

Mécanique des fluides pour la ventilation des tunnels routiers

Pierre Carlotti
Centre d'Études des Tunnels,
25 avenue François Mitterrand
69674 Bron cedex

juillet 2005
Pierre.Carlotti@equipement.gouv.fr
ISRN : EQ-CETU- -05-01- -FR

Table des matières

1	Les enjeux de la ventilation en tunnel routier	7
1.1	Introduction	7
1.2	Les incendies en tunnel	8
1.2.1	Les sources d'incendie en tunnel	8
1.2.2	Les dangers lors d'un incendie en tunnel	8
1.2.3	Puissances de référence et température atteinte	9
1.3	Comportement des fumées en cas d'incendie	9
1.3.1	Mouvement des fumées dans de l'air au repos	10
1.3.2	Influence du courant d'air longitudinal	10
1.3.3	Effet de la pente	11
1.4	les différents systèmes de ventilation	11
1.5	Rappels sur la méthode des pertes de charge	13
2	La dilution des polluants en tunnel	15
2.1	Modélisation de l'émission des polluants	16
2.2	Profils moyens de pollution	17
2.2.1	Bilans de polluants	17
2.2.2	Profils en ventilation longitudinale	17
2.2.3	Profils en ventilation transversale pure	17
2.2.4	Profils en semi transversal et transversal partiel	19
2.2.5	Systèmes utilisant uniquement de l'extraction répartie	20
2.2.6	Prise en compte de la chimie des oxydes d'azote	20
2.3	La commande de la ventilation sanitaire	21
2.3.1	Modèle de trafic instationnaire	22
2.3.2	Algorithmes de commande : régulation en boucle fermée	22
3	Étude du mouvement des fumées d'incendie	25
3.1	Analyse dimensionnelle	25
3.1.1	Paramètres adimensionnels	25
3.1.2	Valeur des paramètres du foyer pour des feux de bac	26
3.1.3	Mise sous forme finale de l'analyse dimensionnelle	27
3.2	Les différents niveaux de simulation	28
3.3	Equations tridimensionnelles	29
3.3.1	Les équations générales	29
3.3.2	Hypothèse de faible nombre de Mach	30
3.3.3	Prise en compte de la turbulence	31
3.3.4	Simulation des grandes échelles	34
3.4	Equations unidimensionnelles	35

3.4.1	Conservation de la masse	35
3.4.2	Conservation de la quantité de mouvement	35
3.4.3	Conservation de l'enthalpie	36
3.4.4	Mise en place d'un modèle numérique	37
3.4.5	Interprétation des simulations unidimensionnelles	38
3.5	Modèles de zone	38
3.5.1	Les différents types de modèles de zone	38
3.5.2	Panaches et courants de densité	39
3.5.3	Modèles bidimensionnels	39
4	L'incendie en ventilation longitudinale	41
4.1	Introduction	41
4.2	Description du mouvement de l'air	41
4.2.1	Calcul de la température de dilution	41
4.2.2	Décroissance de la température	42
4.2.3	Propagation du front de fumées	42
4.3	Calcul de la vitesse critique	45
4.4	Dimensionnement d'une installation	46
4.5	Ventilation longitudinale avec extractions massives	47
5	L'incendie en ventilation transversale	51
5.1	Introduction	51
5.2	Installations de limitation du courant d'air	51
5.2.1	Utilisation des cantons dans lesquels il n'y a pas d'incendie	52
5.2.2	Équipements de ventilation spécifiques installés en tête de tunnel	52
5.2.3	Équipements de ventilation spécifiques répartis le long du tunnel	53
5.3	Commande des installations de limitation du courant d'air	53
5.3.1	Utilisation de scénarios préprogrammés	53
5.3.2	Contrôle en boucle fermée	53
5.3.3	Application pratique du contrôle en boucle fermée	55
5.4	Efficacité d'une ventilation transversale	55
	Bibliographie	56

Préambule

Le présent document a pour origine un cours de Master professionnel (2ème année) donné à l'Université Claude Bernard (Lyon) à la demande du Professeur Bernard Gay, et pour lequel des notes de cours ont été rédigées. Faisant parallèlement le constat de l'absence de document de synthèse sur les apports récents de la mécanique des fluides dans le domaine de la ventilation des tunnels routiers, il a été décidé de développer ces notes de cours pour les transformer en un document plus complet, qui a pour objectif d'intéresser à la fois les étudiants et les ingénieurs et chercheurs travaillant dans le domaine.

Chapitre 1

Les enjeux de la ventilation en tunnel routier

1.1 Introduction

La ventilation des tunnels routiers a 3 objectifs principaux :

- protéger autant que faire se peut les usagers en cas d’incendie dans le tunnel,
- limiter les niveaux de polluants dans le tunnel en exploitation normale
- fournir de bonnes conditions de dispersion pour les polluants qui sortent du tunnel.

Ces trois objectifs sont encadrés par des textes réglementaires divers, qui fixent des exigences. Dans le cadre d’un projet de tunnel, il faut pouvoir concevoir des tunnels qui effectivement atteignent ces exigences. Il est donc nécessaire, au moyen d’études utilisant essentiellement des considérations de mécanique des fluides, de comprendre et modéliser les situations qui peuvent se rencontrer.

L’objet du présent cours est de présenter les techniques employées pour satisfaire aux deux premiers objectifs ci-dessus, en survolant l’état de l’art de l’ingénierie, abordé de manière plus détaillée dans le *dossier pilote ventilation* [5]¹, mais surtout les points qui suscitent encore des réflexions plus ou moins théoriques.

Le plan sera le suivant : après avoir analysé les risques en cas d’incendie et les enjeux, la question de la dilution des polluants sera abordée, puis les équations pour le mouvement des fumées en cas d’incendie seront présentées. Les stratégies en cas d’incendie seront ensuite abordées, en distinguant selon le système de ventilation présent dans le tunnel.

Une grande partie des techniques de ventilation sont déterminées par le besoin d’assurer une protection suffisante des usagers en cas d’incendie. Il faut donc commencer par décrire brièvement les risques en cas d’incendie, puis les ordres de grandeur avant de pouvoir aller plus loin.

1. Le lecteur trouvera une bibliographie en fin de document.

1.2 Les incendies en tunnel

1.2.1 Les sources d'incendie en tunnel

Les sources potentielles d'incendie en tunnel sont les véhicules présents et les matériaux et installations de l'espace de circulation lui-même ou des locaux techniques. Pour ce qui est des installations du tunnel présentes dans le tube lui-même, en raison des dispositions prises en matière de réaction au feu des matériaux, les puissances calorifiques sont faibles et un éventuel incendie ne risque pas de se propager (dans le seul cas de l'inflammation de la chaussée causée par un incendie de véhicule, la contribution à la puissance thermique peut atteindre un niveau important, mais uniquement quand l'incendie de véhicule dégage lui-même une très forte puissance, et relativement tard dans le développement de l'incendie).

L'incendie d'installations situées en locaux techniques peut atteindre des puissances plus élevées. Ces locaux étant fermés, la dynamique de l'incendie est très différente de celle dans un tunnel. On peut dans ce cas utiliser les méthodes classiques de détection et de lutte contre l'incendie.

Les incendies en tunnel qui sont dangereux pour les usagers sont donc les incendies de véhicules présents dans le tunnel. L'incendie peut se produire en tout endroit du tunnel avec tout type de véhicule et de chargement du véhicule. Les caractéristiques de l'incendie seront fortement variables d'un cas à l'autre. La puissance thermique d'un incendie de véhicule varie entre moins de 2 MW (petit incendie de véhicule de tourisme) et 200 MW (incendie d'une citerne d'hydrocarbures).

La plupart de ces incendies sont causés par une inflammation spontanée des véhicules par défaillance technique (échauffement anormal, court-circuit, ...). En revanche, la quasi totalité des incendies ayant entraîné des décès est consécutive à un accident (à l'exception notable du dramatique incendie de mars 1999 dans le tunnel du Mont-Blanc).

L'ordre de grandeur des taux d'incendie est de 2 pour 10^8 véh.km pour les véhicules léger, et de 7 pour 10^8 véh.km pour les poids-lourds. Les incendies de poids lourds qui n'ont pas pu être éteints par les usagers et dont la puissance a dépassé 10 à 20 MW ont un taux d'occurrence d'environ 1 pour 10^8 véh.km (en réalité, le nombre d'incendies importants est trop faible pour garantir la précision du chiffre donné dans ce cas).

1.2.2 Les dangers lors d'un incendie en tunnel

L'ordre d'apparition des dangers pour les personnes lors d'un incendie en tunnel est en général le suivant :

- le premier effet est l'arrivée des fumées, qui sont très opaques et gênent considérablement l'évacuation des usagers,
- dans un second temps, les usagers qui n'ont pas pu évacuer le tunnel à cause du manque de visibilité sont incommodés voire asphyxiés par les fumées dégagées par l'incendie, dont le niveau de toxicité augmente progressivement,
- enfin, la chaleur dégagée par l'incendie provoque de fortes élévations de température, pouvant mettre en danger directement des personnes (par convection ou par rayonnement), mais aussi détruire ou endommager des véhicules ou des composants du tunnel parfois indispensables à la sécurité des usagers (éclairage, ventilation, systèmes de communications, faux plafonds, ...).

Les ordres de grandeur des conditions ambiantes critiques pour les usagers sont une visibilité de moins de 10 m, une température entre 60 et 80°C selon l'humidité de l'air, et un rayonnement de

l'ordre de 2 kW/m². La toxicité reste en général acceptable tant que les conditions minimum de visibilité décrites ci-dessus sont assurées. C'est donc bien la perte de visibilité qui est le danger fondamental, car sans visibilité, il devient impossible d'évacuer l'espace enfumé, ce qui conduit à devoir respirer un air chargé en substances toxiques pendant un temps trop long pour permettre la survie.

Pour les services de lutte contre le feu munis d'équipements adaptés (en particulier des appareils respiratoires), la température critique est de l'ordre de 100°C et le rayonnement critique de 5 kW/m².

1.2.3 Puissances de référence et température atteinte

Un incendie de voiture dégage en général de l'ordre de 5 MW, et qu'un incendie de poids-lourd peut dégager jusqu'à 200 MW (à comparer avec la puissance typique d'un radiateur électrique, de l'ordre de 0,003 MW, et à celle d'une tranche de centrale nucléaire, de 1300 MW). Cette puissance varie beaucoup selon les circonstances de l'incendie : selon les véhicules impliqués et leur chargement, mais aussi de manière fondamentale selon les conditions d'alimentation en air frais et selon la surface de contact qu'offre le combustible avec l'air frais.

Afin de contourner l'incertitude sur les puissances, la réglementation définit des incendies de dimensionnement, dont la puissance correspond à des incendies violents (voir tableau 1.1). Il est à noter que les incendies de dimensionnement ne sont pas les plus violents imaginables : ils résultent d'un compromis permettant un dimensionnement raisonnable de la ventilation. Ils recouvrent la quasi-totalité des incendies pouvant se produire effectivement. Des incendies plus violents peuvent être pris en compte lors de l'étude spécifique des dangers, afin de tester le niveau de sécurité d'un tunnel dans un tel cas.

type de tunnel	incendie de dimensionnement
gabarit autorisé inférieur à 2 m	8 MW
gabarit autorisé compris entre 2 et 3,50	15 MW
gabarit autorisé supérieur à 3,50 m et tunnel interdit aux transports de marchandises dangereuses	30 MW
gabarit autorisé supérieur à 3,50 m et tunnel autorisé aux transports de marchandises dangereuses	200 MW (*)

TAB. 1.1 – *Incendies de dimensionnement de la ventilation ; (*) la réglementation prévoit de dimensionner la ventilation transversale sur la base de 30 MW dans ce cas.*

Dans des cas extrêmes, les températures peuvent atteindre jusqu'à 1300°C, alors que dans un feu de bac de fioul à l'air libre, elles ne dépassent pas les 800°C. Ces températures extrêmes sont dues au fait que le feu est bien alimenté en oxygène car le tunnel est ouvert aux deux extrémités, mais aussi à l'effet de four qui peut préchauffer l'air arrivant dans la zone de combustion.

1.3 Comportement des fumées en cas d'incendie

Un incendie produit des fumées chaudes qui tendent à se plaquer en sous-face de la voûte ou du plafond du tunnel. Selon le courant d'air longitudinal, mais aussi selon la pente du tunnel, le comportement des fumées est différent.

1.3.1 Mouvement des fumées dans de l'air au repos

En l'absence de courant d'air longitudinal, les fumées se maintiennent en partie haute du tunnel sur d'assez longues distances (voir par exemple figure 1.1). Si le tunnel n'est pas en pente, les fumées se propagent de façon symétrique dans les deux directions à une vitesse de l'ordre de 1 à 2 m/s pour un incendie de véhicule léger, et vraisemblablement à plus de 4 m/s pour une citerne d'essence (figure 1.2(a)). Au fur et à mesure de sa progression, la couche de fumées se refroidit et sa vitesse diminue. Une couche d'air frais se maintient sous la couche de fumée sur plusieurs centaines de mètres ; elle est entraînée en direction de l'incendie.

En continuant de s'éloigner, les fumées se rapprochent du sol et sont susceptibles d'être renvoyées vers le feu par le courant d'air contraire. Elles occupent alors tout l'espace du tunnel (figure 1.2(b)).



FIG. 1.1 – Exemple de nappe de fumée stratifiée.

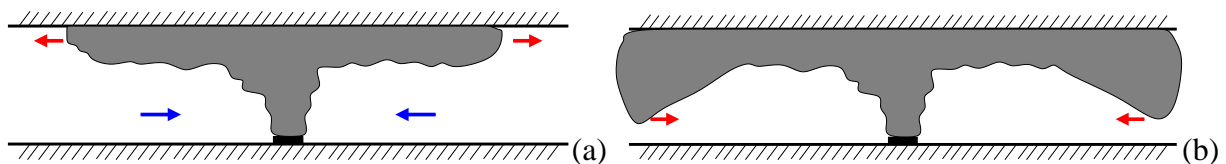


FIG. 1.2 – Comportement des fumées en l'absence de pente et de courant d'air ; (a) développement initial ; (b) comportement après un certain temps (dans ce schéma, comme dans tous les schémas montrant le mouvement des fumées, les échelles verticales sont très dilatées par rapport aux échelles horizontales).

1.3.2 Influence du courant d'air longitudinal

En présence d'un courant d'air longitudinal suffisant, toujours en l'absence de pente, l'ensemble des fumées est poussé d'un seul côté par le courant d'air. On appelle vitesse critique (notée ici V_C) la vitesse de l'air (en moyenne sur une section au vent du foyer à partir de laquelle toutes les fumées sont repoussées d'un seul côté. Les figures 1.3(a) et (b) montrent la situation quand la vitesse de l'air est inférieure à V_C . On y voit en particulier le phénomène de nappe de retour (*backlayering* en anglais), qui consiste en une couche stable de fumées au vent du foyer. La figure 1.3(c) montre la situation quand la vitesse de l'air est nettement supérieure à V_C . La

vitesse critique V_C est de l'ordre de 1 à 2 m/s pour un incendie de véhicule léger, de 2 à 3 m/s pour un incendie de poids lourd, et ne dépasse pas 4 m/s pour un incendie de citerne d'essence.

On définit la vitesse de déstratification V_d , telle que si la vitesse du courant d'air (en moyenne sur une section au vent du foyer et hors d'une éventuelle nappe de retour) est inférieure à V_d alors l'écoulement reste stratifié, et si elle est supérieure à V_d il devient déstratifié (cas b et c de la figure 1.3). La définition précise de V_d est délicate, car la fumée peut être stratifiée à proximité du foyer et se déstratifier plus loin (voir figure 1.3(b)), et cette stratification dépend de la présence d'obstacles dans le tunnel.

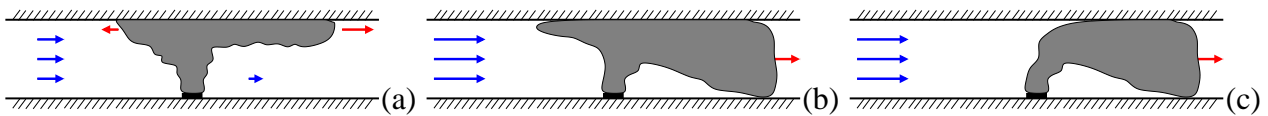


FIG. 1.3 – Comportement des fumées en l'absence de pente et en présence de courant d'air ; (a) $V < V_d$; (b) $V_d < V < V_C$; (c) $V > V_C$.

Le tableau 1.2 donne des ordres de grandeur des températures atteintes en voûte pour une vitesse de courant d'air de l'ordre de V_C .

distance au foyer	10 m	100 m	200 m	400 m
véhicule léger	250°C	80°C	40°C	30°C
poids lourd	700°C	250°C	120°C	60°C
citerne d'essence	>1000°C	400°C	200°C	100°C

TAB. 1.2 – Ordre de grandeur des températures des fumées en voûte sous le vent du foyer pour une vitesse du courant d'air de l'ordre de la vitesse critique.

1.3.3 Effet de la pente

L'éventuelle déclivité longitudinale du tunnel a pour conséquence de modifier le mouvement des fumées, à cause de la poussée d'Archimède exercée sur les fumées chaudes (*effet cheminée*). De même que dans le cas où la déclivité est nulle, selon la valeur du courant d'air, les fumées restent stratifiées ou non, comme illustré sur la figure 1.4. En toute rigueur la vitesse de déstratification V_d et la vitesse critique V_C dépendent de la pente. Compte tenu des ordres de grandeur des pentes (inférieures à 10 %), on ne tient pas toujours compte de cette dépendance.

1.4 les différents systèmes de ventilation

En cas d'incendie, deux stratégies sont possibles :

- ou bien viser à pousser toutes les fumées d'un seul côté du foyer, protégeant par là même les usagers présents du côté d'où vient le courant d'air longitudinal, mais mettant en dangers les usagers éventuellement présents du côté opposé ; il s'agit de la **stratégie longitudinale**.
- ou bien viser à conserver la stratification des fumées, les usagers se trouvant alors dans une couche d'air frais située sous les fumées ; il s'agit de la **stratégie transversale**².

2. Dans certains cas, on autorise un système ventilation longitudinal dans des tunnels avec trafic bidirectionnel

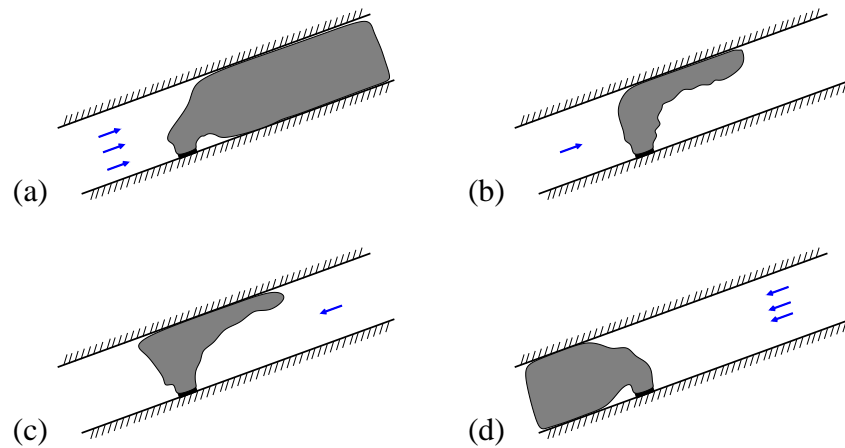


FIG. 1.4 – Comportement des fumées dans un tunnel en pente ; (a) courant d'air ascendant fort ; (b) courant d'air ascendant modéré ; (c) courant d'air descendant modéré ; (d) courant d'air descendant fort.

En situation normale d'exploitation, les véhicules qui passent dans le tunnel émettent des polluants (en particulier, des oxydes d'azote NO et NO₂, des poussières et du monoxyde de carbone CO). Afin de limiter la concentration en polluants, on procède par dilution, en mélangeant de l'air pollué avec de l'air 'propre' (dit 'air frais'). L'air frais peut être introduit :

- ou bien au moyen d'un courant d'air longitudinal entrant par l'une des têtes du tunnel,
- ou bien au moyen de bouches d'insufflation réparties sur la longueur du tunnel.

Dans le premier cas, le courant d'air est en général créé par des ventilateurs situés sous la voûte du tunnel, et on parle de **système longitudinal**. Dans le second cas, l'air frais est insufflé à partir de gaines alimentées par des stations de ventilation (ou 'usines de ventilation'), et on parle de **système transversal**.

La figure 1.5 montre l'application concrète des deux systèmes, par l'usage d'accélérateurs en système longitudinal, et avec des gaines en système transversal.

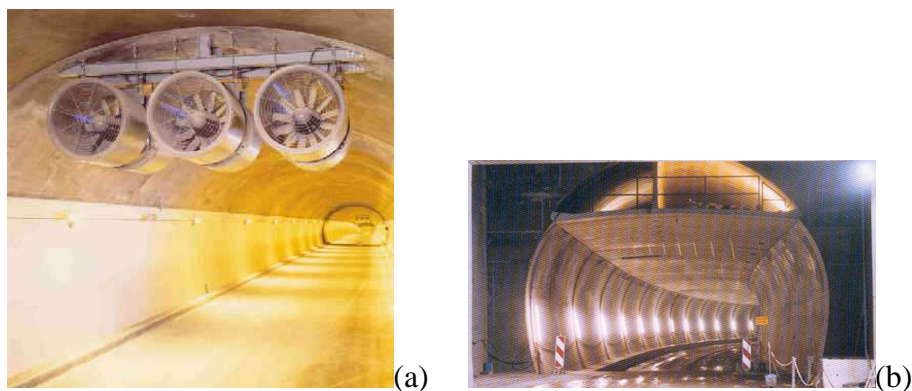


FIG. 1.5 – (a) accélérateurs accrochés en sous-voûte d'un tunnel ventilé longitudinalement ; (b) gaines de ventilation d'un tunnel ventilé transversalement, en cours de construction.

ou risque de congestion ; on commande alors la ventilation en 2 temps : dans un premier temps, on vise à conserver la stratification des fumées en limitant le courant d'air à une valeur modérée (appliquant de ce fait une 'stratégie transversale') puis dans un second temps, pour permettre la lutte contre le feu, on peut mettre en fonctionnement la ventilation longitudinale.

1.5 Rappels sur la méthode des pertes de charge

On se contentera ici de brefs rappels sur la méthode des pertes de charge. Pour une introduction complète, voir la référence [15].

Dans un écoulement turbulent en conduite, on montre que l'équation de Bernoulli sur une ligne de courant moyenne, entre les points A et B, s'écrit :

$$H_A - H_B = -\rho \int_A^B (\nu \Delta \underline{U} + \text{div} \underline{R}) \cdot d\underline{\ell}.$$

avec $H = \frac{1}{2}\rho U^2 + \rho g z + P$.

Dans le cas d'un écoulement turbulent dans une conduite rectiligne de longueur L et de section fixée, on définit le diamètre hydraulique de la conduite par $D_H = \frac{4A}{\chi}$, où A est l'aire d'une section et χ son périmètre. La vitesse U est alors approximativement égale à sa moyenne sur une section. La perte de charge ΔH est donc fonction de L , D_H , ν , U et ζ la hauteur des indentations de la surface de la conduite. De plus, ΔH doit être proportionnel à L . En conséquence,

$$\Delta H = \frac{1}{2}\rho U^2 \frac{L}{D_H} \lambda_C(Re, \zeta/D_H)$$

avec $Re = UD_H/\nu$.

Une analyse de l'équilibre des forces dans la conduite montre que la contrainte pariétale τ_p , c'est à dire la contrainte de frottement aux parois, est liée au coefficient de perte de charge par la formule $u_* = \sqrt{\frac{\lambda_C}{8}} U$ (u_* est définie par $|\tau_p| = \rho u_*^2$).

Le coefficient de perte de charge peut alors être calculé par des considérations sur les profils de vitesse, et on en déduit l'abaque de Moody (voir [15] page 151) qui permet de déterminer de façon pratique λ_C .

Lorsque le conduit contient des variations de section, des coudes ou autres évènements localisés, il faut prendre en compte les pertes de charge singulières leur correspondant, par le biais du coefficient de perte de charge singulière associé, $\delta H = \frac{1}{2}\rho V^2 \xi_c$.

Les pompes et ventilateurs de conduit sont associés à une remontée de charge $\Delta H = r\Phi/Q$ où Φ est la puissance électrique du ventilateur, Q le débit volumique passant par le ventilateur et r son rendement. Un ventilateur est caractérisé par sa courbe caractéristique qui lie ΔH à Q (voir figure 1.6).

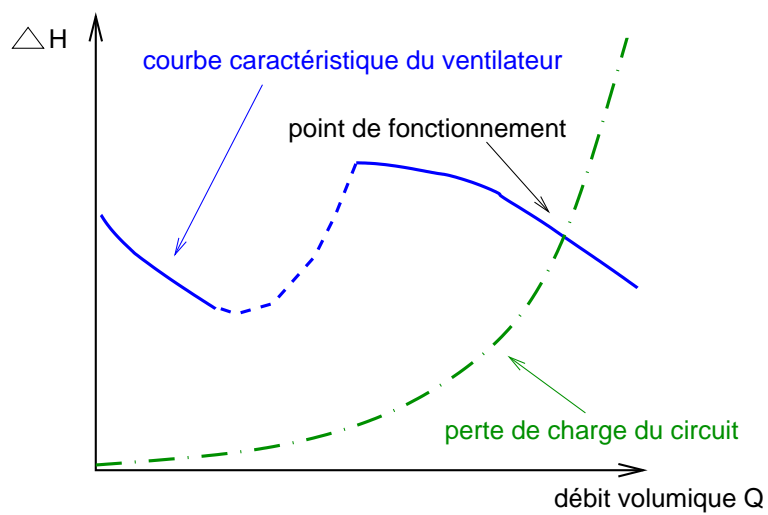


FIG. 1.6 – Courbe caractéristique typique d'un ventilateur; traits pleins : zone de fonctionnement normal; pointillés : zone de pompage; traits d'axe : pertes de charge dans le circuit.

Chapitre 2

La dilution des polluants en tunnel

Les gaz d'échappement émis par les véhicules peuvent avoir plusieurs types d'effets pour les personnes présentes en tunnel :

- des effets sur la santé à court et à long terme dus à la toxicité des polluants,
- des effets sur la sécurité liés à la visibilité et à la distance d'arrêt en fonction de la vitesse autorisée,
- des effets sur le stress des usagers, liés à la transparence de l'air et aux odeurs.

Les taux limites de pollution fixés pour la détermination des débits d'air frais et le fonctionnement de la ventilation ne se réfèrent explicitement qu'à la toxicité et à la visibilité. Toutefois, ils incluent des marges par rapport à ce qui serait strictement nécessaire pour respecter ces deux critères afin de tenir compte des effets de synergie avec d'autres polluants non spécifiquement désignés ainsi que de la notion de confort (stress). Les taux de pollution jugés admissibles ont progressivement diminué au fil des années pour faire bénéficier les usagers des réductions d'émission de polluants des nouveaux véhicules et pour aller vers un meilleur niveau de service.

La stratégie utilisée pour limiter les niveaux de polluants en tunnel est de les diluer avec de l'air extérieur le moins chargé possible en polluant (dit 'air frais'). En ventilation naturelle ou longitudinale, l'air frais pénètre par l'une des têtes et est rejeté à l'autre. En ventilation transversale, cet air est soufflé par des bouches de soufflage réparties sur toute la longueur du tunnel et rejeté aux têtes ou aspiré par des bouches d'extraction réparties.

Les véhicules émettent divers polluants, en particulier le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NO_x), des poussières génératrices d'opacité, le benzène et d'autres composés organiques volatiles, etc. On ne peut pas mesurer tous les polluants émis, et on utilise un nombre limité de polluants 'traceur' de la pollution automobile, c'est à dire des polluants qui sont à la fois représentatifs du trafic et relativement simples à mesurer avec précision. Ainsi, on peut au moyen de mesures sur ce polluant, limiter les niveaux en les autres polluants. Par exemple, le benzène serait un très mauvais traceur car il est difficile à mesurer, et surtout il est très peu émis par les véhicules diesel et donc limiter les niveaux de benzène seulement pourrait conduire à une atmosphère très chargée de fumées de diesel.

Dans les années 70, le monoxyde de carbone était à la fois le plus dangereux et un excellent traceur. A partir des années 80-90, des normes européennes d'émission des polluants par les véhicules ont été mises en places (normes Euro 0 ou pré-Euro, puis Euro 1, 2, 3 et 4) et ont conduit à de très importants progrès en matière d'émission de polluants (voir tableau 2.1). La baisse très forte des émissions de monoxyde de carbone a conduit au besoin d'utiliser d'autres polluants comme traceurs. Les traceurs retenus sont en France : le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NO_x) et l'opacité, qui caractérise de façon simple le niveau de poussières en tunnel.

		Pré-Euro	Euro 1	Euro 2	Euro 3	Euro 4
année d'application		-	1992	1996	2000	2005
VL essence	CO	300 l/h	50 l/h	40 l/h	40 l/h	20 l/h
	opacité	-	-	-	-	-
	NO _x	48 l/h	7,2 l/h	5 l/h	4 l/h	2,5 l/h
VL diesel	CO	45 l/h	15 l/h	15 l/h	12 l/h	10 l/h
	opacité	43 m ² /h	20 m ² /h	20 m ² /h	12m ² /h	6 m ² /h
	NO _x	23 l/h	13 l/h	13 l/h	10,5 l/h	5 l/h
PL	CO	212 l/h	138 l/h	138 l/h	95 l/h	49 l/h
	opacité	156 m ² /h	101 m ² /h	39 m ² /h	28m ² /h	5 m ² /h
	NO _x	280 l/h	154 l/h	126 l/h	87 l/h	62 l/h

TAB. 2.1 – Émissions de polluants des véhicules en fonction de leur classe Euro, d'après le guide [3]; les chiffres sont donnés pour des véhicules moyens à une vitesse stabilisée de 60 km/h à plat (le PL considéré est un PL de 10t 150 ch); une étape Euro 5 est en projet pour 2010.

2.1 Modélisation de l'émission des polluants

Les véhicules circulant en tunnel sont de divers types (VL, PL) et époques de conception (classes Euro 0 à Euro 4). Pour un véhicule (repéré par l'indice $(.)_i$) roulant à une certaine vitesse V_i supposée constante, on peut définir son émission en un polluant donné comme la quantité de polluant émise par unité de temps :

$$e_i = \frac{dE_i}{dt}$$

où $E_i(t)$ est la quantité de polluant émise par le véhicule depuis le démarrage du moteur.

Par ailleurs, on définit $e(x,t)dxdt$ la quantité de polluant émise dans le tunnel entre les abscisses x et $x + dx$ pendant l'intervalle de temps $[t, t + dt]$.

Si on raisonne en moyenne sur un intervalle de temps Δt long devant le temps mis par les véhicules pour traverser le tunnel (supposé de longueur L), on peut définir une émission moyenne

$$\bar{e} = \frac{1}{L} \frac{1}{\Delta t} \int_0^L \int_t^{t+\Delta t} e dx dt.$$

Si on note N le nombre de véhicules ayant traversé le tunnel pendant l'intervalle de temps Δt , on a donc

$$\bar{e} = \frac{N}{\Delta t} \frac{\bar{e}_i}{\bar{V}_i}$$

avec $\bar{V}_i = \frac{1}{N} \sum V_i$ et $\bar{e}_i = \frac{\bar{V}_i}{N} \sum \frac{e_i}{\bar{V}_i}$

2.2 Profils moyens de pollution

2.2.1 Bilans de polluants

Du fait du trafic automobile, l'air est très turbulent en tunnel, et les concentrations sont relativement uniformes sur les sections de tunnel. On retient donc pour analyser les profils de polluants l'hypothèse de 'bon mélange' selon laquelle les concentrations ne dépendent que de l'abscisse le long du tunnel. De plus, on néglige les réactions chimiques entre polluants dans un premier temps.

Le bilan de la quantité de polluants entre l'abscisse x et l'abscisse $x + dx$ s'écrit, en moyenne temporelle :

$$C(x)u(x)Sdt + n\bar{e}dxdt + C_0q_i(x)dxdt = C(x+dx)u(x+dx)Sdt + C(x)q_e(x)dxdt$$

où C est la concentration de polluants à une abscisse donnée, u la vitesse de l'air à cette même abscisse, S la section du tunnel, n la densité de véhicules (nombre de véhicules par unité de longueur), x l'abscisse le long du tunnel, C_0 le taux de pollution de l'air frais, q_i le débit d'air frais injecté par unité de longueur et q_e le débit d'air vicié éventuellement extrait par unité de longueur. On en déduit :

$$\frac{d(uC)}{dx} = \frac{n\bar{e}}{S} + C_0\frac{q_i}{S} - C\frac{q_e}{S}. \quad (2.1)$$

2.2.2 Profils en ventilation longitudinale

En ventilation longitudinale, la vitesse de l'air u est constante et $q_i = q_e = 0$. On a donc :

$$\frac{dC}{dx} = \frac{n\bar{e}}{Su}.$$

Le profil de polluant est donc linéaire (cf. fig 2.1),

$$C(x) = C_0 + \frac{n\bar{e}}{Su}x.$$

Pour conserver la pollution en dessous d'une limite, il y a donc une vitesse minimale de l'air, d'autant plus élevée que les émissions sont élevées et que le tunnel est long. Or on souhaite limiter la vitesse de l'air à des valeurs typiquement inférieures à 8-10 m/s. Le système longitudinal a donc une longueur maximale d'application selon le trafic dans le tunnel.

2.2.3 Profils en ventilation transversale pure

Jusqu'à présent, on a défini un système de ventilation transversal comme un système pour lequel l'air frais pour la ventilation sanitaire est insufflé par des bouches réparties. Un système transversal peut aussi disposer de bouches d'extraction utilisées en ventilation sanitaire, et on distingue, de façon fine, les systèmes :

- transversal pur, pour lequel le débit extrait est égal au débit insufflé,
- semi-transversal, pour lequel le débit extrait est nul,
- transversal partiel, pour lequel le débit extrait est inférieur au débit insufflé.

En transversal pur, $q_i = q_e$ (noté q) et donc la vitesse de l'air est constante dans le tunnel. On a donc :

$$\frac{dC}{dx} = \frac{n\bar{e}}{Su} - (C - C_0)\frac{q}{Su}.$$

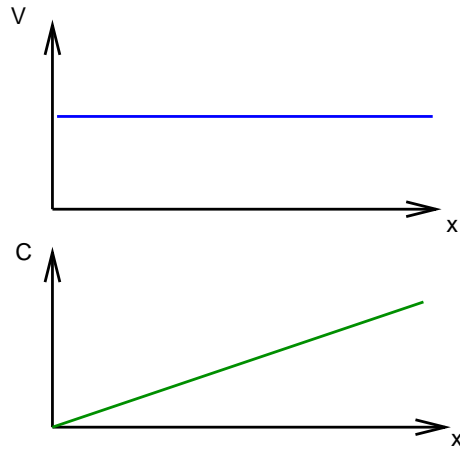


FIG. 2.1 – Profils de vitesse et de concentration en ventilation longitudinale

En intégrant l'équation différentielle, il vient donc (cf. fig 2.2) :

$$C = C_0 + \frac{n\bar{e}}{q}(1 - e^{-qx/(Su)}).$$

Ce système permet donc de garantir, quelle que soit la vitesse de l'air, un niveau bas de pollution, $C < C_0 + \frac{n\bar{e}}{q}$. L'inconvénient est que le circuit d'extraction d'air nécessite des ventilateurs puissants pouvant consommer beaucoup d'électricité. Du fait de la baisse des émissions polluantes depuis une trentaine d'années, on est conduit à rechercher des systèmes plus adaptés, et à ce titre plus économes.

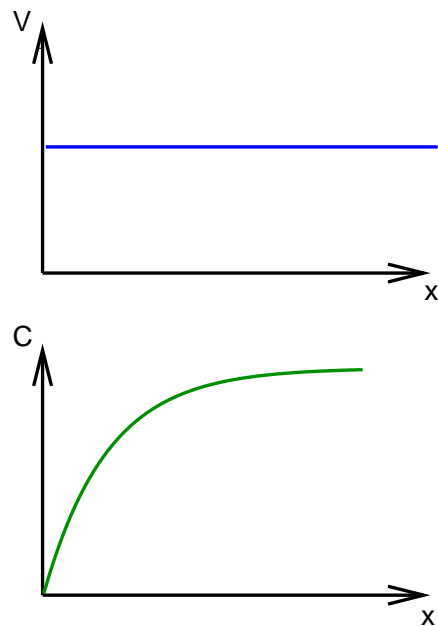


FIG. 2.2 – Profils de vitesse et de concentration en ventilation transversale pure (dans le cas $C_0 = 0$).

2.2.4 Profils en semi transversal et transversal partiel

En semi-transversal ou en transversal partiel, la vitesse de l'air n'est pas constante. En effet, un bilan de conservation de matière s'écrit :

$$\rho u(x) dt dS + \rho q_i dt dx = \rho u(x+dx) dt dS + \rho q_e dt dx$$

c'est à dire

$$\frac{du}{dx} = \frac{q_i - q_e}{S}$$

Pour des débits d'insufflation et d'extraction uniformes, cela s'intègre en :

$$u = u(x=0) + \frac{q_i - q_e}{S} \cdot x.$$

On en déduit :

$$\frac{d(uC)}{dx} = u \frac{dC}{dx} + C \cdot \frac{q_i - q_e}{S}$$

et donc l'équation (2.1) devient :

$$u \frac{dC}{dx} = \frac{n\bar{e}}{S} - \frac{q_i}{S} \cdot (C - C_0)$$

On note $C' = C - C_0$. Supposons dans un premier temps que u ne s'annule pas dans le tunnel. Sans nuire à la généralité, on peut supposer que $u_0 > 0$ (on rappelle que $q_i > q_e \geq 0$). L'équation d'évolution de la concentration devient :

$$\frac{dC'}{dx} = \frac{-\frac{q_i}{S}C' + \frac{n\bar{e}}{S}}{u_0 + \frac{q_i - q_e}{S} \cdot x}$$

ce qui s'intègre en :

$$C = C_0 + \frac{n\bar{e}}{q_i} \left[1 - \left(1 + \frac{q_i - q_e}{Su_0} \cdot x \right)^{-(q_i - q_e)/q_i} \right]$$

Il est à noter que pour x grand, la concentration en polluant tend vers $C_0 + \frac{n\bar{e}}{q_i}$, tout en restant toujours inférieure à cette valeur. Ceci est semblable au cas du transversal pur, et ne dépend pas de la valeur du débit extrait. L'unique rôle de l'extraction est donc de permettre de limiter la valeur du courant d'air, qui autrement croît avec l'abscisse dans le tunnel.

Dans le cas de la ventilation semi-transversale ($q_e = 0$), l'expression se simplifie en (cf. fig 2.3a) :

$$C = C_0 + \frac{n\bar{e}x}{Su_0 + q_i x}$$

Pour étudier le cas où la vitesse s'annule, on fait tendre u_0 vers 0, et on voit que C' tend de plus en plus vite vers sa valeur asymptotique $\frac{n\bar{e}}{q_i}$. Quand la vitesse s'annule dans le tunnel, on a donc (cf. fig 2.3b) :

$$C = C_0 + \frac{n\bar{e}}{q_i}.$$

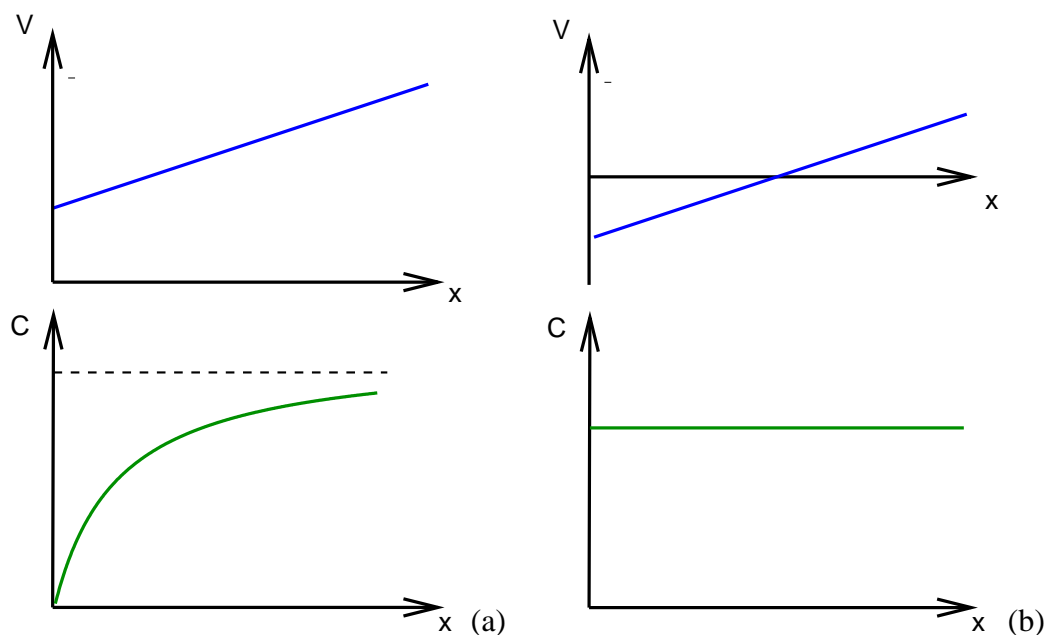


FIG. 2.3 – (a) profils de vitesse et de concentration en ventilation semi-transversale quand la vitesse ne s'annule pas dans le tunnel; (b) profils quand la vitesse s'annule dans le tunnel (pour ces deux figures, $C_0 = 0$).

2.2.5 Systèmes utilisant uniquement de l'extraction répartie

En l'absence d'insufflation d'air frais, l'équation 2.1 devient :

$$\frac{d(uC)}{dx} = \frac{n\bar{e}}{S} - C\frac{q_e}{S}.$$

avec

$$u = u_0 - \frac{q_e}{S} \cdot x$$

Ce qui, en supposant que $u > 0$ dans tout le tunnel, s'intègre en :

$$C = C_0 - \frac{n\bar{e}}{q_e} \ln\left(1 - \frac{q_e x}{S u_0}\right)$$

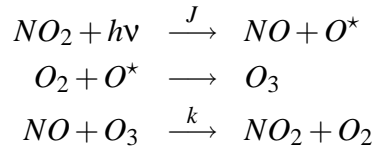
soit $C = C_0 + \frac{n\bar{e}}{q_e} \ln \frac{u_0}{u}$.

Si la vitesse admet un point de vitesse nulle en tunnel, on a donc une singularité logarithmique, et donc un point de concentration virtuellement infinie. Du fait des mécanismes de diffusion, cette concentration ne sera bien sûr pas infinie, mais pourra atteindre des valeurs très élevées, que la ventilation ne pourra pas faire baisser. La présence d'un point de vitesse nulle dépend des conditions météorologiques et des conditions de trafic, et on ne peut donc pas exclure qu'elle ne survienne. Ceci conduit à écarter les systèmes utilisant uniquement de l'extraction répartie en ventilation sanitaire.

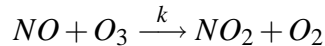
2.2.6 Prise en compte de la chimie des oxydes d'azote

Jusqu'à présent, on a fait l'hypothèse que les polluants sont chimiquement inertes. En réalité, l'un au moins des polluants est très réactif : le dioxyde d'azote NO_2 . La chimie des oxydes

d'azotes peut être représentée de façon simplifiée par le cycle de Chapman :



Dans les équations ci-dessus, O^* est l'oxygène en radical, et hv représente l'effet de rayonnements ultraviolets. La constante k vaut, pour les températures usuelles, $1,127 \times 10^4 \text{ mol}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. La constante J dépend de l'intensité en éclairage ultraviolet, et on la considère comme quasiment nulle en tunnel (car les appareils d'éclairage émettent un rayonnement ultraviolet très faible comparé à celui du soleil). Le cycle de Chapman se réduit donc, à l'intérieur d'un tunnel, à :



Il se trouve que les véhicules émettent les oxydes d'azote dans la proportion de 10 % de NO_2 et 90 % de NO , et que le NO_2 est le plus toxique des oxydes d'azote.

L'air entrant dans le tunnel est chargé en pollution de fond, notamment en ozone. Au cours de son trajet en tunnel, cet ozone va réagir avec le monoxyde d'azote, jusqu'à épuisement de la réserve en ozone. En fait, les émissions en oxyde d'azote sont élevées, et au bout d'une distance de tunnel assez faible, tout l'ozone aura réagi, et en sortie de tunnel, on trouvera (on note avec un indice f ($[\cdot]_f$) les niveaux de pollution de fond dans l'air ambiant) :

$$[O_3] = 0 \quad , \quad [NO_2] = [NO_2]_f + [O_3]_f + \frac{e_{NO_2}L}{Q} \quad , \quad [NO] = [NO]_f - [O_3]_f + \frac{e_{NO}L}{Q}$$

Si le tunnel est un tunnel très pollué, les niveaux de fond sont faibles comparés aux niveaux émis par les véhicules, et on a :

$$[O_3] = 0 \quad , \quad [NO_2] \approx \frac{e_{NO_2}L}{Q} \quad , \quad [NO] \approx \frac{e_{NO}L}{Q}$$

c'est à dire que l'on se retrouve avec les mêmes niveaux que s'il n'y avait pas eu de réaction chimique, hormis le fait que l'air a été nettoyé de son ozone.

La prise en compte de la chimie des oxydes d'azote ne modifie donc pas les conditions de ventilation sanitaire des tunnels. La principale est l'absence d'ozone du rejet du tunnel.

2.3 La commande de la ventilation sanitaire

La ventilation sanitaire est utilisée en exploitation normale. On pourrait la mettre en fonctionnement au régime maximum en permanence, ou du moins à des heures déterminées à l'avance comme nécessitant l'emploi de la ventilation. Le nombre d'heures de fonctionnement de la ventilation sanitaire en régime maximal serait très élevé, alors que ce régime n'est nécessaire que pour les pointes de trafic. Il est donc important de mettre en place un mode de commande qui permette d'adapter le régime de ventilation aux besoins effectifs, ce qui permet de maîtriser la consommation électrique.

Pour ce faire, on dispose des capteurs de pollution dans le tunnel, et on se sert de l'information fournies par ces capteurs comme point de départ à une régulation en boucle fermée.

Lorsque l'on veut modéliser un tunnel en fonctionnement afin d'étudier les algorithmes de régulation, il est fondamental de prendre en compte le fait que le trafic est aléatoire.

2.3.1 Modèle de trafic instationnaire

Le modèle de trafic est fondamental, car :

- par le pistonnement, il détermine la vitesse longitudinale de l'air, et donc une part très importante (ou la totalité) de l'air frais pouvant diluer les polluants ;
- selon son appartenance à une classe de pollution ou une autre, un véhicule d'un gabarit donné peut être extrêmement polluant ou au contraire très propre.

De plus, l'instationnarité du trafic est de deux natures :

- pour un trafic moyen fixé, il y a des fluctuations du trafic instantané (par exemple donnée en intervalle de temps entre deux véhicules et en classe Euro),
- au cours d'une journée, le trafic moyen évolue, en quantité comme en répartition (en particulier, le trafic VL est plus intense dans les pointes du matin et du soir, mais le trafic PL peut être plus faible à ces heures).

Dans la présente description, chaque véhicule est identifié par une étiquette i (c'est donc une description Lagrangienne). L'instant où le véhicule i rentre dans le tunnel est noté t_i et sa classe Euro est notée Euro_i . Pour ce type de véhicule et cette classe Euro, l'émission du polluant considéré est supposée égale à l'émission moyenne pour ce type de véhicule dans cette classe, e_i . En effet, dans l'état actuel des connaissances, il n'y a pas de description des fluctuations autour de la moyenne des émissions d'un véhicule de type et de classe Euro donnés.

Soit

$$\chi_\varepsilon(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon} & \text{si } \xi \in [-\varepsilon/2, \varepsilon/2] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Si on suppose que l'émission d'un véhicule est répartie sur une longueur εL ($\varepsilon \ll 1$), on peut approximer l'émission au point x du véhicule positionné en x_i par $\frac{e_i}{L} \chi_\varepsilon(\frac{x-x_i}{L})$, et en passant à la limite pour $\varepsilon \rightarrow 0$, cela s'écrit $\frac{e_i}{L} \delta(\frac{x-x_i}{L})$, où δ est la fonction de Dirac.

On a donc :

$$e(x,t) = \sum_i \frac{e_i}{L} \delta\left(\frac{x-x_i}{L}\right)$$

la somme étant prise sur tous les véhicules présents dans le tunnel à l'instant t . Or on a $x_i = V_i(t - t_i)$. La somme est donc prise sur les indices i tels que $t - \frac{L}{V_i} < t_i < t$

Le temps entre deux véhicules, $t_i - t_{i-1}$ est supposé donné par un processus de Poisson dont le paramètre est l'intervalle de temps moyen entre deux véhicules.

2.3.2 Algorithmes de commande : régulation en boucle fermée

En ventilation sanitaire, l'objectif est de maintenir le niveau de pollution en dessous des seuils réglementaires pour un coût énergétique minimal. On dispose donc des capteurs de pollution dans le tunnel, et un algorithme de commande permet de mettre en route la ventilation pour éviter de dépasser les seuils.

On se contente ici de regarder l'exemple de la ventilation longitudinale avec deux polluants a et b (par exemple l'opacité et le NO_2).

Un bilan de quantité de mouvement (voir plus loin) donne :

$$\rho L \frac{du}{dt} = n_{acc} \frac{F}{S} + \Delta Pa + \sum_{\text{véhicules}} C_x \Sigma \cdot \frac{1}{2} \rho (V-u) |V-u| - \frac{1}{2} \rho u^2 \left(\frac{L}{D_H} \lambda_c + \xi_e + \xi_s \right)$$

avec $F = k_0 F_0 \frac{\rho}{\rho_0} (1 - u/W)$ la poussée d'un accélérateur, n_{acc} le nombre d'accélérateurs en fonctionnement et $C_x \Sigma$ le produit du coefficient de traînée d'un véhicule par son maître-couple.

Le terme de contre-pression ΔP_a représente l'influence de la différence de pression atmosphérique aux têtes (voir [5]). La dilution sera d'autant plus efficace que u sera élevée. Un contrôle consiste donc à se donner une loi $n_{acc} = n(C_a, C_b)$. On notera n_{max} le nombre total d'accélérateurs installés en tunnel.

Algorithmes couramment employés

Le plus souvent, on emploie des algorithmes à seuils avec temporisation d'arrêt. Pour un système à un seul polluant, on définit 4 seuils, par ordre croissant :

- S_1 descente
- S_2 montée lente
- S_3 montée rapide
- S_4 passage au régime maximum

On définit par ailleurs un temps de scrutation T_s , fixé par exemple à 5 minutes, ainsi que des régimes de ventilation, le régime 1 correspondant à l'arrêt et le régime maximal à la marche de la ventilation à 100 %. Le paramétrage de la puissance de la ventilation en fonction du régime vise à faire que le débit soit proportionnel au régime. Enfin, une temporisation de changement de régime T_r est introduite (fixé d'habitude à 10 minutes).

L'algorithme est le suivant : si le temps T_s s'est écoulé depuis la dernière scrutation, alors on réalise une nouvelle scrutation (baséesur le niveau de pollution C en moyenne sur la longueur de l'ouvrage et sur les 15 minutes précédentes) :

- Si $C < S_1$ et que le dernier changement de régime est plus ancien que le temps T_r , alors on décroît d'un régime ;
- si $S_1 < C < S_2$, on conserve le régime précédent ;
- si $S_2 < C < S_3$, on augmente la ventilation d'un régime ;
- si $S_3 < C < S_4$, on augmente la ventilation de deux régimes ;
- si $S_4 < C$, on passe au régime maximum.

Dans le cas où il y a plusieurs polluants (ce qui est en fait toujours le cas : CO , NO et opacité), on retient le plus contraignant à chaque scrutation. Il y a quatre seuils à déterminer par polluants, deux échelles de temps (temps de scrutation et temporisation), ainsi que le paramétrage des régimes. Cela conduit à de nombreux paramètres à ajuster pour optimiser l'algorithme.

Algorithmes à nombre de paramètres réduits

On peut mettre au point des algorithmes à nombre de paramètres réduits. La méthode la plus simple (en supposant le sens de soufflage déjà déterminé), la concentration maximale autorisée en a étant a_m et en b étant b_m , est de retenir par exemple (voir figure 2.4(a)) :

- si $[a] < a_m/2$ et $[b] < b_m/2$, $n_{acc} = 0$,
- si $[a] > a_m/2$ ou $[b] > b_m/2$ (et $[a] < 3a_m/4$ et $[b] < 3b_m/4$), $n_{acc} = n_{max}/2$,
- si $[a] > 3a_m/4$ ou $[b] > 3b_m/4$, $n_{acc} = n_{max}$.

afin d'éviter de trop nombreux changements de régime, une scrutation en temps discret est à ajouter (par exemple en n'interrogeant les capteurs que toutes les 5 minutes).

Une méthode basée sur des variations du nombre de machines est par exemple (voir figure 2.4(b)) :

- si $[a] < a_m/2$ et $[b] < b_m/2$, $n_{acc} = \max(\mathbf{E}[n_{acc}/\Pi_0], 0)$,

- si $[a] > a_m/2$ ou $[b] > b_m/2$ (et $[a] < 3a_m/4$ et $[b] < 3b_m/4$), $n_{acc} = \min(\mathbf{E}[\Pi_1 \cdot n_{acc}], n_{max})$,
- si $[a] > 3a_m/4$ ou $[b] > 3b_m/4$, $n_{acc} = n_{max}$.

où Π_0 et Π_1 sont déterminés selon les caractéristiques du tunnel et $\mathbf{E}[\cdot]$ représente l'opérateur partie entière. De même que précédemment, afin d'éviter de trop nombreux changements de régime (et en particulier toute oscillation, possible avec cette logique de commande), une scrutation en temps discret est à inclure (par exemple en n'interrogeant les capteurs que toutes les 5 minutes).

D'autres algorithmes sont envisageables (feedback linéaire, logique floue, ...). Si on dispose d'un variateur de vitesse, on peut l'utiliser pour réaliser une variation continue de régime. Le temps de scrutation peut être réduit (voire être faite en continu) et il devient plus facile d'analyser la stabilité de l'algorithme (absence de pompage).

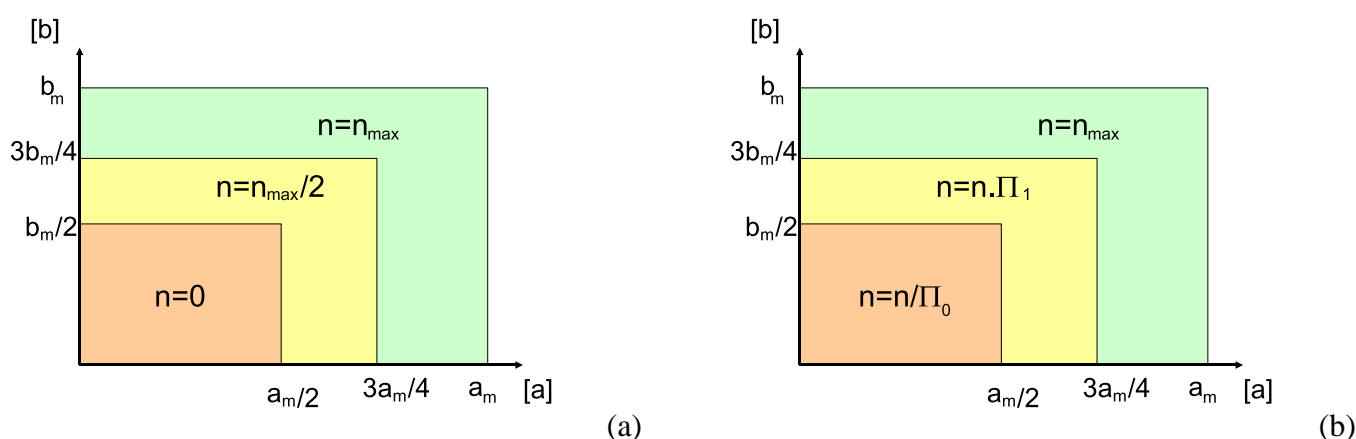


FIG. 2.4 – Exemples de logiques de commande

Importance de l'algorithme

Dans le cas des tunnels unidirectionnels, le pistonement des véhicules conduit en presque toutes les circonstances à une ventilation naturelle suffisante pour diluer les polluants, et donc un algorithme peu performant en terme de maîtrise de la consommation électrique est suffisant, puisque il ne mettra quasiment jamais la ventilation en marche.

Pour les tunnels bidirectionnels, il importe en revanche de choisir avec soin l'algorithme. Ce choix ne peut se faire qu'en simulant le comportement aéraulique du tunnel, et en intégrant divers algorithmes à tester dans ce simulateur. En particulier si ces tunnels sont ventilés longitudinalement, le choix du sens de soufflage en fonction du trafic dans chaque sens et du terme de contre-pression ΔP_a est crucial, même avec des algorithmes aussi simples que l'algorithme à seuil. Quand le trafic est toujours déséquilibré (un sens avec plus de trafic que l'autre, variable selon l'heure de la journée) et que les contre-pressions sont faibles, on peut en général choisir le sens privilégié par le trafic. Si en revanche les contre-pressions peuvent être fortes, il peut devenir utile de chercher à estimer leur influence comparée à celle du trafic, ce qui n'est pas facile en général. Enfin, la mise en pratique des algorithmes de contrôle en boucle fermée n'est pas sans soulever des difficultés, voir section 5.3.3.

Chapitre 3

Étude du mouvement des fumées d'incendie

3.1 Analyse dimensionnelle

3.1.1 Paramètres adimensionnels

Afin de mieux caractériser la dynamique de l'incendie en tunnel, on procède à une analyse dimensionnelle. Les paramètres influençant la comportement des fumées sont a priori les suivants (les unités sont indiquées entre parenthèses) :

- la hauteur du tunnel H (m)
- la section du tunnel S (m)
- la puissance de l'incendie \mathcal{P} (W=J/s)
- la température des flammes T_f (K)
- l'aire du foyer A (m²)
- la vitesse de l'air arrivant sur le foyer U (m/s)
- l'intensité de la turbulence dans l'écoulement incident, par exemple caractérisée par la vitesse de frottement u_* (m/s) (l'écoulement étant un écoulement en conduite, la donnée de u_* permet de remonter à l'énergie cinétique turbulente)
- la température de l'air frais T_0 (K)
- la masse volumique de l'air frais ρ_0 (kg/m³)
- l'accélération de la gravité g (m/s²)
- la pente du tunnel α (-)
- la vitesse du son c (m/s)
- la viscosité moléculaire de l'air ν (m²/s)
- la conductivité de l'air κ (m²/s)
- la chaleur spécifique de l'air C_p (J/K/kg)
- la constante de Stephan Boltzman σ (W/m²/K⁴) (caractérisant le rayonnement, $\sigma = 5,7 \times 10^{-8}$ W/m²/K⁴)

La longueur du tunnel n'intervient pas à partir du moment où il est suffisamment long.

On a donc 16 paramètres dépendant de 5 unités, et on va donc pouvoir former 11 nombres adimensionnels qui caractériseront complètement la situation :

- le rapport d'aspect $R_a = S/H^2$
- la pente α

- le nombre de Reynolds $Re = UH/\nu$
- le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$
- le nombre de Mach $Ma = U/c$
- le nombre estimant l'intensité de la turbulence incidente $I_* = u_*^2/U^2$
- le nombre estimant la densité d'émission de puissance par le foyer, $C_{fr} = \ell_r^2/A$
- le nombre caractérisant le rayonnement $C_r = A\sigma T_f^4/\mathcal{P}$
- le nombre caractérisant la puissance de l'incendie en l'absence de tunnel $C_1 = \frac{\ell_r}{H}$
- le nombre comparant la puissance de l'incendie et la valeur du courant d'air $C_2 = \frac{UH^{1/3}}{B_r^{1/3}}$
- le nombre comparant l'énergie mécanique à la chaleur $\Xi = \frac{\rho I_*(2H+2S/H)U^3}{\mathcal{P}}$ (pour simplifier, on suppose ici le tunnel rectangulaire)

où

$$B_r = \frac{g\mathcal{P}}{\rho_0 C_p T_0} \quad \text{et} \quad \ell_r = \frac{5^{4/5}}{3(2\pi)^{2/5} \alpha_p^{4/5}} \frac{B_r^{2/5}}{g^{3/5}}$$

où α_p est le coefficient d'entraînement dans le panache, généralement estimé à 0,1. La théorie des panaches en champ libre a montré la pertinence de l'utilisation de ces grandeurs.

3.1.2 Valeur des paramètres du foyer pour des feux de bac

Pour les feux de bac circulaires avec un combustible donné, on dispose de corrélations empiriques (cf. [1]) :

$$\mathcal{P} = \frac{4K_1}{\pi} (1 - e^{-2K_2\sqrt{A/\pi}})A$$

où K_1 et K_2 sont des constantes qui dépendent du combustible. Par exemple, $K_1 = 3,536 \text{ MW/m}^2$ et $K_2 = 1,1 \text{ m}^{-1}$ pour l'heptane et $K_1 = 0,315 \text{ MW/m}^2$ et $K_2 = \infty \text{ m}^{-1}$ pour l'éthanol.

La hauteur des flammes est donnée par la formule

$$H_f = -1,15\sqrt{A} + 3,74\mathcal{P}^{2/5}$$

dans laquelle les longueurs sont en mètres et les puissances en MW. La définition de la hauteur des flammes est difficile, car ces flammes sont extrêmement intermittentes. On repère en général la hauteur au dessus de laquelle il y a des flammes 50% du temps.

La température de flamme est de l'ordre de 800 °C. Cette température est nettement plus faible que celle donnée par l'étude de la réaction de combustion seule, pour diverses raisons, notamment les pertes par rayonnement, la chaleur latente d'évaporation du combustible, des réactions chimiques complexes qui peuvent se produire à haute température, etc. Des températures plus élevées peuvent se rencontrer en tunnel, essentiellement du fait du confinement, et on retient une température de l'ordre de 1300 °C pour les feux de très grande puissance.

Pour des bacs d'heptane, le tableau 3.1 donne les valeurs des paramètres du foyer en fonction du diamètre.

A (m ²)	0,1	0,5	1	2	5
\mathcal{P} (MW)	0,146	1,315	3,201	7,448	21,108
H_f (m)	1,37	3,36	4,81	6,72	10,1
ℓ_r (m)	2,58	6,22	8,87	12,4	18,9
C_{fr} (-)	66,6	77,4	78,7	76,9	71,5
$C_r(1073K)$ (-)	0,052	0,029	0,024	0,020	0,018
$C_r(1573K)$ (-)	0,24	0,13	0,11	0,093	0,083

TAB. 3.1 – Valeurs typiques des paramètres de foyer pour un feu de bac.

3.1.3 Mise sous forme finale de l'analyse dimensionnelle

Dans l'analyse dimensionnelle ci-dessus, on a retenu la température de flamme comme étant un paramètre du problème. Elle est en fait intimement liée à la nature des matières combustibles et n'a été utilisée que pour la prise en compte du rayonnement. On a vu dans le tableau 3.1 que le nombre adimensionnel correspondant est peu pratique car il dépend fortement de la température de flamme, qui est elle même difficile à déterminer. Pour prendre en compte le rayonnement, il est donc d'usage d'employer non pas C_r mais la fraction radiative f_r définie comme étant le rapport de la puissance rayonnée par les flammes à la puissance totale de l'incendie. On peut alors définir la puissance convectée \mathcal{P}_c comme la puissance totale à laquelle est soustraite la puissance rayonnée par les flammes : $\mathcal{P}_c = (1 - f_r)\mathcal{P}$. Les quatre derniers nombres adimensionnels ci-dessus sont alors remplacés par :

- la densité de puissance convective $C_f = \ell^2/A$
- la fraction radiative f_r
- le nombre caractérisant la puissance de l'incendie en l'absence de tunnel $C_\ell = \frac{\ell}{H}$
- le nombre comparant la puissance de l'incendie et la valeur du courant d'air $C_B = \frac{UH^{1/3}}{B^{1/3}}$

où

$$B = \frac{g\mathcal{P}_c}{\rho_0 C_p T_0} \quad \text{et} \quad \ell = \frac{5^{4/5}}{3(2\pi)^{2/5} \alpha_p^{4/5}} \frac{B^{2/5}}{g^{3/5}}$$

La grandeur B s'appelle la flottabilité.

La fraction radiative dépend en fait du type de combustible employé. Pour les combustibles usuels, dégageant de la fumée et des molécules plus complexes que bi-atomiques, on estime en général $f_r \approx 0,3$. Avec ce choix de paramètre, la température de flamme n'est plus un paramètre du problème.

Pour la suite, on retiendra les nombres adimensionnels

$$Ra, \quad \alpha, \quad Re, \quad Pr, \quad Ma, \quad I_*, \quad \Xi, \quad C_f, \quad f_r, \quad C_\ell, \quad \text{et} \quad C_B$$

Pour les cas qui nous intéressent, on a en général Re suffisamment grand pour que l'écoulement soit turbulent, et Ma est toujours suffisamment petit pour que l'écoulement puisse être considéré comme 'dilatable et à faible Mach'. Le nombre de Prandtl lie des grandeurs moléculaires qui ont peu d'effet à l'échelle où l'on travaille car l'écoulement est turbulent. On prendra toujours f_r égal à 0,3. Le rapport d'aspect est en général fixé à sa valeur la plus fréquente $R_a \approx 2$. La valeur de C_f dépend du combustible. Pour un combustible dégageant une forte puissance par mètre carré, comme l'heptane, on a $C_f \approx 50$ dans la gamme de puissances typiques rencontrées en tunnel.

La quantité Ξ est très faible ($\Xi \lesssim 5 \times 10^{-5}$) et on peut la considérer comme nulle. Cela revient en fait à découpler énergie mécanique et chaleur (comme on le fait d'ailleurs dans l'équation d'enthalpie (3.2), page 31), et donc on peut ignorer dans la suite ce nombre adimensionnel.

Les paramètres vraiment importants seront donc :

$$I_* = u_*^2/U^2, \quad C_\ell = \frac{\ell}{H}, \quad \text{et } C_B = \frac{UH^{1/3}}{B^{1/3}}$$

3.2 Les différents niveaux de simulation

Plusieurs niveaux de simulation sont envisageables, en fonction à la fois des besoins et des moyens de calcul dont on dispose :

- les simulations tridimensionnelles du mouvement des fumées permettent de prendre en compte la stratification des fumées de manière précise, mais à conditions que la personne réalisant la simulation soit suffisamment experte pour construire la simulation et en interpréter les résultats, et au prix d'un temps de calcul parfois prohibitif (plusieurs semaines) ; certains calculs sont même trop exigeants pour les ordinateurs les plus puissants existant actuellement ;
- les simulations 1D, au contraire, sont relativement simples et permettent de modéliser un tunnel complet en quelques minutes sur un ordinateur de bureau ; elles ne permettent pas de représenter la stratification des fumées, et leur résultat peut donc être très loin de la réalité, ce qui nécessite une bonne analyse des résultats de calcul ;
- des modèles intermédiaires, qui permettent de représenter la stratification tout en restant à un temps de calcul raisonnable (moins d'une heure, typiquement) existent aussi ; on les appelle des modèles de zone, et ils sont encore généralement au stade de prototypes peu validés.

En général, pour du dimensionnement, des modèles 1D sont parfaitement adaptés, alors que pour des vérifications de niveau de sécurité en ventilation transversale il serait souhaitable de disposer d'une évaluation du niveau de stratification, mais l'emploi de modèles 3D est rendu impossible par les temps de calcul prohibitifs nécessaires pour conduire une série de scénarios. Le tableau 3.2 donne une ébauche de correspondance entre le type d'étude, le système de ventilation et le niveau de modélisation.

Système de ventilation →	longitudinal	longitudinal 2 temps	transversal
choix initiaux	1D	1D? zone?	1D
dimensionnement	1D	1D	1D dans les gaines
étude de danger	1D	zone?	zone?
reconstitution d'évènements	1D, 3D, zone	1D, 3D, zone	1D, 3D, zone

TAB. 3.2 – Éléments pour le choix du niveau de modélisation (le système longitudinal 2 temps est défini dans la note de bas de page numéro 2 page 11).

Les simulations 3D sont aussi utiles pour préciser des détails de la conception, comme par exemple l'optimisation de la ventilation des issues de secours.

En outre, les simulations 3D sont des outils de recherche afin de mieux comprendre certains phénomènes fondamentaux et encore mal maîtrisés :

- la notion de stratification ainsi que la définition précise et l'estimation de la vitesse de destratification V_d ,
- les échanges thermiques avec les structures et le calcul des températures atteintes dans le béton armé selon le type d'incendie
- la mise au point et l'amélioration des modèles de zone, au travers de la réalisation de cas de référence et de simulations sur des sous-domaines, etc.

3.3 Equations tridimensionnelles

3.3.1 Les équations générales

Les équations de Navier-Stokes peuvent s'écrire, sous leur forme conservative (voir [14]) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \rho \mathcal{H}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \mathcal{H}}{\partial x_j} &= \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} + \rho g_i u_i - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + S \end{aligned} \quad (3.1)$$

Où \mathcal{H} est l'enthalpie totale par unité de masse $\mathcal{H} = h + \frac{1}{2}u^2$, h étant l'enthalpie interne donnée par $dh = C_p(P,T)dT$ et q_i le flux de chaleur par diffusion, S les sources de chaleur à l'intérieur du fluide (par combustion par exemple) et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses

$$\tau_{ij} = \rho \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \rho \nu' \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$$

où $\mu = \rho \nu$ est la viscosité dynamique et $\mu' = \rho \nu'$ la seconde viscosité dynamique. Pour calculer μ en fonction de la température, on peut utiliser la formule de Sutherland (voir [8]) :

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{1 + \frac{C}{T_0}}{1 + \frac{C}{T}}$$

dans laquelle l'indice 0 correspond à une température de référence et $C = 123,6$ K. Pour $T_0 = 273$ K, $\mu_0 = 17,1 \times 10^{-6}$ kg.m⁻¹.s⁻¹. La seconde viscosité est liée à la viscosité dynamique par :

$$\mu' \approx -\frac{2}{3}\mu$$

dans le cas des fluides usuels.

Les équations de Navier-Stokes peuvent aussi s'écrire sous une forme non conservative, qui met plus en valeur les propriétés d'advection, mais qui est moins commode à utiliser dans les applications numériques (voir [14]) :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} &= -\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ \rho \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x_j} &= \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} + \rho g_i u_i - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + S \end{aligned}$$

En utilisant l'équation de quantité de mouvement, l'équation d'enthalpie peut s'écrire avec l'enthalpie interne uniquement :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j h}{\partial x_j} = \frac{dP}{dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + S$$

Dans ces équations, on a négligé le rayonnement. Pour une prise en compte complète de ce phénomène, il faut intégrer un flux de chaleur radiatif dans l'équation d'enthalpie (voir [14] pour une rapide mais complète introduction sur ce sujet).

L'air et les fumées sont assimilés à un gaz parfait (r est une constante liée à la constante des gaz parfaits) :

$$P = \rho r T$$

$$h = \int_0^T C_p(T') dT'$$

De fait, pour l'air, C_p est à peu près indépendant de la température (voir figure 3.1, et on prend pour simplifier $h = C_p T$).

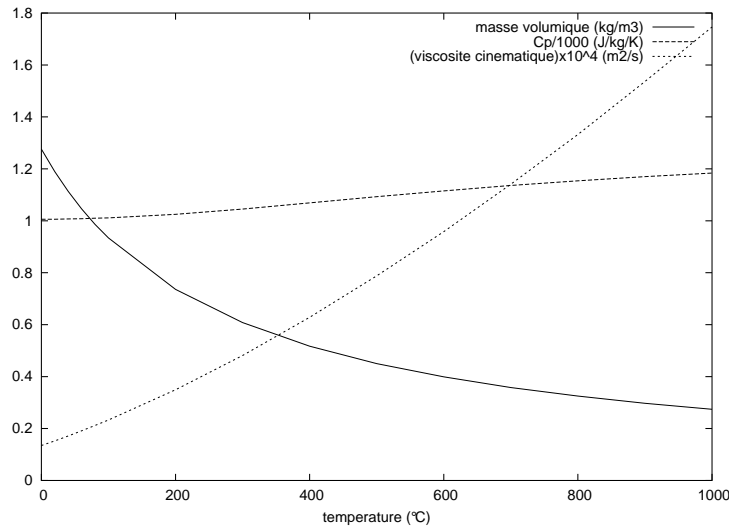


FIG. 3.1 – Masse volumique, chaleur massique et viscosité dynamique pour l'air sec à 1000 hPa en fonction de la température.

3.3.2 Hypothèse de faible nombre de Mach

Dans un gaz, le carré de la vitesse du son est donné par la dérivée de la pression par la masse volumique, à entropie constante :

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s$$

Pour le cas d'un gaz parfait, cela donne $c = \sqrt{\gamma P / \rho}$, avec $\gamma = C_p / C_v$.

En suivant un tube de courant infiniment mince, on a $dP \approx -\rho d(u^2/2) \approx \rho(u^2/2)$ et donc, pour un gaz parfait :

$$\frac{dP}{P} \approx \frac{\gamma}{2} d\left(\frac{u^2}{c^2}\right) \approx \frac{\gamma}{2} M^2$$

où M est le nombre de Mach et le symbole \approx signifie ‘du même ordre de grandeur’. Dès que $M^2 \ll 1$, on a donc $dP/P \ll 1$. La différentielle logarithmique de l’équation d’état est donc

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \approx 0$$

et donc

$$\rho T = \rho_0 T_0$$

où ρ_0 et T_0 sont des températures de référence.

On peut alors réécrire l’équation d’enthalpie :

$$\frac{\partial C_p \rho T}{\partial t} + \frac{\partial C_p \rho T u_j}{\partial x_j} = \frac{dP}{dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + S$$

et donc

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{1}{C_p \rho_0 T_0} \left(\frac{dP}{dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + S \right)$$

Une analyse détaillée des termes du membre de droite montre de plus que certains termes (correspondant à la production de chaleur par le travail des forces visqueuses et des forces de pression) sont négligeables, et il reste (en utilisant $q_i = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i}$) :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \rho g_i \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} &= -\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ \frac{\partial u_j}{\partial x_j} &= \frac{1}{C_p \rho_0 T_0} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + S \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Ce dernier système d’équations est très proche du système d’équations utilisé en isotherme, et se résout de la même manière en utilisant l’équation de divergence de la vitesse pour écrire une équation de Poisson sur la pression. Pour faire des simulations d’incendie en tunnel, on est donc face à un choix :

- utiliser les équations complètes, et une discrétisation très fine en temps est nécessaire, de même qu’un filtrage des ondes sonores,
- ou utiliser les équations à faible nombre de Mach ci-dessus, qui nécessitent des solveurs bien adaptés.

3.3.3 Prise en compte de la turbulence

Les écoulements d’air en tunnel sont a priori turbulents, puisque le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du tunnel peut dépasser $5 \cdot 10^6$. Vu les dimensions du domaine, il est impensable de recourir à des simulations numériques directes. Il faut donc modéliser la turbulence. Les deux techniques usuelles que sont les équations sur les grandeurs moyennes et la simulation des grandes échelles peuvent être employées, mais il faut prendre soin de bien traiter les fortes différences de masse volumique.

Considérons d’abord les équations sur les grandeurs moyennes. Pour un champ $q(x,y,z,t)$, notons $\bar{q}(x,y,z,t)$ sa moyenne au sens de Reynolds (sur les réalisations). On définit alors la moyenne de Favre d’une grandeur par :

$$\bar{q} = \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \widetilde{\rho q}$$

Sauf pour la masse volumique, pour laquelle on note $\bar{\rho} = \tilde{\rho}$.

Les équations moyennées sont donc (on part de la forme conservative) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho v \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right) + \bar{\rho} g_i \\ \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= \frac{1}{C_p \rho_0 T_0} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i}} \right) + S \right]\end{aligned}$$

On note ρ' les fluctuations de ρ en un point donné :

$$\rho(t) = \tilde{\rho}(t) + \rho'(t)$$

On a alors $\bar{u} = \bar{u} + \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\rho' u}$. Les équations ci-dessus peuvent donc se réécrire :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i \cdot \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho v \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right) + \bar{\rho} g_i - \frac{\partial \bar{\rho} \cdot R_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= \frac{1}{C_p \rho_0 T_0} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i}} \right) + S \right] + \frac{\partial M_j}{\partial x_j}\end{aligned}$$

avec

$$R_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \cdot \bar{u}_j \quad \text{et} \quad M_j = \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \overline{\rho' u_j}$$

En notant $u_i = \bar{u}_i + u'_i$, on a :

$$\overline{\rho v \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \bar{\rho} \cdot \bar{v} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{\rho v \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$$

Dans le membre de droite, le second terme est petit devant le premier, et comme les termes visqueux sont petits (car le nombre de Reynolds est élevé), il est du second ordre. Ce second terme est donc toujours négligé. De plus, on utilise $\bar{v}(T) \approx v(\bar{T})$. Le terme visqueux ne pose donc pas de problème de fermeture. De même, en notant $T = \bar{T} + T'$, on a :

$$\overline{\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i}} = \tilde{\kappa} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} + \overline{\kappa \frac{\partial T'}{\partial x_i}}$$

et dans le membre de droite, le second terme est négligé devant le premier, et on utilise $\tilde{\kappa} \approx \kappa(\bar{T})$. Les équations se réduisent donc à :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \bar{u}_i \cdot \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \cdot \bar{v} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \bar{\rho} g_i - \frac{\partial \bar{\rho} \cdot R_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= \frac{1}{C_p \rho_0 T_0} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\tilde{\kappa} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) + S \right] + \frac{\partial M_j}{\partial x_j}\end{aligned}$$

Les deux termes R_{ij} et M_j sont donc les deux seuls termes inconnus, qu'il faut modéliser pour fermer les équations. En utilisant $u_i = \bar{u}_i + u'_i$, on voit que

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}.$$

En général, R_{ij} est calculé à partir d'une hypothèse de viscosité turbulente,

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

où ν_t est une viscosité turbulente et $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ est l'énergie cinétique turbulente, elles-même déterminées par un modèle de turbulence, par exemple le modèle $k - \varepsilon$ (voir [14] et [15]).

Comme $u_i = \bar{u}_i + u'_i$, $M_j = \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \overline{\rho' u'_j}$. Or $\overline{\rho' u'_j} = \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\rho \rho' u'_j} = \overline{\rho' u'_j} + \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\rho'^2 u'_j}$, et donc

$$M_j = \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\rho' u'_j} - \frac{1}{\bar{\rho}^2} \overline{\rho'^2 u'_j}$$

En général, on néglige le second terme, et il reste :

$$M_j = \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\rho' u'_j}$$

qui se modélise par exemple avec une hypothèse de diffusion turbulente (voir [14]) :

$$M_j = \frac{1}{\bar{\rho}} D_t \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j}.$$

Un exemple de résultat de simulation tridimensionnelle est donné figure 3.2.

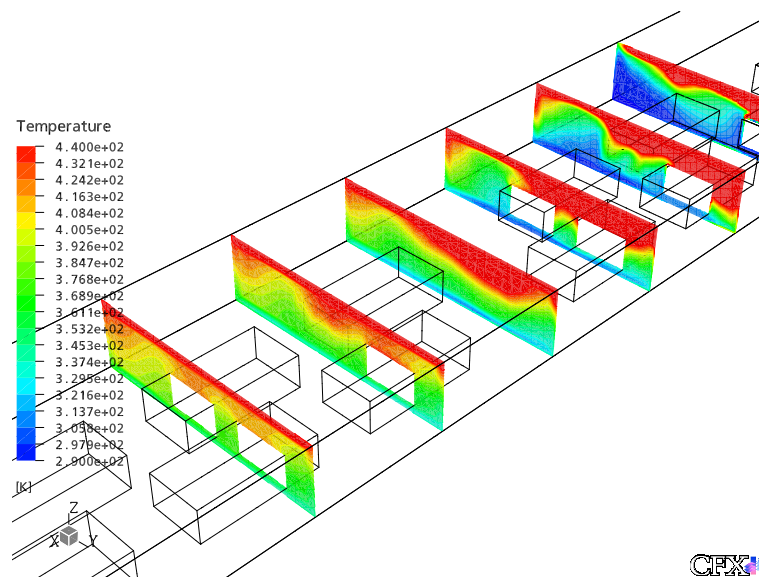


FIG. 3.2 – Simulation d'un incendie en tunnel encombré de véhicules au moyen du logiciel CFX5.

3.3.4 Simulation des grandes échelles

Les simulations avec des équations moyennes souffrent de plusieurs défauts, en particulier

- une forte dépendance au modèle de turbulence, qu’il est très difficile de tester indépendamment des autres simplifications présentes dans le calcul,
- une variation temporelle correcte seulement si les échelles de temps de la turbulence sont suffisamment petites par rapport aux échelles de temps de variation de l’écoulement moyen, ce qui n’est en général pas le cas,
- la possibilité de converger vers une solution non physique

Pour éviter ces défauts, on peut utiliser des simulations des grandes échelles, fondées non plus sur une moyenne d’ensemble, mais sur un filtrage spatio-temporel des phénomènes. La modélisation des phénomènes d’échelle inférieure à celle du filtre pose des problèmes similaires à ceux posés pour la modélisation des équations moyennes, mais si l’échelle du filtre est suffisamment fine, on doit pouvoir avoir une représentation correcte des grandes échelles. Une telle démarche demande des ressources informatiques nettement supérieures aux calculs sur les équations moyennes, et est envisageable depuis quelques années seulement dans le domaine des incendies en tunnel. Malheureusement, il reste encore beaucoup de travail de recherche assez fondamentale pour mettre au point des modèles de sous-maille adaptés au cas des écoulements cisailés à forte variation de masse volumique. Un résultat typique est donné sur la figure 3.3.

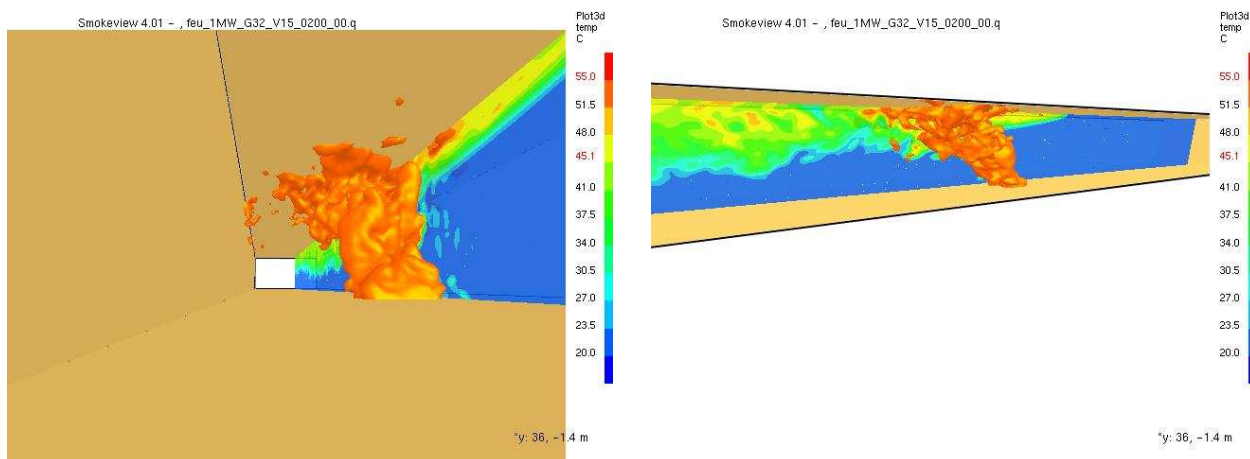


FIG. 3.3 – Exemple de simulation utilisant la LES (logiciel FDS) ; le maillage est de 2 000 000 mailles pour une mémoire utilisée de 700 Mo, et un temps de calcul de 50 heures pour 200 secondes de simulation.

Dans la suite de ce document, certains exemples sont calculés avec le logiciel FDS, qui, malgré certains défauts (en particulier en termes de modèle de sous-maille et de conditions aux limites sur la vitesse), a l’avantage d’être très simple d’emploi pour les études d’incendies.

3.4 Equations unidimensionnelles

En unidimensionnel, on fait l'hypothèse que les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont constantes sur une section du tunnel. La principale difficulté est alors le traitement correct des dispositifs ponctuels comme les accélérateurs, les insufflations et les extractions.

Pour simplifier les notations, on fait ici l'hypothèse que la section S du tunnel est uniforme.

3.4.1 Conservation de la masse

En écrivant un bilan de masse sur une longueur Δx , on obtient

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \Delta x + (\rho U)(x + \Delta x) - (\rho U)(x) = \Delta S_m$$

où ΔS_m correspond aux sources et puits de masse. Ces sources ou puits sont créés par des dispositifs ponctuels ou des dispositifs répartis. Les dispositifs répartis conduisent à une insufflation de masse (en valeur algébrique) par unité de longueur $s_\ell(x)$, et donc leur contribution est $\Delta S_m = s_\ell \Delta x$.

Pour ce qui est des dispositifs ponctuels présents dans le tronçon de tunnel considéré, supposons que Δx est assez petit pour qu'il n'y en ait qu'un seul, et que le débit (algébrique) insufflé soit S_p . Comme précédemment, on introduit

$$\chi_\varepsilon(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon} & \text{si } \xi \in [-\varepsilon/2, \varepsilon/2] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Si on suppose que l'insufflation centrée au point x_p est répartie sur une longueur εL ($\varepsilon \ll 1$, de telle sorte que $\varepsilon L \ll \Delta x$), on peut l'approximer par une insufflation répartie par unité de longueur égale à $\frac{S_p}{L} \chi_\varepsilon(\frac{x-x_p}{L})$, et en passant à la limite pour $\varepsilon \rightarrow 0$, cela s'écrit $\frac{S_p}{L} \delta(\frac{x-x_p}{L})$, où δ est la fonction de Dirac.

En passant à la limite pour $\Delta x \rightarrow 0$, il vient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial x} = s_\ell(x) + \sum_p \frac{S_p}{L} \delta(\frac{x-x_p}{L})$$

où la somme est prise sur tous les dispositifs ponctuels d'insufflation ou d'extraction de masse.

3.4.2 Conservation de la quantité de mouvement

De la même manière que précédemment, on peut écrire un bilan de quantité de mouvement, et on trouve

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \frac{\partial \rho U^2}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} - \alpha(\rho - \rho_0)g - 4\frac{\tau_p}{D_H} + F + \mathcal{D}$$

où α est la pente du tunnel, τ_p est la contrainte pariétale, F représente l'effet des autres sources de quantité de mouvement et \mathcal{D} la diffusion de quantité de mouvement.

En définissant u_* par $|\tau_p| = \rho u_*^2$, on trouve que $u_* = |U| \sqrt{\lambda_c/8}$, et donc

$$4\frac{\tau_p}{D_H} = \frac{1}{2}\rho U|U| \frac{\lambda_c}{D_H}$$

Le terme F représente l'effet des autres sources de quantité de mouvement, en particulier le pistonement créée par le mouvement des véhicules et les dispositifs servant à introduire de la

quantité de mouvement, les accélérateurs. On considère que les insufflation et extraction d'air, ayant lieu perpendiculairement à l'axe du tunnel, ne contribuent pas au bilan de quantité de mouvement.

L'effet ponctuel d'une batterie d'accélérateurs située à l'abscisse x_p est

$$F_p = n_{p\text{acc}} k \frac{F_0}{S} \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 - \frac{U}{W}\right)$$

où $n_{p\text{acc}}$ est le nombre d'accélérateurs dans la batterie considérée, k un coefficient d'efficacité (en général pris égal à 0,85), F_0 la poussée en champ libre d'un accélérateur, S la section du tunnel, ρ la masse volumique de l'air, ρ_0 la masse volumique de l'air pris en compte pour déterminer la poussée en champ libre, et W la vitesse de jet des accélérateurs.

L'effet du trafic est modélisé de façon linéique, en notant $n_v(x)\Delta x$ le nombre moyen de véhicules compris entre les abscisses x et $x + \Delta x$ sur la voie de circulation v . L'effet des véhicules sur une voie de circulation est donc

$$F_v(x) = n_v \frac{\rho}{2} \frac{C_x \Sigma}{S} (V_v - U) |V_v - U|$$

où C_x est le coefficient de traînée moyen des véhicules, Σ leur maître couple moyen, $V_v(x)$ la vitesse des véhicules.

Le terme de diffusion inclut la diffusion moléculaire, qui est très négligeable, mais aussi une diffusion turbulente, qui est dominée par la turbulence créée par un trafic bidirectionnel :

$$\mathcal{D} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_D \frac{\partial U}{\partial x} \right)$$

Ce terme est difficile à évaluer. Le coefficient de diffusion turbulente des polluants a été évalué entre 0,3 et 38 m²/s (voir aussi section 4.2.3). En prenant un nombre de Prandtl proche de 1, cela suggère des valeurs identiques pour v_D . Du fait de ces difficultés, mais aussi du fait qu'il est en général plus faible que la diffusion numérique dans les codes, ce terme est presque toujours négligé.

On retient donc l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U}{\partial t} + \frac{\partial \rho U^2}{\partial x} &= -\frac{\partial P}{\partial x} - \alpha(\rho - \rho_0)g - \frac{1}{2}\rho U |U| \frac{\lambda_c}{D_H} + \sum_v n_v \frac{\rho}{2} \frac{C_x \Sigma}{S} (V_v - U) |V_v - U| \\ &+ \sum_p n_{p\text{acc}} k \frac{F_0}{S} \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 - \frac{U}{W}\right) \times \frac{1}{L} \delta\left(\frac{x - x_p}{L}\right) \end{aligned}$$

3.4.3 Conservation de l'enthalpie

Un bilan de l'enthalpie interne h conduit à :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho U h}{\partial x} = \mathcal{P}_c \frac{1}{SL} \delta\left(\frac{x - x_i}{L}\right) + \frac{\rho_0 q_i}{S} h_i - \frac{\rho q_e}{S} h_e - \frac{4}{D_H} \phi_p + \mathcal{D}_h$$

où x_i est l'abscisse de l'incendie, les deux termes suivants correspondent aux injections et extractions de fluide, ϕ_p est le flux de chaleur perdue vers les parois et \mathcal{D}_h un terme de diffusion,

$$\mathcal{D}_h = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_D \rho C_p \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

De même que précédemment, ce terme est difficile à évaluer, et est en général négligé par rapport à la diffusion numérique.

Le terme d'injection de l'air est, comme précédemment, somme d'un terme de source de volume linéique et d'un terme de source de volume ponctuel, $q_i = s_{li}^V + \sum_p \frac{S_p^V}{L} \delta(\frac{x-x_p}{L})$, de même que le terme d'extraction. Pour la simplicité des notations, on ne développera pas ces termes dans la suite, et on supposera que l'air injecté est à la température T_0 .

Le flux de chaleur perdue aux parois est la somme d'un terme convectif ϕ_c et d'un terme radiatif :

$$\phi_p = \phi_c + \varepsilon\sigma(T^4 - T_p^4).$$

La température des parois solides T_p est elle-même inconnue, et il faut la déterminer par un problème couplé de conduction de la chaleur dans la parois (voir [2]). ε est l'émissivité des parois, et le facteur de forme est supposé égal à 1 car les fumées sont supposées emplir toute la section.

Le flux convectif est évalué par une expression empirique issue de la théorie de la convection forcée :

$$\phi_c = h_c(T - T_p)$$

où h_c est le coefficient d'échange convectif. Il peut être évalué par exemple avec la formule de Pethukov [9] :

$$h_c = \frac{(\lambda_c/8)C_p\rho U}{1,07 + 12,7(Pr^{2/3} - 1)\sqrt{(\lambda/8)}}$$

où le nombre de Prandtl Pr vaut 0,7. Cette expression présente l'avantage de prendre en compte non seulement les propriétés thermophysiques de l'air s'écoulant dans le tunnel, sa vitesse, mais aussi l'état de rugosité des parois via le coefficient de perte de charge linéique.

Comme pour les modèles tridimensionnels, l'équation d'enthalpie se simplifie en assimilant l'air à un gaz parfait à faible nombre de Mach, d'où il vient $\rho h = \rho C_p T$ et $\rho T = \rho_0 T_0$. En supposant de plus que C_p est indépendant de la température, on obtient :

$$C_p\rho_0 T_0 \frac{\partial U}{\partial x} = \mathcal{P}_c \frac{1}{SL} \delta(\frac{x-x_i}{L}) - \frac{4}{D_H} [h_c(T - T_p) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_p^4)] + \frac{\rho_0 C_p T_0}{S} (q_i - q_e)$$

3.4.4 Mise en place d'un modèle numérique

A partir des équations 1D, on peut mettre en place un modèle numérique de tunnel. Le modèle le plus général est capable de gérer les régimes transitoires en anisotherme. On retient en général une programmation en volumes finis avec un schéma implicite en temps. L'inconvénient est peut-être une relativement forte viscosité numérique, mais l'avantage est la possibilité de choix simplifiés (voire automatiques) de pas de temps, permettant l'utilisation facile du logiciel par des non experts en méthodes numériques. Le Cetu, dans cet état d'esprit, a fait développer le logiciel Camatt par la Setec (voir [4]).

Quand il y a plusieurs tunnels reliés sous la forme d'un réseau maillé, le problème devient plus complexe. Deux approches sont possibles :

- partir d'un code non maillé anisotherme transitoire, et assurer la continuités des flux aux noeuds par équilibre des pressions
- partir d'un code maillé isotherme et quasi-permanent utilisant une stratégie efficace dans ce cas (par exemple la méthode de Hardy-Cross, comme le logiciel Maille (voir [6]), et le modifier pour prendre en compte l'incendie.

Le cas isotherme et quasi-permanent est beaucoup plus facile que le cas anisotherme transitoire car la méthode de Hardy-Cross peut être comprise dans ce cas comme une analogie électrique (dans un circuit électrique maillé, les intensités s'ajoutent aux noeuds alors que les potentiels sont égaux) et tout le régime aéraulique du tunnel peut être décrit à partir des débits et pressions dans chaque tronçon à chaque noeud (ce qui peut se mettre dans une matrice relativement petite).

3.4.5 Interprétation des simulations unidimensionnelles

L'hypothèse de base des simulations unidimensionnelles est que les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont homogènes sur chacune des sections du tunnel. Il se trouve que cette hypothèse est fautive dès que des différences de températures, même relativement faibles, sont générées par un incendie. On pourrait penser que cet effet peut être modélisé simplement par une diffusion additionnelle dans les équations, mais on peut montrer sur des exemples que ce n'est pas possible (voir section 4.2.3).

Les simulations unidimensionnelles d'incendies donnent donc toujours des résultats qu'il faut interpréter avec soin. En particulier, toutes les zones où les vitesses sont en valeurs absolues inférieures à 1,5 à 2 m/s sont susceptibles d'être envahies par des fumées, même si le modèle prévoit une zone libre de fumées. En général, on basera l'analyse sur les données de vitesse calculées par le modèle et une connaissance du comportement des courants de densité influencés par une vitesse d'ensemble.

3.5 Modèles de zone

Pour surmonter les limitations des modèles unidimensionnels sans pour autant utiliser autant de ressources que les modèles tridimensionnels instationnaires, on cherche à mettre au point des modèles simplifiés qui soient instationnaires et prennent en compte la stratification tout en ne simulant pas l'intégralité de l'écoulement tridimensionnel.

3.5.1 Les différents types de modèles de zone

Il existe trois familles de modèles, recensés et analysés dans la référence [11] :

- Les modèles adaptés de logiciels conçus pour les incendies en bâtiment ; l'avantage est qu'une grande partie du travail de modélisation est déjà fait, mais la physique de l'incendie en bâtiment est assez différente de celle de l'incendie en tunnel, et donc la réalisation d'un modèle correct n'est pas évidente.
- Les modèles qui reposent sur la théorie des courants de gravité ; la physique est fondée sur des hypothèses correctes, mais très simplifiées, et donc ces logiciels sont assez limités.
- Les modèles utilisant une variante bidimensionnelle des équations de Navier-Stokes ; l'avantage est qu'ils sont souples et efficaces, mais la modélisation des zones où l'écoulement est fortement tridimensionnel doit être faite avec soin pour éviter des résultats absurdes.

On présente ci-dessous des éléments sur les courants de densité et sur les modèles bidimensionnels.

3.5.2 Panaches et courants de densité

On appelle courant de densité un écoulement d'une nappe de fluide de densité donnée dans un milieu ambiant de densité différente. Si on note ρ la densité du courant, et ρ_a la densité du courant ambiant, on peut définir un nombre de Froude réduit :

$$Fr = \frac{U_f}{\sqrt{g \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a} h}}$$

où U_f est la vitesse d'avancée du front et h l'épaisseur de la nappe de fluide. Diverses théories proposent des valeurs pour ce nombre de Froude (en général de l'ordre de 1), et le modèle de zone le plus simple consiste à coupler un modèle de panache (c'est à dire un modèle décrivant les débits de gaz chauds envoyés dans chacune des directions au niveau du foyer) avec un tel modèle de courant (cf. [12]).

3.5.3 Modèles bidimensionnels

Les modèles bidimensionnels reposent sur le constat que, suffisamment loin du foyer, les nappes de fumées se modélisent très bien par des courants de densité, eux mêmes très bien modélisés par des modèles numériques bidimensionnels.

L'idée est donc d'intégrer les équations de Navier-Stokes tridimensionnelles dans la direction transversale (cf. [11]). Cette intégration conduit à des équations très proches des équations de Navier-Stokes bidimensionnelles, à ceci près qu'elles comportent un terme supplémentaire de dispersion latérale, qu'il faut modéliser. La difficulté est que ce terme ne se modélise pas par une viscosité d'ensemble positive (Mos [11] montre qu'il y a une zone de viscosité négative sur la partie aval du panache).

Afin de pouvoir construire une modélisation qui soit numériquement efficace, il faut donc, au niveau du foyer, utiliser un sous-modèle spécifique. L'idée initiale pourrait être d'utiliser un modèle tridimensionnel dans cette zone, mais cela s'avère trop exigeant en ressources de calcul. Le modèle le plus simple est en fait de positionner une source de chaleur de caractéristiques adaptées sous le plafond (voir [11]). Bien sûr, avec un tel modèle, l'écoulement à proximité du foyer est mal représenté, mais c'est le prix à payer pour pouvoir évaluer les niveaux de stratification en instationnaire sans faire de simulation tridimensionnelle complète. La figure 3.4 montre le résultat d'une telle simulation comparée à une simulation tridimensionnelle.

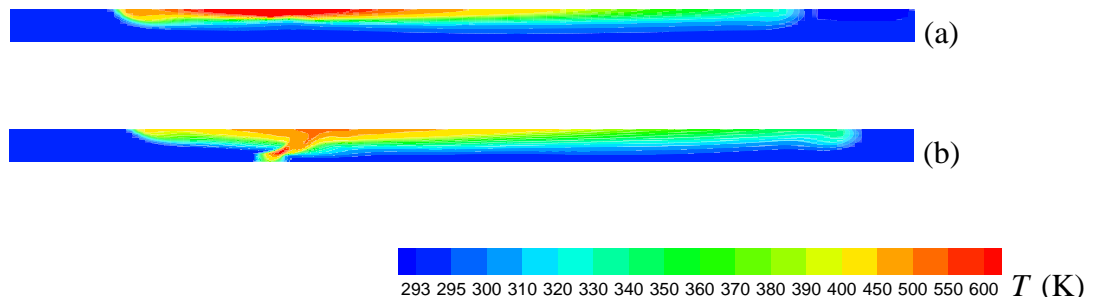


FIG. 3.4 – Comparaison des résultats d'un modèle bidimensionnel construit par intégration transversale (a) avec une simulation 3D (b), sur un cas instationnaire (figure extraite de [11] – voir cette référence pour les conditions précises de simulation).

Chapitre 4

L'incendie en ventilation longitudinale

4.1 Introduction

En stratégie longitudinale, on vise à pousser toutes les fumées d'un seul côté du foyer au moyen d'un courant d'air suffisamment fort, mettant ainsi en sécurité les usagers présents au vent du foyer. Pour dimensionner la ventilation, on suppose donc que cet objectif est atteint, ce qui permet de modéliser assez simplement les phénomènes au moyen de modèles 1D.

4.2 Description du mouvement de l'air

En ventilation longitudinale, il n'y a pas d'insufflations ni d'extractions et la description du mouvement de l'air peut donc se simplifier. Les équations de conservation de la masse et de l'enthalpie se réduisent en particulier à :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial x} &= 0 \\ C_p \rho_0 T_0 \frac{\partial U}{\partial x} &= \mathcal{P}_c \frac{1}{SL} \delta \left(\frac{x - x_i}{L} \right) - \frac{4}{D_H} [h_c (T - T_p) + \epsilon \sigma (T^4 - T_p^4)]\end{aligned}$$

En utilisant la loi des gaz parfaits en faible nombre de Mach,

$$\rho T = \rho_0 T_0 \quad ,$$

il suffit de se donner des conditions aux limites sur U et T pour connaître entièrement $U(x,t)$ et $T(x,t)$. Cependant, on ne peut pas se donner a priori une condition aux limites sur U car la vitesse dépend des contre-pressions, du frottement, du pistonnement, etc. Le rôle de l'équation de quantité de mouvement est donc simplement de lever cette indétermination.

4.2.1 Calcul de la température de dilution

En régime permanent, l'équation de conservation de la masse se réduit à :

$$\rho U = \rho_0 U_0.$$

En intégrant l'équation d'enthalpie de part et d'autre du foyer, on a :

$$C_p \rho_0 T_0 [U(x_i + \delta x) - U(x_i - \delta x)] = \frac{\mathcal{P}_c}{S} - \frac{4}{D_H} \int_{x_i - \delta x}^{x_i + \delta x} [h_c (T - T_p) + \epsilon \sigma (T^4 - T_p^4)] dx$$

soit, pour δx qui tend vers 0, et en notant U_0 la vitesse de l'air frais avant qu'il ne soit chauffé par l'incendie,

$$T_0 \left[U_0 \frac{\rho_0}{\rho} - U_0 \right] = \frac{\mathcal{P}_c}{C_p \rho_0 S}.$$

En utilisant la loi des gaz parfaits, on trouve donc que la température moyenne dans la section aval (hors des flammes) est donnée par :

$$T_{max} = \frac{\mathcal{P}_c}{\rho_0 C_p S U_0} + T_0,$$

ce qui s'écrit aussi :

$$\frac{T_{max}}{T_0} = \frac{B}{g S U_0} + 1$$

4.2.2 Décroissance de la température

En supposant $U_0(t)$ connue, l'équation d'enthalpie sous le vent du foyer se réduit à :

$$\frac{1}{4} D_H C_p \rho_0 U_0 \frac{\partial T}{\partial x} = -h_c (T - T_p) - \varepsilon \sigma (T^4 - T_p^4)$$

avec comme condition aux limites $T = T_{max}$ au droit du foyer (a priori U_0 et donc T_{max} peuvent dépendre du temps).

La température de paroi T_p doit être déterminée en couplant l'équation ci-dessus avec l'équation de conduction de la chaleur dans la paroi [2]. On peut cependant approximer l'équation ci-dessus en utilisant le coefficient d'échange thermique apparent

$$h_{app} = \frac{h_c (T - T_p) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_p^4)}{T - T_\infty}$$

où T_∞ est la température qui règne en profondeur dans le massif rocheux (voir [5]). On obtient alors

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{4 h_{app}}{D_H C_p \rho_0 U_0} (T - T_\infty)$$

et donc

$$T = T_\infty + (T_{max} - T_\infty) \cdot \exp\left(-\frac{4 h_{app} (x - x_i)}{D_H C_p \rho_0 U_0}\right)$$

La valeur de h_{app} dépend non seulement de la puissance de l'incendie, de la valeur de U_0 , mais aussi de la manière dont la chaleur s'est emmagasinée dans les parois. On peut retenir comme ordre de grandeur une valeur entre 7 et 30 W/m²/K. Ainsi, dans un tunnel de diamètre hydraulique 8 m, avec un courant d'air de l'ordre de 3 m/s, l'élévation de température est divisée par 10 entre 500 et 1000 m après le foyer. La figure 4.1 compare un tel calcul simplifié avec un calcul prenant en compte un couplage complet avec résolution de l'équation de la chaleur dans la paroi grâce au logiciel Camatt.

4.2.3 Propagation du front de fumées

Pour analyser la propagation du front de fumée pendant les instants initiaux de l'incendie, on peut raisonner en négligeant les pertes thermiques aux parois. L'équation d'enthalpie unidimensionnelle se réduit alors en aval du foyer à $U(x,t) = U(t)$ et donc la conservation de la masse à

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U(t) \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0$$

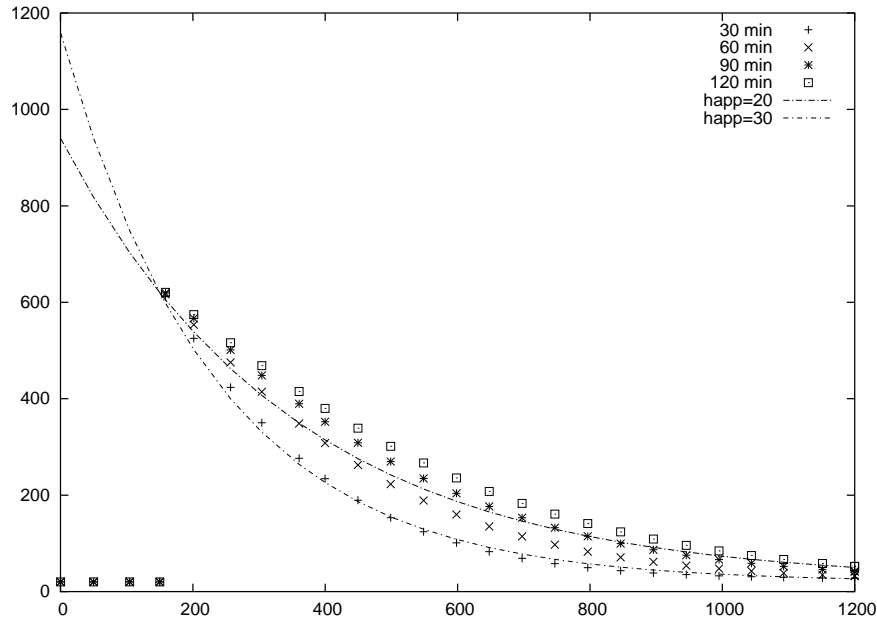


FIG. 4.1 – Comparaison d'un calcul complet avec une loi de décroissance exponentielle, pour une tunnel de 63 m^2 de section, de 31 m de périmètre, avec un courant d'air de $2,9 \text{ m/s}$, pour un incendie de 200 MW ; courbes discontinues : résultats de Camatt après 30, 60, 90 et 120 minutes d'incendie ; courbes continues : lois exponentielles pour $h_{app} = 20$ et $30 \text{ W/m}^2/\text{K}$.

Dans le cas simple où la vitesse à l'amont de l'incendie U_0 ainsi que la puissance de l'incendie sont constantes, juste à l'aval la vitesse est

$$U = \frac{T_{max}}{T_0} U_0$$

indépendante du temps. La conservation de la masse à l'aval de l'incendie ($x > x_i$) conduit donc à

$$\rho(x,t) = \rho(0,t - \frac{x - x_i}{U})$$

On a donc un front de fumées abrupt qui se propage à la vitesse U . En réalité, une stratification thermique, même très faible, subsiste toujours. Son effet n'est jamais négligeable pendant toutes les phases où un front séparant sections chaudes et sections froides existe dans le tunnel. En effet, un tel front, stable dans les modèles unidimensionnels, est instable en réalité, conduisant au développement de courants de densité (voir figure 4.2). Ramené en modélisation unidimensionnelle, c'est à dire en moyenne sur une section, cela correspond à un étalement du front, comparable à la diffusion de Taylor [15].

On peut donc essayer de modéliser ce phénomène en introduisant un terme de diffusion constante et uniforme dans l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_m \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)$$

Si $U = 0$, $\rho(x \rightarrow -\infty) = \rho_0$ et $\rho(x \rightarrow \infty) = \rho_1$, la solution de cette équation est (voir [14]) :

$$\rho = \frac{\rho_0 + \rho_1}{2} - \frac{\rho_0 - \rho_1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_m t}} \right).$$

Ceci permet d'estimer $D_m \approx 5 - 10 \text{ m}^2/\text{s}$ dans le cas de la figure 4.2 ($\rho_0 = 0,878 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_1 = 1,118 \text{ kg/m}^3$). Pour un contraste de masse volumique plus élevé ($\rho_0 = 0,257 \text{ kg/m}^3$ et

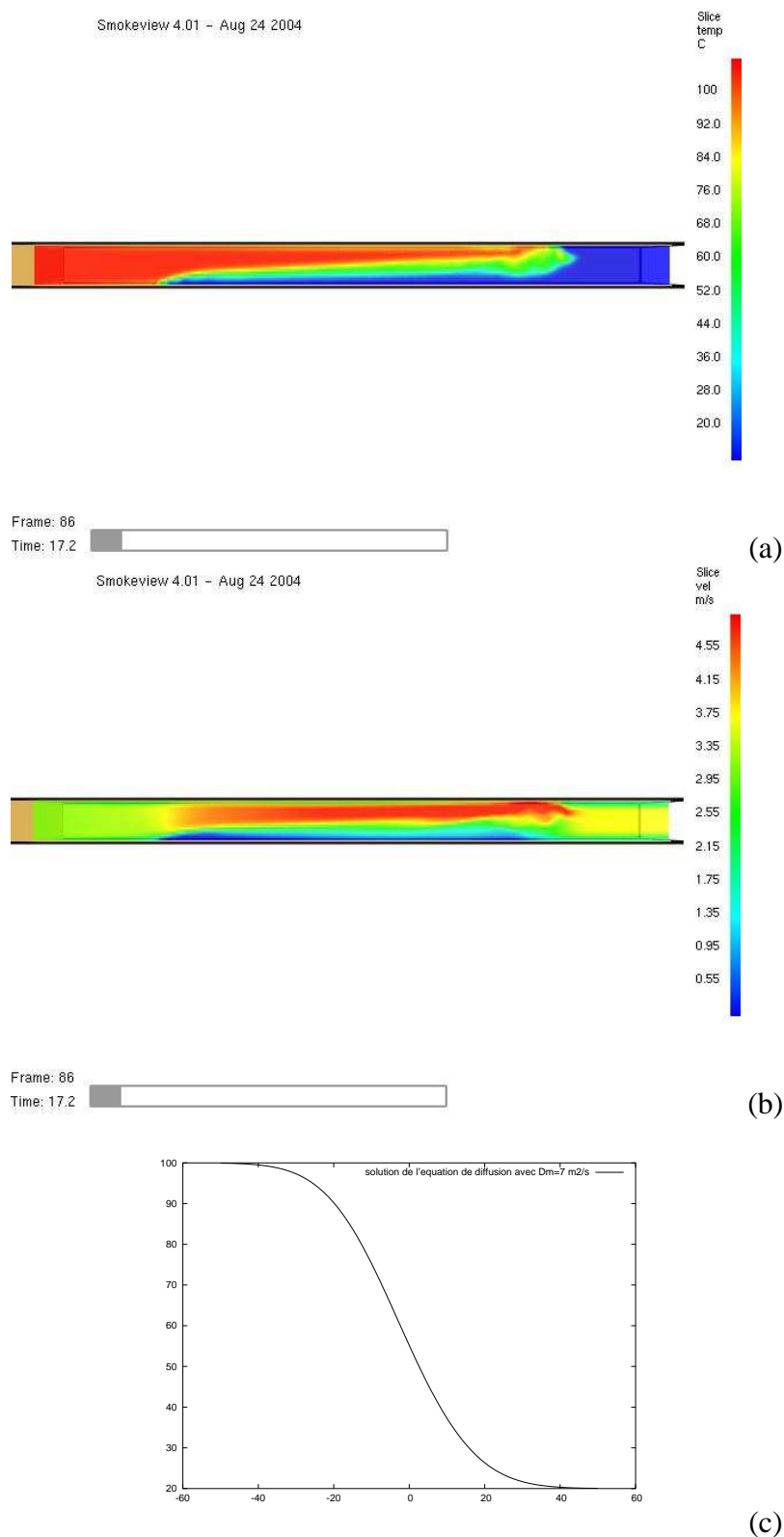


FIG. 4.2 – Simulation tridimensionnelle d'une propagation de front telle que la température moyenne dans la section du côté chaud soit de 100°C , du côté froid de 20°C , et une vitesse moyenne dans l'air chaud de 3 m/s ; (a) champ de température; (b) champ de vitesse; (c) solution de l'équation de diffusion avec $D_m = 7\text{ m}^2/\text{s}$, avec les mêmes conditions initiales et au même instant que les figures (a) et (b); sur les figures (a) et (b), on constate l'étalement du front par création de deux courants de densité et une vitesse moyenne dans la section de l'ordre de 3 m/s sur toute la longueur du domaine, conformément au modèle incompressible.

$\rho_1 = 1,118 \text{ kg/m}^3$), on trouve par un calcul identique $D_m \approx 20 - 40 \text{ m}^2/\text{s}$. Cette valeur est très nettement supérieure aux ordres de grandeur des coefficients de diffusion moléculaire.

Si on suppose que l'advection par la vitesse U ne doit pas fondamentalement modifier la physique, on peut supposer que D_m va être fonction de H la hauteur du tunnel, de g l'accélération de la pesanteur et du nombre d'Atwood

$$A_t = \frac{|\rho_0 - \rho_1|}{\rho_0 + \rho_1}$$

pour caractériser l'effet du contraste de masse volumique. Par analyse dimensionnelle, on en déduit donc

$$D_m \sim H^{3/2} g^{1/2} A_t^\alpha$$

avec l'exposant α indéterminé. D'après les calculs réalisés ci-dessus avec des modèles tridimensionnels, $\alpha = 1$ semble donner un ordre de grandeur convenable.

Il est à noter que la diffusion conduit à des longueurs de zones stratifiées proportionnelles à \sqrt{t} alors que la théorie des courants de densité, physiquement justifiée dans ce cas, conduit à des longueurs de zones stratifiées proportionnelles à t . Ceci a pour conséquence, en particulier, que ce modèle n'est pas vraiment compatible avec la notion de vitesse critique. L'utilisation d'un coefficient de diffusion constant et uniforme ne pourra donc être qu'un pis-aller faute d'une modélisation plus précise. Un moyen, assez artificiel et sans doute peu physique, pour modéliser des zones stratifiées de longueur s'accordant bien avec l'expérience est de supposer que le coefficient de diffusion croît linéairement avec le temps (β est un paramètre adimensionnel empirique de calage) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta t \sqrt{g \frac{|\rho_0 - \rho_1|}{\rho_1} H} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)$$

Cela conduit, dans le cas $U = 0$, à la solution :

$$\rho = \frac{\rho_0 + \rho_1}{2} - \frac{\rho_0 - \rho_1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\beta t} \left(g \frac{|\rho_0 - \rho_1|}{\rho_1} H \right)^{-1/2} \right).$$

Ceci nécessite bien sûr que l'instant $t = 0$ soit l'instant de début de l'incendie, et que sa puissance soit constante. Le paramètre de calage β , de l'ordre de 1, peut être choisi pour que la vitesse critique, définie comme la vitesse qui empêche toute remontée de fumées à l'amont de l'incendie, soit correcte.

4.3 Calcul de la vitesse critique

La vitesse critique est la vitesse de courant d'air à partir de laquelle toutes les fumées sont repoussées vers l'aval du foyer. Si on note u_F la vitesse du front de fumées amont, on a, d'après l'analyse dimensionnelle faite à la section 3.1 :

$$\frac{u_F H^{1/3}}{B^{1/3}} = F \left(\frac{U H^{1/3}}{B^{1/3}}, \frac{\ell}{H}, \dots \right)$$

A la vitesse critique ($U = V_c$), on a $u_F = 0$. On peut donc écrire (en utilisant le théorème des fonctions implicites) :

$$\frac{V_c H^{1/3}}{B^{1/3}} = F \left(R_a, \frac{\ell}{H}, \dots \right)$$

La première formule à avoir été proposée, par Thomas [13] se met bien sous cette forme. Malheureusement, elle est peu exploitable, car elle nécessite l'évaluation d'une température T qui n'est pas une donnée du problème :

$$\frac{V_c H^{1/3}}{B^{1/3}} = k \left(\frac{1}{Ra} \frac{T_0}{T} \right)^{1/3}.$$

Thomas [13] recommande de prendre $k = 1$ et pour T la température de la couche de fumée. La détermination de T est en fait liée au choix de la valeur de la constante k et de ce fait la formule ne peut pas être utilisée sauf si l'on dispose d'expériences donnant les valeurs de T et k dans des cas très proches du cas pour lequel on souhaite appliquer la formule.

La formule proposée par Danziger et Kennedy [7] repose sur un bilan d'enthalpie dans la zone du foyer, et s'écrit (la constante K_p dépend de la pente, et vaut 1 quand la pente est nulle) :

$$\frac{V_c H^{1/3}}{B^{1/3}} = 0,61 K_p \left(\frac{1}{Ra} \frac{T_0}{T_{max}} \right)^{1/3}$$

soit, en remplaçant la température de dilution par sa valeur, la vitesse critique est solution de :

$$V_c = 0,61 K_p \frac{B^{1/3}}{H^{1/3}} \left[Ra \left(\frac{B}{g S V_c} + 1 \right) \right]^{-1/3}$$

Dans le cas de la ventilation longitudinale, le courant d'air fait que la théorie du panache ne s'applique pas. On voit apparaître assez naturellement le paramètre adimensionnel

$$\frac{B}{g S U}$$

qui peut être utilisé à la place de C_f . On peut noter qu'avec la formule de Danziger et Kennedy, la vitesse critique plafonne pour les très grandes puissances, ce qui correspond bien aux observations.

Une formule qui semble être plus proche des expériences a été proposée par Künsh [10]. En particulier, elle traduit bien la stagnation de la vitesse critique avec les fortes puissances d'incendie. Elle a cependant le défaut d'être nettement plus lourde à utiliser.

4.4 Dimensionnement d'une installation

En France, pour le dimensionnement des installations, on n'a pas à estimer la vitesse critique : la réglementation prescrit une vitesse de dimensionnement (mesurée dans l'air frais) donnée dans le tableau 4.1.

De manière générale, dès lors qu'un tunnel est ouvert aux transports de marchandises dangereuses est en pente descendante, il peut être nécessaire d'installer une puissance de ventilation considérable. Grâce à l'emploi de logiciel anisothermes et transitoire modernes (tels que Camatt [4]), il est possible de procéder à une optimisation de l'installation par comparaison de nombreuses hypothèses de positionnement des accélérateurs. On constate qu'en général, il est favorable de disposer les batteries à proximité des têtes.

gabarit autorisé	incendie de dimensionnement	vitesse de dimensionnement	section de passage d'air	V_c d'après [7]
supérieur à 3,5 m (*)	200 MW	4 m/s	$5 \times 10 \text{ m}^2$	2,9 m/s
supérieur à 3,5 m (**)	30 MW	3 m/s	$5 \times 10 \text{ m}^2$	2 m/s
entre 2 et 3,5 m	15 MW	2,5 m/s	$4 \times 10 \text{ m}^2$	1,8 m/s
inférieur à 2 m	8 MW	2 m/s	$3 \times 10 \text{ m}^2$	1,5 m/s

TAB. 4.1 – Vitesse de référence en ventilation longitudinale, comparée aux vitesses critiques données par la formule [7] (pour appliquer cette formule, il est nécessaire de se donner une largeur et une hauteur de veine d'air).

4.5 Ventilation longitudinale avec extractions massives

Au delà d'une certaine longueur de tunnel, il est nécessaire d'installer des stations d'extraction massive. Ces extractions massives doivent être mécanisées, car de simples transparences aérauliques ne peuvent pas assurer l'extraction de toutes les fumées. Le principe d'un système à extraction massive est indiqué fig. 4.3

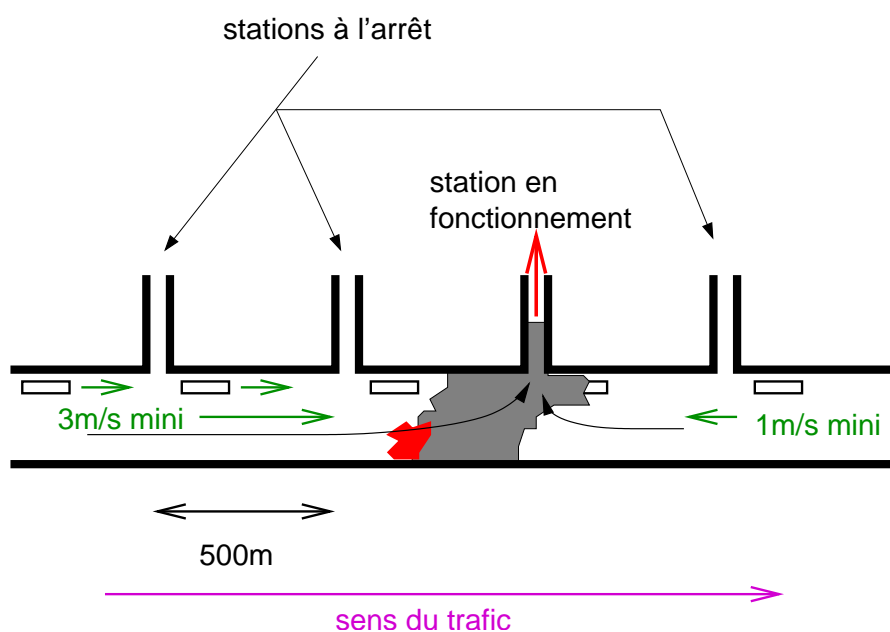


FIG. 4.3 – Principe d'une ventilation longitudinale avec extraction massive.

Les extractions massives doivent être dimensionnées afin de pouvoir aspirer la totalité du débit d'air provenant de la direction de l'incendie (correspondant à la vitesse de dimensionnement dans l'air frais) ainsi que l'air provenant de l'autre direction à la vitesse minimale de 1 m/s et le débit dû à la dilatation causé par la puissance thermique de l'incendie :

$$Q_V = V_1 \cdot S + V_2 \cdot S + \frac{\mathcal{P}_c}{\rho_0 C_p T_0}$$

où comme précédemment, S est la section du tunnel, \mathcal{P}_c la puissance convective de l'incendie, ρ_0 la masse volumique de l'air frais, C_p la chaleur massique de l'air et T_0 la température de l'air frais. Il convient en outre de tenir compte d'une marge de sécurité nécessaire pour pallier les imperfections du mode de contrôle du courant d'air en tunnel. Cette marge doit être déterminée

au cas par cas, en tenant compte notamment du refroidissement des fumées dans le puits d'extraction. La figure 4.4 montre le mouvement des fumées dans un tunnel muni d'une extraction massive de 16 m^2 pour un débit extrait de $285 \text{ m}^3/\text{s}$ située à 30 m en aval de l'incendie. L'incendie est représenté par une plaque chauffante au sol. Une comparaison des planches (b) et (c) montre l'effet de la forme de l'ouverture d'extraction : pour une même surface, l'ouverture de la planche (b) occupe 4 m de large dans le tunnel, contre 8 m pour celle de la planche (c).

Les puits d'extraction participent à la mise en mouvement de l'air dans le tunnel, les accélérateurs jouant un rôle d'équilibrage du courant d'air. Cet équilibrage peut aussi être réalisé par la réversibilité des puits (dont certains fonctionnent alors en insufflation massive d'air frais).

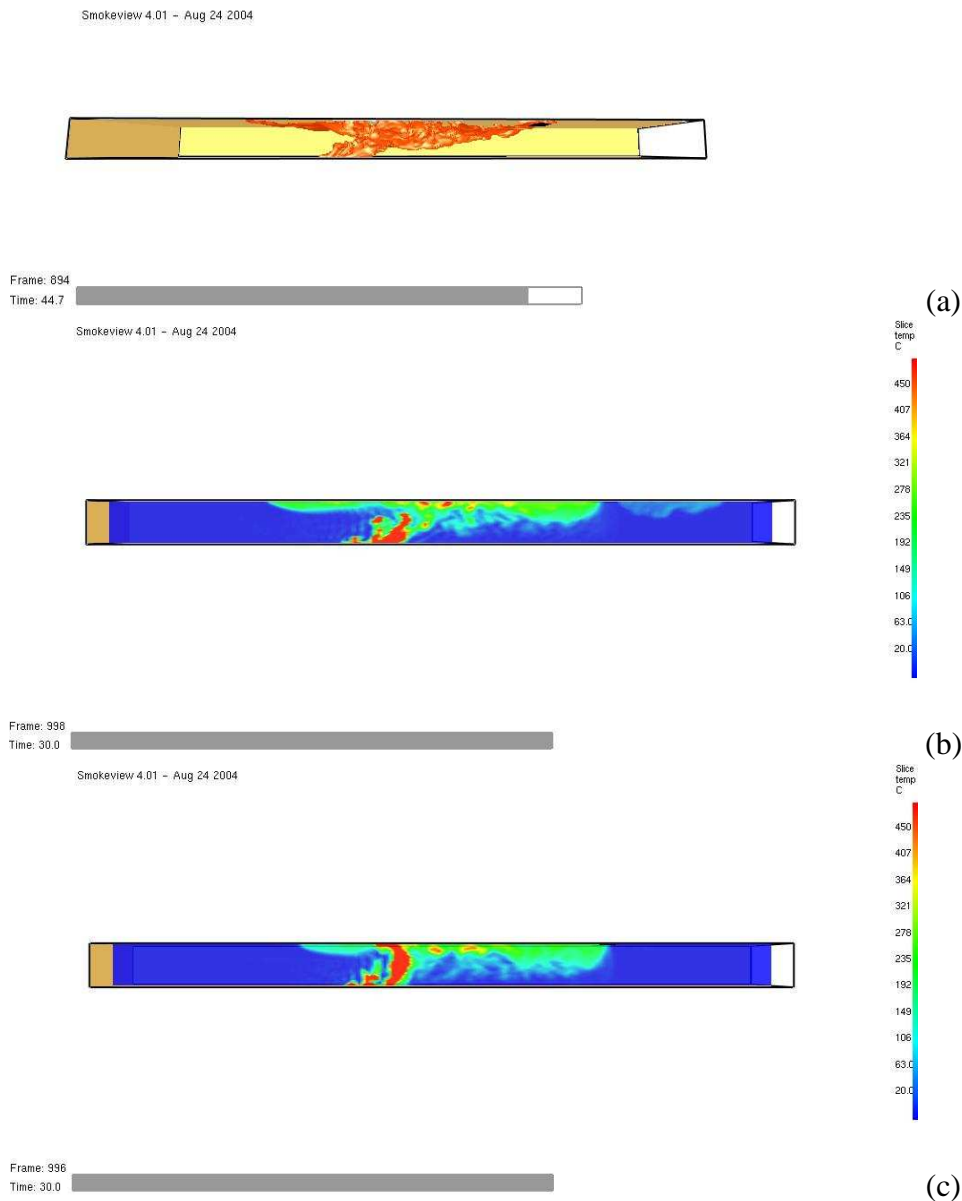


FIG. 4.4 – Simulation d'un incendie dans un tunnel muni d'une extraction massive avec le logiciel FDS; (a) : isosurface de température 200°C , pour une trappe carrée de 4 m de côté; (b) : coupe du champ de température selon le plan axial du tunnel, pour une trappe carrée de 4 m de côté; (c) : figure identique au (b), mais la trappe est un rectangle allongé dans le sens de largeur du tunnel, de 8 m sur 2 m; la puissance convective est de 20 MW, le débit d'extraction est de $285\text{ m}^3/\text{s}$ et les pertes de chaleur aux parois sont négligées (ce qui explique sans doute la présence de la nappe de retour malgré une vitesse de l'air de 3 m/s); le domaine mesure 80 m de long, 10 m de large et 5 m de haut pour 530 000 mailles environ.

Chapitre 5

L'incendie en ventilation transversale

5.1 Introduction

En stratégie transversale, on vise à maintenir la stratification des fumées au moyen d'extractions en plafond et d'une limitation des courants d'air. Dans le passé, l'extraction se faisait au moyen de très nombreuses petites trappes en plafond. On utilise maintenant de grandes trappes à ouverture télécommandée, ce qui permet de concentrer l'extraction au droit de l'incendie (typiquement, on concentre l'extraction sur 400 à 600 m dans la zone de l'incendie, au moyen de 5 à 8 trappes télécommandées dont la surface est déterminée en visant une vitesse de l'air de l'ordre de 15 m/s au travers des trappes). De plus, on ménage en général une insufflation d'air à proximité du sol, afin de fournir de l'air aux personnes bloquées si l'incendie dépasse l'incendie de dimensionnement. Cette insufflation doit être modérée afin de ne pas créer trop de turbulence qui conduirait à une destratification trop rapide des fumées.

La conception et le dimensionnement des installations d'insufflation et d'extraction se fait au moyen de la méthode des pertes de charge appliquée aux gaines de ventilation, et n'est pas présentée ici (voir [5] pour une description des méthodes de conception et dimensionnement). On se concentre ici sur les installations de contrôle du courant d'air, d'abord en décrivant leur conception, puis en discutant des algorithmes de contrôle.

5.2 Installations de limitation du courant d'air

Le contrôle du courant d'air est un élément primordial du bon fonctionnement de la ventilation transversale en cas d'incendie car l'objectif est de conserver les fumées stratifiées sous le plafond, et pour ce faire la vitesse du courant d'air doit être inférieure à une certaine valeur V_d .

Les méthodes de contrôle du courant d'air peuvent se ranger en trois catégories, selon les types d'équipements qu'elles requièrent (classées ici selon les types de sur-équipements nécessaires par rapport à une installation traditionnelle) :

- utilisation des cantons de ventilation dans lesquels il n'y a pas d'incendie en extraction ou soufflage (un canton de ventilation est un tronçon de tunnel ventilé transversalement dans lequel on peut régler indépendamment des autres tronçons les régimes d'insufflation et d'extraction d'air),
- utilisation d'équipements de ventilation spécifiques implantés aux têtes,
- utilisation d'équipements de ventilation spécifiques implantés le long du tunnel.

5.2.1 Utilisation des cantons dans lesquels il n'y a pas d'incendie

L'utilisation des cantons de ventilation dans lesquels il n'y a pas d'incendie est une méthode efficace dès que le tunnel a un nombre suffisant de cantons. Pour chaque position d'incendie possible et un certain nombre de niveaux de contre-pressions, il faut, par l'emploi d'un logiciel unidimensionnel, vérifier qu'il est possible de maîtriser le courant d'air par la commande des régimes de ventilation dans les cantons dans lesquels il n'y a pas d'incendie (voir figure 5.1). Pour améliorer l'efficacité de cette méthode, on peut envisager dans certains cas de mettre en place des bouches de soufflage qui ont un jet orienté. Cela permet d'injecter de la quantité de mouvement en plus de la masse, et par conséquent est plus efficace.

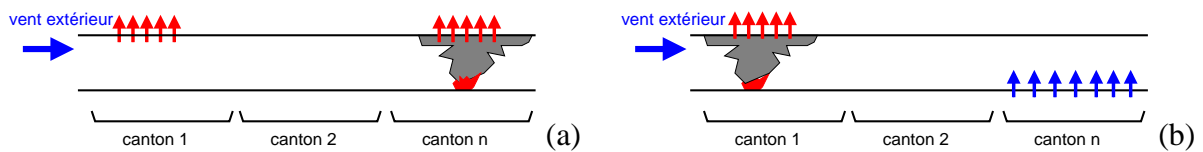


FIG. 5.1 – Exemple de contrôle du courant d'air en utilisant les cantons dans lesquels il n'y a pas d'incendie ; (a) l'incendie est du côté opposé au sens du vent ; (b) l'incendie est du côté du vent.

Cette méthode n'est efficace que pour les tunnels longs qui comportent suffisamment de cantons, à condition que les débits installés soient suines de ventilation), l'installation d'une alimentation électrique puissante sur toute la longueur du tunnel, et un mode de commande qui garantisse absolument que les accélérateurs situés à proximité immédiate du foyer ne soient pas mis en marche (ce qui nécessite une détection rapide de la position de l'incendie).

5.2.2 Équipements de ventilation spécifiques installés en tête de tunnel

L'installation d'équipements de ventilation spécifiques au contrôle du courant d'air est parfois nécessaire. Dans ce cas, l'installation de ces systèmes aux têtes du tunnel est préférable. L'injection de quantité de mouvement peut se faire ou bien par des accélérateurs ou bien par des injecteurs Saccardo.

L'injection d'une quantité de mouvement F dans le tunnel conduit à une pression motrice égale à

$$\Delta P = \frac{F}{S}$$

où S est la section du tunnel. L'ordre de grandeur des poussées que l'on peut atteindre avec des accélérateurs ou des injecteurs Saccardo est de $F \approx 5\,000$ N par batterie, voire $15\,000$ N pour des injecteurs Saccardo de forte puissance. Pour un tunnel de 50 m^2 de section, cela correspond donc à une pression motrice maximale de l'ordre de 100 Pa, voire jusqu'à 300 Pa. On voit donc que l'injection de quantité de mouvement aux têtes est une solution adaptée pour le contrôle du courant d'air dans la plupart des cas.

Pour empêcher la déstratification des fumées, il faut limiter le niveau de turbulence au droit du foyer. Pour ce faire, on installe à chaque tête une batterie qui souffle vers l'intérieur du tunnel. On met en marche la batterie qui correspond au sens dans lequel il faut pousser. Si l'incendie est entre la tête et la batterie concernée, on laisse sortir les fumées par la tête en question (voir figure 5.2).

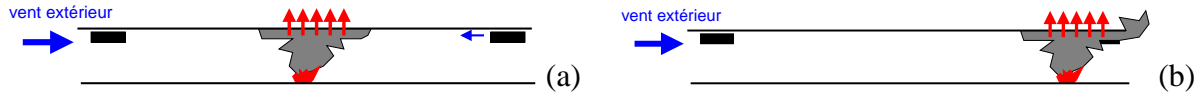


FIG. 5.2 – Exemple de contrôle du courant d’air en utilisant une injection de quantité de mouvement aux têtes ; (a) situation courante ; (b) l’incendie est du côté opposé au vent, entre la batterie d’accélérateurs et la tête.

5.2.3 Équipements de ventilation spécifiques répartis le long du tunnel

Si aucune des méthodes décrites précédemment ne peut s’appliquer, on peut envisager d’installer des accélérateurs dédiés au contrôle du courant d’air et répartis tout au long du tunnel. Cette solution rend nécessaire un sur-gabarit du tunnel (sauf si la voûte n’est pas utilisée pour les gaines de ventilation), l’installation d’une alimentation électrique puissante sur toute la longueur du tunnel, et un mode de commande qui garantisse absolument que les accélérateurs situés à proximité immédiate du foyer ne soient pas mis en marche (ce qui en conséquence nécessite une détection rapide de la position de l’incendie).

5.3 Commande des installations de limitation du courant d’air

Pour la commande des installations de contrôle du courant d’air, deux stratégies sont possibles :

- la limitation en boucle ouverte, c’est à dire la mise en place d’un programme de ventilation selon les conditions aux limites constatées à l’instant du début de l’incendie
- la régulation en boucle fermée, c’est à dire l’utilisation des données des anémomètres pour commander en temps réel la ventilation.

5.3.1 Utilisation de scénarios préprogrammés

La limitation du courant d’air par scénario préprogrammé nécessite de pouvoir mesurer les principaux paramètres qui vont l’influencer, de simuler par avance chacun des scénarios, et de déterminer grâce à ces simulations la commande adaptée à chacune des valeurs possibles de paramètres.

L’avantage de cette méthode est sa robustesse et sa simplicité, l’inconvénient est qu’elle ne garantit pas la limitation effective du courant d’air (on peut par exemple se tromper de scénario).

5.3.2 Contrôle en boucle fermée

Le contrôle en boucle fermée repose sur la mise au point d’un algorithme utilisant des grandeurs mesurées en tunnel pour en déduire la loi de commande. On va ici montrer l’exemple très simple du contrôle par accélérateurs, dans une situation isotherme, et en négligeant l’effet des véhicules. En intégrant l’équation de quantité de mouvement sur la longueur du tunnel, on trouve :

$$\rho L \frac{dU}{dt} = \Delta P_a - \frac{1}{2} \rho U |U| \frac{L}{D_H} (\lambda_c + \xi_e + \xi_s) + nk \frac{F}{S} \left(1 - \frac{U}{W} \right)$$

La vitesse du courant d'air étant faible on peut supposer pour simplifier que $U \ll W$, et, moyennant un changement de notations, on a :

$$\frac{dU}{dt} = -aU|U| + b \cdot n - C$$

On recherche une loi de commande, c'est à dire une équation sous la forme :

$$n = n(u, \int u, \dots).$$

Pour la suite, il peut être utile de raisonner dans l'espace des phase (U, n) .

Dans un premier temps, on recherche la loi de commande sous la forme $n = n(u)$. Une condition nécessaire est alors que $n(0) = n_0$,

$$n_0 = \frac{C}{b}$$

On peut écrire alors le système (au premier ordre en U) :

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = b \cdot (n - n_0) - aU|U| \\ n - n_0 = -\gamma U \end{cases}$$

une condition nécessaire de stabilité de la loi de commande (c'est à dire pour que U soumis à cette équation d'évolution tende vers 0 pour toutes les conditions initiales) est donc que $\gamma > 0$. L'inconvénient de cette loi de commande est qu'elle nécessite la connaissance de n_0 le régime optimal, qui dépend de ΔP_a , grandeur aléatoire et difficile à mesurer.

Des lois de commande n'ayant pas cet inconvénient peuvent être imaginées. Par exemple, en notant $n' = n - n_0$, on peut poser :

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = b \cdot n' - aU|U| \\ \frac{dn'}{dt} = -\gamma \cdot U + f(U) \end{cases}$$

où f est une fonction (au moins quadratique) à déterminer. Soient

$$X = \begin{bmatrix} \sqrt{\gamma}U \\ \sqrt{bn'} \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} -\frac{a}{\sqrt{\gamma}}X_1|X_1| \\ \sqrt{b}f(X_1/\sqrt{\gamma}) \end{bmatrix}, \quad M = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$$

L'équation s'écrit donc :

$$\frac{dX}{dt} = \sqrt{b\gamma}MX + F$$

Les deux valeurs propres de M étant imaginaires pures, l'équilibre est indifférent, et ce sont les termes quadratiques qui déterminent la stabilité du système. En effet, après quelques calculs, on obtient :

$$\frac{d||X^2||}{dt} = -\frac{2a}{\sqrt{\gamma}}|X_1|^3 + 2X_2\sqrt{b}f(X_1/\sqrt{\gamma})$$

Donc la commande permet de converger vers une vitesse nulle si et seulement si $f = 0$ pour tout U . L'intérêt de cette commande est que l'on n'a pas besoin de connaître n_0 . Elle permet même de l'évaluer.

Pour prendre en compte la nécessité d'une temporisation entre les changements de régime ainsi que le fait que $n \in \mathbf{N}$, on peut utiliser le système dynamique :

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = b \cdot n' - aU|U| \\ n' = \mathbf{E}[n_a(T_a \mathbf{E}[t/T_a])] \\ \frac{dn'_a}{dt} = -\gamma \cdot U + f(U) \end{cases}$$

où $E[.]$ représente la partie entière d'un nombre (entier de valeur absolue immédiatement inférieure), T_a est la période de temporisation et n'_a est une variable auxiliaire, correspondant à un nombre fictif d'accélérateurs.

5.3.3 Application pratique du contrôle en boucle fermée

Les méthodes présentées ci-dessus ne sont pas directement applicables aux tunnels réels. En particulier, la vitesse moyenne de l'air dans une section est particulièrement difficile à déterminer, alors que sa connaissance est essentielle au contrôle du courant d'air.

En l'absence d'incendie dans le tunnel, les difficultés de mesure de la vitesse sont dues au fait :

- que les capteurs ne peuvent être installés qu'à l'extérieur du gabarit routier, ce qui conduit à des localisations proches des parois ; cela conduit à la nécessité de précautions d'installation et la détermination d'un coefficient correctif ;
- que l'écoulement n'est pas établi ; il subit de grandes variations au passage de chacun de véhicules, qui se superposent à la turbulence inhérente aux écoulements établis en conduite.

De plus, en présence d'un incendie, le développement de courants de densité sous le plafond fait que la vitesse dans la section peut avoir des valeurs très différentes suivant la hauteur, avec même en situation de courant d'air faible (ce que l'on recherche) des mouvements d'air de directions opposées entre les couches hautes et basses du tunnel. Un effort de recherche important doit donc encore être fourni dans ce domaine.

Enfin, le système doit être robuste en cas de défaillance de capteur.

5.4 Efficacité d'une ventilation transversale

Les simulations tridimensionnelles permettent d'estimer l'efficacité d'une ventilation transversale, ainsi que la température dans la gaine d'extraction (qui peut ainsi être prise en compte dans les calculs résistance au feu de la gaine). Un exemple est donné sur la figure 5.3. Il s'agit d'une simulation d'un tronçon de tunnel de 225 m de long, avec un espace de trafic de 10 m de large et 5 m de haut. Pour des raisons de simplicité de maillage dans ce cas fictif, la gaine d'extraction est supposée occuper toute la largeur en plafond, pour une hauteur de 1,5 m (ce qui conduit à une gaine nettement plus grande que dans les cas réels). Le maillage est constitué de $900 \times 40 \times 30$ mailles cubiques (4 mailles étant perdues dans la direction verticale pour simuler le plafond) de 25 cm de côté. La ventilation est supposée être capable d'extraire $155 \text{ m}^3/\text{s}$ sur 7 trappes de 1 m^2 espacées de 50 m chacune, dont 5 seulement sont modélisées, et on retient donc un débit d'extraction global de $110 \text{ m}^3/\text{s}$. Dans le calcul simplifié présenté dans l'exemple, les parois sont supposées adiabatiques, ce qui fait que le débit est constant dans la gaine. Cela correspond en fait à faire l'hypothèse que les ventilateurs d'extraction sont à proximité immédiate de la zone modélisée.

Pour chacune des trappes, on peut estimer les débits de volume Q_V et de masse Q_M extraits¹ :

$$Q_V = \int \int_{\text{trappe}} w dS \quad , \quad Q_M = \int \int_{\text{trappe}} \rho w dS$$

1. Il est à noter que, du fait de l'hypothèse de faible Mach, le débit d'enthalpie est $\rho_0 C_p T_0 Q_V$.

On peut en déduire la température résultante

$$T = \rho_0 T_0 \frac{Q_V}{Q_M}.$$

La proportion de la puissance émise passant au travers d'une surface \mathcal{S} peut être caractérisée par le flux de déficit de densité

$$\mathcal{B}_S = \int \int_S \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a} g \underline{u} \cdot d\underline{S}$$

(ρ_a est la masse volumique ambiante, c'est à dire la masse volumique de l'air frais entrant dans le domaine). Si \mathcal{S} est une surface fermée entourant le foyer et qu'il n'y a pas de pertes thermiques aux parois solides, on doit avoir :

$$B = \mathcal{B}_S.$$

Par ailleurs, si \mathcal{S} est une surface correspondant à une trappe, on doit avoir $\mathcal{B}_S = gQ_V - \frac{g}{\rho_a} Q_M$, ce qui permet de la calculer aisément (Le tableau 5.1 résume ces résultats²). Ainsi, on peut définir l'efficacité et le rendement d'une ventilation transversale, fonctions de la puissance de l'incendie et du courant d'air au droit du foyer, par :

$$\mathcal{E} = \frac{\sum_{\text{trappes}} \mathcal{B}}{B} \quad \text{et} \quad \mathcal{R} = \frac{\sum_{\text{trappes}} \mathcal{B}}{gQ_V^t}$$

(Q_V^t représente le débit volumique total au niveau des ventilateurs). L'efficacité \mathcal{E} représente la puissance thermique extraite par les trappes rapportée à la puissance totale de l'incendie, et le rendement \mathcal{R} représente la puissance thermique extraite par les trappes rapportée à la puissance maximale que pourrait extraire le système dans des conditions parfaites d'utilisation. L'estimation de ces grandeurs nécessite bien sûr des temps de calcul importants (dans le cas de l'exemple présenté ici, l'estimation pour une seule puissance et chaque valeur de courant d'air a nécessité plus de 72 heures de calcul, sans pour autant permettre d'estimer l'efficacité et le rendement globaux du système, puisque seules 5 trappes sur 7 étaient modélisées). Une poursuite du travail de recherche est nécessaire pour permettre de prendre en compte rigoureusement les pertes de chaleur aux parois dans les calculs d'efficacité et de rendement, ainsi qu'une confrontation à des données expérimentales.

2. On constate aussi dans le tableau que la somme des débits volumiques extraits est égale au débit volumique extrait en extrémité de gaine ; cela est dû à la proportionnalité entre flux de volume et d'enthalpie et au fait que les parois sont supposées adiabatiques.

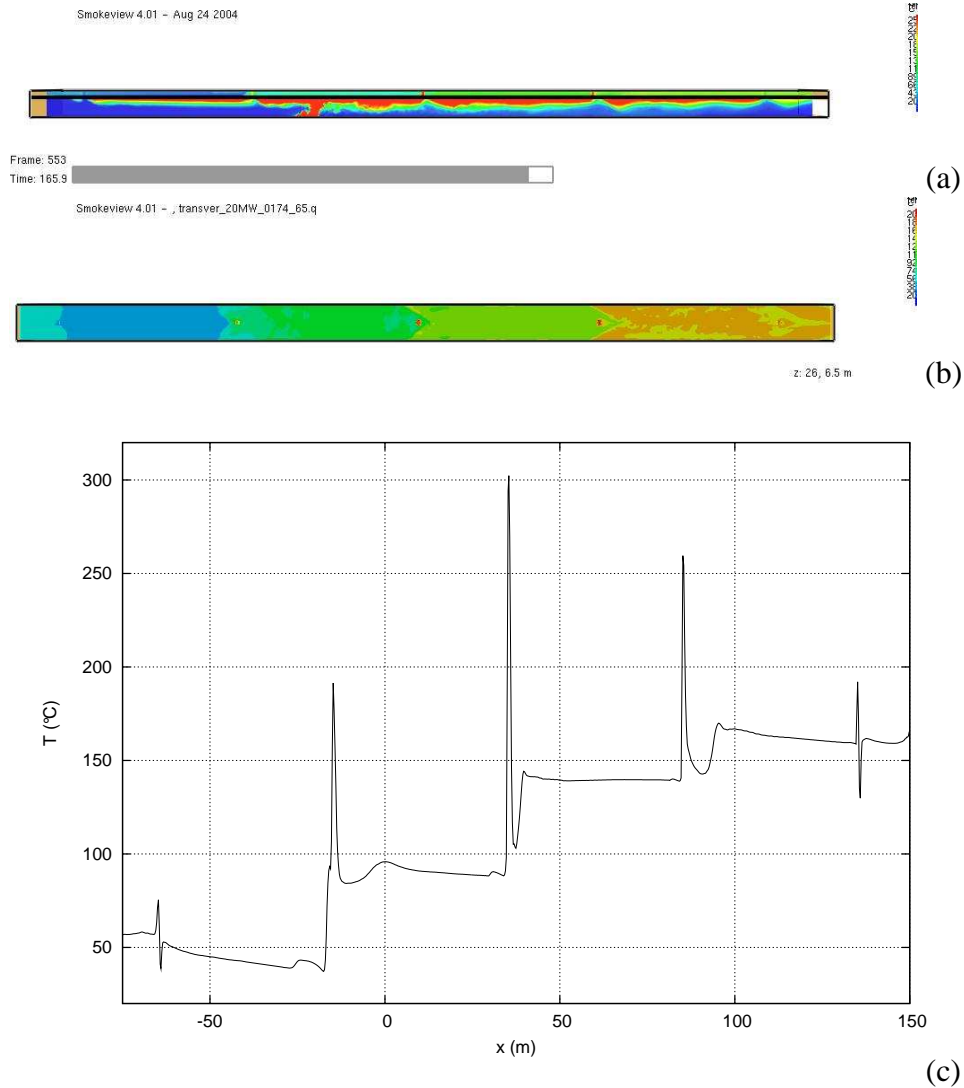


FIG. 5.3 – Températures calculées par simulation tridimensionnelle pour un feu de 20 MW convectifs et un courant d'air entrée de tunnel de 2,5 m/s (toutes les parois solides sont supposées adiabatiques) : (a) coupe par le plan médian du tunnel, 3 minutes environ après le début de l'incendie ; (b) : coupe horizontale dans la gaine juste au dessus du plafond ; (c) : températures atteintes en gaine, sur l'axe juste au dessus du plafond, en fonction de l'abscisse (l'incendie est à l'abscisse 0) ; la position des trappes se repère aisément par les pics de température.

vitesse de l'air en entrée du domaine : 2,5 m/s							
	entrée tunnel	trappe 1	trappe 2	trappe 3	trappe 4	trappe 5	sortie tunnel
Q_M (kg/s)	140	20,6	15,2	12,6	14,4	17,9	59,9
Q_V (m ³ /s)	125	20,6	20,9	21,7	22,7	24	71,5
T (°C)	20	54,6	177,5	291,5	243,5	166,2	118,0
\mathcal{B} (m ⁴ /s ³)	0	21,3	71,6	102,3	96,3	78,4	175,8
$\mathcal{E} = 68 \%$							
$\mathcal{R} = 34 \%$							

vitesse de l'air en entrée du domaine : 3,5 m/s							
	entrée tunnel	trappe 1	trappe 2	trappe 3	trappe 4	trappe 5	sortie tunnel
Q_M (kg/s)	196	23,0	22,0	13,4	14,7	17,1	105,0
Q_V (m ³ /s)	175	20,6	20,7	21,7	22,7	24,0	118,0
T (°C)	20	20,4	35,2	257,5	232,8	186,8	95,1
\mathcal{B} (m ⁴ /s ³)	0	0,3	10,0	95,3	93,7	85,4	236,2
$\mathcal{E} = 55 \%$							
$\mathcal{R} = 26 \%$							

TAB. 5.1 – Bilans de masse, de volume et de déficit de densité dans la simulation de la figure 5.3 et estimation de l'efficacité et du rendement du système de ventilation, une fois le régime permanent atteint.

Bibliographie

- [1] V. Babrauskas. Burning rates. in *SFPE Handbook of fire protection engineering, NFPA 3.1*, pp 3-14, 1995
- [2] P. Carlotti and A. Voeltzel. The impact of wall heating on longitudinal ventilation. *Tunnel Management International*, 7:2, 2004
- [3] Cetu. Calcul des émissions de polluants des véhicules automobiles en tunnel. 2002
- [4] Cetu. Camatt : Guide de l'utilisateur. 2003
- [5] Cetu. Dossier pilote des tunnels – Ventilation. ISBN 2-11-084740-9, 2003
- [6] Cetu. Maille : Guide de l'utilisateur. 1998
- [7] N.H. Danziger and W.D. Kennedy. Longitudinal ventilation analysis for the Glenwood Canyon tunnels. proceedings of the *4th international symposium on the aerodynamics and ventilation of vehicule tunnels*, BHRA, 1982
- [8] M. Hug. Mécanique des fluides appliquée. éditions Eyrolles, Paris, 1975
- [9] F.P. Incropera and D. P. DeWitt. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. John Wiley and Sons, New York, 1996
- [10] J.-P. Künsch. Simple model for control of fire gases in a ventilated tunnel. *Fire Safety Journal*, 37 pp. 67-81, 2002
- [11] A. Mos. Thèse de doctorat. Université Claude Bernard Lyon 1, 2005
- [12] A. Mos, P. Carlotti, and B. Gay. Simple models for stratified smoke front propagation. *Tunnel Management International*, 8:1, 2005
- [13] P.H. Thomas. Movement of smoke in horizontal corridors against an air flow. *Inst. Fire Engrs Q.*, 30, pp 45-53.
- [14] P.-L. Viollet. Mécanique des fluides à masse volumique variable. Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1997
- [15] P.-L. Viollet, J.P. Chabard, P. Esposito, and D. Laurence. Mécanique des fluides appliquée. Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1998

(pour toute information sur les documents édités par le Cetu, contacter documentation.CETU@equipement.gouv.fr)