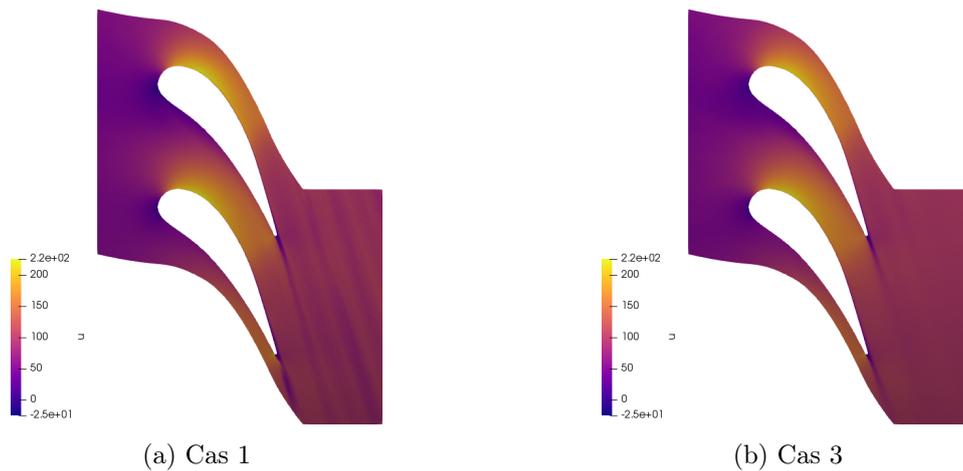


FIGURE 3.25 – Contours moyens de u (m/s) à $h/H = 50\%$ pour les cas 1 et 3.

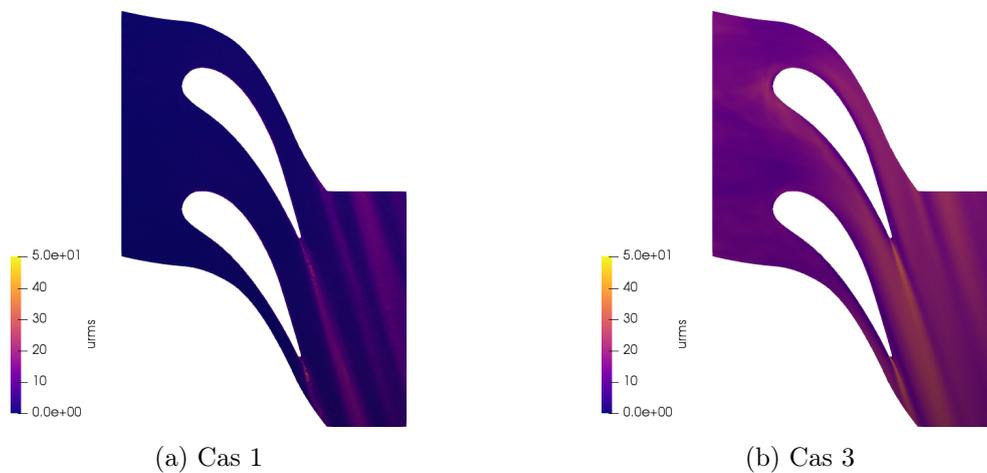


FIGURE 3.26 – Contours moyens de $urms$ (m/s) à $h/H = 50\%$ pour les cas 1 et 3.

La différence de répartition est aussi très visible sur les contours d'impact des deux pales dépliées. La Fig. 3.27 montre que le caractère instationnaire de l'entrée influence grandement les répartition des impacts aux parois. Les instationnarités imposées en entrée modifient les structures tourbillonnaires de l'écoulement, ce qui a pour effet de changer complètement la physique d'entraînement des particules et leur position d'impact.

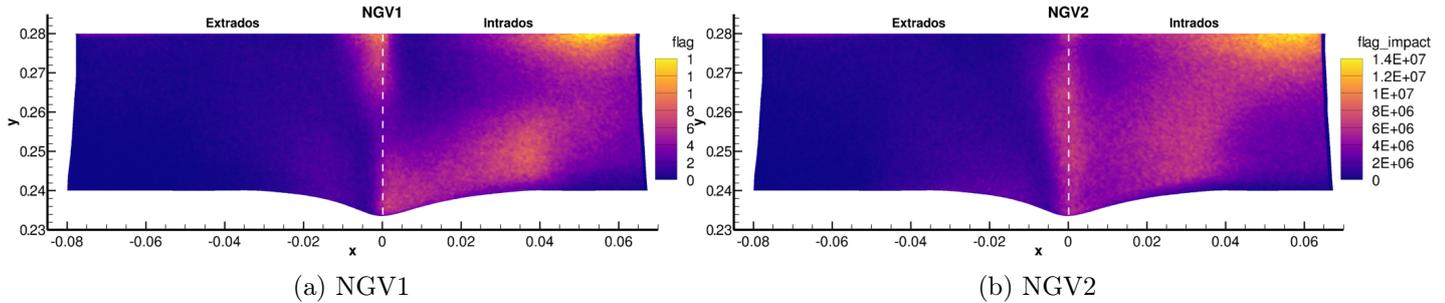


FIGURE 3.27 – Contour moyen du $flag_impact$ ($impact/cm^2/s$) pour le cas 3.

Les résultats restent néanmoins encourageants. En effet, dans le cas d'une simulation de l'ingestion de particules de sable par un compresseur, le profil d'entrée sera plus stationnaire qu'un profil de sortie de chambre (le profil d'entrée de la turbine présentent des instationnarités à cause de la combustion au sein de la chambre). Il sera donc probablement possible d'utiliser le champ moyen porteur du fluide avec uniquement une avance en temps des particules pour bénéficier du gain de temps de simulation. C'est ce qui fera l'objet de l'étude poursuivie à la suite de ce stage.

Conclusion

L'objectif initial de l'étude présentée dans ce rapport était d'adresser les problèmes d'érosion par des particules de sable dans une turbomachine. Une description détaillée de l'implémentation du mécanisme de traitement des impacts particuliers dans AVBP a été donnée. Les difficultés rencontrées au cours de ce travail ont été décrites en présentant les solutions adéquates, notamment pour l'interpolation entre le solveur Lagrangien et le maillage du domaine, pour les communications MPI des grandeurs d'impact ou la prise en compte du repère tournant. Deux cas test du mécanisme de traitement des impacts ont également été exposés pour valider le travail effectué.

Le premier chapitre s'est intéressé aux recherches bibliographiques liées aux modèles empiriques de prédiction d'érosion par particules et à la physique du rebond de particules. Des études qui traitent de la simulation d'ingestion de particules par une turbomachine sont aussi présentées.

Le dernier chapitre permet d'appliquer le mécanisme de traitement des impacts à une configuration turbomachine réelle. L'idée est de démontrer les capacités du mécanisme ajouté au solveur AVBP à simuler des cas applicatifs concrets. Dans le cas d'une géométrie de turbine relativement simple, l'application du traitement est une réussite. Cette étude se poursuivra avec la géométrie plus complexe d'un compresseur centrifuge. Les simulations fourniront dans ce cas, des résultats plus "physiques" exploitables dans le cadre d'une étude de l'impact que peut avoir l'ingestion des particules sur la surface des pales, les performances de la turbomachine, etc.

Sur le plan personnel, ce stage a été une très bonne expérience et m'a donné l'occasion d'avoir un avant-goût de ce que peut être le quotidien d'un chercheur au CERFACS. J'ai également eu la chance d'utiliser et de prendre en main le solveur AVBP qui me servira pour la future thèse que je vais effectuer au CERFACS. Je remercie encore les différentes personnes présentes tout au long de mon stage qui m'ont permis d'apprendre, de progresser dans de nombreux domaines et d'atteindre tous les objectifs fixés en début de stage.

Perspectives

Les résultats de la Section 3.3 ont montré qu'il était possible d'appliquer le mécanisme de traitement des impacts particulières à une géométrie de turbomachine simple. Dans ce cas, la géométrie choisie était composée de deux distributeurs haute pression isolés.

Cette configuration était un cas de démonstration puisque l'injection de particules solides de grands diamètres en amont d'un étage isolé de turbine haute pression ne reflète pas exactement la réalité. En effet, dans un cas réel, les particules ingérées par le compresseur haute pression traversent la chambre de combustion avant d'atteindre la turbine et changent majoritairement de nature. Elles peuvent, entre-autres mécanismes, fondre, coalescer ou bien être divisés par les fortes températures qui règnent dans la chambre.

La prochaine étape consisterait donc à utiliser ce mécanisme sur une configuration en amont de la chambre de combustion, qui subit effectivement les effets néfastes de l'érosion par des particules de sable. Pour l'étude à venir, la configuration retenue est donc un étage de compresseur centrifuge composé d'un rouet, d'un diffuseur radial et d'un diffuseur axial en sortie.

L'objectif de l'étude pourrait être 1/ l'analyse de l'érosion causée par les particules de sable grâce aux données d'impact et au mécanisme introduit et/ou 2/ l'influence des particules sur les performances du compresseur par rétro-couplage (rendement, taux de pression) à iso injection de particules. Par exemple, la modification de l'écoulement dans le jeu en bout de pale du rouet par la présence des particules. Ou encore, les écarts de rendement à iso point de fonctionnement mais en augmentant la concentration de particules injectées par rapport à un cas de référence sans particule. Pour finir, la modification du profil d'entrée de particules et/ou du diamètre des particules (i.e nombre de Stokes) pourraient sensiblement changer la topologie de phase transportée et donc in fine, les performances de la machine.

Cependant, la simulation d'une configuration avec un domaine fixe et un domaine mobile comme celle du compresseur centrifuge avec injection de particules implique que le solveur transporte les particules du domaine fixe au domaine tournant et vice versa. Certaines adaptations à TurboAVBP ont donc été nécessaires pour permettre ce transport.

Cette future étude sera menée jusqu'à la fin du stage et au-delà. L'ensemble des travaux réalisés, ainsi que les résultats obtenus après l'écriture de ce rapport seront probablement synthétisés pour permettre la publication d'un article dans une conférence scientifique.

Bibliographie

- [1] Cerfacs website.
- [2] The AVBP HandBook, 2011.
- [3] BITTER, J. G. A. A study of erosion phenomena. Part II. *Wear* 6, 3 (1963), 169–190.
- [4] BOCQUET, S. Modélisation de paroi et injection de turbulence pariétale pour la simulation des grandes échelles des écoulements aérothermiques. *PhD Thesis, Université de Toulouse* (2013).
- [5] BOIVIN, M., SIMONIN, O., AND SQUIRES, K. D. Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.* (1998), 235–263.
- [6] BOIVIN, M., SQUIRES, K. D., AND SIMONIN, O. On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation. *Phys. Fluids* 12 (2000), 2080–2090.
- [7] CHASSAING, P. *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l’usage de l’ingénieur*. Cépaduès-éditions, 2000.
- [8] COLIN, O., AND RUDGYARD, M. Development of high-order taylor–galerkin schemes for LES. *Journal of Computational Physics* 162, 2 (2000), 338 – 371.
- [9] DE LABORDERIE, J., DUCHAINE, F., AND GICQUEL, L. Y. M. Analysis of a high-pressure multistage axial compressor at off-design conditions with coarse Large Eddy Simulations. In *12th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics & Thermodynamics* (Stockholm, Sweden, 2017).
- [10] DE LABORDERIE, J., DUCHAINE, F., GICQUEL, L. Y. M., VERMOREL, O., WANG, G., AND MOREAU, S. Numerical analysis of a high-order unstructured overset grid method for compressible LES of turbomachinery. *Journal of Computational Physics* 363 (2018), 371–398.
- [11] DUCHAINE, F., DOMBARD, J., GICQUEL, L. Y. M., AND KOUPPER, C. On the importance of inlet boundary conditions for aerothermal predictions of turbine stages with Large Eddy Simulation. *Computers and Fluids* 154 (2017), 60–73.
- [12] DUCROS, F., COMTE, P., AND LESIEUR, M. Large-Eddy Simulation of transition to turbulence in a boundary layer spatially developing over a flat plate. *J. Fluid Mech* 286 (1998), 1–36.
- [13] DUCROS, F., NICOUD, F., AND POINSOT, T. Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries. *ICFD* (1998), 293–300.

- [14] DUNN, M. G., BARAN, A. J., AND MIATECH, J. Operating of gas turbine engines in volcanic ash clouds. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 118 (1996), 724–731.
- [15] EDWARDS, V. R., AND ROUSE, P. L. US army rotorcraft turboshaft engines sand and dust erosion considerations. *83rd Symposium, Propulsion and Energetic Panels of Erosion, Corrosion and Foreign Object Damage Effect in Gas Turbine* (1994).
- [16] FIABANE, L. Méthodes analytiques de caractérisation des structures cohérentes contribuant aux efforts aérodynamiques. *PhD Thesis* (2010).
- [17] FINNIE, I. Erosion of surfaces by solid particles. *Wear* 3, 2 (1960), 87–103.
- [18] GATIGNOL, R. The Faxén formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow. *J. Méc. Théor. Appl.* (1983), 143–160.
- [19] GHENAIET, A. Numerical simulations of flow and particle dynamics within a centrifugal turbomachine. *Compressors and Their Systems* 218 (2005), 1191–1202.
- [20] GHENAIET, A. Modeling of particle trajectory and erosion of large rotor blades. *International Journal of Aerospace Engineering* (2016).
- [21] GHENAIET, A., TAN, S. C., AND ELDER, R. L. Prediction of an axial turbomachine performance degradation due to sand ingestion. *Journal of Power and Energy* 219 (2005), 273–287.
- [22] GOODIER, J. N. On the mechanics of indentation and cratering in solid targets of strain hardening metal by impact of hard and soft spheres. *Pulver Res. Lab. TR 002-64* (1964).
- [23] GRANT, G., AND TABAKOFF, W. An experimental investigation of the erosive characteristics of 2024 aluminum alloy. *Technical Report 73-37* (1973).
- [24] GRANT, G., AND TABAKOFF, W. Erosion prediction in turbomachinery resulting from environmental solid particles. *AIAA Journal of Aircraft* 12, 5 (1975), 471–478.
- [25] HAMED, A., RIVIR, R., AND ARORA, P. AND DAS, K. Turbine blade surface deterioration by erosion. *ASME J. Turbomach.* 127 (2005).
- [26] HAMED, A., AND TABAKOFF, W. Jet engines performance deterioration. *International Congress of Fluids Mechanics 3 RD 1990 Proceeding 2* (1990).
- [27] JAEGLE, F., CABRIT, O., MENDEZ, S., AND POINSOT, T. Implementation methods of wall functions in cell-vertex numerical solvers. *Flow, Turbulence and Combustion* 85, 2 (Sep 2010), 245–272.
- [28] LAMARQUE, N. Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d’hélicoptère. *PhD Thesis, Université de Toulouse* (2007).
- [29] MANN, D. L., AND WARNES, G. D. Future directions in helicopter engine protection system configuration turbines. *83rd Symposium, Propulsion and Energetic Panels of Erosion, Corrosion and Foreign Object Damage Effect in Gas Turbine* (1994).
- [30] MAXEY, M. R. The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow fields. *J. Fluid Mech.* (1987), 441–465.
- [31] MOODY, E. British Airways.

- [32] MOURET, G. Adaptation of phase-lagged boundary conditions to Large-Eddy Simulation in turbomachinery configuration. *PhD Thesis, Université de Toulouse* (2016).
- [33] NEILSON, J. H., AND GILCHRIST, A. Erosion by a stream of solid particles. *Wear* 11, 2 (1968), 111–122.
- [34] NICOUD, F. Defining wave amplitude in characteristic boundary conditions. *Journal of Computational Physics* 149, 2 (1999), 418 – 422.
- [35] NICOUD, F., TODA, H. B., CABRIT, O., BOSE, S., AND LEE, J. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations. *Phys. Fluids* 23 (2011).
- [36] PAPADOGIANNIS, D., WANG, G., MOREAU, S., DUCHAINE, F., SICOT, F., AND GICQUEL, L. Y. M. Large Eddy Simulation of a high pressure turbine stage : effects of sub-grid scale modeling and mesh resolution. In *Proceedings of asme turbo expo 2014 : power for land, sea and air 2014* (Dusseldorf, Germany, 2014).
- [37] PETERSON, R. C. Design features of performance retention in the CFM56 engine. *ASME 4th Joint Fluid Mechanics Plasma Dynamics and Lasers conference* 37 (1986).
- [38] PIOMELLI, U., AND CHASNOV, J. *Large Eddy Simulation : theory and applications*. vol 2. Springer, 1996.
- [39] POINSOT, T., AND LELEF, S. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics* 101, 1 (1992), 104–129.
- [40] POINSOT, T., AND VEYNANTE, D. *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards Inc., 2005.
- [41] POPE, S. B. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2002.
- [42] SAGAUT, P. *Large Eddy Simulations for Incompressible Flows, An Introduction*. Springer, 1998.
- [43] SCHILLER, L., AND NAUMAN, A. A drag coefficient correlation. *VDI Zeitung* 77 (1935), 318–320.
- [44] SCHOENFELD, T., AND RUDGYARD, M. Steady and unsteady flow simulations using the hybrid flow solver avbp. *AIAA journal* 37, 11 (1999), 1378–1385.
- [45] SHELDON, G. L., AND KANHERE, A. An investigation of impingement erosion using single particles. *Wear* 21 (1972), 195–209.
- [46] SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations, I. the basic experiment. *Monthly Weather Review* 91 (1963), 99–164.
- [47] SMELTZER, C. E., GULDEN, M. E., MCEL MURY, S. S., AND COMPTON, W. A. Mechanism of sand and dust erosion in gas turbine engines. *Technical Report 70-36* (1970).
- [48] TABAKOFF, W. Compressor erosion and performance deterioration. *ASME Journal of Fluids Engineering* 109 (1987), 297–306.
- [49] TABAKOFF, W. Measurements of particles rebound characteristics on materials used in gas turbines. *Journal of Propulsion and Power* 7 (1991), 805–813.
- [50] TABAKOFF, W., HAMED, A., AND MURUGAN, D. M. Effect of target materials on the particle restitution characteristics for turbomachinery application. *Journal of Propulsion and Power* 12 (1996), 260–266.

- [51] THOMAS, M., DUCHAINE, F., GICQUEL, L. Y. M., AND KOUPPER, C. Impact of realistic inlet condition on LES predictions of isolated high pressure vanes.
- [52] TODA, H. B., CABRIT, O., BALARAC, G., BOSE, S., LEE, J., CHOI, H., AND NICOUD, F. A subgrid-scale model based on singular values for LES in complex geometries. *Proc. Summer Program* (2010).
- [53] WAKEMAN, T., AND TABAKOFF, W. Measured particle rebound characteristics useful for erosion prediction. *ASME. Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air, Volume 3 : Coal, Biomass and Alternative Fuels ; Combustion and Fuels ; Oil and Gas Applications* (1982).
- [54] WAKEMAN, T., AND TABAKOFF, W. Effect of particle rebound characteristics on erosion of turbomachinery components. *ASME. Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air, Volume 2 : Aircraft Engine ; Marine ; Microturbines and Small Turbomachinery* (1983).
- [55] WANG, G., DUCHAINE, F., PAPADOGIANNIS, D., DURAN, I., MOREAU, S., AND GICQUEL, L. Y. M. An overset grids method for Large Eddy Simulation of turbomachinery stages. *Journal of Computational Physics* 274 (2014), 333–355.