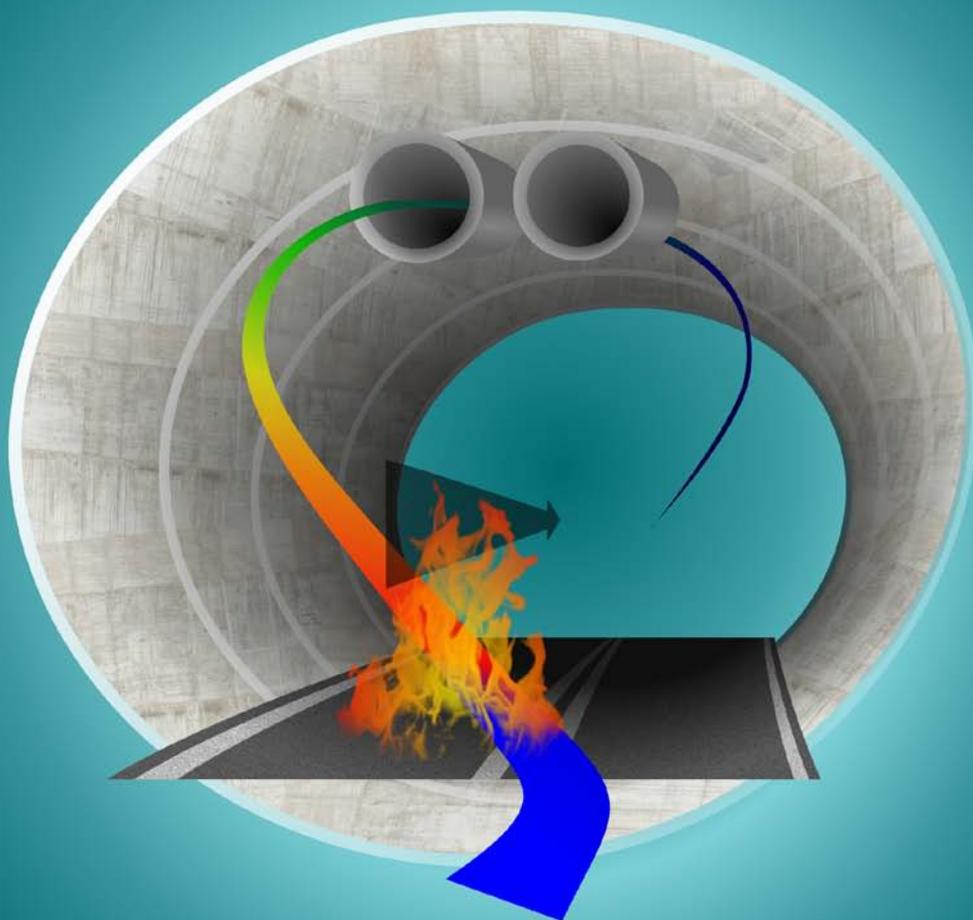


*LA MODÉLISATION AÉRAULIQUE
POUR LES TUNNELS
FASCICULE 2 : LA MODÉLISATION
MONODIMENSIONNELLE*



AVERTISSEMENT

Les guides sont l'aboutissement de travaux de synthèse, de réflexion méthodologique, de recherche, de retour d'expérience, menés ou commandités par le CETU. Ils ont vocation à servir de référence pour la conception, la réalisation ou l'exploitation des ouvrages souterrains. Comme tout état de l'art à un moment donné, un guide peut toutefois devenir un jour obsolète, soit du fait de l'évolution des techniques ou des réglementations, soit par la mise au point de méthodes plus performantes.

*LA MODÉLISATION AÉRAULIQUE
POUR LES TUNNELS
FASCICULE 2 : LA MODÉLISATION
MONODIMENSIONNELLE*

mars 2013

Centre d'Études des Tunnels

25, avenue François Mitterrand

Case n°1

69674 BRON - FRANCE

Tél. 33 (0)4 72 14 34 00

Fax. 33 (0)4 72 14 34 30

cetu@developpement-durable.gouv.fr

www.cetu.developpement-durable.gouv.fr

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	6
1. La modélisation physique dans les codes 1D	7
1.1. Généralités	7
1.2. Nomenclature	8
1.3. Équations du modèle 1D	8
1.3.1. Équation de continuité	8
1.3.2. Équation de conservation de la quantité de mouvement	8
1.3.3. Équation de conservation de l'enthalpie	9
1.3.4. Équation de conservation des scalaires passifs	9
1.4. Comparaison avec les équations de Navier-Stokes intégrées sur une section	10
1.3.1. Équation de continuité	10
1.3.2. Équation de conservation de la quantité de mouvement	10
2. Propagation des fronts de fumée	11
2.1. Physique de la propagation des fronts	11
2.1.1. Courants de densité	8
2.1.2. Notion de débit de flottabilité	8
2.1.3. Vitesse du front d'un courant de densité	9
2.1.4. Application aux incendies en tunnel	9
2.2. Propagation d'un front dans l'hypothèse 1D	13
2.3. Comparaison des résultats d'un code 1D et de modèles issus de la théorie des courants de densité	14
2.3.1. Cas n°1 : courant d'air très faible	14
2.3.2. Cas n°2 : courant d'air supérieur à la vitesse critique	15
3. Représentativité des valeurs moyennes sur la section	16
3.1. Températures et concentrations en polluants	16
3.2. Vitesses	17
3.3. Effet cheminée	17

4. Conséquences pratiques pour les études en ventilation longitudinale	19
4.1. Dimensionnement de la ventilation	19
4.2. Études de scénarios	20
5. Conséquences pratiques pour les études en ventilation transversale	21
5.1. Validité de la modélisation physique	21
5.1.1. Contrôle du courant d'air et mouvement des fronts de fumée	21
5.1.2. Stratification des fumées	22
5.1.3. Notion d'efficacité de l'extraction	22
5.2. Possibilités d'utilisation des modèles 1D	24
5.3. Utilisation conjointe des modèles 1D et 3D	25
6. Dispositifs particuliers	26
6.1. Bretelles d'entrée ou de sortie	26
6.2. Transparences aérauliques	26
7. Contrôle qualité des études	28
7.1. Méthodologie	28
7.2. Caractéristiques minimales des outils employés	28

INTRODUCTION

La conception des systèmes de ventilation des tunnels, l'évaluation de leurs performances et la réalisation d'études de scénarios d'incendie telles que les études spécifiques des dangers (ESD) des tunnels routiers nécessitent le plus souvent des outils de calcul numériques. Le fascicule 1 du présent guide présente les grandes familles de modèles de calcul ainsi que leurs avantages et limitations respectifs. Ce fascicule 2 expose plus en détail la modélisation monodimensionnelle. La lecture du fascicule 1 est recommandée en préalable à celle du présent fascicule 2.

Le présent fascicule est destiné aux maîtres d'œuvre, aux bureaux d'études chargés des simulations numériques et de leur interprétation, et à ceux qui les contrôlent. Il a pour objet de présenter les phénomènes physiques qu'il est important de comprendre pour appréhender les possibilités d'application et les limitations des modèles 1D et de les illustrer par quelques exemples, en comparant notamment des résultats de différents modèles. Il montre qu'une bonne connaissance de ces phénomènes permet de tirer des informations intéressantes de simulations 1D malgré leurs limitations, et d'identifier le cas échéant des scénarios à modéliser plus finement.

Les modèles monodimensionnels (1D en abrégé), largement utilisés à tous les stades d'étude dans les projets de tunnels, reposent sur l'hypothèse suivant laquelle toutes les variables de l'écoulement sont uniformes sur toute section droite du tunnel. Cette hypothèse permet d'accélérer considérablement les calculs par rapport à un modèle 3D. Cela est particulièrement utile lorsqu'un calcul en régime transitoire est requis, par exemple dans une étude de scénario ou lorsque l'échauffement progressif des parois peut altérer les performances de la ventilation¹.

Cependant, l'hypothèse 1D implique la perte de toute information relative à la stratification des fumées. Elle conduit également à ignorer des phénomènes parfois prépondérants pour le mouvement des fumées, ce qui provoque des erreurs d'autant plus importantes que le courant d'air longitudinal est faible.

Ces limitations sont plus ou moins pénalisantes suivant la stratégie de désenfumage appliquée et l'objectif de l'étude réalisée. En fonction des phénomènes prépondérants et des résultats recherchés, les modèles 1D seront à utiliser avec plus ou moins de précautions. Dans certains cas, des calculs plus détaillés peuvent être requis en complément.

Le chapitre 1 reprend les équations utilisées dans les modèles 1D et met en évidence les différences qui existent avec les équations générales de Navier-Stokes à masse volumique variable intégrées sur une section. Cette approche théorique permet de mettre en évidence certaines limitations fondamentales de la modélisation 1D.

Le chapitre 2 présente rapidement le phénomène physique de courant de densité, à la base de la propagation des fronts de fumée, et introduit une modélisation simple du comportement des nappes de fumée en tunnel fondée sur cette théorie. Les vitesses de propagation ainsi calculées sont confrontées aux résultats d'un code 1D.

Le chapitre 3 fait le point sur la représentativité des variables calculées par un modèle 1D. On y détaille ainsi les distorsions de la modélisation physique induites par l'hypothèse 1D et les précautions à prendre pour utiliser les résultats en termes de température, vitesse d'air, etc.

Les chapitres 4 et 5 montrent les possibilités d'utilisation et les conséquences des limitations des codes 1D pour les études en ventilation longitudinale (y compris les systèmes avec extractions massives) et transversale. Ils proposent des méthodologies d'étude permettant de pallier, dans une certaine mesure, ces limitations. Il peut notamment être fait appel ponctuellement à des simulations 3D complémentaires qui, même en nombre réduit, peuvent fournir une grande partie des informations manquantes pour estimer le comportement des fumées et les conditions de sécurité dans de nombreux scénarios.

Le chapitre 6 est consacré aux difficultés de modélisation de certains dispositifs particuliers.

Enfin, le chapitre 7 liste les informations qui doivent être fournies à l'appui de simulations numériques monodimensionnelles afin de préciser les hypothèses et d'attester la qualité de la modélisation et de son interprétation.

¹ : P. Carloti et A. Voeltzel, *Evolution of air temperature in a road tunnel during a fire*, Eurotherm seminar 70, Turin, Italie, 2002.

LA MODÉLISATION PHYSIQUE DANS LES CODES 1D

Dans ce fascicule, on prendra comme référence de modèle 1D, parmi les outils existants, le code CAMATT², dont les aspects théoriques ont été développés par le CETU.

Les outils appliqués aux études d'incendie en tunnel telles que demandées actuellement devraient comporter au moins la possibilité de calcul transitoire et une modélisation ne faisant pas l'hypothèse des faibles variations de masse volumique, non

adaptée au cas des incendies (ce point ne sera pas développé ici). Une liste plus complète des caractéristiques souhaitables est donnée au paragraphe 7.2.

Des modèles plus limités peuvent être acceptables suivant les cas. De manière générale, il est bon de justifier systématiquement la pertinence du modèle utilisé pour le cas étudié.

1.1 GÉNÉRALITÉS

L'hypothèse de base est que les variables physiques de l'écoulement sont uniformes sur toute section transversale du tunnel. Cette hypothèse n'est en réalité jamais vérifiée, y compris dans les cas où le courant d'air longitudinal est fort et où les fumées sont dites déstratifiées. Même lorsque la visibilité est, en pratique, nulle dans toute la section, le gradient thermique peut persister très loin du foyer.

Les effets des différences de masse volumique dans les fluides sont nombreux et se manifestent parfois par des phénomènes de grande ampleur. Dans la nature, on peut citer les courants marins ou encore la plupart des phénomènes météorologiques. Les effets dynamiques d'un gradient thermique, principale origine des différences de masse volumique en tunnel, sont donc souvent très significatifs.

Pour une bonne évaluation de la modélisation 1D, il est bon de garder à l'esprit quelques références. Par exemple, des phénomènes tels que les courants marins sont générés et entretenus par des différences relatives de masse volumique largement inférieures à 1%. Pour obtenir cette différence dans l'air, une différence de température d'environ 3°C suffit, à comparer aux 1000°C rencontrés près d'un foyer en tunnel et aux 50°C

qu'on peut encore mesurer en plafond à plusieurs centaines de mètres d'un foyer important. Bien entendu, il existe d'autres phénomènes qui contrebalancent les effets du gradient thermique, en premier lieu l'entraînement des fumées par le courant d'air longitudinal. L'hypothèse 1D n'en reste pas moins fondamentalement fautive pour la modélisation des incendies en tunnel.

On peut également le mettre en évidence en remarquant que les équations obtenues grâce à cette hypothèse diffèrent de celles obtenues par l'intégration des équations tridimensionnelles de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes) sur une section transversale. Nous effectuerons cette comparaison après avoir présenté les équations du modèle 1D.

1.2 NOMENCLATURE

Les principales variables utilisées dans le présent fascicule sont :

a	Diffusivité thermique de l'air [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
A	Section aérée du tunnel [m^2]
h	Enthalpie massique [$\text{J}.\text{kg}^{-1}$]
P	Pression statique [Pa]
s_y	Terme source pour la variable y (par unité de volume, en 3D) [$\text{y}.\text{m}^{-3}.\text{s}^{-1}$]
S_y	Terme source pour la variable y (par unité de longueur, en 1D) [$\text{y}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$]
t	Temps [s]
T	Température [K]
u	Vitesse longitudinale de l'air [$\text{m}.\text{s}^{-1}$]
x	Abscisse [m]
Φ	Scalaire passif [-]
Γ	Diffusivité moléculaire du scalaire passif [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
ρ	Masse volumique [$\text{kg}.\text{m}^{-3}$]

L'indice 0 correspond aux conditions ambiantes, c'est-à-dire celles régnant dans le tunnel avant le début de l'incendie.

1.3 ÉQUATIONS DU MODÈLE 1D

Les équations sont établies en réalisant les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie sur un tronçon de tunnel de longueur infinitésimale.

1.3.1 Équation de continuité

L'équation de continuité ou de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = \frac{S_m}{A} \quad (1)$$

où S_m est le terme source local de masse, qui représente en général un élément de ventilation, soufflage ou extraction. Sa dimension est [$\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$].

1.3.2 Équation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{S_{mvt}}{A} \quad (2)$$

où S_{mvt} est le terme source local de quantité de mouvement. Ce terme se décompose en frottements, effet cheminée, pistonnement, poussée des accélérateurs, etc. Sa dimension est [$\text{kg}.\text{s}^{-2}$] ou [$\text{N}.\text{m}^{-1}$].

1.3.3 Équation de conservation de l'enthalpie

Moyennant certaines hypothèses largement vérifiées pour les écoulements en tunnel (gaz parfait de composition chimique constante, écoulement incompressible, transformations thermodynamiques isobares), le premier principe de la thermodynamique peut s'exprimer par l'équation suivante :

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u h) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(a \frac{\partial}{\partial x}(\rho h) \right) + \frac{\phi_{\text{foyer}}}{A} + \frac{\phi_{\text{conv}}}{A} + \frac{\phi_{\text{rad}}}{A} + \frac{S_h}{A} \end{aligned}$$

où a est la diffusivité thermique de l'air, ϕ_{foyer} le flux thermique apporté par le foyer (vaut 0 partout sauf à l'abscisse du foyer), ϕ_{conv} le flux thermique net reçu par convection aux parois, ϕ_{rad} le flux thermique net reçu par rayonnement et S_h un terme source d'enthalpie générique dont la dimension est $[\text{W}\cdot\text{m}^{-1}]$.

Du point de vue thermodynamique, on peut comme indiqué ci-dessus considérer l'air comme un gaz parfait. La pression thermodynamique peut être considérée comme constante : la valeur de cette pression est de l'ordre de 10^5 Pa alors que ses variations sont de quelques centaines de pascals au maximum dans un tunnel. L'enthalpie massique d'un gaz parfait à pression constante vaut :

$$h = C_p T$$

et

$$\rho T = \rho_0 T_0$$

où ρ_0 et T_0 sont des valeurs de référence constantes.

On peut aussi considérer que la capacité thermique massique C_p est constante. D'où :

$$\rho h = \text{constante}$$

Les dérivées de ce produit dans l'équation (3) s'annulent. On a donc :

$$\rho_0 T_0 C_p \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\phi_{\text{foyer}}}{A} + \frac{\phi_{\text{conv}}}{A} + \frac{\phi_{\text{rad}}}{A} + \frac{S_h}{A} \quad (4)$$

1.3.4 Équation de transport des scalaires passifs

Un « scalaire passif » est une grandeur physique qui subit simplement les phénomènes de transport, sans influencer en retour sur le comportement de l'écoulement. Une telle variable peut notamment représenter les polluants tels que les gaz toxiques ou les suies.

L'équation de transport d'un scalaire passif Φ s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \Phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial}{\partial x}(\rho \Phi) \right) + \frac{S_\Phi}{A} \quad (5)$$

où Γ est la diffusivité du scalaire (on suppose que la diffusion suit la loi de Fick) et S_Φ le terme source de Φ . Le transport par diffusion représenté par le terme $\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial}{\partial x}(\rho \Phi) \right)$ est souvent négligeable devant l'advection, représentée par le terme $\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \Phi)$.

COMPARAISON AVEC LES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES INTÉGRÉES SUR UNE SECTION

Nous allons, dans cette section, montrer que l'hypothèse 1D est bien une hypothèse forte ; les équations du modèle monodimensionnel ne peuvent en effet être obtenues par une simple intégration des équations de Navier-Stokes sur la section du tunnel, ce qui leur aurait conféré un caractère plus général.

1.4.1 Équation de continuité

On note x_i ($i = 1, 2, 3$) les coordonnées spatiales, x_1 correspondant à l'axe longitudinal du tunnel. Les composantes de la vitesse sont notées u_i . L'équation de continuité en trois dimensions s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = s_m \quad (6)$$

Le terme source est cette fois exprimé en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est plus adapté à la formulation en trois dimensions.

On note Σ une section droite du tunnel, x_1 étant la normale à la section. L'intégration de l'équation de continuité sur la section donne :

$$\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Sigma + \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \frac{\partial}{\partial x_1} (\rho u_1) d\Sigma + \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_2} (\rho u_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho u_3) \right] d\Sigma = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} s_m d\Sigma \quad (7)$$

Le théorème de Green permet d'écrire :

$$\iint_{\Sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_2} (\rho u_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho u_3) \right] d\Sigma = \oint_{\partial \Sigma} [\rho u_2 dx_3 - \rho u_3 dx_2]$$

où $\partial \Sigma$ désigne la frontière de Σ . Cette frontière est entièrement constituée de parois solides ; on a donc, en tout point de $\partial \Sigma$: $u_2 = u_3 = 0$. D'où :

$$\iint_{\Sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_2} (\rho u_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho u_3) \right] d\Sigma = 0$$

Les opérations de dérivation et d'intégration suivant des variables indépendantes entre elles étant commutatives, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho u_1 d\Sigma \right) = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} s_m d\Sigma \quad (8)$$

On note :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho d\Sigma, \quad \bar{u} = \frac{1}{\bar{\rho} A} \iint_{\Sigma} \rho u_1 d\Sigma \quad \text{et} \quad S_m = \iint_{\Sigma} s_m d\Sigma.$$

Par définition de \bar{u} : $\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho u_1 d\Sigma = \bar{\rho} \bar{u}$ et on trouve finalement :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (\bar{\rho} \bar{u}) = \frac{S_m}{A} \quad (9)$$

On peut donc trouver une équivalence entre l'équation de continuité du modèle 1D (1) et l'intégration sur une section de l'équation de continuité en 3D (6) à condition de définir une vitesse moyenne pondérée par la masse volumique, ce qui n'est généralement pas fait de manière explicite dans les modèles.

1.4.2 Équation de conservation de la quantité de mouvement

On applique le même raisonnement que précédemment pour arriver à l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho u_1 d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho u_1^2 d\Sigma \right) = - \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} P d\Sigma \right) + \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} s_{mvt} d\Sigma \quad (10)$$

Cette fois, on ne peut pas transformer (10) en une équation équivalente à (2) à cause du terme d'advection $\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho u_1^2 d\Sigma \right)$ qui ne peut pas s'exprimer en fonction de $\bar{\rho}$ et \bar{u} . La différence entre les termes d'advection dans les équations (10) et (2) est donc a priori non nulle et représente l'influence dynamique sur le courant d'air longitudinal des hétérogénéités de masse volumique, c'est-à-dire essentiellement de la stratification thermique.

Le modèle 1D ne peut pas être considéré comme un modèle 3D intégré sur la section. L'hypothèse monodimensionnelle revient à négliger l'influence de la stratification sur l'écoulement, qui peut être significative, voire prédominante.

PROPAGATION DES FRONTS DE FUMÉE

2.1 PHYSIQUE DE LA PROPAGATION DES FRONTS

2.1.1 Courants de densité

Un courant de densité est un écoulement généré par la mise en présence de deux fluides de masse volumique différente. C'est un type d'écoulement très fréquent dans la nature : les écoulements dans les estuaires, de nombreux phénomènes météorologiques ou encore les avalanches de poudreuse peuvent être décrits comme des courants de densité.

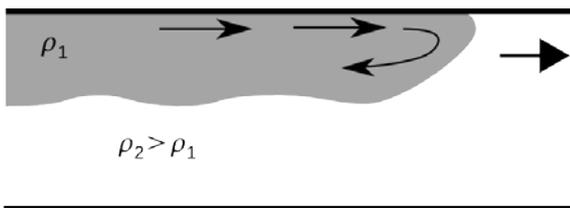


Figure 1 : Structure type de l'écoulement dans le front d'un courant de densité. La vitesse du fluide au voisinage de la paroi supérieure est plus élevée que la vitesse de déplacement du front

Le courant de densité est un écoulement par nature transitoire dont la principale caractéristique est le front. La figure décrit le comportement de l'écoulement dans cette zone : l'écoulement rapide le long de la paroi solide ou de la surface libre délimitant le domaine fluide subit un ralentissement brutal et une recirculation. Ce changement de direction s'accompagne d'une forte turbulence et d'instabilités d'interface qui provoquent un entraînement significatif de fluide ambiant.

Ces phénomènes régulent l'écoulement en imposant un équilibre constant entre la hauteur du front, sa vitesse et la différence relative de masse volumique entre le courant et le fluide ambiant. Cela se traduit par un nombre de Froude constant :

$$Fr = \frac{u_f}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)gd_f}} = \text{constante} \quad (11)$$

où u_f est la vitesse du front, g l'accélération de la pesanteur, d_f la hauteur du front (qui est assez facile à apprécier dans les cas académiques) et $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)$ la différence relative de masse volumique, qui s'exprime différemment selon qu'on considère un courant plus dense ou moins dense que le fluide ambiant.

Nous nous intéresserons ici au second cas ; on aura donc :

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right) = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0}$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide ambiant et ρ la masse volumique moyenne du fluide constituant le courant de densité.

Malgré la grande complexité de ce type d'écoulement, notamment dans la région frontale, la propriété $Fr = \text{constante}$ permet d'élaborer des modèles très simples qui décrivent remarquablement bien le comportement du courant de densité, notamment en termes de vitesse du front.

L'écoulement des fumées en tunnel (avant que le front ne sorte du tunnel) forme un courant de densité continûment alimenté par les gaz chauds issus du foyer et de son panache de fumée. Nous pouvons donc, à partir de la théorie des courants de densité, élaborer un modèle simple de propagation des fronts de fumée.

2.1.2 Notion de débit de flottabilité

Nous allons tout d'abord montrer l'existence d'une nouvelle grandeur conservée qu'il sera commode d'employer par la suite. On rappelle que l'équation de conservation de la masse intégrée sur la section s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho u_1 d\Sigma \right) = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} s_m d\Sigma \quad (12)$$

L'équation de conservation de l'enthalpie intégrée sur la section s'écrit de même :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho C_p T d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho C_p T u_1 d\Sigma \right) = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} s_h d\Sigma$$

soit en vertu de la loi des gaz parfaits ($\rho T = \rho_0 T_0$ à pression constante) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho_0 d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \rho_0 u_1 d\Sigma \right) = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \frac{s_h}{C_p T_0} d\Sigma \quad (13)$$

En soustrayant (12) de (13) et en multipliant par $\frac{g}{\rho_0}$, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} g d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} g u_1 d\Sigma \right) = \frac{1}{A} \iint_{\Sigma} \frac{g}{\rho_0} \left(\frac{S_h}{C_p T_0} - S_m \right) d\Sigma \quad (14)$$

On appelle **flottabilité volumique** la quantité :

$$b = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} g$$

et **débit de flottabilité** à travers une surface Σ , munie d'une orientation, la quantité :

$$B_{\Sigma} = \iint_{\Sigma} b \vec{u} \cdot d\vec{\Sigma}$$

où $d\vec{\Sigma}$ est un vecteur élémentaire normal à la surface.

On note aussi :

$$S_m = \iint_{\Sigma} s_m d\Sigma \text{ et } S_h = \iint_{\Sigma} s_h d\Sigma.$$

Il vient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} b d\Sigma \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{A} \iint_{\Sigma} b u_1 d\Sigma \right) = \frac{g}{\rho_0} \left(\frac{S_h}{C_p T_0} - S_m \right) \quad (14b)$$

L'équation (14b) exprime une propriété remarquable de la flottabilité : celle-ci ne dépend que des sources de masse et de chaleur externes au tunnel et non de phénomènes internes tel que le mélange. La conservation de la flottabilité est d'un intérêt pratique supérieur à la conservation de la masse ou de l'enthalpie prises individuellement. En effet, elle inclut les effets simultanés des sources de masse et de chaleur et possède un terme transitoire non nul, contrairement à l'équation (13) qui se réduit à une simple conservation du volume.³

Examinons la traduction de quelques éléments physiques courants dans le cas des incendies en tunnel dans le terme source de flottabilité (second membre de l'équation 14b) :

- Présence d'un foyer (considéré comme une source de chaleur pure) : dans la zone de combustion, $S_h > 0$ et $S_m = 0$; on a donc un terme source de flottabilité positif.
- Soufflage d'air frais (température T_0 , masse volumique ρ_0), avec un débit volumique δQ_{af} sur un élément de longueur δx : on a $S_m = \rho_0 \frac{\delta Q_{af}}{\delta x}$ et $S_h = \rho_0 C_p T_0 \frac{\delta Q_{af}}{\delta x}$. Le terme source de flottabilité est donc nul. Il en va de même pour une extraction d'air frais.
- Extraction de fumées chaudes à la température $T_f > T_0$ (masse volumique $\rho_f < \rho_0$), avec un débit volumique Q_f : on a $S_m = -\rho_f \frac{\delta Q_f}{\delta x}$ et $S_h = -\rho_f C_p T_f \frac{\delta Q_f}{\delta x}$ ou encore $S_h = -\rho_0 C_p T_0 \frac{\delta Q_f}{\delta x}$ (loi des gaz parfaits) ; on a donc un terme source global négatif dans l'équation (14b).

- Pertes de chaleur aux parois : $S_h < 0$ et $S_m = 0$; le terme source de flottabilité est négatif.

La flottabilité est donc une grandeur qui « synthétise » les effets physiques des sources ou puits de masse et des sources ou puits de chaleur. Elle est très bien adaptée à la modélisation des éléments qui jouent ces deux rôles simultanément, par exemple les dispositifs d'extraction des fumées. L'inclusion des autres éléments physiques dans l'équation (14b) est également aisée.

2.1.3 Vitesse du front d'un courant de densité

On considère à présent un courant de densité alimenté par un débit de flottabilité constant B . Un exemple physique est l'injection dans un canal rempli d'eau d'un fluide de masse volumique différente (eau salée, alcool, etc.) avec un débit constant. La section du canal est rectangulaire, sa largeur est notée W . Les pertes de flottabilité sont nulles le long du canal (pas de pertes thermiques, pas de puits de masse). On suppose que la hauteur du courant de densité d_f a un sens (c'est-à-dire que l'interface entre les couches est bien visible), au moins au voisinage du front. On peut donc trouver une masse volumique moyenne dans le courant de densité, $\bar{\rho}$, telle que pour une section Σ_f au voisinage du front :

$$B = \iint_{\Sigma_f} \frac{\rho_0 - \bar{\rho}}{\rho_0} g u d\Sigma_f = W \frac{\rho_0 - \bar{\rho}}{\rho_0} g d_f u_f \quad (15)$$

Pour éliminer d_f de l'équation précédente, on fait intervenir le nombre de Froude, dont l'expression est ici :

$$Fr = \frac{u_f}{\sqrt{\frac{\rho_0 - \bar{\rho}}{\rho_0} g d_f}} \quad (16)$$

Il vient :

$$B = \frac{W}{Fr^2} u_f^3$$

d'où l'expression de la vitesse du front en fonction du débit de flottabilité :

$$u_f = \left(\frac{Fr^2 B}{W} \right)^{1/3} \quad (17)$$

La vitesse du front dépend donc, outre du débit de flottabilité, de la géométrie du système et du nombre de Froude, qui dépend lui-même de la nature des conditions aux limites.

3 : On obtient une équation 1D de conservation du débit de flottabilité en combinant (1) et (3), mais cela suppose de formuler *a priori* l'hypothèse d'écoulement monodimensionnel. D'après (14b), cette hypothèse n'est pas nécessaire pour démontrer la conservation de la flottabilité telle que définie ici. Dans le cadre de ce chapitre, l'utilisation de l'hypothèse 1D n'est pas pertinente puisqu'on s'intéresse aux courants de densité qui sont des écoulements stratifiés.

2.1.4 Application aux incendies en tunnel

S'il est assez clair que les nappes de fumée stratifiées en tunnel se comportent généralement comme des courants de densité, il reste quelques questions à résoudre pour fermer le problème :

- Quel est le débit de flottabilité qui « alimente » les nappes de fumée ?
- Comment se répartit-il de part et d'autre du foyer ?
- Quelle est la valeur du nombre de Froude dans ce cas particulier ?
- Comment prendre en compte l'influence du courant d'air longitudinal ?

Dans le cas de l'incendie (courants de densité « légers »), le débit de flottabilité est fourni soit par apport de chaleur, soit éventuellement par injection d'air à une température supérieure à la température ambiante. Dans la grande majorité des cas, la seule source de flottabilité sera le foyer, source de chaleur.

La répartition de part et d'autre du foyer dépend évidemment du courant d'air. Nous examinerons pour commencer le cas théorique avec pente nulle et courant d'air nul avant d'inclure le courant d'air.

Le nombre de Froude est très proche de 1 en l'absence de courant d'air. Cette valeur est mentionnée dans la littérature (M. Delichatsios, « The flow of fire gases under a beamed ceiling », *Combustion and Flame* vol. 43, 1981) et confirmée par des simulations numériques 3D. Il faudra adapter la définition du nombre de Froude pour prendre en compte le courant d'air longitudinal mais sa valeur restera toujours de l'ordre de l'unité.

Le débit de flottabilité à la source B_s se calcule en fonction de la puissance convective du foyer en effectuant un bilan de masse et d'enthalpie (ou de flottabilité) sur un volume de contrôle représentant le voisinage immédiat du foyer. On trouve :

$$B_s = \frac{g P_c}{\rho_0 C_p T_0} \quad (18)$$

où P_c représente la puissance convective du foyer⁴.

Dans le cas sans courant d'air ni pente, la répartition du débit de flottabilité est équitable entre les deux côtés du foyer. On peut donc considérer que deux courants de densité symétriques se développent, chacun étant « alimenté » par un débit de flottabilité $B_s / 2$. La vitesse de chacun des fronts de fumée est alors :

$$u_f = \left(\frac{B_s}{2W} \right)^{1/3} \quad (19)$$

On rappelle que dans ce cas $Fr=1$.

2.2 PROPAGATION D'UN FRONT DANS L'HYPOTHÈSE 1D

Les équations monodimensionnelles de l'écoulement sont des équations aux dérivées partielles de type hyperbolique dont une des principales propriétés est la possibilité de propager des chocs : en régime transitoire, le système admet des solutions discontinues avec un déplacement de la discontinuité à une vitesse bien déterminée.

La théorie des ondes de choc est bien établie mais la littérature est peu abondante sur la description de ce type de phénomène en écoulement subsonique. La vitesse de propagation d'un choc isentropique dans le cas limite du faible nombre de Mach est égale à la demi-somme des vitesses de part et d'autre du choc. Considérons le cas simple suivant : un tunnel de section aérée A est, à l'instant initial, parcouru par un courant d'air de vitesse U . Il n'y a ni extraction, ni soufflage d'air frais. À $t=0$, un incendie se déclare et atteint instantanément une puissance convective P_c . On suppose que la vitesse de l'air demeure égale à U en amont de l'incendie.

La solution analytique du problème est la suivante :

- En amont du foyer, la vitesse est U ;
- Entre le foyer et le « front de fumée », la vitesse est $U + \frac{P_c}{\rho_0 C_p T_0 A}$. Ce résultat est facilement obtenu par un bilan d'enthalpie sur un volume de contrôle délimité par deux sections, l'une en amont du foyer, l'autre entre le foyer et le front ; ce volume se trouve en régime permanent.
- À l'aval du front de fumée, la vitesse est égale à sa valeur initiale U .
- Le front se déplace à la vitesse $U + \frac{P_c}{2\rho_0 C_p T_0 A}$.

⁴ : On considère généralement que cette puissance représente environ 70% de la puissance thermique totale de l'incendie. Les 30% restants sont émis sous forme radiative et on suppose, par souci de simplicité, qu'ils sont perdus aux parois et non transmis à l'air environnant.

La figure 2 montre la répartition de ces vitesses sous forme de diagramme (x,t) .

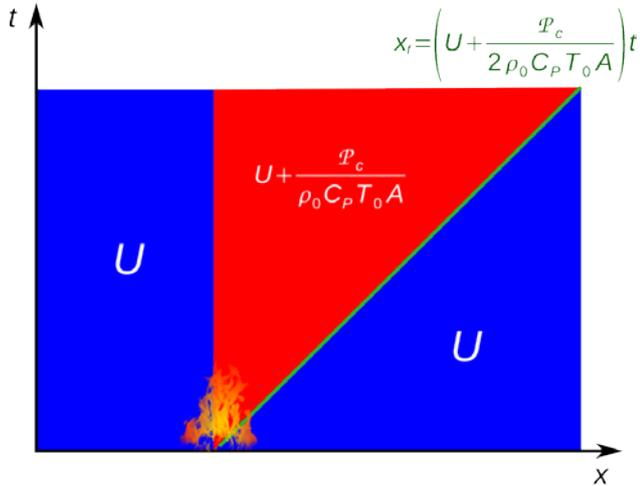


Figure 2 : Diagramme (x,t) montrant la répartition des vitesses d'air en tunnel calculées par un modèle 1D

On retrouve ce résultat en simulant le cas avec le logiciel 1D CAMATT. Il faut cependant noter que le front obtenu n'est pas aussi net que le prévoit la théorie. En effet, la résolution numérique du phénomène est difficile et il est nécessaire d'introduire de la diffusion numérique (explicite ou inhérente aux méthodes numériques utilisées) pour assurer la stabilité des calculs.

Même si la montée en puissance est progressive, un choc finira par se propager en raison de la nature hyperbolique des équations. Il faut pour cela que le tunnel soit suffisamment long par rapport à la vitesse de l'écoulement et à la rapidité de montée en puissance.

Le problème est plus difficile avec un courant d'air nul. On peut effectuer un passage à la limite des relations précédentes avec U tendant vers 0. Il faut cependant garder à l'esprit qu'avec un courant d'air nul, seule la moitié de la puissance convective « alimente » l'écoulement de chaque côté du foyer. Numériquement, le cas est *a priori* instable. Si la vitesse est initialisée à zéro, tous les termes convectifs seront nuls et l'information ne se propagera pas. Des phénomènes diffusifs peuvent cependant intervenir, par exemple la conduction, et générer par la suite un écoulement, mais cela ne reflète pas le phénomène physique. En effectuant le calcul à l'aide de CAMATT, on trouve des valeurs de température nettement plus élevées que celles obtenues par un bilan d'enthalpie. Les valeurs de vitesse ne sont en outre pas représentatives de l'écoulement réel qui est stratifié, avec des vitesses de signe opposé en parties haute et basse.

COMPARAISON DES RÉSULTATS D'UN CODE 1D ET DE MODÈLES ISSUS DE LA THÉORIE DES COURANTS DE DENSITÉ

On compare dans cette section les résultats des deux modélisations dans des cas théoriques de tunnel sans pente et sans pertes de chaleur aux parois. La section du tunnel est supposée rectangulaire, avec une hauteur de 5 m et une largeur de 10 m. L'incendie considéré est d'une puissance totale de 30 MW, soit 20 MW convectés.

2.3.2 Cas n°1 : courant d'air très faible

On considère le cas où le courant d'air initial est faible mais non nul, afin que les résultats obtenus avec le code 1D aient un sens physique. Dans la pratique, on arrive à effectuer des calculs 1D avec un courant d'air de l'ordre de 0,1 m/s.

Pour le calcul avec le modèle de courant de densité, on suppose que le courant d'air est suffisamment faible pour

pouvoir négliger la perturbation qu'il occasionne sur le panache de fumée et la répartition du débit de flottabilité. On applique donc l'équation (19). Le débit de flottabilité est de $549 \text{ m}^4 \cdot \text{s}^{-3}$; la vitesse du front est de 3,0 m/s. Cette valeur est tout à fait conforme à l'ordre de grandeur des vitesses observées expérimentalement.

Le code 1D donne une vitesse de 0,48 m/s, c'est-à-dire 6 fois plus faible. De plus, la propagation en amont du foyer n'est pas prédite alors qu'elle se produit, avec une vitesse de front quasiment identique. La longueur enfumée pendant les 5 premières minutes de l'incendie serait de 144 m d'un seul côté du foyer avec le modèle 1D contre 900 m de chaque côté du foyer pour le modèle de courant de densité. Il faudrait, pour être plus réaliste, tenir compte des pertes de chaleur mais celles-ci s'appliquent pour les deux modèles ; la disparité resterait donc importante.

2.3.2 Cas n°2 : courant d'air supérieur à la vitesse critique

On appelle vitesse critique la vitesse d'air nécessaire pour repousser la totalité des fumées d'un seul côté de l'incendie. C'est la valeur cible pour le dimensionnement d'une ventilation longitudinale. Pour un incendie de 30 MW, elle est d'environ 3 m/s.

Le modèle de courant de densité peut être généralisé au cas où un courant d'air de vitesse U existe dans le tunnel. On effectue pour cela un changement de référentiel et on redéfinit le nombre de Froude du front comme suit :

$$Fr = \frac{u_f - U}{\sqrt{\frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} g h}} \quad (20)$$

Pour calculer la vitesse du front, il faut alors résoudre l'équation :

$$\frac{W}{Fr^2} u_f (u_f - U)^2 = B_s \quad (21)$$

On utilise pour cela une méthode numérique simple (type Newton).

Pour $U=3$ m/s, on trouve une vitesse de front de 6,0 m/s.

Le modèle 1D donne quant à lui une vitesse légèrement inférieure à 3,5 m/s, alors que ce cas est pourtant considéré comme se situant dans le domaine de validité des modèles 1D.

Le modèle 1D ne tient pas compte de la structure particulière de la zone du front de fumée, qui en détermine la propagation. La vitesse de front prédite par un modèle 1D sera donc toujours fautive, particulièrement pour des courants d'air faibles.

Il n'est pas tenu compte dans cette analyse de phénomènes tels que les pertes de chaleur ou la montée en puissance progressive de l'incendie, qui tendent à rapprocher les résultats des différentes modélisations. Il est cependant nécessaire de

garder à l'esprit les limitations inhérentes au modèle 1D, qui peuvent être plus ou moins pénalisantes suivant l'objectif de l'étude.

REPRÉSENTATIVITÉ DES VALEURS MOYENNES SUR LA SECTION

3.1 TEMPÉRATURES ET CONCENTRATIONS EN POLLUANTS

On a coutume de dire que lorsque le courant d'air longitudinal est fort, les fumées sont déstratifiées. La notion de stratification est en fait ambiguë. Du point de vue de la sécurité incendie, on entend en général par « fumées stratifiées » des fumées présentes uniquement en plafond, avec une bonne visibilité en partie basse. En mécanique des fluides, la stratification d'un écoulement se définit uniquement par l'existence d'un gradient vertical de masse volumique significatif, qui correspond dans le cas d'un incendie à un gradient de température. Dans cette seconde acception, l'écoulement peut être stratifié alors que la visibilité en partie basse est très mauvaise (elle sera encore pire en partie haute).

Dans la pratique, des écarts de température importants existent bel et bien dans des cas où la visibilité en partie basse est nulle. Prenons l'exemple d'un incendie de poids lourd de 30 MW. Le courant d'air longitudinal est de 3,5 m/s à l'amont du foyer, il n'y a pas de backlayering. Dans une section située à une cinquantaine de mètres en aval du foyer, la température moyenne est de 153°C. Cependant, une simulation 3D montre que la température varie dans cette section entre 43 et 253°C. La conclusion tirée de la simulation 1D serait que la température est insupportable pour l'organisme humain dans cette section, que les équipements les plus fragiles y sont probablement détruits mais que d'autres plus robustes pourraient facilement supporter la chaleur. Or une étude plus fine montre que les

températures peuvent rester vivables en partie basse et que des équipements tels que les plots de jalonnement peuvent y demeurer fonctionnels ; en partie haute, en revanche, des dommages plus graves que prévu peuvent apparaître sur les câbles, l'éclairage, etc. En ce qui concerne les dommages au génie civil, les résultats du modèle 1D sont encore plus irréalistes car les températures élevées sont liées à la présence de flammes à une échelle très locale. Pour la prédiction des températures subies par la structure dans une démarche de type ingénierie du feu, seules sont valables des simulations 3D détaillées, avec modélisation de la combustion et du rayonnement.

Des remarques semblables peuvent être formulées pour les concentrations en gaz toxiques ou l'opacité : la valeur moyenne ne reflète pas la réalité si la stratification est bonne, c'est-à-dire si les concentrations sont faibles en partie basse du tunnel et très élevées en partie haute.

Toutefois, les connaissances phénoménologiques peuvent dans certains cas compléter un calcul 1D pour une étude de scénario d'incendie. Ainsi, en aval d'un incendie puissant et en présence d'un fort courant d'air, on trouvera une zone de fumées déstratifiées qui peut être considérée comme dangereuse sans qu'il soit indispensable d'effectuer un calcul plus détaillé.

Les températures et concentrations moyennes calculées par un modèle 1D ne sont généralement pas, à elles seules, suffisantes pour estimer la dangerosité de l'atmosphère. Certaines connaissances physiques permettent cependant de les compléter pour conclure dans des cas simples. En revanche, les résultats 1D ne doivent pas être utilisés pour évaluer les dommages possibles aux équipements ou au génie civil de l'ouvrage.

3.2 VITESSES

Si la vitesse de propagation du front est généralement entachée d'une erreur importante dans les résultats de simulations monodimensionnelles, les résultats en termes de vitesse moyenne sur la section restent généralement exacts :

- Dans les cas avec courant d'air important, les vitesses tendent à s'homogénéiser et la vitesse moyenne est souvent assez représentative des valeurs réelles sur l'ensemble de la section.

- En revanche, lorsque le courant d'air est plus faible, la structure de courant de densité est plus marquée, avec une couche rapide près du plafond et une recirculation plus bas. Les valeurs de la vitesse d'air dans la zone enfumée sont cependant de peu d'utilité pratique. Notons à titre secondaire que la présence d'une couche rapide en plafond, non prise en compte en 1D, peut conduire à sous-estimer les pertes thermiques au plafond, erreur *a priori* dans le sens de la sécurité.

3.3 EFFET CHEMINÉE

L'effet des forces de flottabilité sur l'ensemble de l'air du tunnel, dit « effet cheminée », joue un rôle prépondérant dans le dimensionnement de la ventilation longitudinale des tunnels de pente moyenne à forte, et même dans les tunnels à faible pente s'ils sont autorisés aux transports de marchandises dangereuses. Il y a donc lieu de vérifier la validité des « économies » réalisées grâce aux pentes montantes et des surdimensionnements conséquents nécessaires dans les tubes descendants.

Supposons un tunnel de pente constante α (angle en radians). Si on note $d\tau$ un volume élémentaire, la résultante des poussées d'Archimède projetée sur l'axe du tunnel vaut :

$$F_{chem} = \iiint_{tunnel} (\rho_0 - \rho) g \sin \alpha d\tau \quad (22)$$

En sortant toutes les constantes de l'intégrale, on obtient :

$$F_{chem} = g \sin \alpha [\rho_0 V_{tunnel} - \iiint_{tunnel} \rho d\tau] \quad (23)$$

où V_{tunnel} est le volume total du tunnel. $\rho_0 V_{tunnel}$ représente la masse d'air présente dans le tunnel « à froid » et $\iiint_{tunnel} \rho d\tau$ la masse de l'air du tunnel à l'instant considéré.

Cherchons à exprimer cette différence de masse. On montre tout d'abord que l'enthalpie totale contenue dans le tunnel est constante :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{tunnel} &= \iiint_{tunnel} \rho h d\tau = \iiint_{tunnel} \rho C_P T d\tau \\ &= \iiint_{tunnel} \rho_0 T_0 C_P d\tau = \rho_0 T_0 C_P V_{tunnel} \quad (24) \end{aligned}$$

Le gain d'enthalpie dû à l'incendie doit donc être compensé à tout instant par les pertes de chaleur aux parois et/ou la perte d'une masse d'air d'enthalpie identique. Prenons, pour simplifier, le cas d'un tunnel ventilé longitudinalement. La vitesse d'air entrante à la tête amont est U . On note Σ_{av} la section associée à la tête de sortie. La puissance thermique produite par l'incendie est notée \mathcal{P}_c et celle perdue aux parois est notée \mathcal{P}_{pertes} . La conservation de l'enthalpie du tunnel se traduit par l'équation :

$$\mathcal{P}_c - \mathcal{P}_{pertes} - C_P \iint_{\Sigma_{av}} \rho T u d\Sigma + C_P \rho_0 T_0 U A = 0$$

ou, en vertu de la loi des gaz parfaits :

$$\mathcal{P}_c - \mathcal{P}_{pertes} = C_P \iint_{\Sigma_{av}} \rho_0 T_0 u d\Sigma - C_P \rho_0 T_0 U A \quad (25)$$

Le taux de variation de la masse d'air m_{tunnel} contenue dans le tunnel vaut :

$$\frac{dm_{tunnel}}{dt} = \rho_0 U A - \iint_{\Sigma_{av}} \rho u d\Sigma$$

En utilisant (25), il vient :

$$\frac{dm_{tunnel}}{dt} = \frac{\mathcal{P}_{pertes} - \mathcal{P}_c}{C_P T_0} + \iint_{\Sigma_{av}} (\rho_0 - \rho) u d\Sigma \quad (26)$$

On peut mentionner deux cas particuliers :

- Si le front n'a pas encore atteint la tête aval, alors $\rho = \rho_0$ en tout point de Σ_{av} et on a :

$$\frac{dm_{tunnel}}{dt} = \frac{P_{perdes} - P_c}{C_p T_0}$$

- En régime établi, $\frac{dm_{tunnel}}{dt} = 0$ et on retrouve l'expression du débit de flottabilité à travers Σ_{av} :

$$B_{\Sigma_{av}} = g \frac{P_c - P_{perdes}}{\rho_0 C_p T_0}$$

Dans tous les cas, on a d'après (23) :

$$F_{chem} = -g \sin \alpha \int_{t_0}^t dm_{tunnel}$$

et donc :

$$F_{chem} = g \sin \alpha \int_{t_0}^t \left[\frac{P_c - P_{perdes}}{C_p T_0} - \iint_{\Sigma_{av}} (\rho_0 - \rho) u d\Sigma \right] dt \quad (27)$$

On peut remarquer que chacun des termes de l'intégrande peut être considéré comme calculé de façon fiable par un modèle 1D (à tout instant), en particulier l'intégrale surfacique qui est proportionnelle au débit de flottabilité à travers Σ_{av} .

Le raisonnement peut être généralisé à la ventilation transversale. Le calcul sera moins précis dans ce cas car l'enthalpie extraite par les trappes de désenfumage dépend de l'efficacité de l'extraction (voir section 5.1.3).

La résultante des forces de flottabilité, et donc l'effet cheminée, sont correctement estimés par un modèle 1D. Le cas de la ventilation longitudinale, qui est celui pour lequel l'effet cheminée est généralement le plus critique, est aussi celui pour lequel les performances du modèle 1D sont les meilleures. On entend ici par « effet cheminée » l'action de la flottabilité sur l'ensemble de l'air du tunnel, donc sur le courant d'air moyen, et non l'effet d'une pente sur les fumées seules, qui ont tendance à s'écouler vers le haut même en l'absence de courant d'air moyen.

CONSÉQUENCES PRATIQUES POUR LES ÉTUDES EN VENTILATION LONGITUDINALE

4.1 DIMENSIONNEMENT DE LA VENTILATION

La phase initiale d'un incendie, pour laquelle le modèle 1D donne des prédictions fausses du déplacement des fronts de fumée, est le plus souvent de peu d'intérêt pour le dimensionnement d'une ventilation longitudinale. En général, c'est après plusieurs dizaines de minutes que différents phénomènes font augmenter la capacité de ventilation nécessaire pour obtenir la vitesse d'air critique :

- L'incendie atteint son plein développement, donc les températures s'élèvent ;
- Les parois se réchauffent et les échanges thermiques sont inhibés, contribuant là encore à l'élévation des températures ;
- Cette élévation de température provoque la diminution de la poussée des accélérateurs, voire la destruction de certaines batteries d'accélérateurs ;
- Ces pertes de poussée engendrent une diminution du courant d'air, donc à nouveau une augmentation des températures, etc.

Nous avons vu que les phénomènes en jeu étaient bien reproduits par un modèle 1D, notamment les pertes de chaleur. Ces dernières sont généralement sous-estimées, ce qui va dans le sens de la sécurité, sauf peut-être en cas d'effet cheminée favorable. La seule mauvaise estimation est celle de la température subie par les accélérateurs, qui est en réalité supérieure à la température moyenne calculée par le modèle. On compense souvent cette faiblesse en supposant une batterie détruite dès que la température atteint la valeur de résistance au

feu de l'accélérateur, sans tenir compte de la durée associée (par exemple, un accélérateur résistant à 400°C pendant deux heures sera supposé détruit dès que la température moyenne dans la section atteindra 400°C). Cette pratique ne repose pas sur de réels fondements scientifiques mais devrait aller dans le sens de la sécurité dans la majorité des cas.

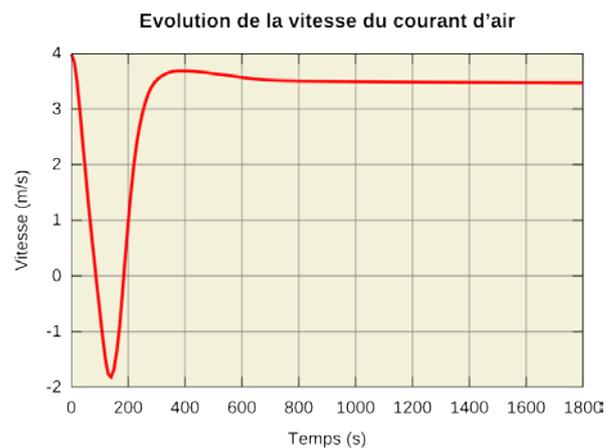


Figure 3 : L'évolution de la vitesse en fonction du temps est notamment utilisée pour le dimensionnement de la ventilation longitudinale

Le modèle 1D prend correctement en compte tous les phénomènes importants pour le dimensionnement d'un système de ventilation longitudinal, et convient donc bien pour ce type d'application.

4.2 ÉTUDES DE SCÉNARIOS

De nombreuses analyses de risques, et notamment les études spécifiques des dangers (ESD) des tunnels routiers, sont fondées sur l'étude de scénarios, notamment d'incendie, en régime transitoire. Afin de fournir des données d'entrée pour une modélisation de l'évacuation de l'ouvrage, il faut prévoir l'étendue des zones enfumées en fonction du temps et évaluer la possibilité de stratification des fumées.

Pour un tunnel unidirectionnel, non congestionné et ventilé longitudinalement, l'enfumage de la partie d'ouvrage située à l'aval de l'incendie n'est pas un véritable enjeu en matière de modélisation puisque le trafic peut s'y poursuivre et les usagers ne sont donc pas menacés par les fumées. À l'amont de l'incendie, en revanche, il peut se produire une remontée de fumées dans les premières minutes du sinistre si les conditions de ventilation initiales sont défavorables. Les résultats d'un modèle 1D sont dans ce cas inexploitable de façon directe, qu'il s'agisse de la propagation calculée du front de fumée dans les premiers instants ou de la résorption de la nappe de retour une fois la ventilation en service. Si nécessaire, des moyens d'étude plus détaillés pourront alors être employés, comme par exemple une modélisation 3D. Cependant, si la durée de cette période est relativement brève par rapport au développement de l'incendie, la remontée de fumée peut ne pas représenter un danger significatif pour les personnes bloquées. Il conviendra d'analyser qualitativement la situation avant de mettre en œuvre des moyens de calcul coûteux.

Pour les phases suivantes, lorsque l'éventuelle nappe de retour a disparu, l'étude de scénario ne pose en général pas de problème particulier. Les principales exceptions sont les scénarios d'incendie de puissance supérieure à l'incendie de dimensionnement (100 MW au lieu de 30, par exemple, représentant un feu de chargement très combustible). Dans ce cas, une nappe de retour peut apparaître une fois l'incendie pleinement développé. Si l'évaluation de son étendue s'avère nécessaire, il faut être conscient que même un modèle 3D avancé répondra difficilement à la question. Le phénomène est en effet sensible et peu de simulations ont pu reproduire fidèlement l'expérience sur ce point particulier.

En pratique, différents paramètres tendent à rééquilibrer la situation et à réduire l'erreur entachant les résultats 1D, notamment la chronologie de développement de l'incendie et les pertes de chaleur. Il faut toutefois être méfiant lorsqu'on cherche à connaître le déplacement d'un front pendant un temps assez long (supérieur à 5 minutes) avant le déclenchement de la ventilation. Dans de nombreux cas, les erreurs peuvent se cumuler pour aboutir à des prédictions excessivement optimistes.

Considérons par exemple le scénario suivant : un incendie se déclare dans un tunnel unidirectionnel équipé d'une ventilation longitudinale, alors que le courant d'air naturel est opposé au

trafic. La propagation du front se fait donc vers la tête d'entrée. Une modélisation 1D donnera une vitesse de propagation sous-évaluée, donc la longueur enfumée avant le lancement du désenfumage sera elle aussi sous-évaluée. Lorsque la ventilation sera activée, le front reviendra vers le foyer, mais cette fois sa vitesse sera surévaluée par le modèle 1D qui ne tient pas compte de la « force motrice » qui ralentit le recul du front. La durée d'enfumage de la zone amont du foyer sera donc sous-estimée, ainsi que la longueur de cette zone, comme l'illustre la Figure 4.

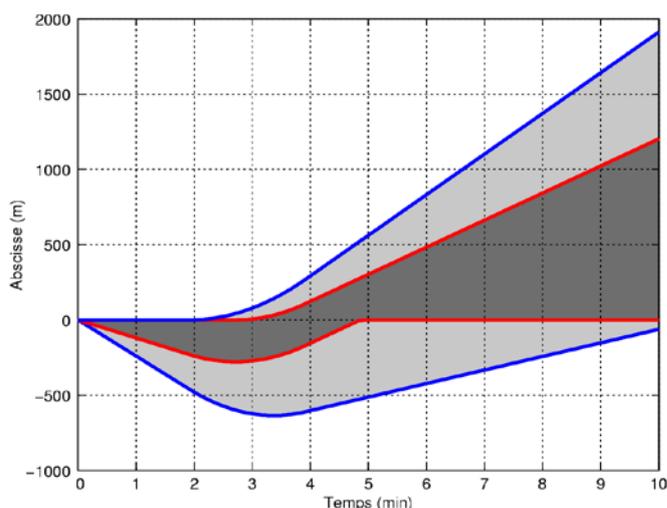


Figure 4 : Déplacement des fronts calculé par un modèle 1D (en rouge) et estimation du déplacement réel (en bleu) pour un scénario d'incendie en ventilation longitudinale. La vitesse initiale de l'air est de -2 m/s, la ventilation est activée après 2 minutes et la vitesse passe en 2 minutes à $+3$ m/s. La longueur enfumée réelle (gris clair) est toujours supérieure à celle calculée par le modèle 1D (gris foncé)

On risque donc de sous-estimer également les conséquences de ce phénomène, particulièrement si le cas est aux limites du dimensionnement de l'installation ou au-delà (cas typique de l'incendie de 100 MW en tunnel descendant, avec ventilation dimensionnée pour 30 MW).

Pour les tunnels ventilés longitudinalement mais présentant des risques de congestion ou exploités en trafic bidirectionnel, les objectifs et les méthodes à employer se rapprochent du cas de la ventilation transversale (voir chapitre suivant).

CONSÉQUENCES PRATIQUES POUR LES ÉTUDES EN VENTILATION TRANSVERSALE

5.1 VALIDITÉ DE LA MODÉLISATION PHYSIQUE

5.1.1 Contrôle du courant d'air et mouvement des fronts de fumée

La stratégie transversale vise à maintenir autant que possible la stratification des fumées afin de garder l'opacité et les concentrations en toxiques en partie basse à un niveau acceptable. Pour cela, les textes réglementaires concernant les tunnels routiers demandent dans les cas de circulation bidirectionnelle ou congestionnée de limiter, lorsque la longueur de l'ouvrage le permet, la vitesse longitudinale moyenne de l'air à 1,5 m/s.

Dans un ouvrage long, la stratégie consiste également à limiter la longueur de la zone enfumée. Les textes spécifient donc un débit minimal d'extraction ainsi que la longueur maximale d'ouvrage sur laquelle ce débit doit être mis en œuvre. Idéalement, le contrôle du courant d'air et l'extraction d'un débit important sur une longueur d'ouvrage limitée permettent de créer des courants d'air convergeant en direction du foyer qui permettent d'arrêter les fronts de fumée, ou à tout le moins de ralentir fortement leur déplacement. Des exemples de cas de figure possibles sont présentés sur la Figure 5 ci-dessous.

Comme on l'a vu, un modèle monodimensionnel est incapable de prédire correctement la vitesse de déplacement du front de fumée, surtout lorsque le courant d'air longitudinal est faible. Les risques d'erreur évoqués au § 4.2 pour la ventilation longitudinale sont donc encore accrus. La vitesse de recul du front vers la zone d'extraction après l'activation de la ventilation peut être assez fortement surestimée, et le temps de séjour de certains usagers dans une zone enfumée sous-estimé. Si on a besoin de quantifier ces phénomènes, il faut recourir à des outils plus appropriés tels que les modèles tridimensionnels.

Le calcul du courant d'air moyen en présence d'un effet cheminée (tunnel en pente et incendie suffisamment puissant) peut être légèrement entaché d'erreur. En effet, la non-prise en compte de l'efficacité réelle de l'extraction (voir § 5.1.3 ci-dessous) fausse le calcul de l'enthalpie contenue dans le tunnel et donc de la force correspondant à l'effet cheminée. Sauf cas très particulier, l'erreur ne devrait toutefois pas être de nature à modifier fortement le résultat d'une étude.

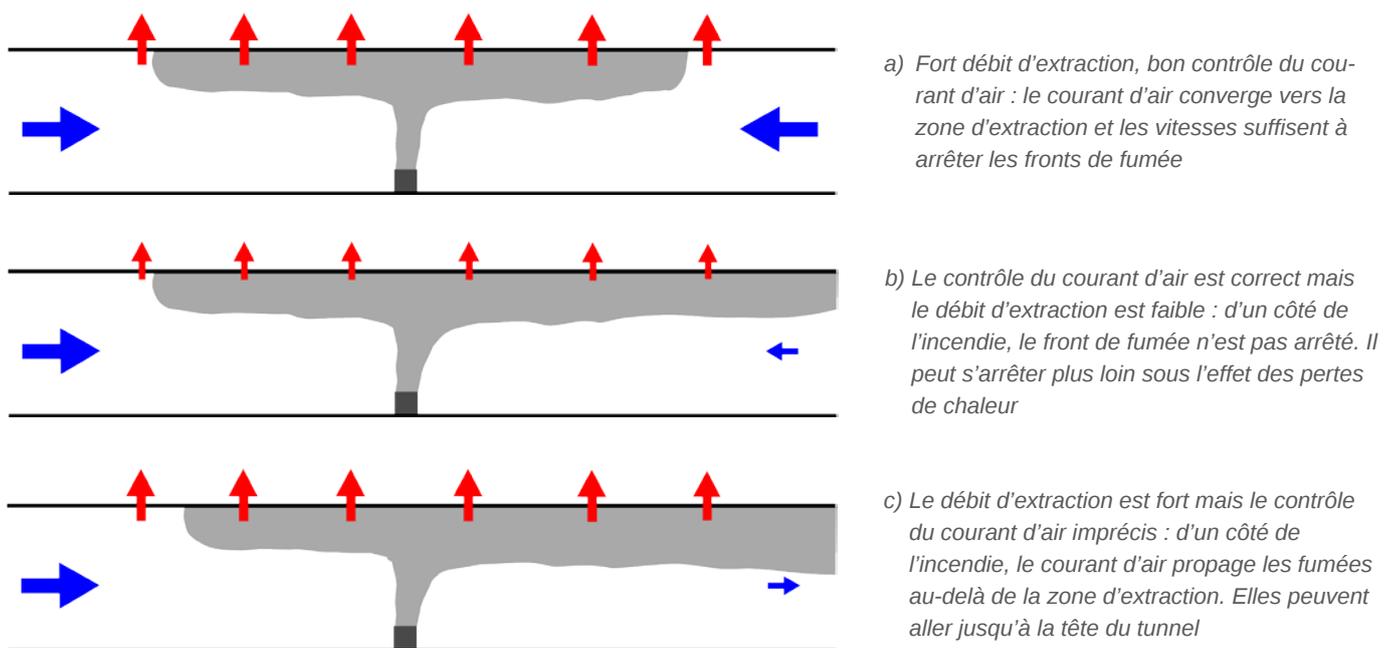


Figure 5 : Effets du débit d'extraction et du contrôle du courant d'air sur le confinement des fumées : quelques exemples de situations possibles

5.1.2 Stratification des fumées

Rappelons simplement ici qu'un modèle monodimensionnel ne modélise pas, par définition, la stratification des fumées. En outre, la perte ou le maintien de la stratification dans un scénario réel (avec toutes les perturbations de l'écoulement que cela implique) sont le résultat de phénomènes complexes, dont la connaissance reste incomplète à ce jour. Un simple critère de vitesse du courant d'air ne suffit pas à conclure sur ce point : si un courant d'air fort a toutes les chances de déstratifier les fumées, il se peut que des zones entièrement enfumées existent même lorsque le courant d'air est bien contrôlé, notamment lorsque l'incendie est puissant et/ou que la hauteur sous plafond est faible. On devra également être prudent lors de l'étude de configurations inhabituelles, comprenant par exemple des éléments géométriques particuliers ou encore des extractions ou injections de forts débits.

5.1.3 Notion d'efficacité de l'extraction

L'extraction d'air et de fumées par des trappes de désenfumage a plusieurs effets. Notamment, en modifiant le bilan de masse de l'écoulement dans le tunnel, elle agit sur le courant d'air longitudinal moyen. La vitesse de l'air dans le tunnel varie ainsi à l'intérieur de la zone sur laquelle l'extraction est activée, avec un « saut » de vitesse au droit de chaque trappe.

Lorsque cela est possible, on cherche à confiner les fumées à l'intérieur de la zone d'extraction. Il faut pour cela que, de part et d'autre de cette zone, soient établis des courants d'air suffisamment forts convergeant vers le foyer. Les valeurs de vitesse nécessaires sont assez mal connues et dépendent de plusieurs facteurs, en premier lieu de la quantité de fumées chaudes effectivement extraites par les trappes de désenfumage. Il est commode d'exprimer cette quantité en termes de débit de flottabilité (voir § 2.1.2) car il n'est pas nécessaire pour cela de définir une limite entre fumée et air frais. On note Σ_1 et Σ_2 deux sections droites encadrant l'incendie. Le sens d'orientation de ces surfaces est pris opposé à la direction de l'incendie, comme le décrit la Figure 6 ci-contre.

On définit l'efficacité de l'extraction entre ces deux sections par :

$$E(\Sigma_1, \Sigma_2) = 1 - \frac{B_{\Sigma_1} + B_{\Sigma_2}}{B_s} \quad (28)$$

où B_s est le débit de flottabilité à la source, voir équation (18) au § 2.1. Pour interpréter physiquement cette définition, on peut l'écrire :

$$E(\Sigma_1, \Sigma_2) = \frac{B_s - (B_{\Sigma_1} + B_{\Sigma_2})}{B_s}$$

Le numérateur de cette expression est la différence entre le

débit de flottabilité à la source et le débit de flottabilité total sortant de la zone délimitée par Σ_1 et Σ_2 ; il représente donc la somme du débit de flottabilité extrait par les trappes et de celui correspondant aux pertes de chaleur aux parois.

Une efficacité de 1 signifie donc que toute la flottabilité produite par l'incendie a été soit extraite par le système de ventilation, soit perdue par transfert thermique aux parois entre Σ_1 et Σ_2 . Si les courants d'air à travers Σ_1 et Σ_2 sont dirigés vers le foyer, la fumée ne se propagera alors pas hors de cette zone faute de « force motrice ». Dans le cas contraire (courant d'air à travers Σ_1 ou Σ_2 dirigé vers l'extérieur de la zone), il n'est pas exclu que de la fumée froide soit entraînée hors de cette zone par le courant d'air sortant.

Si Σ_1 et Σ_2 encadrent l'ensemble des trappes de désenfumage, alors $E(\Sigma_1, \Sigma_2)$ représente l'efficacité globale du système.

Si l'efficacité est de 1 alors que Σ_1 et Σ_2 n'encadrent qu'une partie des trappes, le système est surdimensionné pour l'incendie considéré.

De nombreux paramètres sont susceptibles d'influer sur l'efficacité d'un système de désenfumage. Le premier d'entre eux est le débit d'extraction. Un autre paramètre important est le courant d'air longitudinal : les résultats de recherche montrent qu'au-delà d'une certaine valeur de courant d'air, l'efficacité peut être fortement dégradée à débit d'extraction constant (du fait que les fumées aspirées sont en moyenne moins chaudes et moins concentrées). La configuration géométrique des trappes, leur interdistance, etc., entrent également en jeu.

Un phénomène physique assez connu joue un rôle important ici : le poinçonnement. Pour en faire une description simple, supposons une nappe de fumée parfaitement stratifiée et une extraction au plafond. Au-delà d'un certain débit d'extraction,

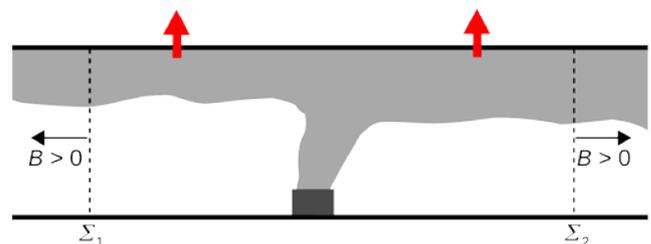


Figure 6 : Définition des surfaces pour le calcul de l'efficacité d'extraction

qui dépend entre autres de l'épaisseur de la couche de fumée, de l'air frais est également aspiré. Il pénètre par le centre de la trappe à travers la couche de fumée, d'où le terme de poinçonnement. Ce phénomène a été notamment étudié dans le but d'optimiser les installations de traitement des eaux usées (bassins de décantation). Il est gouverné par des lois semblables à celles de l'hydraulique fluviale, avec la notion de hauteur ou de débit critique. Avec les débits mis en jeu pour le désenfumage des tunnels, l'apparition du poinçonnement semble inévitable.

En dépit de celui-ci, si le débit d'extraction et le contrôle du courant d'air permettent d'obtenir un écoulement convergeant vers l'incendie avec des vitesses suffisantes de part et d'autre de la zone d'extraction, on empêche la fumée de se propager plus loin, ce qui conduit forcément à aspirer la totalité des fumées produites. Cela peut se faire au détriment de la stratification si l'incendie est puissant.

Ces phénomènes ne sont pas pris en compte de façon réaliste par un modèle unidimensionnel. Quelle que soit la configuration du problème, les résultats seront les suivants :

- En 1D, le débit de flottabilité extrait par une trappe sera fonction uniquement du débit d'extraction et de la température moyenne sur la section correspondante. En réalité, il dépend fortement du gradient vertical de température, entre autres paramètres.
- Le modèle 1D prédira l'arrêt du front lorsque le sens du courant d'air deviendra contraire au sens naturel de déplacement des fumées. En réalité, l'efficacité de l'extraction intervient pour une grande part et une vitesse moyenne nulle du courant d'air ne suffit pas pour arrêter le front.

Les prédictions de présence de fumée en fonction de l'espace et du temps données par un modèle 1D⁴ ne sont pas fiables car le calcul ne tient pas compte de certains phénomènes déterminants. Elles ne doivent en aucun cas être utilisées directement pour déterminer la capacité d'un système transversal à confiner les fumées dans une zone donnée. Le modèle 1D peut suffire pour la vérification du dimensionnement dans des cas « classiques » mais une interprétation physique des résultats est nécessaire. En outre, les valeurs moyennes de température et de concentrations ne sont généralement pas représentatives de la dangerosité de la situation pour un désenfumage transversal.

⁴ : De tels résultats apparaissent par exemple sous « Mouvement des fumées » dans la version 1 du logiciel CAMATT du CETU. Pour les raisons évoquées ici, ils ne sont plus disponibles dans la version 2.

5.2 POSSIBILITÉS D'UTILISATION DES MODÈLES 1D

L'interprétation de résultats de modèles 1D en ventilation transversale nécessite de faire appel à des connaissances physiques et phénoménologiques. Il est cependant possible, pour de nombreuses études de dangers et de dimensionnement, d'utiliser ce type de modélisation tant que la géométrie (profil en travers, bretelles, etc.) reste relativement habituelle. Pour les tunnels routiers, comme le précise le fascicule 4 du *Guide des dossiers de sécurité* (CETU, 2003 ; annexe D), on entend par là les tunnels à 3 voies de circulation au plus et de hauteur sous voûte inférieure à 7 à 10 m.

Des modélisations simples telles que celles présentées au chapitre 2 permettent d'estimer la vitesse d'un front à partir du débit de flottabilité et du courant d'air moyen sur la section. Elles demeurent insuffisantes dans leur forme actuelle en raison de la difficulté d'estimer le débit de flottabilité en présence de pertes thermiques et de trappes de désenfumage. On peut en revanche mettre en relation les calculs 1D avec d'autres modélisations.

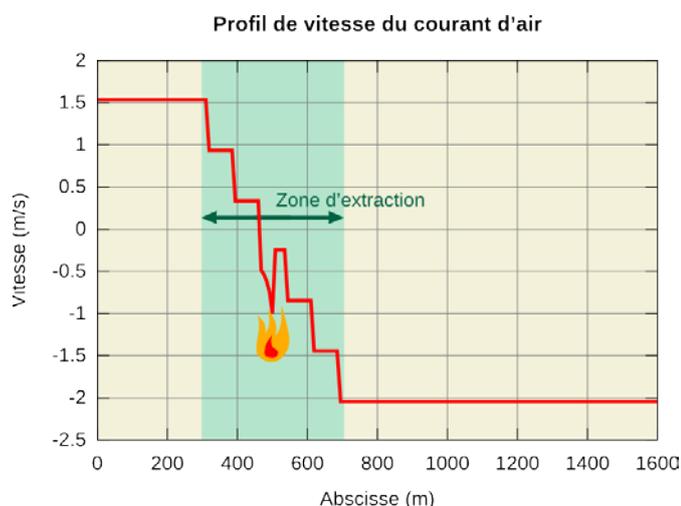


Figure 7 : Exemple de profil de vitesse 1D en désenfumage transversal. Les « marches » correspondent à la position des trappes. Un tel profil peut être analysé pour évaluer la possibilité de confiner les fumées à l'intérieur de la zone d'extraction et de conserver leur stratification

Les calculs 1D seuls, malgré toutes leurs limites, demeurent un outil précieux y compris pour l'étude des systèmes transversaux. Ainsi, toutes les situations dans lesquelles on ne parvient pas à annuler le courant d'air à l'intérieur de la zone d'extraction débouchent à plus ou moins brève échéance sur l'enfumage d'une grande partie du tunnel. Cette conclusion s'applique également souvent aux situations pour lesquelles des vitesses « convergentes » (dirigées vers l'incendie) faibles sont obtenues, comme dans le cas représenté sur la Figure 7. Si de telles situations sont trop probables et si le confinement des fumées est un objectif important (par exemple dans le cas d'un long tunnel bidirectionnel), on peut être amené à revoir le dimensionnement de l'extraction ou à envisager l'utilisation d'équipements dédiés au contrôle du courant d'air.

Dans le cadre d'études de projet, pour lesquelles on cherche essentiellement à vérifier la possibilité de cantonner les fumées, les vitesses convergentes nécessaires au confinement sont de l'ordre de 1 à 1,5 m/s pour des cas « classiques » (puissance d'incendie de l'ordre de 30 MW, extraction sur 400 à 600 m). Elles dépendent certainement de la puissance de l'incendie et de la longueur de la zone d'extraction mais les données scientifiques manquent pour quantifier leurs variations. Les vitesses sont notamment à majorer si on souhaite concentrer l'extraction sur une longueur de tunnel réduite⁵. Les chiffres indiqués ci-dessus sont le résultat d'études par simulation 3D réalisées dans le cadre de projets. Malheureusement, ces phénomènes n'ont pas encore fait l'objet d'études scientifiques documentées comportant des analyses paramétriques complètes, portant par exemple sur la configuration des dispositifs d'extraction, les pertes de chaleur, etc. Dans le cas de configurations inhabituelles, il sera certainement bénéfique de réaliser une étude spécifique à l'aide d'outils tridimensionnels.

Dans le cadre d'études visant à produire des résultats plus fins, comme la reconstitution de sinistres, l'estimation de la vitesse du front fera intervenir des calculs tridimensionnels. Si les moyens disponibles sont suffisants, la meilleure option reste une étude tridimensionnelle de chaque scénario. Sinon, il est envisageable de simuler en 3D quelques scénarios judicieusement choisis et d'estimer le résultat de scénarios assez voisins à partir de calculs 1D comparatifs. Il faudra que ces calculs 3D fournissent des indications les plus complètes possibles sur le comportement du front en fonction de la puissance de l'incendie (si elle varie dans l'étude) et du régime aérodynamique (conditions naturelles et ventilation mécanique de l'ouvrage).

⁵ : En fonction de la précision du contrôle du courant d'air réalisable avec les dispositifs envisagés, il faudra également ajouter une marge de sécurité plus ou moins importante, dont la détermination dépasse le cadre du présent document.

Nous avons vu que pour un utilisateur possédant de bonnes connaissances sur la physique des incendies en tunnel, les résultats de simulations 1D peuvent fournir des informations importantes sur la performance des systèmes de désenfumage, y compris transversaux. Il est cependant souvent nécessaire de faire appel à des modélisations plus détaillées, c'est-à-dire tridimensionnelles.

Des approches intermédiaires ont été explorées ; elles se sont généralement révélées limitées dans leurs applications, du fait d'une modélisation physique toujours grossière dans les zones « stratégiques » que sont le panache et le front de fumée.

À l'heure actuelle, la disponibilité d'outils 3D simples d'emploi, rapides et gratuits tels que FDS (développé aux États-Unis par le *National Institute of Standards and Technology*) permet d'obtenir des informations intéressantes sur des phénomènes difficiles à étudier quantitativement avec les modèles 1D ou d'autres modèles simplifiés. L'accessibilité de tels outils ne doit pas faire perdre de vue que leur utilisateur doit maîtriser toutes les connaissances spécifiques à la simulation 3D (maillage, modélisation de la turbulence, etc.) en plus de celles concernant la mécanique des fluides.

Les modèles 3D permettent d'évaluer quantitativement des phénomènes importants pour le comportement des fumées, qui ont déjà été évoqués dans les chapitres précédents. On peut notamment citer l'efficacité de l'extraction, les phénomènes de mélange qui dégradent la stratification ou encore l'effet de géométries particulières. Dans certains cas, leur utilisation peut donc s'avérer intéressante en complément des modèles 1D dès les phases amont de conception (études de faisabilité, avant-projet) afin d'obtenir le maximum d'informations quantitatives sur les performances des différentes solutions techniques envisageables.

Inversement, une modélisation 1D est un bon moyen de fournir des conditions aux limites fiables pour une modélisation 3D d'une partie d'un tunnel. On pourra se reporter au fascicule 3 (à paraître) du présent guide pour plus de détails sur la spécification des conditions aux limites.

Un couplage complet (bidirectionnel) entre modèles 1D et 3D est complexe à réaliser du point de vue informatique, et il existe certainement assez peu de cas pour lesquels il apporterait une réelle plus-value.

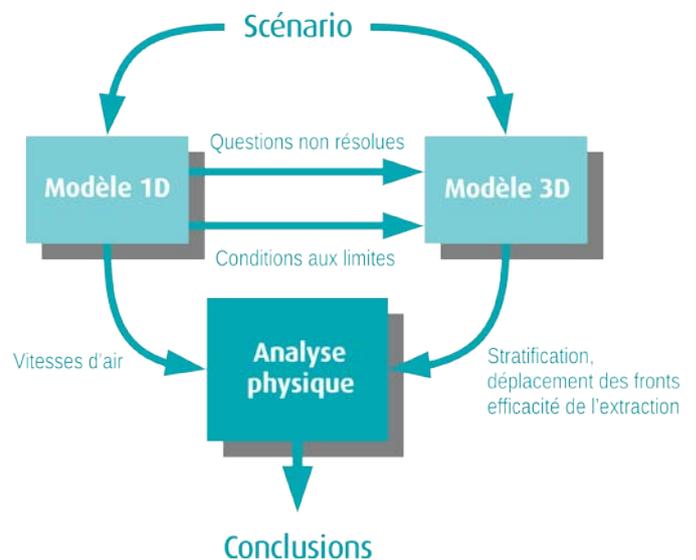


Figure 8 : Possibilités d'utilisation combinée des modèles 1D et 3D

DISPOSITIFS PARTICULIERS

On traitera dans ce chapitre du cas des bretelles et des « transparences aérauliques » (ou ouvertures passives). Ces éléments créent en effet un réseau à trois branches dont il est difficile de connaître le comportement exact, notamment à cause de l'indétermination qui existe souvent sur les conditions aux limites et de la sensibilité à celles-ci de l'écoulement dans le tunnel principal.

S'il n'apporte pas toujours tous les éléments d'analyse souhaitables, le modèle 1D reste un outil performant pour analyser la sensibilité du système vis-à-vis de phénomènes difficiles à maîtriser (conditions atmosphériques notamment) et éventuellement décider de mettre en place des équipements destinés à la réduire.

6.1 BRETELLES D'ENTRÉE OU DE SORTIE

Les bretelles se trouvent le plus souvent dans des tunnels urbains, c'est-à-dire où existent de forts enjeux de sécurité. La congestion étant possible, il est en général nécessaire de s'assurer d'une certaine maîtrise du courant d'air longitudinal ; or les bretelles peuvent extraire ou apporter un débit d'air important au tunnel principal et en perturber fortement la ventilation.

Le comportement aéraulique de la bretelle est fonction de la différence de pression entre ses extrémités. Côté tunnel principal, la pression est calculée par le modèle ; cette valeur peut être considérée comme fiable. En effet, les données météorologiques permettent d'obtenir une estimation raisonnable de la différence de pression entre les têtes du tunnel principal, et le modèle 1D calcule correctement les gradients de pression

en fonction de la ventilation. Il est en revanche beaucoup plus délicat de spécifier une pression à l'extérieur de la bretelle qui soit cohérente avec les valeurs aux têtes du tunnel principal. Il faudrait disposer de jeux de valeurs correspondant chacun à une situation météo donnée. La réponse à ces besoins ne se trouve évidemment pas dans la modélisation 1D, mais dans des études dont la fiabilité est difficile à évaluer, qu'il s'agisse d'études expérimentales (maquettes) ou numériques. Un moyen efficace de compenser ces incertitudes est d'équiper les bretelles d'accélérateurs et de réaliser un contrôle en boucle fermée. Le modèle 1D permet de dimensionner ces équipements pour toutes les combinaisons de pressions aux têtes.

6.2 TRANSPARENCES AÉRAULIQUES

On désigne par ce terme les ouvertures passives (non pourvues de ventilateur), généralement de grande taille, qui existent dans certains tunnels. Leur fonction est de permettre l'évacuation des fumées sous l'effet de leur flottabilité.

La reproduction de ce type de phénomène est a priori hors de portée d'un modèle monodimensionnel. Toutefois, le fonctionnement d'une transparence est, comme tout écoulement, régi par l'équilibre des pressions de part et d'autre de l'ouverture (entre l'extérieur et l'intérieur du tunnel). Sous réserve de pouvoir formuler des hypothèses sur certains paramètres, le calcul 1D peut fournir des indications intéressantes.

En ventilation naturelle, l'équilibre des pressions entre les têtes, l'intérieur du tunnel et le voisinage de la transparence est fonction de caractéristiques locales de l'écoulement qui ne peuvent être appréhendées qu'en trois dimensions, et de façon très délicate. La seule solution raisonnablement fiable est de réaliser une étude tridimensionnelle particulièrement soignée, notamment en vérifiant la sensibilité des résultats vis-à-vis du maillage et des conditions aux limites.

Pour des tunnels ventilés mécaniquement, des indications intéressantes peuvent être obtenues par la modélisation 1D. Celle-ci permet notamment d'évaluer la robustesse d'une stratégie

de ventilation utilisant les transparences en complément de la ventilation mécanique. En effet, tous les systèmes de ventilation mécanique visent à maîtriser l'écoulement de l'air dans l'ouvrage en compensant les différences de pression naturelles ; le système crée donc des surpressions ou dépressions du même ordre de grandeur que ces différences naturelles. Il existe ainsi de nombreux cas pour lesquels on peut conclure sur le comportement de la transparence : extraction de fumées, admission d'air frais ou forte sensibilité aux conditions externes rendant trop risquée une utilisation systématique.

Notons qu'en général, l'interaction entre une transparence et une ventilation transversale ne donnera pas de très bons résultats ; en effet, l'extraction des fumées crée une dépression qui tendra à faire entrer de l'air extérieur par la transparence. En revanche, la stratégie longitudinale est fondée sur la création d'une surpression à la tête d'entrée de l'ouvrage et peut donc se combiner avec succès à l'utilisation d'une transparence, qui jouera le rôle d'une extraction massive.

Le paramètre le plus important est la pression imposée à l'extérieur de la transparence. En l'absence de données plus précises, il faut considérer qu'elle peut varier entre les valeurs extrêmes que constituent les pressions aux têtes.

Il peut être tentant de compléter une étude 1D d'un tel dispositif par une étude 3D. Il faut alors être prudent sur les hypothèses de modélisation et l'interprétation des résultats : le résultat de la simulation 3D ne sera pas nécessairement plus fiable que celui de la simulation 1D. En effet, la reproduction exacte des conditions d'écoulement au voisinage des transparences et des têtes est un exercice difficile, même sans incendie. La définition de la géométrie, du maillage, des conditions aux limites et des sous-modèles nécessite une expertise assez différente de celle demandée par les simulations d'incendie plus classiques. Les cas d'étude peuvent être multiples, selon la direction et l'intensité du vent. Même les essais en vraie grandeur ne permettent pas en général de quantifier correctement le fonctionnement des transparences, en raison de l'insuffisance des mesures en extérieur et de l'impossibilité de tester toutes les configurations. Si les enjeux de sécurité sont importants, la meilleure solution peut consister à opter pour une ventilation entièrement mécanique, au comportement plus prévisible.

CONTRÔLE QUALITÉ DES ÉTUDES

7.1 MÉTHODOLOGIE

La réalisation et l'interprétation des résultats d'une modélisation 1D requièrent une méthodologie rigoureuse. Il est nécessaire que les destinataires de l'étude, ainsi que les autorités amenées à prendre des décisions sur cette base (autorisation d'exploiter un ouvrage, définition du régime de circulation, etc.), puissent s'assurer de sa qualité.

Comme pour tout autre type d'étude, il est tout d'abord souhaitable que la modélisation 1D soit vérifiée en détail par une personne compétente appartenant au prestataire d'étude mais différente de celle qui réalise l'étude (contrôle dit « externe »).

On ne détaillera pas ici les méthodes à utiliser pour justifier les hypothèses de différences de pression entre têtes. Ces hypothèses sont en effet nécessaires pour tout type de modélisation. Elles peuvent en outre nécessiter une étude spécifique.

Un bon moyen de démontrer la fiabilité de l'étude est de lister, en les justifiant, les hypothèses suivantes :

1. Caractéristiques géométriques du tunnel : longueur, section, périmètre, profil en long, etc. Pour des tunnels existants et/ou complexes, ces grandeurs peuvent être mal connues ou varier significativement dans l'ouvrage.
2. Caractéristiques des parois : le coefficient de frottement varie généralement de 0,02 pour des tunnels revêtus comportant assez peu d'équipements dans l'espace trafic, à 0,05 pour des tunnels non revêtus. La valeur retenue devra être précisée et justifiée. Les caractéristiques thermophysiques des matériaux des parois seront également précisées, bien qu'elles varient peu. Il s'agit essentiellement de différencier les parois protégées au feu du béton nu.
3. Caractéristiques de l'environnement : le modèle tient compte de la température ambiante et de l'altitude. Les valeurs retenues doivent être précisées.
4. Caractéristiques du trafic : le pistonnement pouvant avoir une influence importante sur le courant d'air longitudinal, il est nécessaire de préciser les valeurs retenues pour le débit de véhicules, leur vitesse et leur interdistance à l'arrêt. Pour les études de dangers, ces paramètres font partie de la définition du scénario. Pour les études de dimensionnement, il peut être nécessaire de tester différentes situations afin de déterminer la plus pénalisante.

5. Caractéristiques des équipements : les spécifications de débits et, pour les accélérateurs, de poussée en champ libre et de vitesse d'éjection sont généralement accessibles. Le coefficient d'efficacité des accélérateurs devra en revanche être correctement justifié. Des valeurs types sont données dans le dossier pilote des tunnels. Dans certains réseaux de ventilation transversale anciens, il peut être approprié de tenir compte d'un débit de fuite.
6. Scénario d'incendie : il s'agit bien sûr d'un élément essentiel de la démarche. Le choix se portera généralement sur l'incendie de dimensionnement prescrit par la réglementation, mais un test avec une puissance plus élevée est indispensable pour évaluer la robustesse du système. Parmi les configurations particulièrement sensibles à la puissance de l'incendie, on peut citer les tunnels en forte pente, ainsi que ceux équipés d'accélérateurs dont la tenue au feu est assez faible (200°C/2 h par exemple).

La méthodologie d'interprétation des résultats est également à décrire. On s'attachera notamment à détailler les points suivants :

1. Détermination des zones enfumées : méthode de calcul du déplacement des fronts (simulation 3D, modèle simplifié, etc.)
2. Détermination des zones dangereuses et létales : estimation du niveau de stratification, interprétation des résultats 1D pour l'évaluation de la dangerosité de l'atmosphère.

Les outils de calcul utilisés pour simuler les incendies en tunnel doivent présenter des caractéristiques minimales pour garantir la fiabilité des résultats dans une large gamme de cas.

Le modèle doit résoudre les équations de transport pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie, mais aussi pour un traceur passif dont le comportement est différent de celui de la température.

Si le tunnel comporte des sections protégées au feu, il est nécessaire de tenir compte des transferts thermiques réduits dans ces zones ; l'outil doit donc permettre de modifier les propriétés thermiques des parois pour tout ou partie du tunnel.

L'échauffement progressif des parois au cours d'un incendie inhibe les transferts thermiques et provoque en retour l'augmentation de la température en tunnel. La prise en compte de ce phénomène peut s'avérer déterminante lorsque l'effet cheminée est un facteur important, notamment dans les tunnels descendants, ventilés longitudinalement et avec des incendies de forte puissance.

Pour l'étude des tunnels comportant des bretelles, celles-ci doivent pouvoir être représentées en tant qu'éléments du réseau aéraulique. Si les bretelles sont assez courtes, il est possible d'utiliser un outil ne permettant pas la représentation explicite des équipements des bretelles. La modélisation de

ces équipements par une différence de pression, par exemple, devra être justifiée.

L'extraction de fumées doit être modélisée de façon appropriée en fonction de la configuration du réseau de ventilation. En effet, avec un ventilateur proche du point d'extraction, le débit volumique extrait sera approximativement constant, tandis qu'avec un ventilateur au bout d'une longue gaine, le débit imposé sera plutôt le débit massique. L'idéal est donc de disposer d'un outil qui permette un choix entre ces deux conditions (tel que CAMATT 2). Dans le cas contraire, il convient d'être très attentif aux débits effectivement extraits. Par exemple, avec CAMATT 1, c'était le débit massique qui était constant et égal au produit de la masse volumique de l'air ambiant par le débit volumique spécifié par l'utilisateur. Lorsqu'on modélisait une extraction par un ventilateur proche du tunnel en présence d'air chaud, le débit volumique extrait pouvait être considérablement surestimé (de plus de 70% pour de l'air à 200°C, par exemple). Dans un tel cas, le débit doit être ajusté manuellement par une procédure itérative, jusqu'à obtenir la valeur correspondant au débit volumique réel du ventilateur.

Il existe des cas pour lesquels on peut se passer de certaines des caractéristiques minimales précédentes. Ces dérogations devront être justifiées, ainsi que les éventuelles modélisations alternatives employées.

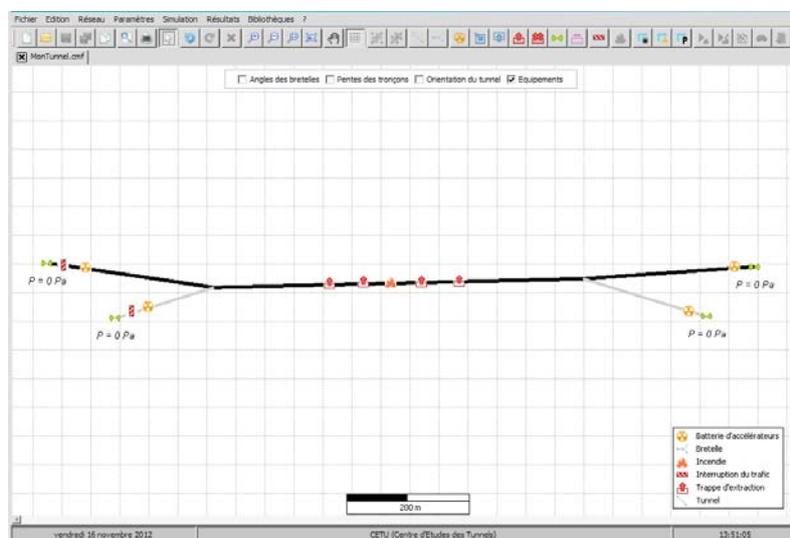


Figure 9 : Interface utilisateur du logiciel CAMATT (version 2)

ONT CONTRIBUÉ À CE DOCUMENT :

Antoine Mos, Jean-François Burkhart,
Didier Lacroix



Centre d'Études des Tunnels

25, avenue François Mitterrand

Case n°1

69674 BRON - FRANCE

Tél. 33 (0)4 72 14 34 00

Fax. 33 (0)4 72 14 34 30

cetu@developpement-durable.gouv.fr

