

SIMULATION NUMERIQUE DES DEBITS DE DOSE DE
RAYONNEMENT GAMMA

par Ibrahim CISSE

Table des matières

1 Zone d'étude et caractéristiques	7
1.1 Structure de l'atmosphère	7
1.2 Couche limite atmosphérique (CLA)	8
1.3 Turbulence atmosphérique	9
1.4 Stabilité de l'atmosphère	10
2 La dispersion atmosphérique et radioactivité Gamma	12
2.1 Généralités	12
2.2 Interaction panaches/ atmosphère	13
2.2.1 Influence thermique	13
2.2.2 Influence de la turbulence atmosphérique	13
2.2.3 Influence de la stabilité de l'atmosphère	15
2.3 Diverses approches de la dispersion atmosphérique	17
2.3.1 Modèles gaussiens	17
2.3.2 Modèles intégraux	17
2.3.3 Modèles Lagrangiens	17
2.3.4 Computationals Fluid Dynamics : CFD	18
2.4 Rayonnement Gamma	18
3 Modélisation	20
3.1 Les équations générales	20
3.2 Modélisation de la turbulence atmosphérique	22
3.2.1 Approche générale	22
3.2.2 Équations moyennées	23
3.2.3 Le modèle $k - \epsilon$	24
3.3 Estimation de débits de doses de rayonnement gamma	25
3.3.1 Approche CIDE (Cell Integrated Dose Evaluation)	25
3.3.2 Approche DOM (Discrete Ordinates Method)	26

4 Simulation numérique	28
4.1 Configuration géométrique	28
4.2 Maillage	29
4.3 Conditions initiales et aux limites	30
4.3.1 Conditions initiales	30
4.3.2 Conditions aux limites	30
4.4 Présentation et analyse des résultats numériques	31
4.4.1 Cas d'une atmosphère stable	31
4.4.2 Cas d'une atmosphère neutre	32
4.4.3 Cas d'une atmosphère Instable	33
4.5 Analyse des résultats	34
5 Conclusion et perspectives	35
A Approche DOM : choix de la discréétisation	36
B Champs de vent	37

Glossaire

Symboles	Signification
ν_t	Viscosité turbulente [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
Pr_t	Prandtl turbulent [adimensionnelle]
Sc_t	Schimdt turbulent [adimensionnelle]
ρ	Masse volumique de l'air [$\text{kg}.\text{m}^{-3}$]
L_{mo}	Longueur de Monin Obukhov [m]
R_i	Nombre de Richardson [adimensionnelle]
R	Constante des gaz parfaits [$\text{J}.\text{mol}^{-1}\text{K}^{-1}$]
Θ	Température potentielle [K]
δ_{ij}	Symbol de Kronecker [adimensionnelle]
ε_{ijk}	Symbol de Livi-Civita [adimensionnelle]
C_p	Capacité thermique à pression constante [J/kg·K]
c	Concentration du rejet gazeux [adimensionnelle]
k	Énergie cinétique turbulente [m^2/s^2]
ε	Viscosité turbulente [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
P_k	Production turbulente par cisaillement du moyen [W/kg]
P_b	Production/ destruction de la turbulence par la flottabilité [$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$]
U	Vitesse moyenne du vent [$\text{m}.\text{s}^{-1}$]
u_*	Vitesse de frottement [$\text{m}.\text{s}^{-1}$]
z_0	Rugosité du sol [m]
$F(i - l, j - m, n)$	Flux rayonné de (l,m,n) en (i,j) [W/m ²]
μ	Coefficient d'absorption total de l'air [m^{-1}]
r	Distance émetteur-récepteur [m]
B	Facteur d'accumulation [adimensionnelle]
$D(i, j)$	Débit de dose au sol en (i,j) [$\text{Sv}.\text{s}^{-1}$]
$\xi(l, m, n)$	Concentration en (l,m,n) [adimensionnelle]
R	Flux radiatifs[]

Introduction

L'expérience quotidienne implique l'observation au sein de l'atmosphère de nombreuses intrusions gazeuses de différentes échelles spatio-temporelles selon qu'elles soient d'origine industrielle ou domestique. Bien que cette situation reflète l'utilité des sources de rejets, l'inflammabilité et/ou la toxicité inhérente à ces émissions, alors appelées polluants, demeure des contraintes pour l'homme et son milieu de vie [7]. Dans le cas spécifique des panaches radioactifs, cette dangerosité est encore plus marquée, avec une zone d'exposition élargie et une nocivité accrue. On peut citer l'exemple de la libération d'un panache radioactif gamma à la centrale de Tchernobyl en 1986 qui a entraîné de nombreux dommages environnementaux ainsi que la perte de nombreuses vies humaines [8].

Les panaches ainsi engendrés évoluent suivant une dynamique complexe principalement dictée par la nature de l'émission, les conditions de rejet et l'état local de l'atmosphère dans lequel ils se meuvent.

Dans les situations à risque, c'est-à-dire de rejets de polluants, la modélisation de la dispersion atmosphérique radioactive peut contribuer à évaluer les dangers potentiels et à élaborer des plans d'urgence par la connaissance du champ des concentrations et des doses de rayonnement qu'elle permet.

La modélisation analytique de la dispersion atmosphérique implique la quête de solutions mathématiques précises, tandis que l'approche numérique choisie ici vise plutôt la résolution informatique de systèmes d'équations préétablies et sensés contenir l'essentiel de la physique étudiée. Contrairement à la modélisation analytique, l'approche numérique facilite l'étude de diverses configurations grâce à la grande flexibilité qu'elle offre dans le choix des conditions aux limites et s'adapte aisément à l'évolution de notre compréhension des processus atmosphériques.

Ce stage vise le développement d'un modèle de rayonnement dans le code de calcul CFD : "**code_saturne**", développé par la R&D d'EDF, devant permettre d'évaluer les débits de doses gamma dans des environnements complexes.

Notre argumentation s'articulera autour de l'énoncé des principaux processus physiques qui gouvernent le phénomène, à la description des options de modélisation et à la présentation de résultats numériques de nos simulations numériques.

Chapitre 1

Zone d'étude et caractéristiques

La dispersion atmosphérique de nuages de gaz résulte de multiples interactions. L'évolution spatio-temporelle de ces corps est conditionnée par les paramètres initiaux liés au rejet (hauteur de rejet, débit de fuite, ...) ainsi que par les caractéristiques de leur environnement proche [5].

Ce chapitre vise la précision des limites de notre domaine d'étude et des processus physiques qui interviennent de façon significative dans la modification de la morphologie de nos panaches.

1.1 Structure de l'atmosphère

La couche gazeuse qui entoure la terre et retenue par la gravité s'affilie à son atmosphère. Elle s'étend en moyenne sur 600 km d'altitude avec plus de 99% de sa masse contenue dans les cinquante premiers kilomètres pris à partir de la surface terrestre [12]. Cette enveloppe ou air atmosphérique est en majeure partie constituée d'azote (78%) mais aussi de dioxygène (21 %) et d'autres gaz (argon, xénon, ...) en très faibles quantités [2]. Les champs de masse volumique et de température dans l'atmosphère présentes des variations irrégulières suivant l'altitude [13]. Cette inhomogénéité verticale appelée **stratification**, caractéristique principale de l'atmosphère, laisse place à une décomposition de celle-ci en différentes couches :

- * La **troposphère** est la partie de l'atmosphère la plus proche de la terre, directement influencée par sa présence et s'étendant au plus à 12 km d'altitude. Regroupant le principal des activités humaines, cette zone est le lieu de la manifestation de processus convectifs de masses d'air chauffées par le rayonnement infrarouge terrestre. Les ascensions adiabatiques des particules d'air étant caractérisées par des baisses de température et de pression avec l'altitude [12].
- * La **stratosphère** se caractérise par une évolution normale de la température avec le cycle diurne. Le rayonnement solaire est absorbé par l'ozone qui s'y trouve, ce qui contribue à réchauffer l'air. Cette couche surmonte la troposphère et s'étend sur une altitude de 40 km en moyenne. L'air y est généralement plus chaud que dans la troposphère, les mouvements verticaux des particules de cette dernière y trouvent donc leur limite d'ascendance.

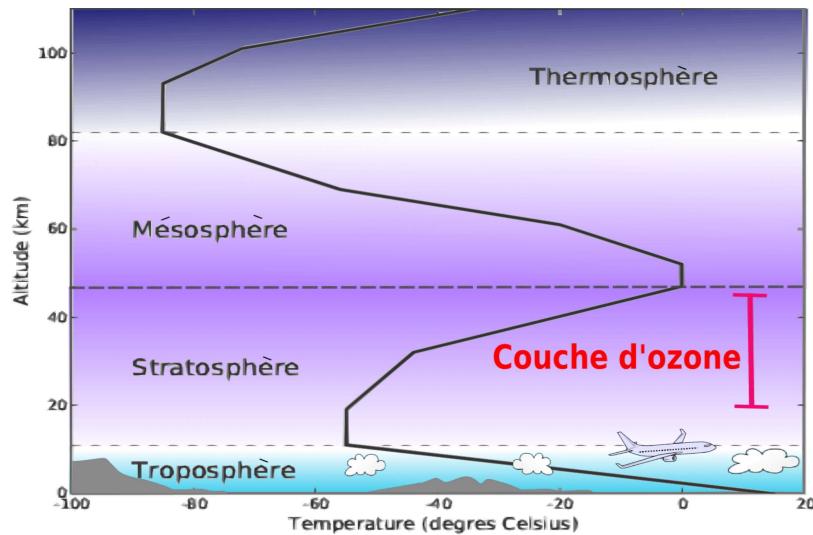


FIGURE 1.1 – Structure vertical de l'atmosphère

- ★ La **mésosphère** s'étend sur plus de 50 km et est marquée par une nouvelle décroissance de la température avec l'altitude.
- ★ La **thermosphère** est la partie la plus haute partie de l'atmosphère, elle est marquée par une nouvelle croissance de la température des particules pouvant atteindre les 1500° C [2]. Elle s'élève au plus à 800 km d'altitude. En dehors de la thermosphère, c'est l'exosphère, qui s'étend à l'infini et est caractérisée par une faiblesse de densité des particules d'air.

1.2 Couche limite atmosphérique (CLA)

Le déplacement des masses d'air dans l'atmosphère qui tend à compenser les gradients de pression nés du réchauffement différentiel de la terre par le soleil est le vent. La structure de ce mouvement est assimilable à celui d'un écoulement turbulent sur plaque rugueuse. Les éléments de rugosité regroupant toute structure (bâtiments, végétation, ...) à la surface terrestre de taille inférieure à celle de l'écoulement, les éléments de tailles similaires étant plutôt des obstacles.

La couche limite associée à cet écoulement est dite **atmosphérique** et s'étend jusqu'à la limite de l'influence des forçages terrestres [1]. D'un point de vue thermique, elle correspond à la région proche de la terre répondant assez brièvement au flux de chaleur terrestre et cela comparativement au reste de l'atmosphère.

Trois principales zones peuvent être distinguer dans la CLA :

- La **sous-couche rugueuse**, au voisinage immédiat du sol et de hauteur de l'ordre de grandeur des obstacles de l'écoulement atmosphérique. Elle est caractérisée par une hétérogénéité horizontale importante et le champ des vitesses y est non homogène et instationnaire [1].
- La **couche de surface (CLS)** dont l'épaisseur est de l'ordre du dixième de l'épaisseur de la CLA. Elle s'étend sur une altitude de 150 m (sol très plat ou plan d'eau) à 500 voire 600 m en moyenne dans les grandes villes [9]. Cette zone est dominée par le frottement de la terre et est marquée par un fort gradient

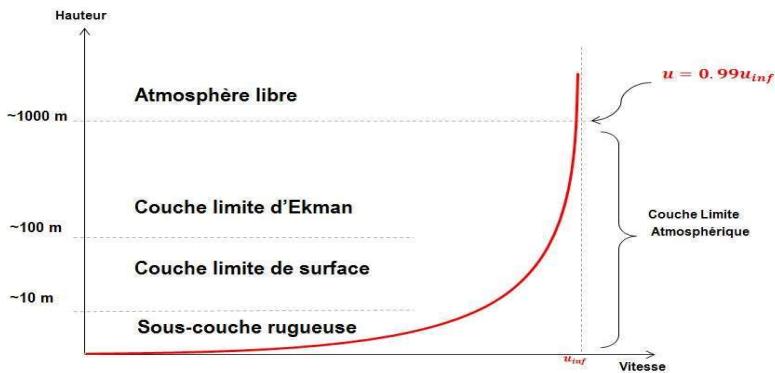


FIGURE 1.2 – Strucutre de la couche limite atmosphérique

vertical du champ de vitesse. La direction du vent (composante horizontale) est invariable avec l'altitude et les flux de chaleur et la force de cisaillement y sont supposés constants [12].

- La **couche d'Ekman** surmonte la couche limite de surface. La force de cisaillement et flux de chaleur y décroissent avec l'altitude. Les trajectoires des particules d'air, à son niveau supérieur tendent à être dévier par la force de Coriolis qui commence à prendre le pas sur l'influence terrestre.

Au-delà de la CLA, se trouve l'**atmosphère libre** ou l'effet de la rotation de la terre devient prépondérante. Elle est caractérisée par la **circulation géostrophique** qui correspond à l'équilibre entre les forces de pression et la force de Coriolis.

Les rejets usuels ne durent que quelques minutes voire quelques heures et ne se développent en moyenne que sur quelques kilomètres en altitude [4].

Ce cadre spatio-temporel ainsi mentionné nous permet de ne suivre nos nuages que dans la couche limite atmosphérique.

1.3 Turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique a la même structure que la turbulence classique. Cependant, selon le mécanisme sous-jacent à sa génération, l'on distingue la turbulence thermique ou convective de la turbulence dynamique [6]. La **turbulence thermique** est associée aux mouvements verticaux des cellules d'air chauffées par le flux thermique pariétal terrestre. La légèreté acquise par réchauffement autorise un mouvement ascendant et une redescense à la suite de l'atteinte de l'équilibre thermique lorsque l'environnement le permet. Dans la couche limite de surface, ces flux turbulents sont supposés constants [12]. La **turbulence dynamique** est la partie de la turbulence atmosphérique qui n'est pas thermique. Elle est générée par le cisaillement du vent avec le sol, les éléments de rugosité et les obstacles.

La longueur de Monin Obukhov définie par :

$$L_{mo} = -\frac{u_*^3 \rho C_p T}{g \kappa q}$$

avec :

- ρ : masse volumique de l'air [$kg \cdot m^{-3}$]
- u_* : vitesse de frottement de l'air au sol [m/s]
- C_p : capacité thermique massique de l'air à pression constante [$J/kg \cdot K$]
- T : température de l'air [K]
- q : flux convectif vertical provenant de la terre [W/m^2]

permet de qualifier l'importance de la turbulence thermique par rapport à la turbulence dynamique à une altitude z donnée. Pour des altitudes assez faibles devant la L_{mo} , la turbulence dynamique prédomine et sinon la convective l'emporte. Cet aspect est gouverné par le rapport $\zeta = \frac{z}{L_{mo}}$ appelé indice de Monin Obukhov.

1.4 Stabilité de l'atmosphère

La baisse de la température d'une parcelle d'air chauffée avec l'altitude est le **taux de déchéance adiabatique** et celui associé à son environnement correspond au **taux de déchéance environnemental**. Lorsque la température de la parcelle décroît plus vite que celle de son environnement, c'est-à-dire que le taux de déchéance adiabatique est inférieur à l'environnemental, celle-ci reste toujours plus chaude que son milieu extérieur et aura tendance à toujours s'élever. L'atmosphère est alors qualifiée d'**instable**. La situation inverse correspond à une atmosphère **stable** sous laquelle les ascendances des parcelles d'air ont plutôt tendance à s'atténuer. En cas d'équilibre thermique entre la parcelle et son environnement, l'atmosphère est dite **neutre**. Dans ce cas, la parcelle vit d'abord une ascension et demeure sur place à l'atteinte de l'équilibre.

La température prise par une particule d'air sec qui est ramenée par compression/détente adiabatique au niveau de pression standard ($p_0 = 10^5 Pa$) est la **température potentielle** [14] notée Θ et définie par :

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{(R/C_p)} \quad (1.1)$$

R est la constante des gaz parfaits pour l'air sec ($287 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) et C_p la capacité thermique à pression constante. Le gradient vertical de cette grandeur permet de conclure de l'état de stabilité atmosphérique, cette description se faisant par considération de particules différentes dans toute la plage locale d'air en présence.

- ★ si Θ diminue avec l'altitude, l'atmosphère est instable
- ★ si Θ ne varie pas avec l'altitude, l'atmosphère est neutre.
- ★ si Θ croît avec l'altitude, l'atmosphère est stable

On préfère généralement le nombre de Richardson de gradient défini par :

$$R_i = \frac{g}{\Theta} \frac{\frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2}$$

ainsi :

- * pour une atmosphère stable : $R_i > 0$
- * et pour une atmosphère neutre : $R_i = 0$
- * pour une atmosphère instable : $R_i < 0$

Les classes de stabilité de Pasquill, regroupe six états atmosphériques allant de la plus instable à la plus stable et définies selon les conditions météorologiques et la vitesse du vent [3].

Vitesse du vent à 10 m	Jour			Nuit		
	Rayonnement solaire incident			Nébulosité		
[m/s]	Fort	Modéré	Faible	Entre 4/8 et 7/8	< 3/8	
< 2	A	A-B	B	F	F	
2-3	A-B	B	C	E	F	
3-5	B	B-C	C	D	E	
5-6	C	C-D	D	D	D	
> 6	C	D	D	D	D	

TABLE 1.1 – Classes de stabilité de Pasquill

A : Très instable B : Instable C : Peu instable D : Neutre E : Peu stable F : Stable

Il est important de noter que ces classes ne représentent pas des configurations atmosphériques fixes mais plutôt un ensemble situations atmosphériques possibles.

Chapitre 2

La dispersion atmosphérique et radioactivité Gamma

2.1 Généralités

La dispersion atmosphérique est le processus d'évolution d'un nuage de gaz par son **transport** et sa **diffusion** suite à son rejet dans l'atmosphère [13].

La diffusion étant en grande partie due à la turbulence atmosphérique et le transport par l'action conjointe des quantités de mouvement du rejet gazeux et de l'écoulement atmosphérique local. La dispersion d'un rejet est fonction des conditions initiales d'émission et naturellement des caractéristiques de la substance émise. Les rejets dits **lourds** concernent les gaz de densités supérieures à celle de l'air [chlore, xénon, hexafluorure de soufre, ...] mais possiblement des gaz plus légers que l'air mais ayant été rejetés à des températures assez faibles (gaz froids) [6]. Les nuages de gaz de densité inférieures à celle de l'air, très dilués ou même de gaz chauds (fumée d'incendie, ...) relèvent de la dispersion des gaz **légers** [hydrogène, méthane, hélium, ...] [6].

La séparation entre les panaches de ces deux classes de rejets vient de l'aptitude d'ascendance des agents en question, c'est-à dire du panache lui-même. Les rejets denses étant davantage influencés par la gravité ont tendance à s'effondrer et s'étaler par la suite, contrairement aux rejets légers qui sont dominés par les effets de flottabilité.

Quand l'émission est de faible quantité de mouvement ou à la même densité et/ou température que l'air, le rejet est qualifié de neutre [6]. Les panaches associés à ce type de rejets évoluent selon la seule action de l'écoulement atmosphérique, sans influencer ce dernier sauf à la source si la quantité de mouvement du rejet est importante.

Selon que l'émission soit brute ou progressive, les rejets sont respectivement qualifiés d'**instantanés**, comme dans les situations explosives ; ou de **continus**, c'est le cas des fuites lors du transport des gaz par exemple.

2.2 Interaction panaches/ atmosphère

L'évolution des panaches est guidée par les caractéristiques liées à leurs émissions (hauteur de rejet, diamètre de la source, débit de fuite, ...) mais aussi et surtout aux conditions atmosphériques locales qu'ils rencontrent. Ainsi, ils s'allongent, s'épaissent plus ou moins avant de finalement disparaître, tout en suivant une dynamique à la fois aléatoire et assez complexe. L'atmosphère est le théâtre de nombreux processus physiques interdépendants. Cependant, des hypothèses simplificatrices de découplage nous permettent de nous affranchir de cette ambiguïté de modélisation et donc de qualifier les rôles individuels de ces processus sur la morphologie de nos nuages.

Tel qu'observés, les nuages évoluent en se diluant. On assiste à une compétition entre l'émission et le champ de vent local. Pour les rejets à grande vitesse, au début, la quantité de mouvement du rejet prédomine par rapport à celle de l'air. Cependant, cette dernière l'emporte au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source d'émission.

2.2.1 Influence thermique

La différence potentielle de température entre le rejet et le cadre atmosphérique en présence conduit à une dilution variable du panache. Il s'agit en effet d'un processus de transfert de chaleur convectif qui se développe en fonction de l'ampleur de ce gradient thermique. La baisse de concentration conséquente de ce processus n'étant pas dépendante du signe du gradient, c'est-à-dire du sens de transfert de l'énergie thermique.

2.2.2 Influence de la turbulence atmosphérique

A l'échelle atmosphérique, la diffusion par la turbulence prévaut sur la diffusion moléculaire. Il s'agit d'un processus de mélange assuré par les structures tourbillonnaires qui tendent à uniformiser les zones de faibles et de fortes concentrations dans l'ensemble rejet + atmosphère. Le mécanisme de diffusion turbulente s'opère de façon différente selon la taille des structures tourbillonnaires en présence [3] relativement à celle de supposées bouffées de gaz qui constituent le panache.

- ♣ Si la taille des tourbillons dans l'air est inférieure à la dimension de la bouffée, on assiste à une diffusion uniforme du panache par ceux-ci, sa section s'étend alors régulièrement [3].

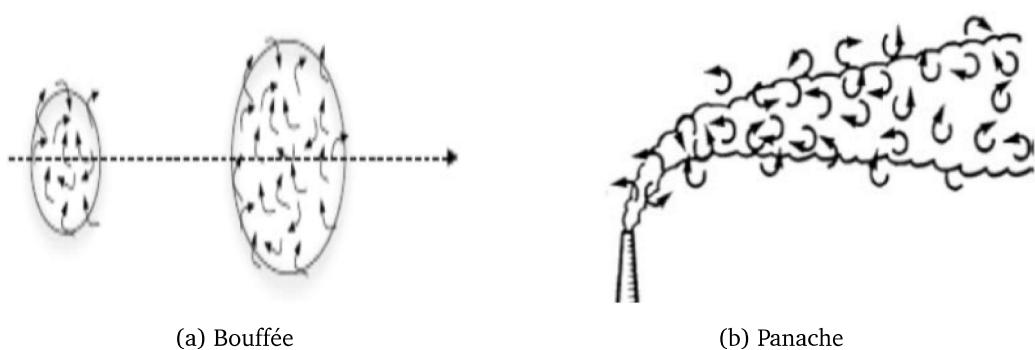


FIGURE 2.1 – Diffusion uniforme d'un panache

- ♣ Des tourbillons de tailles supérieures à la dimension de la bouffée ne participent pas à sa diffusion mais à son transport, elle est emportée par le mouvement d'ensemble [3].

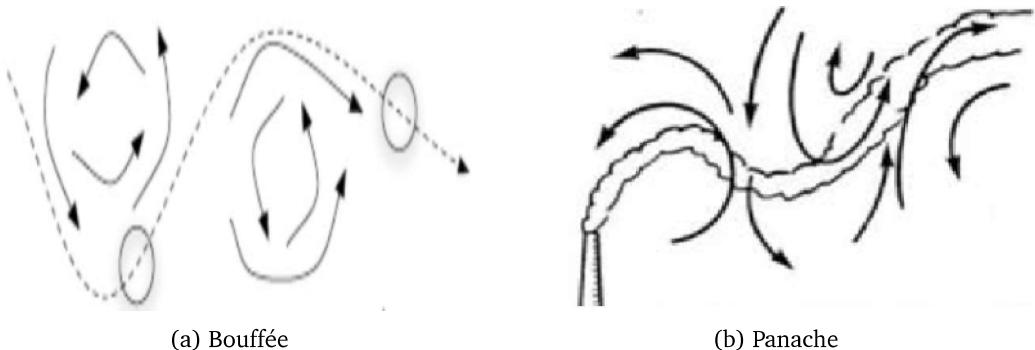


FIGURE 2.2 – Oscillation d'un panache

- ♣ Dans le cas de tourbillons de taille de l'ordre de grandeur de la bouffée, celle-ci est fortement diffusée mais de façon non uniforme [3]. Le panache oscille alors tout en s'élargissant.

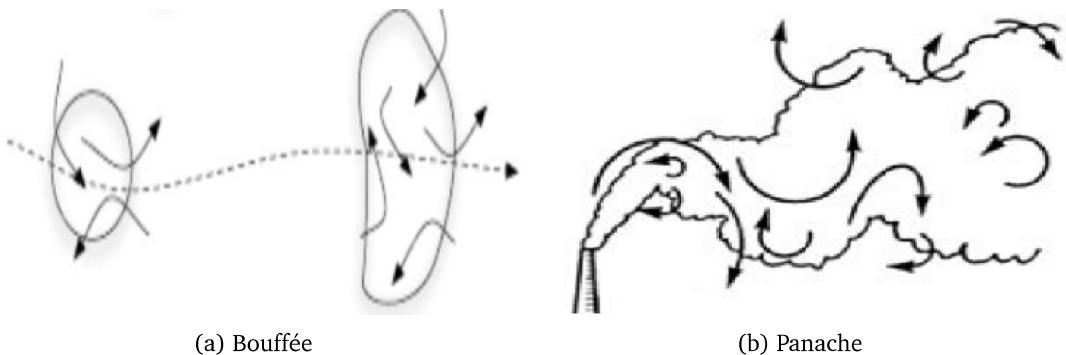


FIGURE 2.3 – Oscillation et diffusion d'un panache

2.2.3 Influence de la stabilité de l'atmosphère

La stabilité atmosphérique locale au panache conditionne principalement sa structure verticale [9]. Cette influence découle directement de l'effet de la stabilité sur l'écoulement atmosphérique, selon que la turbulence atmosphérique domine ou non la turbulence thermique.

- Dans le cas d'une atmosphère instable, les fluctuations sont amplifiées, le panache s'étale verticalement de façon irrégulière. Le panache peut éventuellement s'écraser si la hauteur de rejet est faible.

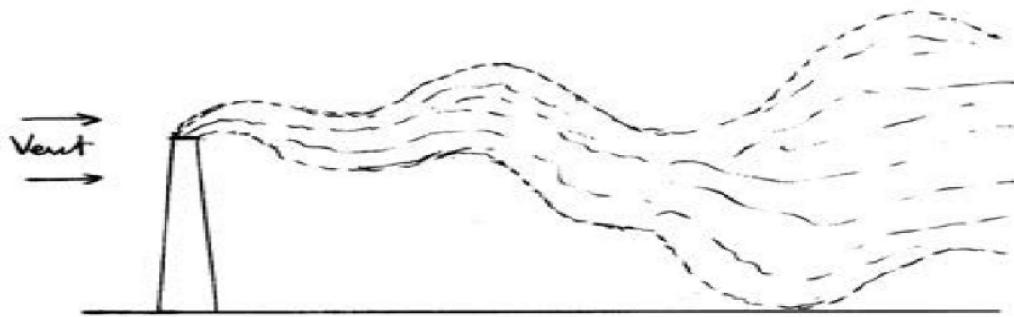


FIGURE 2.4 – Panache en atmosphère instable

- Pour des conditions atmosphériques stables, le panache s'étend très peu, les fluctuations verticales étant atténuées.

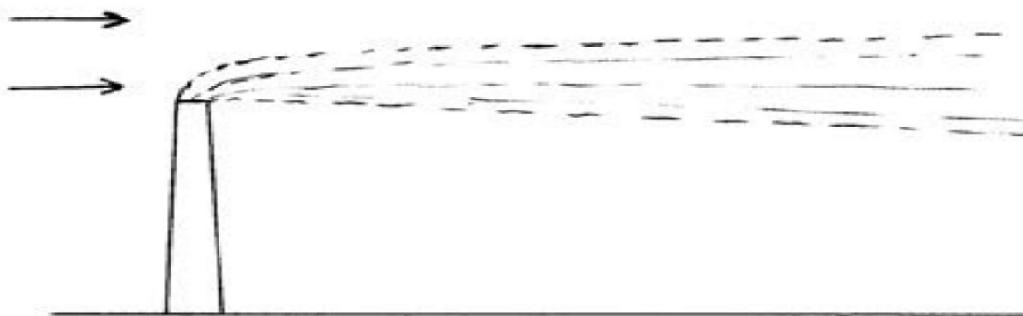


FIGURE 2.5 – Panache en atmosphère stable

- En atmosphère neutre, le panache s'étend de façon régulière, les fluctuations ne sont ni amplifiées ni amorties.

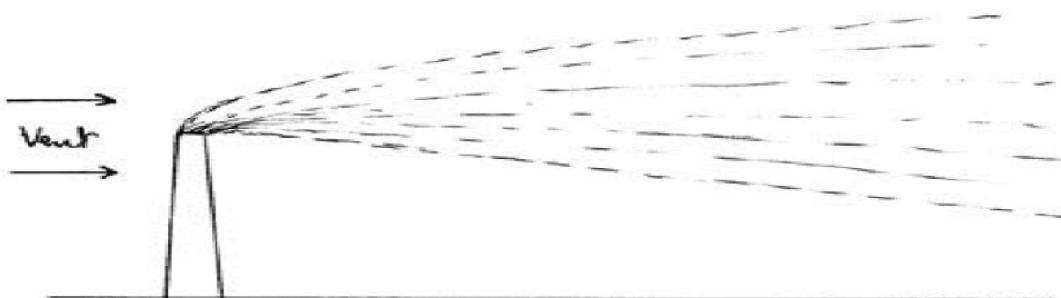


FIGURE 2.6 – Panache en atmosphère neutre

Les phénomènes d'inversion se caractérisent par la présence de deux couches d'air de stabilité différentes surmontées l'une sur l'autre. Cette situation peut se produire pendant la nuit, la couche d'air vers le sol est alors l'instable ou en début de matinée, auquel cas, c'est la couche d'air plus en altitude qui est marquée par l'instabilité. La couche d'inversion, située à l'intersection de ces couches, est caractérisée par une résistance qui l'empêche d'être traversée par les flux advectifs turbulents [9]. Selon la position relative de la couche instable à la couche d'air stable, l'on distingue :

- * La **fumigation** ou **l'inversion défavorable** : cette situation se produit quand une couche d'air stable surmonte une autre instable qui est vers du sol [9]. Il n'y a pas de dispersion au-dessus de la couche

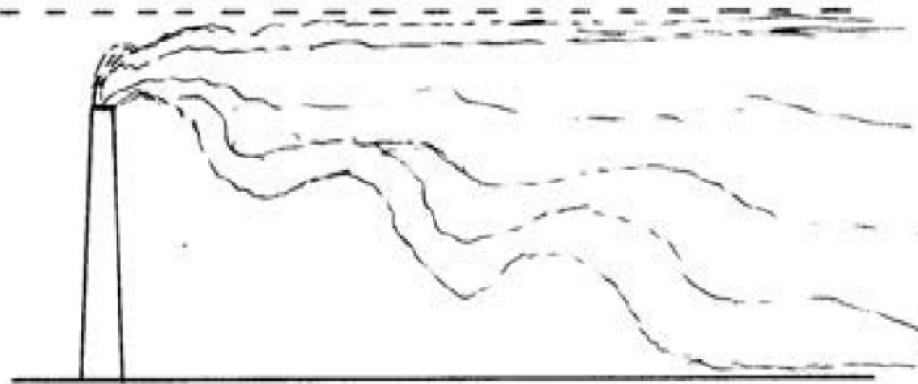


FIGURE 2.7 – Inversion défavorable

d'inversion, celle-ci bloque les phénomènes d'ascendance.

- * **Inversion favorable** : cette situation est l'inverse de la précédente.

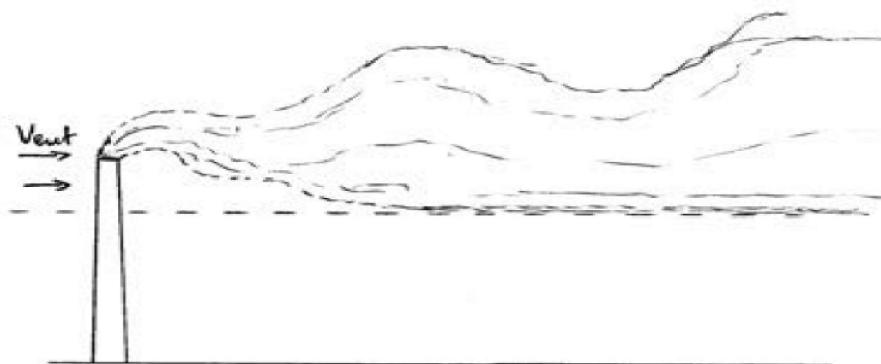


FIGURE 2.8 – Inversion défavorable

La plus grande partie du panache est diffusée verticalement vers le haut et la diffusion vers le sol est limitée par la couche d'inversion [9]. Elle favorise ici les phénomènes d'ascendance.

L'évolution des panaches est fortement aléatoire, d'autres configurations difficilement descriptibles peuvent exister. Un exemple des plus probants est celui d'un panache lourd près du sol en stratification atmosphérique instable.

2.3 Diverses approches de la dispersion atmosphérique

La connaissance des doses radiées ainsi que de l'évolution spatio-temporelle de la quantité de matière du polluant émis relativement à celle de l'air atmosphérique reste le principal objectif visé dans la modélisation de la dispersion atmosphérique. Plus spécifiquement, l'on vise la détermination de la limite inférieure ou supérieure d'explosivité pour des rejets des gaz inflammables ou encore l'influence de barrières protectrices sur le retard du produit qui s'étend [6].

Des plus simples aux plus élaborés et basés sur l'objectif de modélisation, les modèles se distinguent non seulement par l'économie ou pas de certains processus physiques, mais également par les échelles de simulation qu'ils permettent.

2.3.1 Modèles gaussiens

Les modèles gaussiens ne s'appliquent qu'aux rejets neutres aussi dits passifs, dans lesquels l'évolution des panaches dépend uniquement du champ de vent local, supposé uniforme, qui le transporte [13]. Les concentrations sont sensées suivre une loi gaussienne et ne sont calculées que dans l'axe du panache. La diffusion moléculaire est négligée devant la diffusion turbulente et la turbulence atmosphérique est prise en compte à travers les classes de stabilité.

2.3.2 Modèles intégraux

Les modèles intégraux sont basés sur la résolution des équations de la mécanique des fluides assez simplifiées pour en arriver à une résolution rapide. Comparativement à un modèle gaussien, l'intégral permet de prendre en compte non seulement l'influence du rejet sur l'écoulement atmosphérique mais aussi les effets de la turbulence dynamique, les effets de gravité pour les gaz lourds et de flottabilité pour les gaz légers [13].

2.3.3 Modèles Lagrangiens

Le formalisme Lagrangien consiste à suivre le nuage de gaz dans son mouvement relatif à celui de l'air [6]. La dispersion est en effet simulée par injection de particules fictives mésoscopiques correspondant à des portions de fluide qui contiennent la substance émise par une même source. Le champ de concentration à un instant donné est obtenu par la somme de la distribution spatiale de celui des particules à ce instant. La négligence des interactions entre particules et le vent local ne permet qu'une prise partielle de la turbulence.

2.3.4 Computational Fluid Dynamics : CFD

La CFD est la résolution des écoulements par des méthodes numériques. Cette approche est la moins restrictive dans la prise en compte de processus physiques. Elle permet de simuler la dispersion sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles dans des configurations géométriques assez complexes. Cette option requiert cependant la collection de nombreuses données en entrée et un temps de calcul important ou pas selon les cas. La précision des calculs dépend fortement du maillage, des méthodes numériques et des modèles de turbulence utilisés.

2.4 Rayonnement Gamma

Les atomes instables, également appelés radionucléides, sont ceux dont l'équilibre nucléaire n'est plus maintenu. L'énergie associée à la désintégration radioactive, qui est le processus par lequel l'atome tente à retrouver sa stabilité, est le plus généralement libérée sous forme de rayonnement. Selon le type des particules émises, on distingue :

- **Le rayonnement alpha** se compose de noyaux d'hélium chargés positivement. Les particules alpha ont une charge élevée et une masse importante, ce qui les rend peu pénétrantes. Elles peuvent être bloquées par une feuille de papier et sont potentiellement dangereuses si elles pénètrent dans le corps humain.
- **Le rayonnement bêta** est constitué d'électrons ou de positrons. Les électrons bêta ont une charge négative, tandis que les positrons ont une charge positive et sont l'antiparticule des électrons. Le rayonnement bêta est capable de pénétrer plus profondément dans la matière que le rayonnement alpha, mais il peut être stoppé par des matériaux comme le plastique ou le verre. Le rayonnement bêta est utilisé en science et en médecine pour son potentiel à sonder la matière et à effectuer des analyses radiographiques et des traitements médicaux.
- **Le rayonnement gamma** est de nature électromagnétique et constitué de photons de haute énergie. Les photons gamma sont neutres et sans masse. Ils sont très pénétrants et peuvent traverser la matière dense. Une exposition prolongée à des sources de rayonnement gamma peut endommager les tissus biologiques.

Ces rayonnements gamma sont atténus lors de leurs interactions avec l'atmosphère, principalement par les trois processus suivants :

* **L'effet photoélectrique :**

L'énergie du photon gamma est absorbée par un atome qui ensuite émet un électron. Il est cependant nécessaire que le photon gamma ait une énergie suffisamment grande pour éjecter l'électron.

* **La production de paires :**

L'interaction électromagnétique d'un photon gamma et d'un noyau atomique de son milieu de propagation, conduit à une paire "électron-positron" via un processus de conversion d'énergie en masse.

- * **La diffusion compton** : cette interaction implique un changement de direction et d'énergie du photon gamma lorsqu'il interagit avec un atome du milieu de propagation. L'électron absorbant une partie de l'énergie cinétique du photon, ce dernier est ensuite diffusé avec une énergie réduite.

Chapitre 3

Modélisation

Nous présentons ici les équations constitutives de la dynamique de la dispersion atmosphérique radioactive, les hypothèses sous-jacentes à leurs simplifications ainsi que le modèle de turbulence utilisé.

3.1 Les équations générales

Les équations sont écrites en suivant la convention de sommation d'Einstein : lorsque l'indice est répété exactement deux fois, cela signifie qu'il faut sommer sur toutes les valeurs possibles de cet indice. Les indices i, j, k prennent les valeurs 1, 2, 3, représentant ainsi les trois directions de l'espace.

La dispersion atmosphérique est régie par les équations classiques de la mécanique des fluides, auxquelles sont adjointes des lois de conservation pour chaque rejet gazeux en présence. Il s'agit d'un ensemble de relations abstraites qui se résument en :

— l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

L'approximation d'une masse volumique constante dans la couche limite de surface (CLS) est généralement considérée, ce qui conduit à :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

— aux trois équations de quantité de mouvement :

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{(2)} = \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i}}_{(3)} + \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}}_{(4)} - \underbrace{\delta_{i3} g}_{(5)} - \underbrace{2\varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k}_{(6)} \quad (3.3)$$

(1) : Dérivée locale

(2) : Dérivée convective

(3) : Forces de pression

(4) : Forces visqueuses

(5) : Force de pesanteur

(6) : Forces de Coriolis négligeables dans la CLA

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 \text{ si } i = j \\ 0 \text{ si } i \neq j \end{cases}$$

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} +1 \text{ si } (i, j, k) = (1, 2, 3), (2, 3, 1), (3, 1, 2) \\ -1 \text{ si } (i, j, k) = (3, 2, 1), (1, 3, 2), (2, 1, 3) \\ 0 \text{ sinon} \end{cases}$$

Pour un fluide newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses est une fonction linéaire du tenseur des taux de déformations D , le terme (4) précédent devient donc :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \frac{2}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \mu D_{ij} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.4)$$

— l'équation de l'énergie, écrite pour la température potentielle :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \underbrace{\nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2}}_{(a)} + \underbrace{\frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial R_j}{\partial x_j} \right)}_{(b)} + \underbrace{S_\theta}_{(c)} \quad (3.5)$$

ν_θ est le coefficient de diffusion thermique moléculaire.

(a) : transport de la chaleur par diffusion

(b) : Divergence des flux radiatifs R_j

(c) : terme source/ puit de chaleur

— l'équation de conservation de la concentration c d'une émission donnée par :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_c \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) + S_c \quad (3.6)$$

S_c est le terme source/ puit provenant de réactions chimiques ou apports extérieurs et D_c le coefficient de diffusion moléculaire.

3.2 Modélisation de la turbulence atmosphérique

3.2.1 Approche générale

Les écoulements turbulents sont caractérisés par des fortes propriétés de transport et par des grandeurs physiques aux propriétés irrégulières. La mise en place de formalismes mathématiques visant la prédition par la simulation numérique de cette classe d'écoulements reste un mix entre analyse dimensionnelle, considérations physiques et calibrations. De ce fait, les produits de la modélisation de la turbulence ne peuvent être généraux mais restent améliorables et adaptables aux cas traités. Le caractère aléatoire intrinsèque à la turbulence autorise sa résolution par une approche statistique. Le choix d'un modèle relevant des contraintes physiques liées à la complexité des cas étudiés mais aussi des besoins. L'essentiel résidant dans l'interprétation des résultats obtenus, ceux-ci étant fortement dépendant des choix des modèles utilisés. Trois principales d'approches peuvent alors être distinguer :

- * La **DNS** (Direct Numerical Simulation), qui consiste à résoudre numériquement les équations fondamentales de la mécanique des fluides pour simuler le comportement détaillé et complet de l'écoulement turbulent. Cette approche nécessite des maillages assez fins pour pouvoir capturer les plus petite échelle turbulente spatiale appelée échelle de Kolmogorov. L'usage limité de cette méthode, surtout en ingénierie, est lié au coût de calcul exorbitant qu'elle exige.
- * La **LES** (Large Eddy Simulation) : Dans cette approche, les grandes échelles de la turbulence sont résolues de manière explicite, tandis que les échelles plus petites sont filtrées et approximées à l'aide de modèles dits de sous-mailles. Cela permet de capturer les structures turbulentes les plus importantes tout en réduisant le coût de calcul par rapport à la DNS. Les LES sont utilisées pour des écoulements avec des nombres de Reynolds modérément élevés.
- * Le **RANS** (Reynolds Averaged Navier Stokes) : Les simulations RANS sont basées sur le moyennage des équations de Navier-Stokes. Les champs moyens sont simulés et les fluctuations turbulentes sont entièrement modélisées à l'aide de modèles de fermeture.

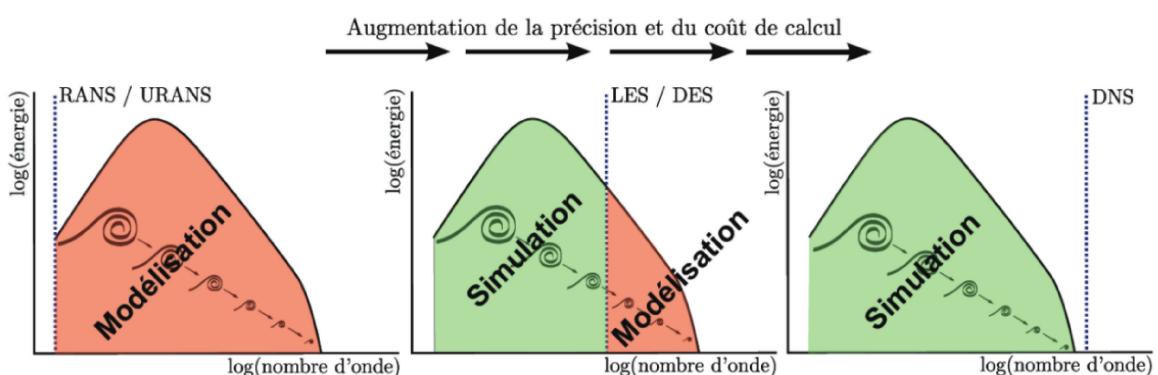


FIGURE 3.1 – Modélisation et simulation du spectre de la turbulence,[Image de Beaubien, C.-A., Université Laval(2013)][10]

3.2.2 Équations moyennées

La décomposition de Reynolds consiste à associer aux variables dynamiques des écoulements turbulents des valeurs moyennes. Les écarts entre ces dernières et les variables instantanées représentent les fluctuations turbulentes.

Soit $h(x, t)$ une grandeur quelconque. La décomposition de Reynolds s'écrit :

$$h(x, t) = \bar{h}(x) + h'(x, t) \quad (3.7)$$

$\bar{(\cdot)}$ étant l'opérateur de moyennne temporelle defini par :

$$\bar{(\cdot)} = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^T (\cdot) dt \quad (3.8)$$

$h'(x, t)$ représente la partie fluctuante de la grandeur $h(x, t)$ et a une moyenne nulle $\bar{h}' = 0$ par construction. En substituant la décomposition de Reynolds dans les précédentes équations, on aboutit aux équations moyennées suivantes :

* Équation de conservation de la masse moyennée :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.9)$$

* Équations de quantité de mouvement moyennées :

$$\bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - g \delta_{i3} - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}'_i \bar{u}'_j \quad (3.10)$$

les produits $-\bar{u}'_i \bar{u}'_j$ représentent les composantes du tenseur de Reynolds cinématique.

* Équation d'énergie moyennée :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_j^2} + \frac{\lambda}{\bar{\rho} C_p} \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\Theta}' \bar{u}'_j + \bar{S}_\theta \quad (3.11)$$

$\bar{\Theta}' \bar{u}'_j$ est le flux de chaleur turbulent.

* Équation de conservation de la concentration du rejet moyennée :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_c \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{c}' \bar{u}'_j + \bar{S}_c \quad (3.12)$$

$\bar{c}' \bar{u}'_j$ représente la contribution des fluctuations turbulentes au transport de concentration.

Le système des équations moyennées est ouvert, les produits des fluctuations qui apparaissent correspondent à la contribution des fluctuations turbulentes sur le champ moyen. La fermeture de ce système par la modélisation de ces fluctuations turbulentes constitue l'essence du RANS. L'approche la plus classique pour la modélisation du tenseur des contraintes de Reynolds reste l'hypothèse de Boussinesq qui consiste en une analogie entre celui-ci et la partie anisotrope du tenseur des contraintes visqueuses d'un fluide newtonien.

$$-\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.13)$$

Le flux de chaleur turbulent est modélisé par :

$$\overline{\Theta' u'_j} = - \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j} \quad (3.14)$$

et le transport du polluant par les fluctuations selon :

$$\overline{c'_i u'_j} = - \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \quad (3.15)$$

- λ_t est le coefficient de conduction thermique turbulent [W/mK]
- Sc_t le nombre de Schmidt turbulent
- Pr_t le nombre de Prandlt turbulent

3.2.3 Le modèle $k - \epsilon$

L'approche de Bousinesq se résume ainsi à l'apparition d'un coefficient (ν_t) appelé viscosité turbulente et analogue de la viscosité moléculaire mais qui n'est non pas une propriété du fluide mais liée l'écoulement en présence. Cette approche confère à ce seul paramètre, la possession de la connaissance de toutes les fluctuations turbulentes. Les règles de l'analyse dimensionnelle nous permettent de lier la viscosité turbulente à l'énergie cinétique turbulente k et à la dissipation turbulente ϵ :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.16)$$

La connaissance de ces deux grandeurs permet donc de complètement déterminer les fluctuations turbulentes, c'est l'essence du modèle $k - \epsilon$ formé des deux équations suivantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + P_k + P_b - \epsilon \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} + \frac{\epsilon}{k} [C_{\epsilon 1}(P_k + (1 - C_{\epsilon 3})P_b) - C_{\epsilon 2}\epsilon] \quad (3.18)$$

P_k est le terme de production de la turbulence par cisaillement du champ moyen.

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

P_b est un terme de production/ destruction de l'énergie cinétique turbulente par flottabilité :

$$P_b = \frac{\beta g}{Pr_t} \nu_t \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}$$

selon la stratification de l'atmosphère en présence :

* Cas instable : $\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} < 0 \rightarrow P_b > 0$ (Production)

* Cas stable : $\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} > 0 \rightarrow P_b < 0$ (Destruction)

$\beta = 1/T$ le coefficient de dilatabilité thermique, ν est la viscosité cinématique, Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent, $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k , σ_{ε} et C_{μ} des constantes empiriques données dans la table suivante :

TABLE 3.1 – Constantes du modèle $k - \epsilon$.

Constante	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_{ε}	C_{μ}
Valeur	1.44	1.92	1.0	1.3	0.09

$C_{\varepsilon 3} = 0$ si $P_b \geq 0$ et $C_{\varepsilon 3} = 1$ si $P_b \leq 0$

3.3 Estimation de débits de doses de rayonnement gamma

3.3.1 Approche CIDE (Cell Integrated Dose Evaluation)

Le flux rayonné par une cellule située en (l,m,n) en un récepteur en (i,j) au sol est d'abord estimé par résolution de la suivante intégrale sur la cellule émettrice [11].

$$F(i-l, j-m, n) = \int_{(i+l-1/2)dx}^{(i-l-1/2)dx} \int_{(i+m-1/2)dy}^{(i-m-1/2)dy} \int_{(n-1)dz}^{ndz} \frac{K \cdot \mu_e \cdot E_{\gamma} \cdot \exp(-\mu r)}{4\pi r^2} B dx dy dz$$

* μ : Le coefficient d'absorption total d'énergie de l'air [m^{-1}] :

* μ_a : Le coefficient d'absorption d'énergie de l'air [m^{-1}]

* r : La distance entre la source et le récepteur [m].

* B : Le facteur d'accumulation permettant de prendre en compte l'interaction la rayonnement et l'atmosphère et est donné par :

$$B = 1 + K \mu r \quad \text{avec} \quad K = (\mu - \mu_a) / \mu_a$$

Le débit de dose effectif $D(i, j, 0)$ correspond à la somme des précédentes contributions qu'elle reçoit, auxquelles s'associent, comme coefficients multiplicatifs, les concentrations $\xi(l, m, n)$ obtenus par un calcul préalable de dispersion atmosphérique.

$$D(i, j, 0) = \sum_{l=1}^L \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \xi(l, m, n) \cdot F(i - l, j - m, n)$$

3.3.2 Approche DOM (Discrete Ordinates Method)

Equation de transfert radiatif

L'équation de transfert radiatif décrit la propagation d'une onde électromagnétique à travers un milieu émettant, absorbant ou diffusant. Elle s'exprime comme suit :

$$\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}) + (a + \sigma_s) I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega'$$

- $\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s})$ représente la divergence de l'intensité du rayonnement $I(\vec{r}, \vec{s})$ multipliée par la direction du rayonnement \vec{s}
- $(a + \sigma_s) I(\vec{r}, \vec{s})$ est la perte d'énergie radiative due à l'absorption (a étant le coefficient d'absorption) et à la diffusion (σ_s étant le coefficient de diffusion) du rayonnement dans le milieu.
- $an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi}$ La source d'énergie radiative interne dans le milieu, où n est l'indice de réfraction du milieu, σ est la constante de Stefan-Boltzmann, T est la température du milieu en Kelvins.
- $\frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega'$ Ce terme représente l'énergie radiative diffusée dans les directions s' avec $\Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}')$ la fonction de phase de diffusion et $d\Omega'$ pour intégrer sur toutes les directions possibles.

Mise en oeuvre

1 - **Discrétisation** : l'espace est divisé en un nombre fini de directions spécifiques (ordonnées discrètes). Pour les problèmes 3D, les ordonnées discrètes correspondent en un triplet d'angles qui spécifient la direction du rayonnement.

2 - : **Évaluation** : Pour chaque direction, l'équation de transfert radiatif est évaluée, c'est-à-dire l'intensité radiative calculée sur celles-ci.

3 - : **Intégration numérique** : Une intégration numérique est ici effectuée pour obtenir l'intensité totale du rayonnement le long de la ligne de vue (axe d'observation du rayonnement). Il s'agit de la somme des différentes contributions des directions discrétisées.

4 - : **Répétition sur l'ensemble des lignes de vue** : Le processus est répété pour différentes lignes de vue dans le milieu, permettant ainsi d'obtenir l'intensité du rayonnement dans tout le domaine d'intérêt. Cela permet de construire une représentation complète de la distribution du rayonnement dans le milieu en fonction des propriétés du milieu, de la géométrie et de la source de rayonnement.

La méthode DOM est un outil puissant pour résoudre des problèmes de transfert radiatif dans des milieux complexes. Cependant, le choix du nombre d'ordonnées discrètes est important car cela détermine la précision de l'approximation et l'efficacité du calcul. Un nombre d'ordonnées plus élevé offre une meilleure précision mais augmente le coût de calcul, tandis qu'un nombre d'ordonnées plus faible peut entraîner une perte de précision. Le bon équilibre doit être trouvé en fonction des besoins spécifiques du problème étudié.

Chapitre 4

Simulation numérique

Cette partie est consacrée à la présentation des principaux aspects des calculs numériques effectués et des résultats obtenus. Nous y étayons le chemin de la définition de la géométrie jusqu'à l'obtention des résultats. Les simulations ont été effectuées pour différentes classes de stabilité atmosphérique, en considérant deux sources de rejet : l'une au sol appelée **PTR** et une autre en hauteur appelée **CHEM**.

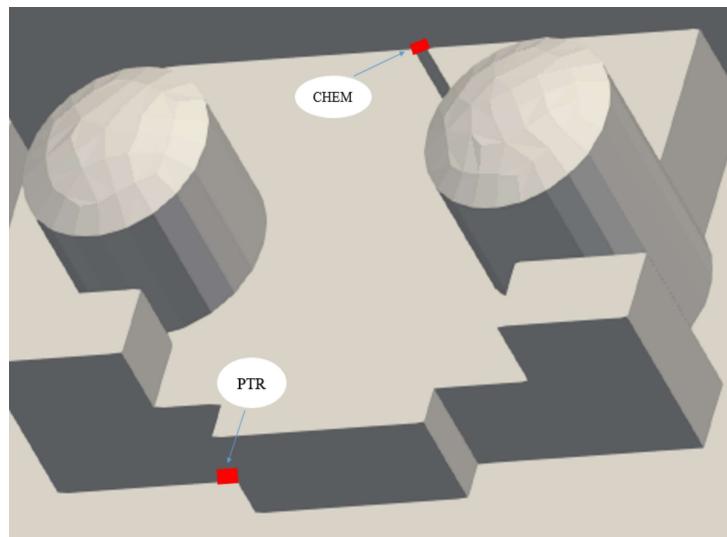


FIGURE 4.1 – Sources de rejet : CHEM et PTR

4.1 Configuration géométrique

Les dimensions et la forme du domaine sont choisies de manière à reproduire fidèlement le site réel, mais aussi à éviter tout effet potentiel des conditions aux limites sur les champs dynamiques calculés.

4.2 Maillage

La discréttisation du domaine de calcul en petits éléments appelés mailles constitue la première étape préalable à toute simulation numérique. La construction de la géométrie du domaine et la génération du maillage ont été effectuées à l'aide du logiciel libre **SALOME** : son module **GEOMETRY** pour la construction de la géométrie et son module **MESH** pour la génération du maillage. Hormis le caractère non structuré ou pas, les maillages en dispersion atmosphérique s'établissent suivant des règles similaires. L'évolution verticale des maillages suit une progression arithmétique croissante.

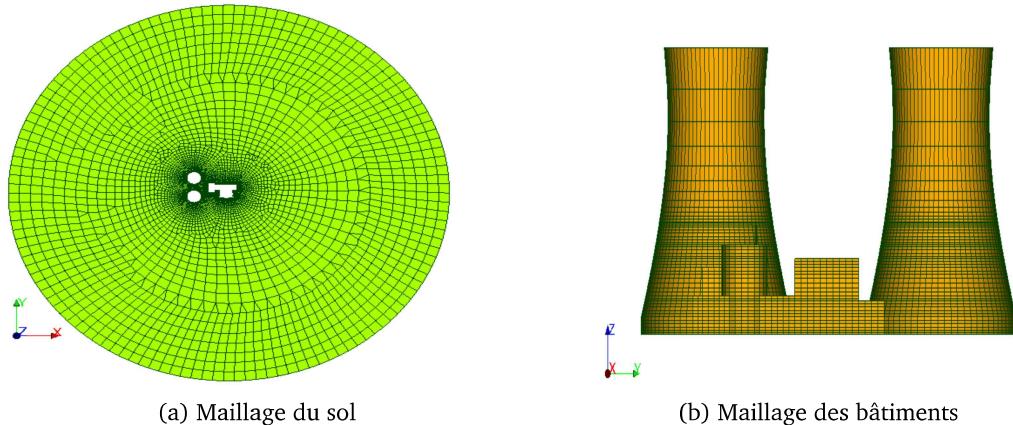


FIGURE 4.2 – Maillage du site

Contrairement aux zones proches du sol, des sources et des obstacles où les mailles sont assez fines, celles-ci sont relâchées en altitude car les gradients y sont faibles. La table ci-après résume quelques caractéristiques du maillage.

TABLE 4.1 – Caractéristiques des géométries et des maillages des tests

Type de maillage	Nombre total de cellules	Nombre d'éléments 2D	Nombre d'éléments 3D
<i>Non structuré</i>	431694	94786	336908

4.3 Conditions initiales et aux limites

Les conditions initiales et aux limites restent les pierres angulaires de toutes simulations numériques. Une mauvaise entreprise de celles-ci pouvant conduire à la résolution, pour le moins, des problèmes différents que ceux souhaités voire au traitement de situations non physiques.

4.3.1 Conditions initiales

Les valeurs initiales des champs dynamiques (vitesse, température, pression, ...) et des variables turbulentes sont automatiquement générées par `code_saturne` en se basant sur les valeurs de référence que nous fournissons.

4.3.2 Conditions aux limites

Les bords du domaine de calcul sont respectivement considérés comme '**inlet**' ou '**outlet**' selon la direction de l'écoulement. Les obstacles et le sol sont considérés comme des '**wall**'.

- * **inlet** : une condition de type Dirichlet est appliquée à toutes les variables, à l'exception de la pression pour laquelle une condition de Neumann homogène est imposée.
- * **outlet** : elle correspond à l'imposition d'une condition limite de type Neumann homogène à toutes les variables sauf pour la pression à laquelle une Dirichlet est utilisée.
- * **wall** : elle impose une condition de type Neumann pour la pression et la vitesse.

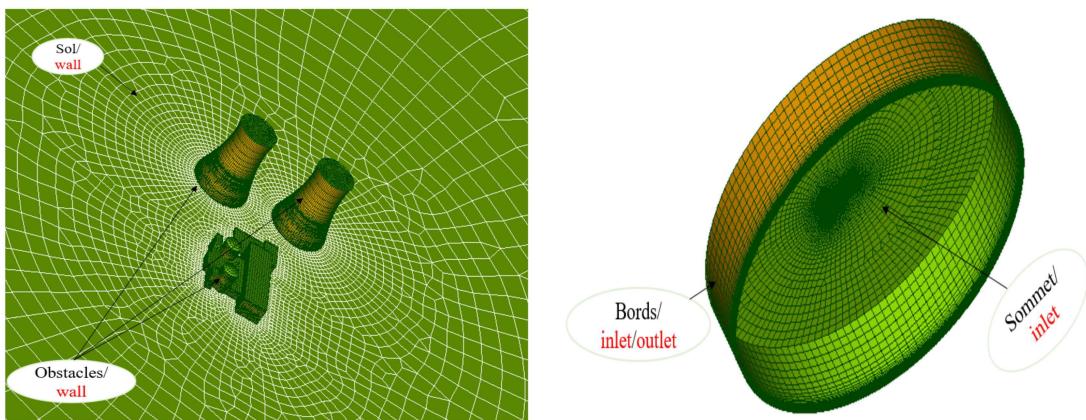


FIGURE 4.3 – Conditions aux limites du domaine

L'imposition de '**inlet**' comme condition sur la face supérieure permet d'éviter d'y avoir des entrées non désirées de fluide en y annulant la principale source de quantité de mouvement qu'est le gradient de pression.

4.4 Présentation et analyse des résultats numériques

Les simulations ont été réalisées pour les deux méthodes précédemment exposées, à savoir **DOM** et **CIDE**.

Notre objectif principal demeure la détermination des débits de doses de rayonnement gamma. Les profils de ces débits sont ainsi présentés pour différentes configurations atmosphériques.

4.4.1 Cas d'une atmosphère stable

Les profils de concentration et débits de doses dans le cas d'une atmosphère stable sont ci-dessous présentés.

* Cas de la source de rejet **CHEM** :

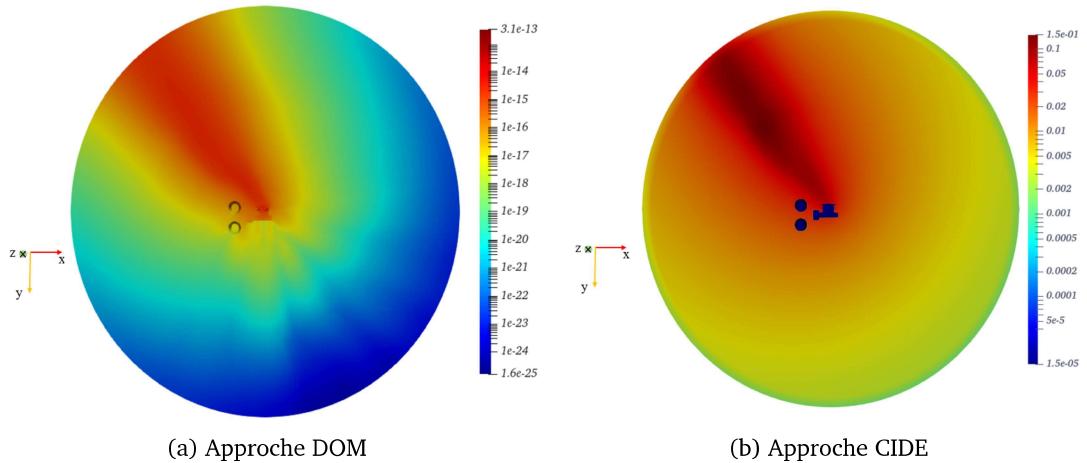


FIGURE 4.4 – Champs de débits de dose en atmosphère stable pour la source de rejet CHEM

* Cas de la source de rejet **PTR** :

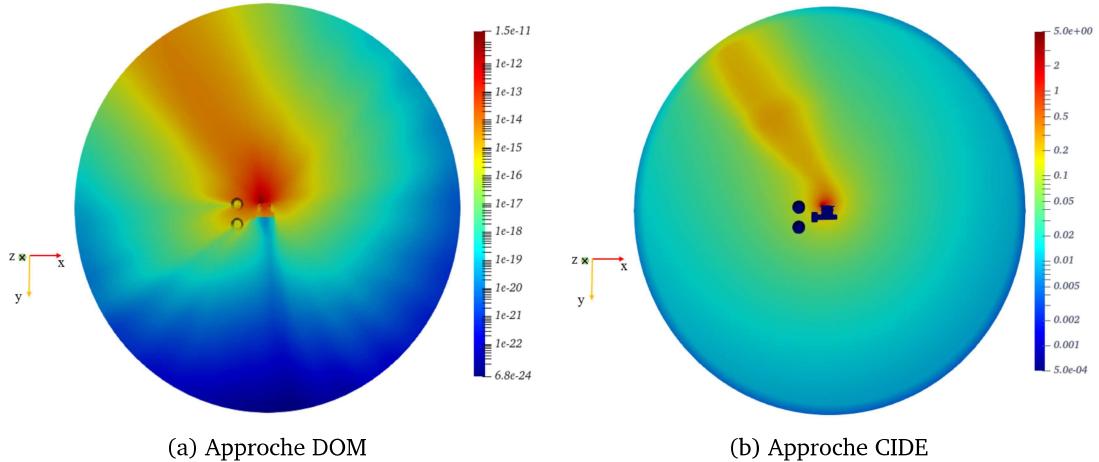


FIGURE 4.5 – Champs de débits de doses en atmosphère stable pour la source de rejet PTR

4.4.2 Cas d'une atmosphère neutre

En atmosphère neutre, la concentration et le débit de dose évoluent comme suit :

* Cas de la source de rejet CHEM :

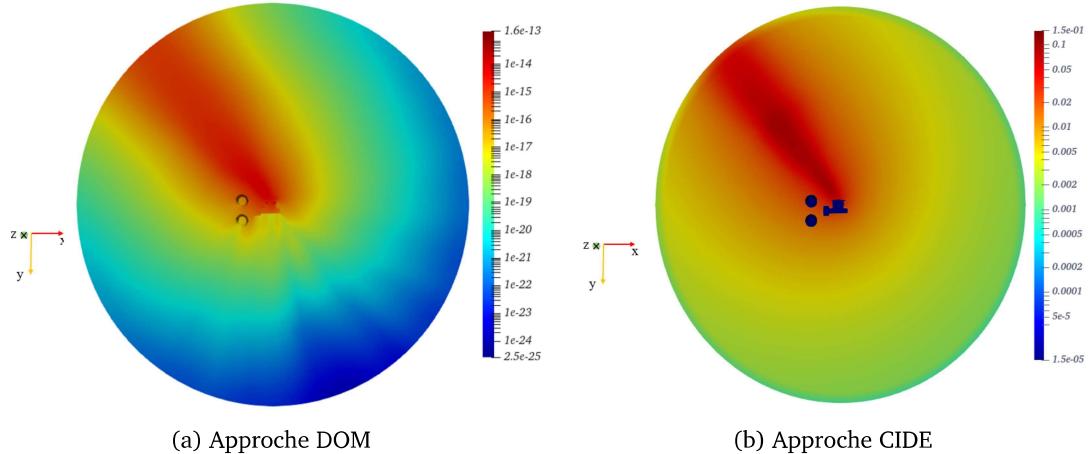


FIGURE 4.6 – Champs de débits de dose en atmosphère neutre pour la source de rejet CHEM

* Cas de la source de rejet PTR :

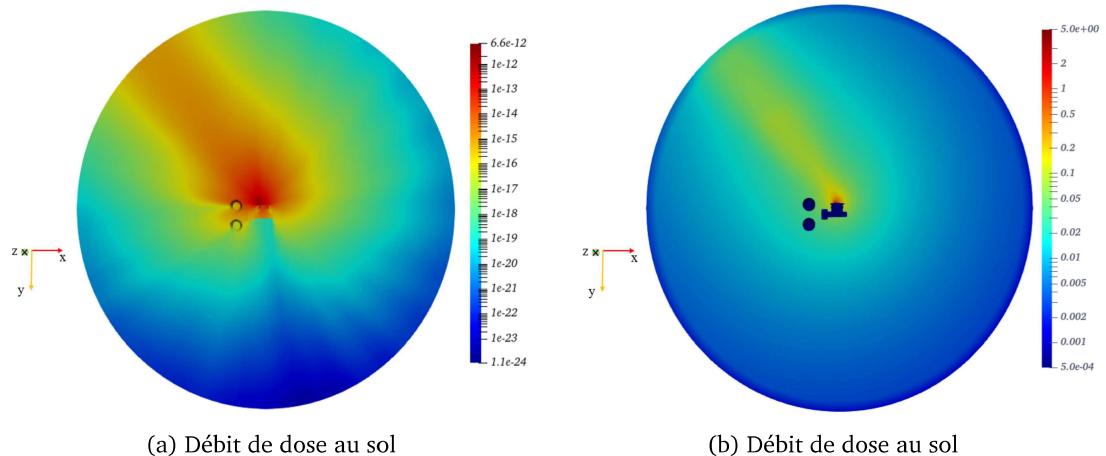


FIGURE 4.7 – Champs de débits de doses en atmosphère neutre pour la source de rejet PTR

4.4.3 Cas d'une atmosphère Instable

Pour une configuration atmosphérique instable, on a les profils suivants :

* Cas de la source de rejet CHEM :

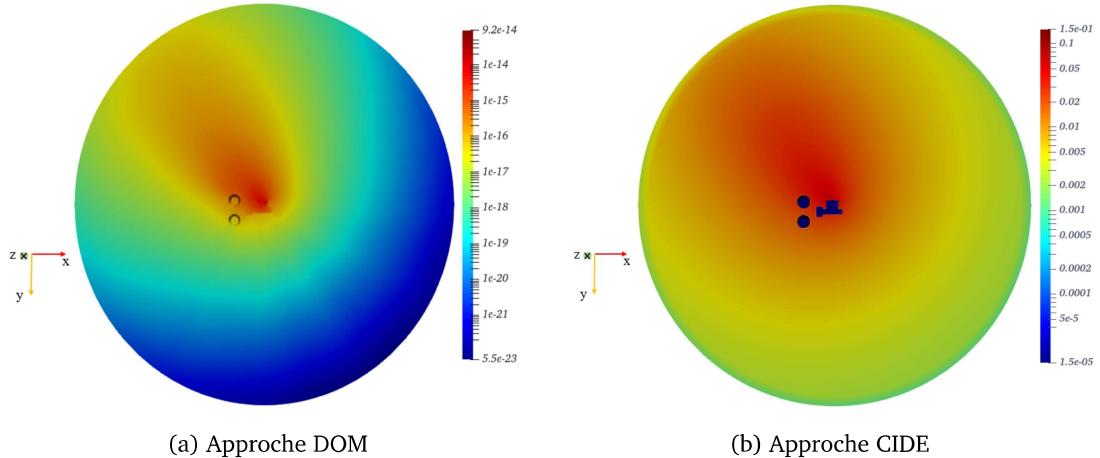


FIGURE 4.8 – Champs de débits de dose en atmosphère instable pour la source de rejet CHEM

* Cas de la source de rejet PTR :

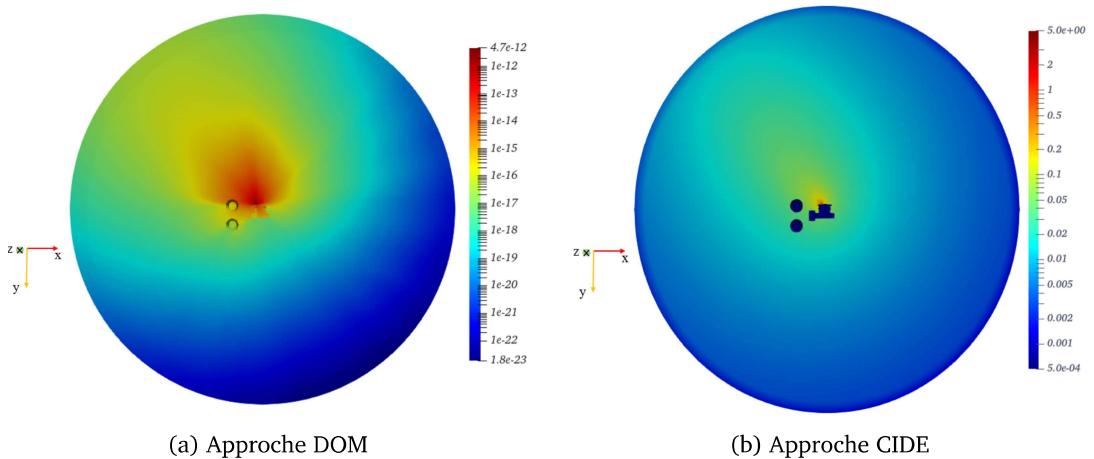


FIGURE 4.9 – Champs de débits de doses en atmosphère instable pour la source de rejet PTR

4.5 Analyse des résultats

Indépendamment des sources des rejets et de la classe de stabilité atmosphérique, les profils des débits de doses obtenus sont qualitativement similaires. Les doses maximales sont observées à proximité de la source et dans la direction principale de l'écoulement, tout en diminuant progressivement au fur et à mesure que l'on se rapproche des bords du domaine. Comme attendu, les débits de dose observés au sol dans le cas de la source PTR sont nettement supérieurs à ceux observés avec la source CHEM ; celle-ci étant plus en hauteur. Les valeurs des doses observées au sol en atmosphère instable pour les deux sources de rejet restent très faibles par rapport à celles obtenues en stable et en neutre. Ce constat s'explique par la grande diffusion verticale imposée par l'instabilité atmosphérique via la prédominance de la turbulence convective sur la turbulence dynamique dans ce contexte.

Par rapport à la méthode DOM, les débits de dose obtenus avec CIDE sont considérablement plus élevés. Cette disparité de données entre ces deux méthodes pourrait initialement résulter des approximations lors de la mise en œuvre de CIDE, notamment en ce qui concerne la constance de l'intégrant et la faible prise en compte des obstacles. Cependant, il est nécessaire de comparer ces résultats avec des données expérimentales afin de déterminer si la méthode DOM sous-estime réellement les débits ou si c'est plutôt la méthode CIDE qui les surestime.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette étude était d'intégrer un modèle de calcul de débits de dose de rayonnement gamma dans le logiciel de simulation CFD "code_saturne", développé par la R&D d'EDF. Deux approches ont été incorporées dans le code : l'approche CIDE (Cell Integrated Dose Evaluation) et l'approche DOM (Discrete Ordinates Method). Les calculs ont été menés en tenant compte des trois principales classes de stabilité atmosphérique : stable, neutre et instable. L'analyse des profils de débits de dose obtenus permet de constater une évolution qualitative cohérente de ceux-ci. Les valeurs maximales et minimales des débits de dose se manifestent dans les zones prévues. La position des sources et la classe de stabilité sont aussi bien gérés par le code.

Cependant, sur le plan quantitatif, il existe des divergences significatives entre les prédictions des deux méthodes. En effet, l'approche DOM tend à surestimer les débits de doses, contrairement à CIDE qui produit des estimations plus basses. Cependant, en l'absence de données expérimentales, il reste possible de prouver la justesse d'une approche par rapport à l'autre. Néanmoins, il serait judicieux de déjà voir la sensibilité des méthodes aux données de simulation. Les paramètres sous examen dans cette étude engloberaient ceux en relation avec les propriétés des radionucléides transportés, les méthodes numériques, ainsi que les modèles de turbulence. Compte tenu du manque de convergence en maillage dans l'approche RANS, il devient tout aussi crucial d'examiner comment les méthodes réagissent à la variabilité du maillage.

Ce stage nous a permis d'acquérir des compétences en modélisation des processus atmosphériques et de renforcer nos capacités en CFD. Il est essentiel de souligner que les simulations ont été restreintes à l'exploration exclusive de l'influence de la stabilité atmosphérique et de la localisation des sources. Par conséquent, il serait judicieux d'étendre cette analyse afin d'évaluer la capacité du code à tenir compte des effets thermiques et de la densité des rejets. En cas de divergence entre les résultats et d'éventuelles données expérimentales, il serait envisageable de recourir à des approches plus avancées, telles que les méthodes hybrides RANS/LES ou LES, pour une investigation plus approfondie et précise.

Annexe A

Approche DOM : choix de la discréétisation

Les calculs réalisés en utilisant 32 directions ont mis en évidence des discontinuités dans les profils de débit de dose. En revanche, avec 128 directions, les résultats se sont révélés plus satisfaisants. Les résultats de cette analyse pour les deux sources de rejet en atmosphère stable sont ci-dessous présentés.

* Cas de la source de rejet CHEM :

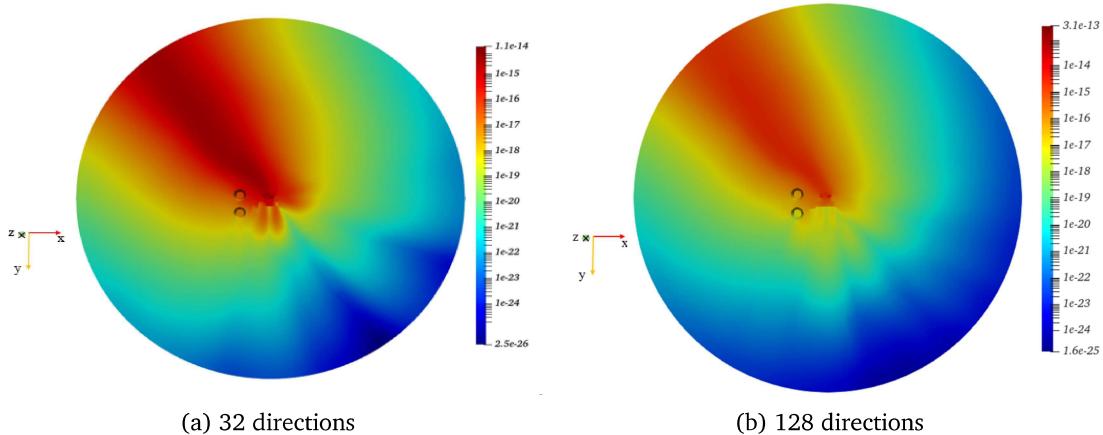


FIGURE A.1 – Débits de dose en atmosphère stable pour la source de rejet CHEM

* Cas de la source de rejet PTR :

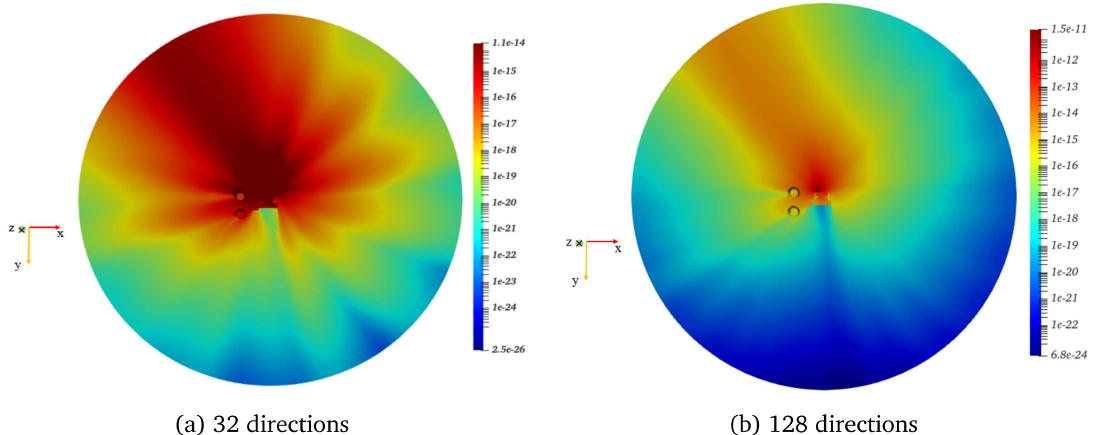
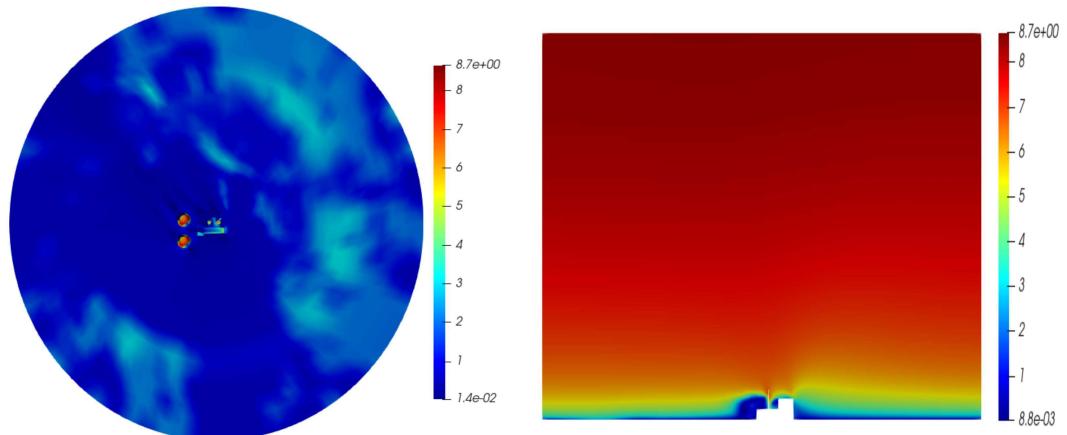


FIGURE A.2 – Débits de doses en atmosphère stable pour la source de rejet PTR

Annexe B

Champs de vent

Les champs de vent doivent être liés aux résultats d'une simulation numérique de dispersion atmosphérique. Il s'agit du vecteur le plus important qui gouverne la morphologie du panache.



(a) DA0120 : Profil de vent au sol

(b) DA0120 : Profil de vent vertical

Bibliographie

- [1] Philippe Drobinski. *Dynamique de la couche limite atmosphérique : de la turbulence aux systèmes de mésos-échelle*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2005.
- [2] Camille Flammarion. *L'atmosphère*. Hachette, 1871.
- [3] hadjira SCHMITT. Dispersion atmosphérique. Technical report, CEREA, 2010.
- [4] MJ Ivings, SF Jagger, CJ Lea, and DM Webber. Evaluating vapor dispersion models for safety analysis of Ing facilities. *The Fire Protection Research Foundation*, 2007.
- [5] Michal Kiša and Ľudovít Jelemenský. Cfd dispersion modelling for emergency preparedness. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 22(1) :97–104, 2009.
- [6] Jean-Marc LACOME. *Méthodes pour l'évaluation et la prévention des risques accidentels Dispersion atmosphérique (mécanismes et outils de calcul)*. INERIS, 2021.
- [7] Daoming Liu and Jianming Wei. Modelling and simulation of continuous dense gas leakage for emergency response application. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 48 :14–20, 2017.
- [8] Organisation mondiale de la santé. Conséquences sanitaires de l'accident de tchernobyl : Mise à jour d'un rapport de l'oms, 2006. Technical report, Organisation mondiale de la santé (OMS), 2006.
- [9] Jacques PADET. Ecoulements externes gravitaires. *SFT, www. sft. asso. fr., Ouvrages*, 2013.
- [10] C Perron, M Boudreau, É Gauthier, and P Gauvin-TremblayO andCôté. La turbulence en cfd : Modélisation et simulation. *Laboratoire de Mécanique des Fluides Numérique, Université de Laval*, 2013.
- [11] PT Rakesh, R Venkatesan, Thierry Hedde, Pierre Roubin, R Baskaran, and B Venkatraman. Simulation of radioactive plume gamma dose over a complex terrain using lagrangian particle dispersion model. *Journal of Environmental Radioactivity*, 145 :30–39, 2015.
- [12] Radi Sadek. *Modélisation de l'écoulement atmosphérique à l'échelle hectométrique*. PhD thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2013.
- [13] Lionel Soulhac. *Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2000.

- [14] Lionel Soulhac. *Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2000.