



Chapitre 6. INCENDIES DE VEGETATION

Approches expérimentale et de modélisation pour la compréhension du comportement et de l'impact des incendies de végétation

- 1 -

Paul-Antoine Santoni

*Université de Corse, CNRS UMR 6134 SPE
Campus Grimaldi, BP 52, 20250 Corte*

Bernard Porterie

*Aix-Marseille Université, CNRS UMR 7343 IUSTI
5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille*

Dominique Morvan

*Aix-Marseille Université, CNRS UMR 7340 M2P2
38 rue Joliot-Curie, 13451 Marseille*

1. Introduction

Un incendie de végétation, plus communément appelé "feu de forêt", est défini en France par "un feu qui atteint des forêts, landes, garrigues ou maquis d'une superficie d'au moins un hectare d'un seul tenant (et ce quelle que soit la superficie parcourue)". Le terme « atteint » sous-entend qu'une partie au moins de l'étage arbustif ou de l'étage arboré a été détruite. Cette définition légale se rapproche de celle utilisée en Californie "tout feu incontrôlé sur des terres partiellement ou entièrement couvertes de bois, de broussailles, d'herbes, de céréales ou d'autres végétations inflammables". Toutefois, les définitions varient d'un pays à l'autre, ce qui peut conduire à de l'hétérogénéité dans les données statistiques à l'échelle mondiale. Ainsi, l'étendue des surfaces brûlées dans le monde en 2000 a été estimée à 350 millions d'hectares. Mais il n'a pas été possible de déterminer par exemple quelle proportion de surface brûlée a concerné plus spécifiquement des forêts (FAO, 2007). Les principales régions du monde parcourues par les incendies sont l'Afrique Sub-Saharienne (230 millions d'ha, soit 66%), l'Australie (54,5 millions d'ha, soit 15,6%), le Sud-Est Asiatique (6,9 millions d'ha, soit 2%), l'Amérique du Nord (4,1 millions d'ha, soit 1,2%), l'Asie du Sud (4,1 millions d'ha, soit 1,2%), l'Amérique du Sud (2,9 millions d'ha, soit 0,8%). Les pays du pourtour méditerranéen comptent pour environ 0,2% soit 0,7 millions d'ha. Le Portugal, l'Espagne, la Grèce, l'Italie et la France sont les pays principalement impactés en Europe.

La figure 1 représente les surfaces parcourues par les incendies en France pour la période 1997-2017 (données extraites de la base Prométhée). Pour cette période, la moyenne des surfaces parcourue est d'environ 12000 hectares par an et le total des surfaces parcourues s'élève à 250000 ha. Les superficies annuelles sont extrêmement variables : de 1922 hectares en 2013 à 61424 hectares en 2003. Si l'on examine la "moyenne glissante" calculée sur les 5 dernières années, depuis 2003, on constate une tendance à la baisse de la surface parcourue par les feux, qui peut s'expliquer par une meilleure prévention et maîtrise des incendies et/ou des conditions météorologiques plus favorables.

- 2 -

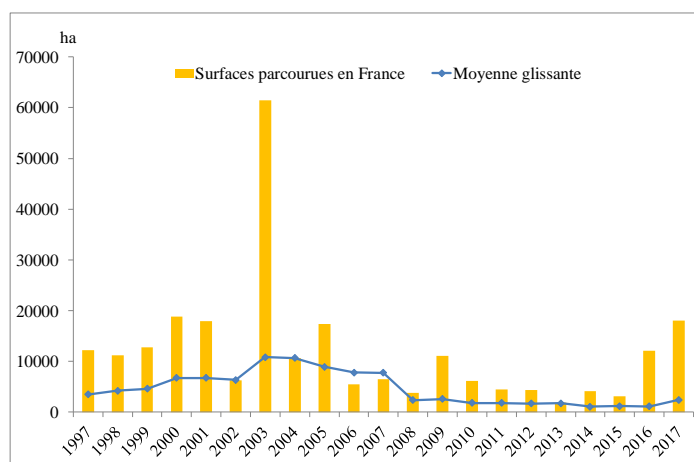


Figure 1. Surfaces parcourues par les incendies en France pour la période 1997-2017

Il est à noter que surfaces parcourues et nombre d'incendies sont deux facteurs complètement indépendants : l'année 2005 (1871 feux pour 17356 ha) et l'année 2012 (1857 feux pour 4392 ha) en sont une bonne illustration. La Figure 2 présente le nombre d'incendies en France pour la période 1997-2017 (données extraites de la base Prométhée). Le nombre total d'incendies de 1997 à 2017 s'élève à 43620, soit une moyenne de 2077 incendies par an. On note (en moyenne calculée sur 5 années) une diminution importante, du nombre d'incendies, par rapport à la fin des années 90,

puisqu'on passe de 2784 incendies en 1997 à 1973 en 2017. La connaissance du nombre de départ de feu permet d'une part d'évaluer les impacts de la politique de prévention incendie, et d'autre part de déterminer la pression incendiaire et ainsi d'adapter les dispositifs de lutte au fur et à mesure des années.

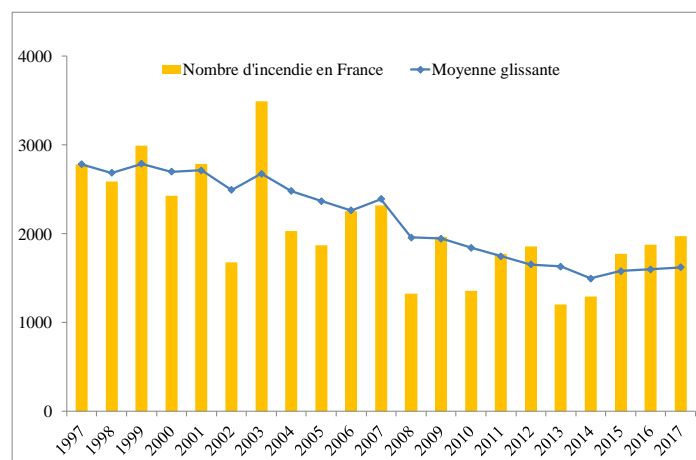


Figure 2. Nombre d'incendies en France pour la période 1997-2017

La figure 1 révèle des épisodes inquiétants comme l'année 2003 et dans une moindre mesure l'année 2017. Lors de ces deux années, plusieurs grands incendies (> 100 ha) se sont produits avec des conditions météorologiques particulières (forte température en 2003 et sécheresse accompagnée de vents violents en 2017). Ainsi en 2003, 1,7% des incendies ont été responsables de 90% des surfaces parcourues. Le phénomène grand incident est récurrent puisque sur la période 1997-2017, 327 incendies soit 0,7% du total ont brûlé 172000 ha soit 70% de la superficie totale parcourue. Une étude plus fine des typologies d'incendie révèle que 96% des incendies ne parcourent pas plus de 10 hectares. Ils sont donc maîtrisés avant qu'ils ne dégèrent. A l'inverse un très petit nombre d'incendies engendre l'essentiel des surfaces brûlées. 4% du nombre total d'incendie parcourent 87% de la superficie totale brûlée chaque année. Si les incendies de végétation sont rarement meurtriers en France, il convient d'avoir à l'esprit les tragédies récentes qu'a vécu le Portugal en 2017 avec 64 morts au mois de juin 2017 dans la région de Leiria et 44 morts dans le centre et le nord du pays en octobre 2017 lors d'incendies de grande ampleur.

Les causes des incendies de végétation peuvent être naturelles (foudre) ou humaines. Dans les régions du monde dépourvues d'activité humaine, comme certaines contrées de la Fédération de Russie ou du Canada, les incendies sont principalement dus à la foudre. Comme ces incendies se produisent dans des régions isolées avec des accès limités, ils sont responsables de grandes superficies brûlées. Selon la FAO (2007) et le JRC (2016), les principales causes d'incendies en dehors de ces régions sont d'origine anthropique. Il s'agit des activités liées à l'utilisation du feu (défrichage et pratiques agricoles), d'actes d'imprudence, de malveillance, d'accidents et de pyromanie. La proportion de chacune des causes dépend des pays. Mais il est impossible à ce jour d'établir une cartographie fine des causes à l'échelle internationale. En effet, il conviendrait de disposer d'un système international harmonisé pour identifier les causes afin d'avoir des données fidèles dans tous les pays, en particulier en ce qui concerne la distinction entre les causes volontaires et accidentelles. La connaissance des causes d'incendie est néanmoins indispensable car elle permet d'orienter efficacement les politiques de traitement et de résorption de celles-ci. Citons à titre d'exemple la sensibilisation des populations habitant au voisinage des espaces naturels sensibles (travaux

particuliers), la formation des actifs travaillant dans ces espaces naturels (travaux agricoles et forestiers), et l'information du public séjournant (activités de loisirs liées au tourisme) dans des zones sensibles.

Si la prévention des incendies doit principalement être guidée par des considérations liées au comportement des hommes et à la manière d'utiliser et d'aménager un territoire (sciences humaines et sociales), les stratégies de prévision et de lutte contre les incendies de végétation requièrent une approche reposant sur les sciences exactes. C'est dans ce cadre que la science des incendies prend toute son importance. Cette dernière qui consiste à étudier la dégradation des végétaux, les mécanismes de combustion, les écoulements, les transferts thermiques et la production des fumées permet de mieux comprendre les mécanismes fins qui gouvernent l'inflammation et la propagation des incendies. Elle conduit à proposer des outils d'aide à la décision pour l'aménagement du territoire, la gestion forestière et la définition de meilleures stratégies de prévision et de lutte. Un incendie de végétation peut être vu comme un front de flamme se propageant à travers un couvert végétal. La vitesse de déplacement du front (vitesse de propagation) varie en fonction de trois paramètres que sont la végétation, la topographie du terrain, les conditions atmosphériques et d'un quatrième facteur qui est l'incendie lui-même qui interagit avec les autres. Ces trois facteurs sont analogues aux trois éléments clefs du triangle du feu (combustible, oxygène, énergie) classiquement utilisé en sécurité incendie.

Au travers d'une double approche phénoménologique et fondamentale, basée sur les transferts de masse et d'énergie, ce cours apportera les éléments essentiels à une bonne compréhension des feux de végétation. Dans la première partie nous décrirons la phénoménologie de ces incendies. Puis nous présenterons dans la deuxième partie la réaction au feu des végétaux et la modélisation de la végétation. Enfin, les aspects fondamentaux de la modélisation et de la simulation des incendies seront détaillés dans la dernière partie.

2. Approche phénoménologique des incendies de végétation

2.1. Les mécanismes de la propagation

La combustion de la végétation résulte de sa décomposition thermique sous l'action d'un apport d'énergie. Ce flux d'énergie peut provenir de la foudre, d'une mise à feu volontaire ou bien d'un front de feu lorsque l'incendie est en régime de propagation. En fonction de la vitesse de chauffe du combustible et de l'épaisseur de ce dernier, la dégradation peut s'opérer suivant des chemins réactionnels préférentiels. De manière générale, on peut considérer que sous l'action du flux d'énergie, le végétal humide va s'échauffer, puis l'eau contenue dans la végétation va s'évaporer en étant rapidement suivi des composés extractibles jusqu'à une température d'environ 180°C. Au-delà de cette température, le végétal sec va s'échauffer à nouveau et subir au voisinage de 200°C un début de dégradation qui s'accroît lorsque la température atteint environ 350°C. La figure 3 présente la perte de masse et la dérivée de la perte de masse d'une particule de bois sèche (chêne blanc) obtenues en thermogravimétrie. Bien que la vitesse de chauffe dans cette expérience (10 °C/min) soit très en deçà des vitesses de chauffe attendues dans un incendie, les principales étapes de la dégradation peuvent être identifiées. Cette dégradation légèrement endothermique concerne principalement l'hémicellulose, la cellulose et la lignine qui sont les constituants majoritaires des végétaux. Ces polymères sont transformés en gaz combustibles (principalement CO et CH₄) et non combustibles (CO₂), en produits volatils (majoritaire du levoglucosane) pouvant former des aérosols en fonction des conditions de mélange avec l'air ambiant et en charbons.

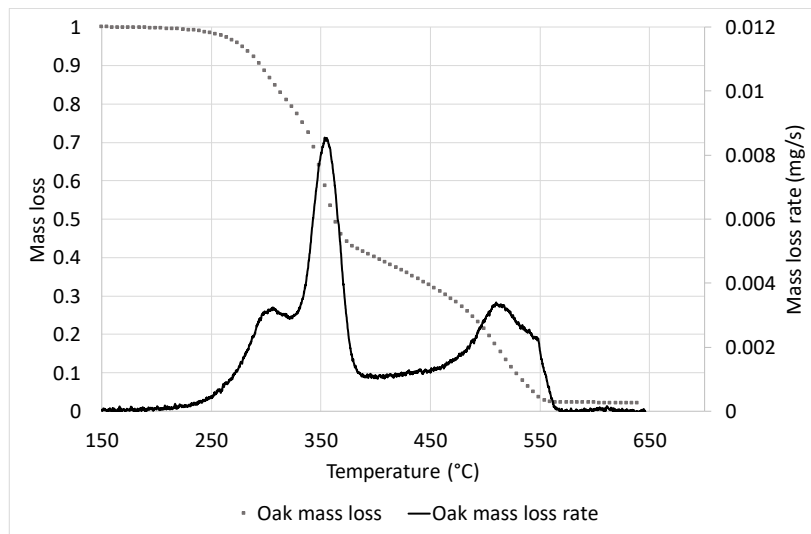
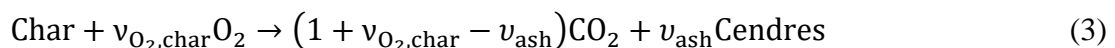
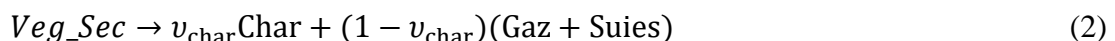
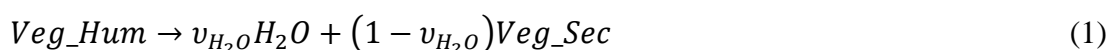


Figure 3. Analyse thermogravimétrique du chêne blanc (vitesse de chauffe 10 °C/min)

En condition d'incendie, suite à cette dégradation, les gaz et les volatils combustibles réagiront avec l'oxygène de l'air pour participer à l'extension du front de feu. Ces flammes sont turbulentes, majoritairement non prémélangées et fortement chargées en particules de suies lorsque la dimension du foyer s'accroît. Les résidus charbonneux formés suite à la transformation des biopolymères végétaux seront ensuite oxydés en émettant principalement du CO et du CO₂. Ces réactions exothermiques se produisent en général à l'arrière du front de feu mais elles peuvent également intervenir dans le front de feu pour les particules les plus fines lorsque les conditions de mélange avec l'air le permettent. Les différentes étapes de la dégradation peuvent être résumées par le mécanisme simplifié à trois étapes suivant (Porterie et al., 2005) :



où v_{H_2O} représente la fraction massique d'eau du végétal humide, v_{char} est la fraction du végétal sec convertit en charbon (28% pour des feuillages), $v_{O_2,char} = 1,65$ et $v_{ash} = 0,1$ (soit 0,028 g/g de végétal sec). Il convient de noter que l'énergie dégagée lors de la combustion hétérogène des charbons est importante car ces derniers ont un pouvoir calorifique de l'ordre de 32 MJ/kg (Sussot, 1982) alors qu'en moyenne le pouvoir calorifique du mélange produit gazeux / volatils varie entre 15 et 21 MJ/kg.

Sous l'action conjointe des transferts thermiques issus de la zone de flamme et des résidus charbonneux en direction du combustible imbrûlé, l'incendie entretient alors sa propagation. Deux types de transfert thermique entre le front de feu et la végétation située au-devant, gouvernent cette propagation : d'une part le rayonnement provenant des flammes (gaz chauds et particules de suie) et des braises incandescentes et d'autre part les transferts convectifs. Ces derniers correspondent au

contact des gaz chauds avec la végétation. L'importance relative entre ces deux modes de transfert thermique dépend principalement du rapport entre les deux forces qui gouvernent la trajectoire des flammes et du panache. Les forces d'inertie dues à l'action du vent (vent atmosphérique) poussent l'écoulement réactif (flamme et gaz chauds) dans la direction parallèle au sol. Les forces de flottabilité provenant de la différence de masse volumique entre la flamme, le panache et l'air ambiant entraînent les gaz de combustion verticalement. Le rapport entre ces deux forces peut s'évaluer par le nombre convectif de Byram (1959) qui représente le rapport des puissances dues à ces deux forces :

$$N_c = \frac{2gl}{\rho c_p T_0 (U_w - R)^3} \quad (4)$$

où g désigne la gravité (9.81 m/s^2), I l'intensité du feu (W/m), ρ (kg/m^3) la masse volumique, c_p (J/kg/K) la chaleur spécifique et T_0 (K) la température de l'air ambiant, U_w la vitesse du vent (m/s) et R (m/s) la vitesse de propagation de l'incendie. En régime établi (vitesse de propagation constante), l'intensité du feu correspond pour un front de feu rectiligne à la puissance linéaire, définie par

$$I = \Delta H_{veg} w R \quad (5)$$

Avec ΔH_{veg} (kJ/kg) le pouvoir calorifique inférieur du végétal, w (kg/m^2) la charge du végétal participant réellement à la combustion dans le front de flammes et R (m/s) la vitesse de propagation du front de feu. Un feu de surface dégage une puissance de l'ordre de 1000 à 2000 kW/m , pour un feu total la puissance augmente d'un facteur 10 (de 10 000 à 20 000 kW/m), de manière très exceptionnel des puissances de l'ordre de 70 000 kW/m ont pu être relevées lors du 'Black Saturday' en Février 2009 dans la région de Victoria en Australie. Sachant que les limites d'efficacité des moyens de lutte sont de l'ordre de 2000 kW/m (moyens terrestre) et de 7000 kW/m (bombardier à eau), on comprend vite que la solution au problème des incendies de forêt ne peut se résumer en une augmentation des moyens de lutte mais doit principalement se concentrer sur la prévention, sur les aménagements et les travaux nécessaires à une véritable réduction du risque qui passe forcément par une réduction de la biomasse.

Deux situations caractéristiques sont à l'origine de deux modes de propagation des feux de végétation identifiés dans la littérature : (I) « *wind driven fire* » littéralement un feu poussé par le vent et (II) « *plume dominated fire* » un feu dominé par les effets de panache. Dans chacun d'eux les conséquences en termes d'interaction entre le front de flamme et l'environnement immédiat sont différentes. Dans le cas (I) l'écoulement gazeux est orienté du front vers l'aval et contribue au réchauffement par convection de la végétation ($N_c \ll 1$), alors que dans le cas (II) le foyer est assez puissant pour aspirer l'air frais en aval du front ($N_c \gg 1$) ; dans ce cas le transfert d'énergie front de feu/végétation est essentiellement assuré par rayonnement. Le caractère plus ou moins prédictible du comportement du front de flamme est fortement corrélé à la nature plus ou moins linéaire du mécanisme physique dominant la progression du feu. Si la convection est dominante (régime I), la vitesse de propagation de l'incendie va tendre vers une dépendance plus ou moins linéaire avec la vitesse du vent. Si le rayonnement est dominant (régime II), le caractère fortement non linéaire du flux de chaleur émis par la flamme (lois de Stefan-Boltzmann en T^4), associé au fait que le front de flamme génère son propre écoulement, va se traduire par un relatif découplage entre la vitesse de propagation et la vitesse du vent, et rendra beaucoup plus difficile la prédiction du comportement du feu.

2.2. Les facteurs environnementaux

Le type de végétation, le relief et les conditions météorologiques sont les trois facteurs environnementaux qui caractérisent la dynamique d'un incendie. L'incendie lui-même est un quatrième facteur qui interagit avec les autres en créant "son propre vent".

Effets de la végétation

L'état de la végétation (morte ou vivante), l'épaisseur caractéristique de ses particules, sa teneur en eau et sa charge (kg/m²) influencent le comportement du feu. Ces aspects seront discutés dans le paragraphe suivant. D'un point de vue phénoménologique, il s'agit de présenter ici l'influence de la structure du complexe végétal sur le type, la dynamique et la puissance de l'incendie. Un incendie peut prendre différentes formes selon la typologie végétale dans laquelle il se développe. On distingue :

- Les feux de sol qui brûlent la litière et la matière organique contenue dans l'humus, les feux de tourbe peuvent également être classés dans cette catégorie. Ces feux ont une faible vitesse de propagation (de 10 à 300 m/h). Leur puissance est également faible (de 30 à 700 kW/m). Ils sont parfois difficiles à éteindre car ils peuvent couvrir en profondeur et peuvent dans certaines configurations impacter le système racinaire des végétaux. Leur extinction est réalisable par des moyens terrestres. Même si ces feux sont peu puissants, leur impact environnemental peut être extrêmement important, à travers les quantités énormes de gaz à effet de serre (principalement du CO₂) et d'aérosols qui peuvent être émises au cours d'épisodes qui peuvent durer plusieurs semaines, voire plus.
- Les feux de surface qui brûlent les strates herbacées et arbustives basses. Ils concernent généralement des landes, prairies, maquis et garrigues. La vitesse de propagation des feux de lande et de maquis varie entre 350 m/h et 1500 m/h. Mais elle peut être plus importante par condition de vent fort. Les feux d'herbes peuvent être beaucoup plus rapides et même dépasser les 10 km/h par vent très fort. La puissance linéaire de ces incendies varie en fonction de l'humidité et de la nature du végétal mais des puissances de 4000 à 20000 kW/m sont assez fréquentes. Leur extinction nécessite généralement des moyens aériens.
- Les feux totaux qui impliquent la totalité d'un couvert forestier (litière, sous-bois, et houppier de la strate arborée) sont les plus dévastateurs. Des vitesses de propagation jusqu'à 3 km/h ont été observées et les puissances sont très importantes. Ces dernières dépendent des conditions de vent, de la charge et du relief. Mais des valeurs de 60000 kW/m peuvent être atteintes et dépassées. Ces incendies sont extrêmement difficiles, voire impossibles à arrêter par les moyens de lutte.

Dans les forêts ouvertes (Figure 4) comme les pinèdes de *Pinus pinaster* (pin maritime), la continuité verticale de la végétation favorise la transition d'un feu de surface vers un feu total. A l'inverse dans une forêt âgée de *Quercus ilex* (chêne vert), le sous-bois est principalement composé d'humus et de litière ce qui empêche les incendies de forte puissance.



Figure 4. Forêt ouverte de *Pinus pinaster*

Plus la végétation est sèche, dense et continue, plus le feu sera violent et difficile à maîtriser par les services de lutte incendie.

Effets du relief

Le relief influence la direction et la vitesse de propagation du feu au travers notamment des effets de pente, de canyon ou de crêtes. Pour des feux ascendants, les gaz frais qui sont entraînés en amont du front de feu ont tendance à incliner la flamme vers la pente et la colonne convective s'élève en suivant la pente (Figure 5). Ce phénomène accentue les transferts thermiques radiatifs et convectifs en direction du végétal imbrulé, ce qui accroît la vitesse de propagation. Le front de feu prend alors une forme en "V" caractéristique des feux de pente. Dans le cas de canyons étroits, le relief peut provoquer un effet cheminé qui favorise le réchauffement des combustibles situés en avant du front de feu et donc leur inflammation. Pour des canyons très étroits, le rayonnement peut également préchauffer le combustible situé sur le versant opposé au versant où se développe l'incendie. Ainsi, une saute de feu, résultant d'une particule enflammée arrachée par la colonne de convection, qui atteindrait ce versant conduirait à son embrasement très rapide. Il convient également de signaler que l'exposition des versants est également un facteur clef de la propagation des incendies. En effet, sur les versants exposés au sud, la végétation sera moins humide que sur les versants exposés au nord où les incendies progressent plus difficilement. Nous voyons donc que les effets croisés (ici végétation et relief) des facteurs environnementaux conditionnent l'évolution d'un incendie.

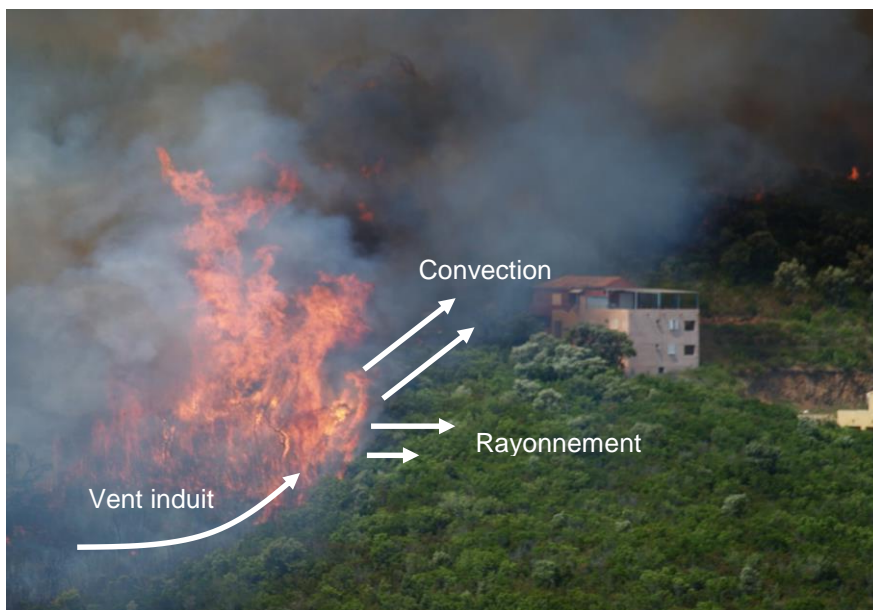


Figure 5. Feu en pente ascendante dans un maquis Méditerranéen

Effets des conditions météorologiques

En présence de vent, la combustion est favorisée par l'apport d'oxygène, ce qui accroît la puissance des incendies. De plus si le vent est dans le même sens que la propagation, les flammes se penchent en direction de la végétation imbrûlée, ce qui augmente les transferts thermiques radiatifs et convectifs. Par conséquent, la dégradation de la végétation sera plus rapide et la propagation du feu en sera accélérée. Enfin le vent peut provoquer des foyers secondaires en transportant des flammèches ou des brandons (sautes de feu) sur de longues distances (plusieurs kilomètres). L'humidité et la température de l'air influencent également la dynamique des incendies car la végétation morte absorbe une partie de l'eau présente dans l'air. Plus l'humidité de l'air est forte et moins la végétation est inflammable. Il est ainsi communément admis que l'été le risque incendie devient fort lorsque l'humidité relative se situe en dessous de 30%. Il convient de mentionner que la plupart des grands incendies se produisent lors de périodes de canicule au cours desquelles la température dépasse les 30 °C et l'humidité relative descend en dessous des 10%. Les moyens de lutte sont alors soumis à une triple difficulté. Les incendies ont une dynamique inhabituelle la journée (vitesse et puissance élevée), ils continuent leur progression la nuit lorsque l'humidité relative de l'air ne remonte pas comme cela se produit habituellement (c'est-à-dire en dehors des périodes de canicules) et enfin, les organismes des pompiers sont encore plus affectés par ces conditions climatiques particulières, ce qui pénalise leurs actions.

3. Réaction au feu des végétaux et modélisation de la végétation

Les paragraphes précédents ont montré comment la structure d'un complexe végétal détermine le type d'un incendie (feux de sol, feux de surface, feux total). Cette structure devra être prise en compte pour modéliser la propagation d'un incendie. Toutefois, pour développer des modèles de végétation susceptibles d'alimenter ces modèles de propagation, il faut déterminer les paramètres qui représenteront au mieux la structure des complexes végétaux. Cette partie est donc dédiée à la présentation de ces paramètres, à l'étude de leur influence sur l'inflammabilité et la combustibilité des végétaux au travers de la présentation de quelques résultats expérimentaux et à la présentation d'une méthode de caractérisation de complexe végétaux. N'oublions pas cette citation de Brown et Davis (1973) qui doit être à la base de toute politique de prévention des feux de forêt : « *The ignition, buildup, and behavior of fire depends on fuels more than any other single factor. It is the fuel that burns, that generates the energy with which the firefighter must cope, and that largely determines the rate and level of intensity of that energy. Other factors that are important to fire behavior (that is, moisture, wind, etc.) must always be considered in relation to fuels. In short, no fuel, no fire!* »

3.1. Végétation vivante vs végétation morte

Les typologies végétales dépendent fortement des climats associés. Dans le cadre de ce document, nous nous limiterons aux espèces présentes en France en climat Méditerranéen, ce qui correspond à une bande de terre d'une centaine de kilomètres autour des côtes Françaises Méditerranéennes allant des Pyrénées-Orientales jusqu'aux Alpes Maritimes en passant par la Corse. Ce climat se compose d'hivers doux et pluvieux, d'étés chauds et secs et d'un déficit hydrique remarquable de mai à septembre. Les températures annuelles moyennes sont élevées (8 °C à Nice par exemple) et les journées froides sont rares (Braun et Collignon, 2008). L'amplitude interannuelle de la température est élevée (plus de 17 °C entre juillet et janvier). La plupart des précipitations annuelles (environ 100 jours) se produisent d'octobre à avril. Beaucoup d'événements extrêmes se produisent comme un vent fort (Mistral et Tramontane), des orages à l'automne qui peuvent engendrer des précipitations très importantes accompagnées d'inondations (épisodes cévenoles). La végétation de cette zone est adaptée à la sécheresse estivale : petites feuilles, aiguilles et épines afin de limiter l'évapotranspiration. A titre d'illustration, la Figure 6 présente l'évolution de la teneur en eau des feuilles de *Cistus monspeliensis* (Ciste de Montpellier) au cours de l'année.

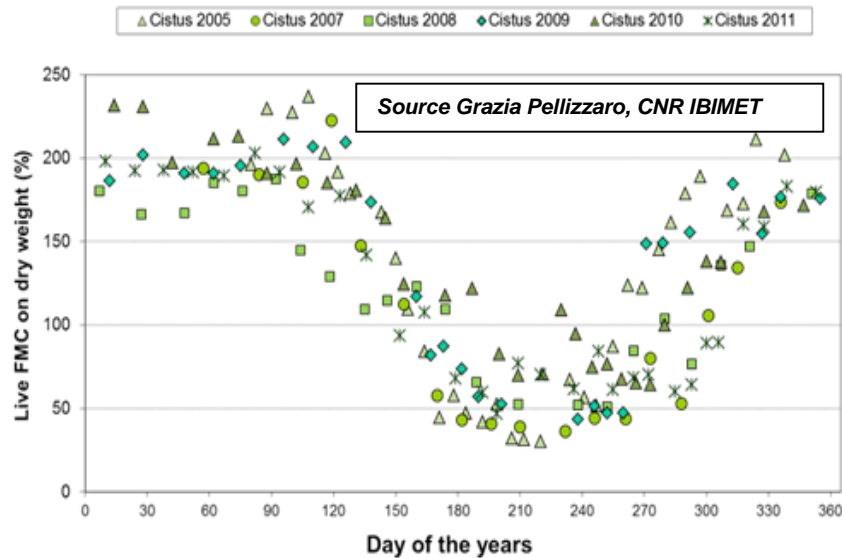


Figure 6. Teneur en eau des feuilles de *Cistus monspeliensis* au cours de l'année

Nous observons une variation annuelle de la teneur en eau extrêmement forte qui peut aller de 30% au mois d'Août à 250% au printemps. La Figure 7 montre un individu de ciste à ces deux périodes de l'année.

- 11 -



Figure 7. Evolution des feuilles de *Cistus monspeliensis* au cours de l'année

Les conditions météorologiques, les espèces végétales et la phénologie des végétaux sont autant d'éléments qui conditionnent la teneur en eau des végétaux vivants. A l'inverse, la teneur en eau des particules végétales mortes subie des variations d'amplitude moins importantes, essentiellement dues aux conditions météorologiques. Celle-ci peut passer au cours d'une même journée de 4% à 30%. Nous voyons donc qu'il est nécessaire de distinguer deux classes (ou familles) de particules dont le rôle dans la dynamique d'un incendie est fondamental : les particules vivantes d'une part et les particules mortes d'autre part. Ces deux familles sont par exemple utilisées comme données d'entrée du modèle de propagation d'incendie de Rothermel (1972). Le modèle de végétation associé à ce modèle de

propagation distingue les particules vivantes d'épaisseur caractéristique inférieure à 6 mm et quatre classes de particules mortes de diamètre respectivement compris entre 0 et 6 mm, 6 et 25 mm, 25 et 76 mm et supérieure à 76 mm. La classification adoptée pour les particules mortes repose sur le temps nécessaire, suite à une modification de l'humidité relative de l'air, pour que la teneur en eau de la particule varie de 63% de la différence entre la teneur en eau initiale et la teneur en eau à l'équilibre (Byram, 1963). Ainsi, les classes de particules de diamètre compris entre 0 et 6 mm, 6 et 25 mm, 25 et 76 mm et supérieure à 76 mm sont respectivement nommées particules 1 heure, 10 heures, 100 heures et 1000 heures.

3.2. Inflammabilité et combustibilité des particules végétales

L'ensemble des classes de particules définies ci-dessus participent à la combustion et aux émissions atmosphériques lors d'un incendie. Toutefois, elles n'interviennent pas toute dans la dynamique de propagation de l'incendie. Burrow (2001) a étudié le temps de résidence de flamme et la perte de masse de brindilles et branches d'Eucalyptus de différents diamètres. Ses travaux lui avait permis de conclure que les feuilles et les brindilles de diamètre inférieur à 6 mm sont les plus inflammables. Une étude plus récente (Tihay et al, 2016) a remis en cause ce résultat en situant la valeur seuil du diamètre aux environs de 3 mm. L'équation (5) montre l'importance de la définition précise de cette valeur. En effet, en incluant des brindilles de diamètre trop important dans la modélisation d'un feu, on surestime la charge du végétal impliqué. Ceci entraîne une surestimation de la puissance de l'incendie et de son impact sur son environnement immédiat.

Une détermination de la valeur seuil du diamètre des particules impliquées dans la dynamique d'un incendie a pu être effectuée avec un cône calorimètre (ISO 5660-1,1993).

Des particules de ciste (feuilles et brindilles de différents diamètres) d'une surface totale de 80 cm² ont été exposées à une densité de flux radiatif de 50 kW/m² afin d'étudier leur réaction au feu. Le temps d'allumage et la puissance dégagée par ces échantillons ont été mesurés. Les expériences ont été réalisés sans pilote afin d'éviter l'influence de la position du pilote sur l'allumage.

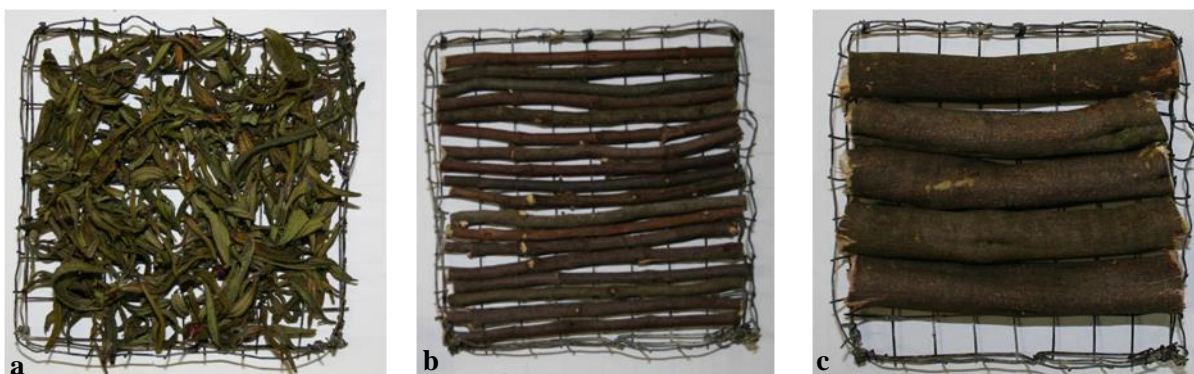


Figure 8. Feuilles (a) et brindilles de ciste de diamètre 4 mm (b) et 15 mm (c)

La figure 9 (Tihay et al, 2016) présente l'évolution du temps d'allumage moyen en fonction de l'épaisseur caractéristique de ces particules. Quatre tendances nettes apparaissent sur ce graphe. Les feuilles sont les particules les plus inflammables avec un temps d'allumage de 5,4 secondes. Elles s'allument donc environ 10 fois plus vite que les brindilles dont le diamètre est supérieur ou égal à 4 mm. Pour ces dernières, le temps d'allumage t_{ign} est constant $t_{ign} \approx 50,5$ secondes.

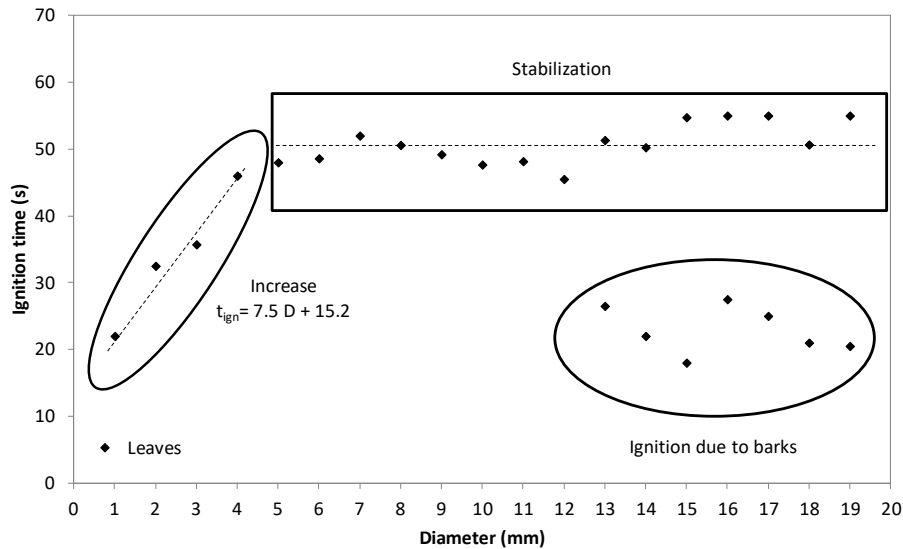


Figure 9. Temps d'allumage moyens de feuilles et brindilles de ciste en fonction de leur épaisseur caractéristique

Ce résultat est en accord avec l'expression théorique obtenue par Quintiere (2006) pour le temps d'allumage des combustibles thermiquement épais

$$t_{ign} \approx \frac{\pi \lambda_k \rho_k c_{pk}}{4} \left(\frac{T_{ign} - T_{\infty}}{\dot{q}''} \right)^2 \quad (6)$$

où λ_k , ρ_k et c_{pk} représentent respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique massique des particules de la famille k . T_{ign} et T_{∞} sont respectivement la température d'allumage et la température ambiante. Enfin \dot{q}'' est la densité de flux radiatif imposée.

Les brindilles dont l'épaisseur est comprise entre 1 mm et 3 mm, se situent (pour la densité de flux donnée) dans un régime intermédiaire entre le régime thermiquement épais et le régime thermiquement fin pour lequel Quintiere (2006) prédit une évolution du temps d'allumage proportionnelle au diamètre des brindilles D .

$$t_{ign} \approx \frac{\rho_k c_{pk} D (T_{ign} - T_{\infty})}{\dot{q}''} \quad (7)$$

Enfin, nous constatons que 35% des particules de diamètre supérieur ou égal à 13 mm s'enflamment aussi vite que les particules de diamètre 1 mm. Dans ce cas, la chauffe provoque un décollement de

l'écorce (mesurant entre 0,4 et 1 mm d'épaisseur) qui s'enflamme aussi rapidement que les plus fines particules de ciste.

L'examen de la perte de masse et de la puissance (heat release rate, HRR) dégagée lors de la combustion de ces particules de différentes épaisseurs caractéristiques confirme que (pour une densité de flux de 50 kW/m²), seules les particules de diamètre inférieur ou égale à 3 mm participeraient à la dynamique de combustion d'un incendie. La figure 10 présente la puissance de combustion des feuilles et brindilles de ciste mesurée par calorimétrie à consommation d'oxygène. Les feuilles (épaisseur 0,75 mm) libèrent leur énergie en phase de flamme durant environ 30 secondes avant de consumer les résidus carbonneux. Au cours de cette phase de flamme, les brindilles de diamètre 1, 2 et 3 mm qui seraient chauffées (avec une densité de flux de 50 kW/m²) perdraient respectivement 72%, 10% et 5% de leur masse en moyenne. Les brindilles de diamètre 4 mm perdraient 2.3% de leur masse durant ce même temps, ce qui correspond essentiellement à de l'eau. Ainsi dans l'intervalle de temps de combustion vive des feuilles, les particules de diamètre 3 mm qui seraient exposées à la même densité de flux seraient les plus grosses particules à pouvoir générer une flamme. En effet, bien que le temps moyen d'allumage des gaz générés par la dégradation de ces particules soit de 35 secondes, un temps minimal d'allumage de 24 s a été observé dans quelques expériences.

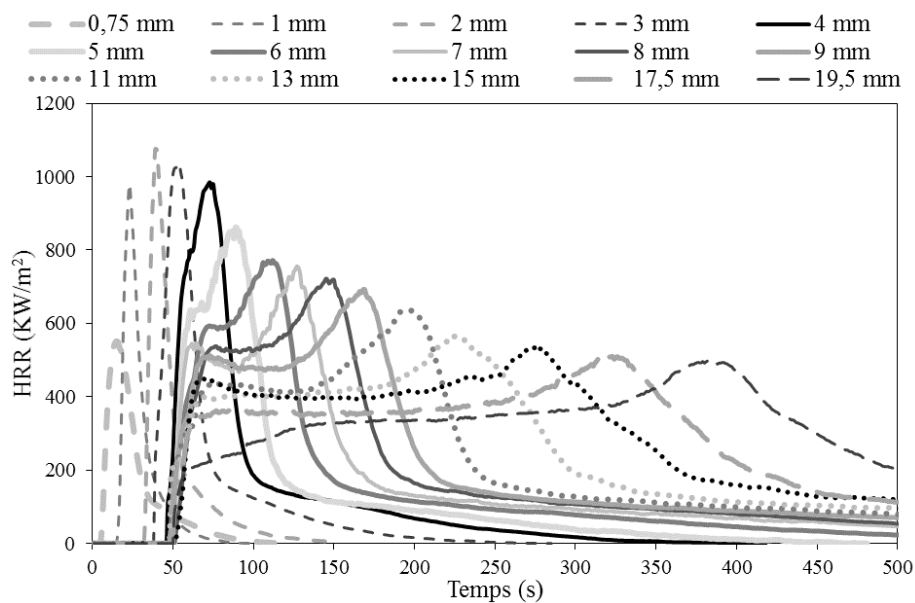


Figure 10. Puissance de combustion des feuilles et brindilles de ciste en fonction de leur épaisseur caractéristique

En augmentant fortement la densité de flux \dot{q}'' , des particules identifiées ci-dessus comme étant thermiquement fines deviendraient thermiquement épaisses. Dans ce cas, l'équation (7) prédit (en supposant que T_{ign} soit constant) une diminution du temps d'allumage de ces particules, ce qui pourrait accroître la valeur seuil au-delà de 3 mm. En effet, le temps de résidence de flamme est quasi-constant, en ventilation naturelle lorsque la densité de flux varie. Ainsi, les particules les plus fines qui s'allument le plus vite pourraient contribuer à l'allumage des particules plus épaisses dont le temps d'allumage diminue avec l'augmentation de la densité de flux. Dans l'état actuel des modèles détaillés

de propagation d'incendie, la conduction dans les particules n'est pas modélisée. Ces considérations ne sont donc pas prises en compte.

Afin de mieux appréhender la diversité des formes géométriques des particules les plus fines des espèces végétales (feuilles, aiguilles, épinés, fleurs), le rapport surface volume des particules $\sigma_k = \frac{S_k}{v_k}$ a été introduit. S_k et v_k sont respectivement la surface et le volume d'une particule de la classe de particule k . σ_k permet, pour une géométrie de particule donnée (cylindre, feuilles), de définir une épaisseur caractéristique pour comparer le comportement des particules de différentes taille et forme. De plus, associé à la compacité $\alpha_k = \frac{V_k}{V}$, le produit $\alpha_k \sigma_k$ permet d'obtenir la surface d'échange entre une classe de particule de volume V_k et l'air environnant de volume V_g ($V = V_g + V_k$). Le rapport surface volume est avec la compacité l'un des paramètres d'entrée des modèles de végétation d'incendie utilisés dans les modèles d'incendie décrit dans la suite. A titre d'exemple, la Figure 11 (Santoni et al., 2014) illustre l'influence de σ_k sur le temps d'allumage de différentes litières d'aiguilles de pin soumises à une densité de flux de 25 kW/m², pour différentes conditions d'écoulement et pour une même perméabilité des litières ($K = 1.5 \times 10^{-7} \text{ m}^2$).

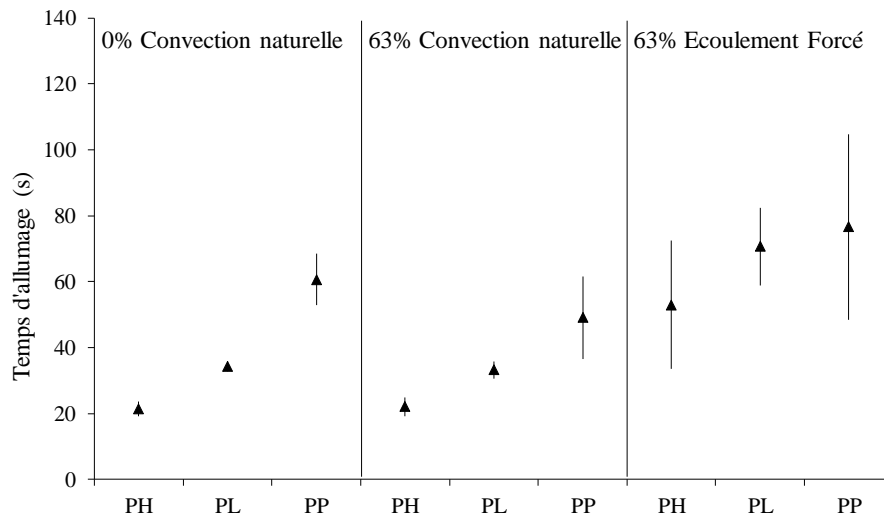


Figure 11. Temps d'allumage de litières en fonction des espèces (*Pinus halepensis* PH, *Pinus laricio* PL et *Pinus pinaster* PP) et des conditions d'écoulement (63% correspond à un porte échantillon grillagé présentant une ouverture de 63% sur ses faces latérales et à sa base).

Le rapport surface volume est respectivement de $7377 \pm 115 \text{ m}^{-1}$, $4360 \pm 146 \text{ m}^{-1}$ et $3057 \pm 40 \text{ m}^{-1}$ pour les aiguilles de *Pinus halepensis* (PH), *Pinus laricio* (PL) et *Pinus pinaster* (PP). Pour comprendre l'influence de cette variable, nous calculons le nombre de Biot radiatif (Benkoussas et al., 2007)

$$Bi \approx \frac{\varepsilon_k \dot{q}''}{\lambda_k \sigma_k \Delta T} \quad (8)$$

Ce nombre permet d'estimer l'aptitude d'un corps à être chauffé dans son épaisseur par une source radiative (ε_k est l'absorptivité des particules et λ_k leur conductivité). Plus Bi est faible et plus la conduction à l'intérieur du matériau permettra de transmettre rapidement l'énergie incidente depuis sa surface vers ses couches internes pour atteindre une température homogène. Les nombres de Biot des trois espèces sont respectivement de 0.10 pour PH, 0.17 pour PL et 0.25 pour PP. La chauffe des

particules, dans leur épaisseur, est d'autant « plus efficace » que leur nombre de Biot est faible (et donc leur rapport surface volume est élevée). Ceci entraîne une dégradation plus rapide de ces particules et un temps d'allumage plus faible pour leur litière.

3.3. Modélisation d'un complexe végétal

Les paragraphes précédents ont présenté le rôle et l'importance des caractéristiques des typologies végétales et des espèces végétales pour le comportement des incendies de végétation. Ces caractéristiques sont décrites par un ensemble de paramètres permettant d'élaborer des modèles de végétation, utilisés pour prédire les incendies. Ces modèles comportent deux ensembles de paramètres :

- *Les paramètres structuraux des différentes strates du complexe végétal*

Chaque strate est d'une part définie par son couvert et sa hauteur (hauteur basse et hauteur de la cime pour les houppiers des arbres). Ces deux grandeurs sont complétées par la répartition massique des différentes familles de particules dans chaque strate (particules mortes de différentes tailles et particules fines vivantes). Cette répartition massique est mesurée par la masse volumique apparente ρ_{bk} des différentes classes de particules.

$$\rho_{bk} = \alpha_k \rho_k \quad (9)$$

Dans une moindre mesure, la charge w_k associée à chaque famille de particule constitue l'information minimale.

- *Les paramètres structuraux et thermochimiques des particules végétales*

La capacité calorifique massique, le pouvoir calorifique inférieur, le rapport surface-volume, la masse volumique, la teneur en eau et les constantes des modèles de dégradation associées aux équations 1 à 3 sont à déterminer pour les différentes familles de particules composant les espèces végétales majoritaires des strates considérées.

A titre d'illustration, nous présentons ci-dessous une méthode destructive destinée à déterminer les paramètres structuraux des différentes strates composant un maquis méditerranéen et une lande montagnarde. Ce protocole comprend deux phases. La première phase consiste à identifier la composition spécifique, le couvert et la hauteur de la végétation en utilisant la méthode du transect (cf. Figure 12).

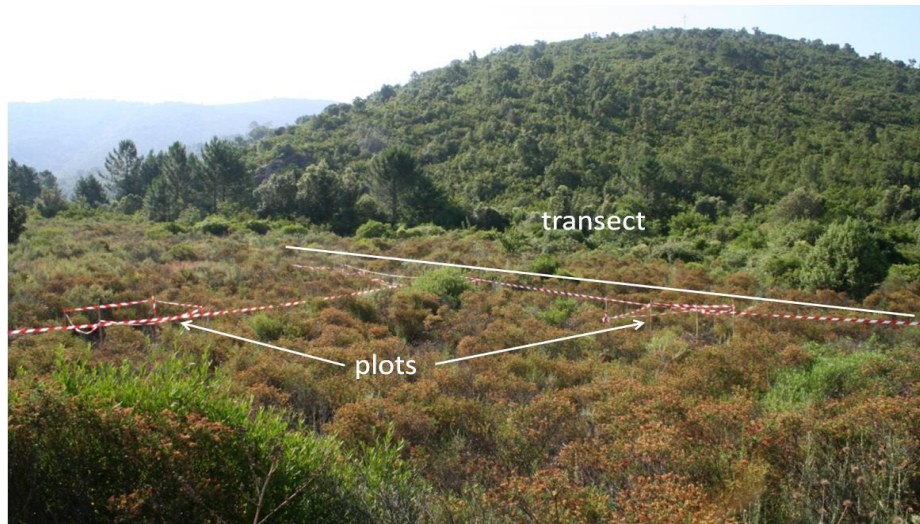


Figure 12. Transect et quadrats utilisés pour caractériser la végétation

Cette première étape permet d'avoir un aperçu rapide des espèces et des strates présentes (par exemple une strate arbustive et une strate herbacée incluant une litière dans le cas d'un maquis), de la hauteur des strates et de leur couvert. La seconde phase consiste à estimer la charge de combustible à l'aide d'une méthode destructive en prélevant la végétation dans plusieurs quadrats. Le nombre de quadrats dépend de la taille de la zone d'étude et de la variabilité des caractéristiques du combustible. La surface des quadrats dépend du type de végétation (4 m² dans le cas d'un maquis). Afin d'affiner les données obtenues dans la première phase, la hauteur et le taux de couverture (photographie ou dessin) de la végétation sont également déterminés dans chaque quadrats. La végétation de la strate arbustive est entièrement prélevée (Figure 13) en la coupant au niveau du sol, puis séparée et pesée par espèces. La litière est alors prélevée avec la strate herbacée et pesée. Les échantillons sont ensuite portés au laboratoire pour analyser leurs structures. Pour chaque espèce ils sont séparés en familles (morts et vivants) et par épaisseur avant d'être séchés à l'étuve pendant 48h de manière à déterminer la masse sèche de chaque classe de particules.

- 17 -



Figure 13. Quadrats avant et après prélèvement de la végétation (cas d'un maquis)

A titre d'exemple, la Figure 14 présente les charges des différentes classes de particules d'une lande montagnarde.

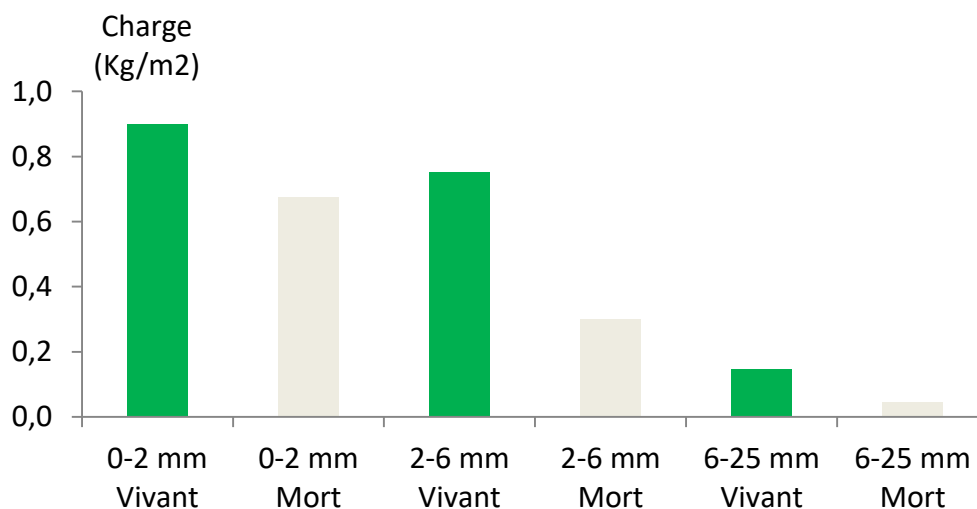


Figure 14. Charges des différentes classes de particules d'une lande montagnarde.

4. Modélisation et simulation de la propagation d'un incendie

- 18 -

Les premiers travaux relatifs à la modélisation du comportement des incendies de végétation datent des années 1920. Hawley (1926) fut l'un des premiers à introduire l'idée que la compréhension de ces incendies et la prédiction des dangers associés pourraient bénéficier d'études expérimentales, d'observations et de considérations théoriques. Tout au long du vingtième siècle, la communauté scientifique s'est saisie de cette problématique multi-physique et multi-échelle de modélisation. Ces travaux, associés à l'accroissement de la puissance de calcul des ordinateurs permettent depuis une dizaine d'années le développement d'outils d'aide à la décision dont le cœur de simulation et le potentiel applicatif dépendent des échelles considérées (Mell et al, 2007 ; Fiorucci et al, 2008). Les incendies de végétation sont gouvernés par des mécanismes physico-chimiques complexes intervenant sur des échelles allant du micromètre à plusieurs kilomètres. Leurs interactions dépendent de couplage entre des phénomènes non linéaires tels que la turbulence dans la couche limite atmosphérique, la topographie, la végétation et l'incendie (réactions chimiques, transferts radiatifs et convectifs, dégradation). Différentes revues sur les modèles de propagation d'incendie ont été réalisées parmi lesquels trois articles d'Andrew Sullivan (2009) qui présentent les principales approches de la littérature. Dans ce document, nous avons classifié les modèles de propagation en fonction de la nature des équations utilisées. Nous distinguons les modèles empiriques, semi-physiques, physiques et détaillés. Les approches les plus simples sont les modèles empiriques dans lesquels aucune considération physique ou chimique n'intervient (McArthur, 1966). Le comportement de l'incendie (sa vitesse de propagation) est donné par des corrélations, obtenues à partir d'observations de feux expérimentaux et d'incendie, faisant intervenir les variables environnementales et les caractéristiques du combustible. Les modèles semi-physiques (Rothermel, 1972) sont basés sur un bilan d'énergie (réalisé dans un repère lié au front d'incendie en supposant que le régime est parfaitement établi), sans distinguer les modes de transferts thermiques. Les paramètres de ces modèles sont empiriques. Ils sont déterminés à partir d'un grand nombre d'observations expérimentales souvent réalisées à petite échelle sur des feux de litière conduits dans

une soufflerie à feu. Les modèles physiques distinguent les différents types de transferts thermiques pour prédire le comportement de l'incendie (Albini, 1985). Dans ces approches, la combustion n'est pas modélisée et le modèle de flamme solide est souvent utilisé pour estimer les transferts radiatifs. Les modèles détaillés d'incendie reposent sur les équations des écoulements réactifs et radiatifs. Ils modélisent la combustion, la turbulence (approche RANS ou LES), le transport des suies et résolvent l'équation de transfert radiatif (sans toutefois considérer le rayonnement d'un point de vue spectral). Différents modèles couplés incendie/atmosphère ont également été développés ces dernières années. Certains comme WRF-Sfire (Kochanski et al, 2016) reposent sur le couplage entre un modèle semi-physique et un modèle atmosphérique. D'autres comme WFDS résolvent les équations des écoulements réactifs (Linn et al, 2002), ce qui pose le problème de la dimension des mailles dans lesquelles sont résolues les réactions de combustion.

Les progrès accomplis en matière de connaissance et de modélisation du comportement des incendies de végétation permettent à présent de proposer des prototypes d'outils d'aide à la décision pour la prévision des incendies (destinés aux gestionnaires forestiers) et pour la lutte anti-incendie (destinés aux pompiers). En raison de leur faible temps de calcul, les modèles simplifiés de propagation d'incendie sont implantés dans des outils d'aide à la décision pour une utilisation en temps-réel (Fiorucci et al, 2008) ou pour de la planification à l'échelle d'un territoire (Farsite, 1998). Les modèles détaillés, qui utilisent des architectures de calcul intensif, ne sont pas destinés à ces utilisations. Leur ambition est d'apporter des réponses aux services opérationnels en terme de compréhension du comportement des incendies et de les guider par exemple pour l'aménagement des interfaces forêt habitat (Mell et al, 2007) au voisinage immédiat d'une habitation (WUI : Wildland Urban Interface).

4.1. Les modèles semi-physiques

- 19 -

Le modèle semi-physique le plus célèbre est celui développé par Rothermel (1972). Il est encore utilisé de nos jours dans de nombreux environnements de simulation tels que FARSITE (Finney, 1998). Ce modèle s'inspire des travaux de Frandsen (1971), restitués ci-dessous afin de situer l'évolution des approches de modélisation depuis cette époque. Frandsen a modélisé la propagation d'un front de feu rectiligne au travers d'une végétation homogène (cf. Figure 15). L'interface entre la zone de combustion et la végétation imbrulée se déplace à vitesse constante R_f , de la droite vers la gauche. Un bilan d'énergie est réalisé pour un volume élémentaire de végétation Δv , dans un repère fixe associé à la zone d'interface, en supposant que le combustible se déplace à la vitesse (supposée constante) $R = -R_f$ dans la direction opposée au sens de la propagation du front de feu.

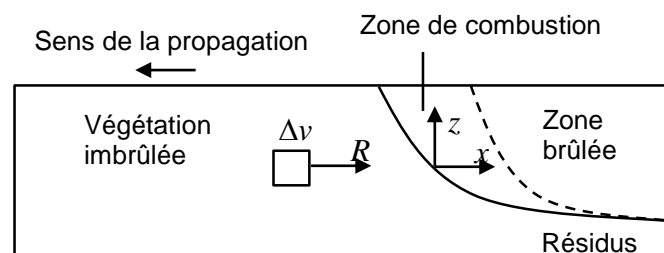


Figure 15. Schéma associé à l'approche de Frandsen (1971).

En notant Q , l'énergie massique absorbée par la végétation (tenant compte de l'augmentation de température au-dessus de la valeur ambiante et de la dessiccation) et \dot{q}'' la densité de flux (somme des transferts conductif, convectif et radiatif), le bilan d'énergie pour le volume Δv , s'écrit :

$$\frac{d(\rho_{be}Q)}{dt} = -\nabla \dot{q}'' \quad (10)$$

où ρ_{be} représente la masse volumique apparente effective de la végétation. Les conditions aux limites sont données par :

$$\begin{aligned} \dot{q}'' = 0, \quad Q = 0 & \quad \text{pour } x \rightarrow -\infty \\ \dot{q}'' = \dot{q}_{ig}'', \quad Q = Q_{ig} & \quad \text{pour } x = 0 \end{aligned}$$

En développant la divergence de la densité de flux, l'équation 10 devient

$$-\frac{d(\rho_{be}Q)}{dt} = \frac{\partial \dot{q}_x''}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}_y''}{\partial y} + \frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \quad (11)$$

L'hypothèse d'un front de feu rectiligne conduit à écrire que $\frac{\partial \dot{q}_y''}{\partial y} = 0$. De plus l'hypothèse d'une vitesse constante permet d'écrire que $\frac{d(\rho_{be}Q)}{dt} = \frac{\partial(\rho_{be}Q)}{\partial x} \frac{dx}{dt} = R \frac{\partial(\rho_{be}Q)}{\partial x}$. On obtient donc :

$$-R \frac{\partial(\rho_{be}Q)}{\partial x} = \frac{\partial \dot{q}_x''}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \quad (12)$$

Bien que la vitesse soit indépendante de la profondeur, les différentes quantités qui permettent d'obtenir R ne sont pas nécessairement indépendantes de la profondeur. En appliquant l'opérateur de moyenne $\frac{1}{\delta} \int_{\delta} dz$ à l'équation (12) (δ représente la hauteur de la strate), on peut identifier une hauteur z_c pour laquelle le théorème de la valeur moyenne permet d'écrire que :

$$-R \left(\frac{\partial(\rho_{be}Q)}{\partial x} \right)_{z_c} = \left(\frac{\partial \dot{q}_x''}{\partial x} \right)_{z_c} + \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} \quad (13)$$

Ainsi, en se plaçant à cette hauteur z_c , l'équation (13) peut s'écrire :

$$-R \frac{d(\rho_{be}Q)}{dx} = \frac{d\dot{q}_x''}{dx} + \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} \quad (14)$$

En intégrant cette relation pour x variant entre $-\infty$ et 0, on obtient après calcul :

$$-R\rho_{be}Q_{ig} = \dot{q}_{x,ig}'' + \int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} dx \quad (15)$$

La vitesse est donc donnée par

$$R = - \frac{\dot{q}_{x,ig}'' + \int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} dx}{\rho_{be}Q_{ig}} \quad (16)$$

Il convient de noter que, dans le système de coordonnées utilisé, R est associée au mouvement du combustible qui est en sens contraire de la densité de flux au numérateur de l'équation (16). Le modèle de Rothermel (1972) a été développé à partir de l'approche de Frandsen, en inversant le sens du repère pour déterminer la vitesse du front de feu, R_f . On a donc :

$$R_f = \frac{\dot{q}_{x,ig}'' + \int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} dx}{\rho_{be}Q_{ig}} \quad (17)$$

Le terme $\int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} dx$ n'est pris en compte que pour des feux en présence de pente et de vent, ce qui accroît la contribution radiative des flammes en direction du combustible imbrûlé.

Le numérateur de l'équation (17), noté \dot{q}_p'' , est appelé la densité de flux de propagation :

$$\dot{q}_p'' = \dot{q}_{x,ig}'' + \int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \right)_{z_c} dx \quad (18)$$

En l'absence de pente et de vent, cette densité de flux est notée $\dot{q}_p'' = \dot{q}_{p0}''$.

Concernant l'énergie nécessaire à l'allumage, Rothermel introduit un facteur d'efficacité ε reliant la masse volumique apparente effective ρ_{be} et la masse volumique apparente de la végétation ρ_b . $\varepsilon \rightarrow 0$ lorsque l'épaisseur caractéristique des combustibles augmente.

$$\varepsilon = \frac{\rho_{be}}{\rho_b} \quad (19)$$

En absence de pente et de vent, la vitesse de propagation est donc donnée par

$$R_{f0} = \frac{\dot{q}_{p0}''}{\rho_b \varepsilon Q_{ig}} \quad (20)$$

\dot{q}_{p0}'' a été identifié pour de nombreuses expériences de propagation à partir de la mesure de R_0 . \dot{q}_{p0}'' peut être reliée à l'intensité de la réaction I_R dans la zone de combustion $\dot{q}_{p0}'' = f(I_R)$.

En présence de pente et de vent, Rothermel considère que l'accroissement de la densité de flux de propagation peut être prise en compte par des facteurs correctifs ϕ_S et ϕ_W . La vitesse de propagation est alors donnée par l'expression suivante qui constitue le modèle de Rothermel :

$$R_f = \frac{\dot{q}_{p0}''(1+\phi_S+\phi_W)}{\rho_b \varepsilon Q_{ig}} \quad (21)$$

- 21 -

Les termes ε , ϕ_S et ϕ_W ont été introduits de façon arbitraire dans le but de combler un manque de modélisation. Ceci justifie la classification de cette approche dans les modèles semi-physiques. Après avoir posé les bases de cette approche, il reste à déterminer les expressions des termes \dot{q}_{p0}'' , ϕ_S , ϕ_W , ε et Q_{ig} . Q_{ig} est le seul terme qui repose sur une approche analytique. Il représente l'énergie nécessaire pour amener un combustible cellulosique depuis sa température ambiante T_a jusqu'à sa température d'allumage T_{ig} en considérant l'énergie nécessaire pour vaporiser l'humidité du combustible.

$$Q_{ig} = C_{ps}(T_{ig} - T_a) + M(C_{pw}(T_{ev} - T_a) + L_v) \quad (22)$$

où T_{ev} et L_v représentent respectivement la température et la chaleur latente d'évaporation de l'eau. C_{ps} et C_{pw} représente respectivement les capacités calorifiques massiques du combustible sec et de l'eau.

Les développements ayant permis d'obtenir les expressions des termes \dot{q}_{p0}'' , ϕ_S , ϕ_W , ε ne sont pas détaillés ici afin d'alléger la présentation. Toutefois, pour d'illustrer le cadre semi-physique de cette approche, les équations permettant d'obtenir \dot{q}_{p0}'' sont données ci-dessous :

$$\dot{q}_{p0}'' = I_R \xi \quad (23)$$

$$I_R = \Gamma' w_n \Delta H_{veg} \eta_M \eta_S \quad (24)$$

$$\Gamma' = \Gamma'_{max} \left(\frac{\alpha_k}{\alpha_{kop}} \right)^A \exp \left(A \left(1 - \frac{\alpha_k}{\alpha_{kop}} \right) \right) \quad (25)$$

$$\Gamma'_{max} = \frac{\sigma_k^{1.5}}{(495+0.059\sigma_k^{1.5})} \quad (26)$$

$$\alpha_{kop} = 3.348\sigma_k^{-0.8189} \quad (27)$$

$$A = \frac{1}{4.774\sigma_k^{0.1-7.27}} \quad (28)$$

$$\eta_M = 1 - 2.59\frac{M}{M_x} + 5.11\left(\frac{M}{M_x}\right)^2 - 3.52\left(\frac{M}{M_x}\right)^3 \quad (29)$$

$$\eta_S = 0.174s_e^{-0.19} \quad (30)$$

$$\xi = \frac{1}{(192+0.259\sigma_k)} \exp\left((0.792 + 0.681\sigma_k^{0.5})(\alpha_k + 0.1)\right) \quad (31)$$

$$w_n = \frac{w_0}{1+s_T} \quad (32)$$

où w_s est la charge du végétal sec, M_x est la teneur en eau d'extinction, s_T est la teneur en minéraux du végétal sec, s_e représente la teneur en minéraux hors silice du végétal sec. L'ensemble des relations (23) à (32) ont été obtenues sur la base d'une approche croisée de modélisation et de corrélations issues de l'exploitation d'observations expérimentales. L'ensemble des paramètres du modèle de Rothermel ont été obtenus pour des expériences conduites à l'échelle du laboratoire pour des combustibles donnés. La portée du modèle de Rothermel est donc limitée par les conditions ayant permis d'identifier ces paramètres.

Ce modèle a été utilisé dans de nombreux simulateurs de propagation d'incendie dont le logiciel FARSITE (Finney, 1998). Il s'agit d'un environnement de simulation permettant de prédire la propagation bi-dimensionnelle d'un feu, développé par le Département de l'Agriculture et de la Forêt des Etats-Unis (USDA). Ce logiciel utilise des informations spatiales sur le combustible et la topographie ainsi que les conditions météorologiques. FARSITE incorpore le modèle de Rothermel pour prédire le feu de surface et d'autres modèles pour prédire les feux de cime, les sautes de feu et l'humidité du combustible. Les principales hypothèses des méthodes utilisées dans ce programme sont les suivantes :

- La forme du feu est supposée elliptique pour des conditions continues et homogènes de végétation
- La propagation d'un front continu est approximée par un nombre fini de points
- Le front de feu est propagé par une approche de type vecteur suivant la théorie des ondelettes de Huyghens.
- La vitesse et la puissance aux différents sommets du périmètre sont des propriétés locales supposés indépendantes des interactions liées au feu et à l'environnement.
- Les feux sont supposés instantanément atteindre la forme elliptique attendue en réponse à des changements de conditions environnementales
- La forme du feu est essentiellement déterminée par le vecteur résultant des effets (additifs) de pente et de vent.

FARSITE a été testé avec succès sur des maquis Méditerranéens par Arca et al. (2007).

4.2. Les modèles physiques

Les modèles physiques distinguent les différents types de transferts thermiques pour prédire le comportement de l'incendie (Albini, 1985). Dans ces approches la combustion n'est pas modélisée et un modèle de flamme solide est souvent utilisé. Ces modèles constituent le cœur de simulateurs d'incendie qui sont généralement basés sur des approches du type vecteur ou de type raster. Dans les approches de type raster, la propagation résulte d'interactions entre des cellules et un ensemble de

règles définissent le mécanisme de propagation d'une cellule à ses voisines. Dans les approches de type vecteur, le front de feu est vu comme une ligne dont la propagation repose sur les vitesses locales de marqueurs disposés le long de ce contour. Les vitesses locales sont calculées à partir d'un modèle physique. Afin d'illustrer cette classe de modèle, nous présentons ci-dessous les approches développées dans les Unités Mixtes de Recherche du CNRS SPE et IUSTI dont les modèles sont respectivement implantés dans des approches de type vecteur et raster.

Modèle IUSTI

La version actuelle de ce modèle de propagation est une extension du travail de Billaud et al. (2012), basée sur une approche de type raster qui combine un modèle de réseau pour représenter la distribution de la végétation et un modèle de transfert thermique depuis la végétation en feu vers la végétation imbrûlée. Ce modèle de propagation prend en compte les conditions de vent local, de topographie et de végétation. Il repose sur une équation de conservation de l'énergie instationnaire pour les éléments fins de la végétation et la prise en compte des transferts thermiques radiatifs (depuis la zone de flamme et la zone de braises) et convectifs (en surface et dans la strate végétale) et du refroidissement radiatif. Dans la dernière version du modèle, dénommée SWIFFT, le calcul des transferts radiatifs initialement réalisé par la méthode de Monte Carlo a été remplacé par une base de données de facteurs de vue entre la flamme et le combustible de surface (De Gennaro et al., 2017) et une méthode de suivi de front a été implantée pour réduire l'allocation mémoire.

La végétation est modélisée par un réseau amorphe mono ou polydisperse (plusieurs types d'éléments combustibles) dépendant du couvert et de la disposition spatiale de la végétation. La Figure 17 présente une cellule j exposée au rayonnement q_{ij}^{rf} provenant des flammes, au rayonnement provenant des braises q_{ij}^{re} , à la convection de surface q_{ij}^{cs} et à la convection interne q_{ij}^{ci} provenant des cellules en feu ($i = 1$ à N_{bc}). Les pertes radiatives en direction de l'environnement sont représentées par le terme q_j^{rl} . Le modèle de propagation d'incendie repose sur les hypothèses suivantes :

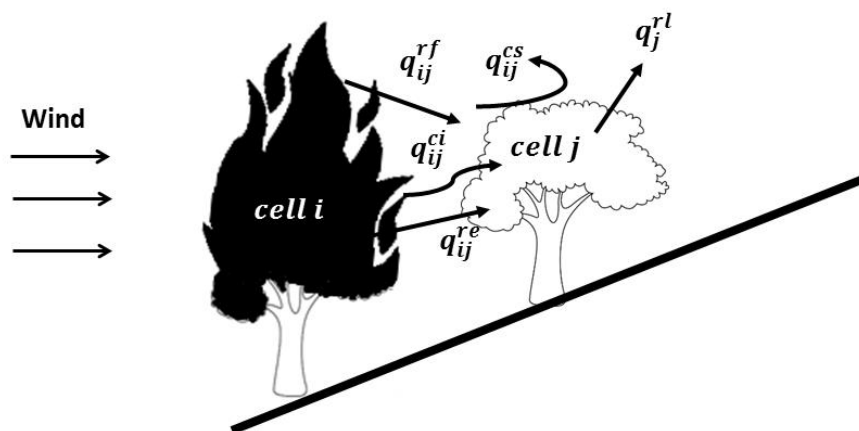


Figure 17. Transferts thermiques associés à un feu se propageant (De Gennaro et al, 2017).

H1. Chaque cellule j (un arbre ou un arbuste) a une forme cylindrique avec une hauteur H_j et un diamètre D_j . Le volume élémentaire concerné par le préchauffage est représenté par une couche d'épaisseur δ_j et de volume $V_j = \pi D_j^2 \delta_j / 4$, située au sommet de l'élément. L'épaisseur δ_j , qui ne peut pas dépasser H_j , correspond à longueur d'extinction du rayonnement dans la cellule j . On a $\delta_j = \min(4/\sigma_j \alpha_j; H_j)$. Ainsi pour une distance supérieure à δ_j , l'interaction du rayonnement avec la végétation est négligé.

H2. Seuls, les combustibles fins dont l'épaisseur caractéristique est inférieure ou égale à 6 mm sont pris en compte.

H3. Il est supposé que la température à l'intérieur du volume V_j est homogène.

H4. La réponse thermique du combustible humide fin (WFF) durant la chauffe comprend trois étapes successives. Durant la première phase le combustible subit une élévation de température jusqu'à 373 K. Puis l'évaporation de l'eau se produit à 373 K lors de la deuxième phase jusqu'à ce que l'humidité soit totalement évaporée. Enfin, le combustible sec (DFF) est chauffé pour atteindre la température d'allumage. Il est alors considéré que les gaz combustibles sont émis et brûlent en phase gazeuse tant que la masse du végétal n'est pas complètement consommée. Dans ce modèle la combustion des résidus charbonneux n'est pas prise en compte.

H5. L'émissivité des braises est prise égale à 1 et leur température est supposée égale à la température de flamme. L'émittance des braises est donnée par $E_j^e = \sigma T_j^{f4}$.

H6. La compacité de la phase solide est donnée par $\alpha_j = m_j^{DFF''} / (\rho_j^{DFF} H_j)$ où $m_j^{DFF''}$ représente la masse surfacique du combustible sec.

- 24 -

Ces hypothèses permettent d'écrire l'équation de conservation de l'énergie pour un volume V_j d'une cellule j exposée à N_{bc} cellules en feu :

Phase de chauffage de WFF ($T_j < 373K$ et $m_j^{w''} = m_0^{w''}$):

$$\alpha_j \rho_j^{WFF} \frac{d(c_p^{WFF} T_j)}{dt} = S_q \quad (33)$$

Phase de dessiccation de WFF ($T_j = 373K$):

$$- \frac{L_{vap}}{H_j} \frac{dm_j^{w''}}{dt} = S_q \quad (34)$$

Phase de chauffage de DFF ($373K < T_j < T_j^{ign}$ et $m_j^{w''} = 0$):

$$\alpha_j \rho_j^{DFF} \frac{d(c_p^{DFF} T_j)}{dt} = S_q \quad (35)$$

où $S_q = \sum_{i=1}^{N_{bc}} (q_{ij}^{rf} + q_{ij}^{re} + q_{ij}^{ci} + q_{ij}^{cs}) - q_j^{rl}$, T_j et $m_j^{w''}$ représentent respectivement la température et la masse d'eau par unité de surface de la cellule j . La capacité calorifique massique de WFF de la cellule j est donnée par

$$\rho_j^{WFF} c_p^{WFF} = \rho_j^{DFF} c_p^{DFF} + \rho_j^{DFF} \frac{m_j^{w''}}{m_j^{DFF''}} c_p^w \quad (36)$$

avec $c_p^{DFF} = 1110 + 3.7T_j$. Le terme $m_j^{w''}/m_j^{DFF''}$ correspond à la teneur en eau du combustible. Les différents transferts thermiques mentionnés dans S_q sont détaillés ci-dessous

- Le terme q_{ij}^{cs} correspond au préchauffage convectif de surface de la cellule j dû à l'effet du vent qui entraîne des gaz chauds provenant de la cellule i du front de feu. Ce chauffage de la surface de la cellule j , située dans le sillage de la cellule i , est une fonction décroissante de la distance entre les centres des deux cellules d_{ij} et d'une longueur caractéristique d'environ trois fois la longueur de flamme.

$$q_{ij}^{cs} = \frac{h^{cs}}{\delta_j} (T_i^f - T_j) \exp\left(-\frac{d_{ij}}{3.33L_i^f}\right) \quad (37)$$

où h^{cs} est le coefficient moyen de transfert thermique pour un écoulement turbulent au-dessus d'une plaque plane.

$$h^{cs} = 0.037 \frac{k}{d_{ij}} \left(\frac{U_j^t d_{ij}}{\nu}\right)^{0.8} Pr^{1/3} \quad (38)$$

Dans cette relation, U_j^t est la composante tangentielle du vent local au sommet de la cellule j , k et ν sont la conductivité thermique et la viscosité cinématique de l'air évaluées comme une moyenne des températures de flamme et de l'environnement. Le flux convectif en surface est calculé par la méthode de lancer de rayons.

- Le préchauffage radiatif d'une cellule j par les braises d'une cellule i est modélisé par la loi de Beer-Lambert, où le rayonnement décroît exponentiellement avec la distance d_{ij}

$$q_{ij}^{re} = \frac{1}{\delta_j} E_i^e \exp(-0.25\sigma_j \alpha_j d_{ij}) \quad (39)$$

avec E_i^e l'émissance des braises. Les pertes radiatives de la cellule j sont données par :

$$q_j^{rl} = \frac{1}{\delta_j} \varepsilon_j \sigma (T_j^4 - T_\infty^4) \quad (40)$$

où ε_j est l'émissivité de la cellule j et T_∞ la température ambiante.

- Pour des combustibles très poreux, la convection à l'intérieur du végétal peut contribuer significativement à la propagation du feu. Elle est prise en compte par le terme :

$$q_{ij}^{ci} = \sigma_j \alpha_j h^{ci} (T_i^e - T_j) \exp(-0.25 \sigma_j \alpha_j d_{ij}) \quad (41)$$

où

$$h^{ci} = 0.911 \frac{k}{D_j^b} \left(\frac{U_j^t D_j^b}{\nu} \right)^{0.385} Pr^{1/3} \quad (42)$$

Dans cette relation, U_j^t est la composante tangentielle du vent local à mi-hauteur de la cellule j , k et ν sont évalués à la température des braises. Comme pour la convection de surface, le flux convectif à l'intérieur de la strate végétale est évalué par la méthode de lancer de rayons.

- L'énergie reçue par une cellule j due aux transferts radiatifs issus d'une flamme associée à une cellule i dépend de l'émission de la flamme, de l'atténuation de la couche d'air traversée et de l'absorption du combustible. Ce calcul peut être réalisé par la méthode de Monte Carlo associée à un modèle de flamme solide qui nécessite les données suivantes : la longueur de flamme L_i^f , le diamètre de base de la flamme D_i^f (ici, $D_i^f = D_i$), l'angle d'inclinaison de la flamme θ_i^f et son pouvoir émissif $P_i^{f''}$. L'apport énergétique d'une cellule i vers une cellule j est donc calculé par la relation suivante :

$$q_{ij}^{rf} = a_j P_i^{f''} S_i^f F_{ij} / V_j \quad (43)$$

où S_i^f représente la surface de flamme, F_{ij} représente le facteur de forme entre la flamme située au-dessus de la cellule i et la cellule j . L'écrantage dû aux cellules situées entre les cellules i et j est pris en compte. En raison du long temps de calcul associé à la méthode de Monte Carlo, une base de donnée de facteurs de vue entre la flamme et le sommet de la végétation a été pré-calculée pour obtenir un outil opérationnel (De Gennaro et al., 2017).

Pour compléter cette présentation, il convient de rajouter que le débit des gaz de dégradation est obtenu à partir de la relation $\dot{m}_i^{DFE''} = \dot{m}_i^{DFE''} / \tau_i$ où τ_i représente le temps de résidence de flamme $\tau_i = 75600 / \sigma_i$ (Anderson, 1969). La puissance de combustion pour une cellule en feu i , est donnée par $\dot{Q}_i = \dot{m}_i^{DFE''} \Delta h_i S_i$ avec $S_i = \pi D_i^2 / 4$ et Δh_i l'enthalpie de combustion des gaz de dégradation. La flamme est supposée de nature cylindrique et sa hauteur et son inclinaison sont à déterminer. Sans vent, la hauteur de flamme est donnée par la corrélation d'Heskestad (1983) $\tilde{H}_i^f = 0.0148 \dot{Q}_i^{0.4} - 1.02 D_i$. En présence de vent, la hauteur de flamme est calculée par $H_i^f = \tilde{H}_i^f \left(1 + 4 \frac{U_i^t{}^2}{g \tilde{H}_i^f} \right)^{-0.5}$. L'angle d'inclinaison de la flamme est donné par la relation suivante $\tan \theta_i = 1.22 Fr_i^{0.5}$ où $Fr_i = U_i^t{}^2 / (g \tilde{H}_i^f)$ est le nombre de Froude basé sur la hauteur sans vent. H_i^f et θ_i permettent d'obtenir la longueur de flamme $L_f = \frac{H_i^f}{\cos(\theta_i)}$. Le pouvoir émissif par unité de surface de flamme est calculé par l'équation $P_i^{f''} = \chi_i^r \dot{Q}_i / (\pi D_i L_i^f)$. La température de flamme est déduite de cette relation en assimilant la flamme à un corps solide gris: $T_{f,i}^4 = P_i^{f''} / (\varepsilon_i^f \sigma)$ où ε_i^f représente l'émissivité de flamme, approximée par la relation $\varepsilon_i^f = 1 - e^{-0.6 L_i^f}$.

Les données d'entrée du simulateur SWIFFT sont : un modèle numérique de terrain, une cartographie de la végétation, les conditions météorologiques (humidité relative, température ambiante, direction et vitesse du vent), une base de donnée des facteurs de vue pour une large gamme de propriétés de flamme et d'humidité relative, les caractéristiques de la végétation (σ_j , $m_j^{DFF''}$, $m_{0j}^{w''}$, ρ_j^{DFF} ...), le temps de résidence de flamme τ_i , la température d'allumage T_i^{ign} et la fraction rayonnée de la puissance de flamme χ_i^r . Ce simulateur a été testé pour différents scénarii de feux. Nous reportons ici le résultat de la simulation des expériences de Cheney et al. (1993). La zone expérimentale fait 200 m × 200 m. Elle est composée d'une strate herbacée (*Themeda grass*). Le feu a été allumé suivant une ligne de 175 m de long perpendiculaire au vent et à co-courant. La couverture végétale est de 0.91. Le diamètre des cellules est déduit de la corrélation d' Heskestad (1983) donnant la hauteur de flamme en utilisant la hauteur mesurée des flammes. Les observations sont reproduites par le modèle pour la vitesse de propagation (erreur maximale de 8%) et la surface brûlée (erreur de 3%). La durée de la simulation est de 22 s pour une durée d'expérience de 86 s.

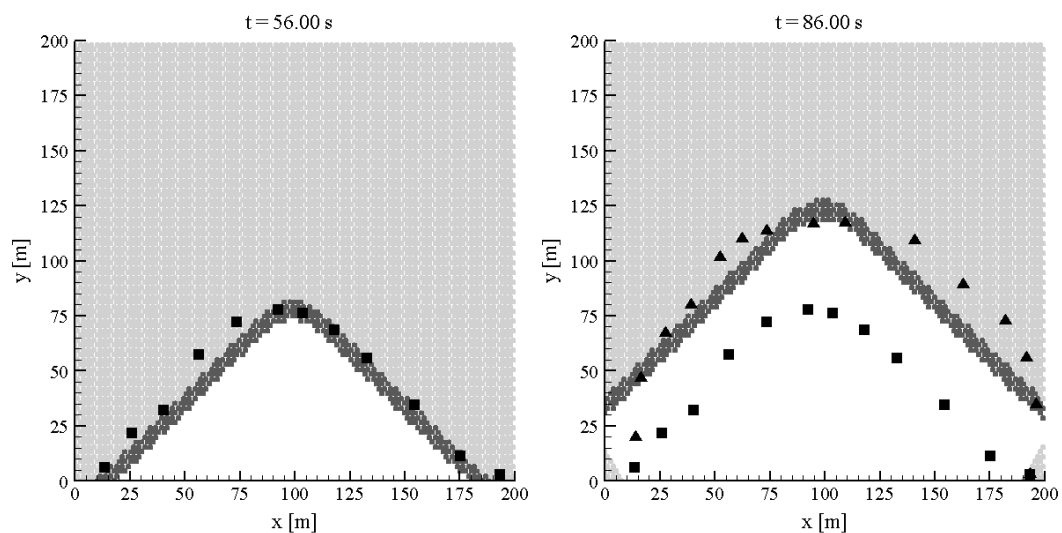


Figure 18. Contours de feu prédits et mesurés (symboles) aux instants $t = 56$ s et 86 s pour un feu expérimental d'herbe réalisé en Australie (De Gennaro et al, 2017).

Modèle SPE

La version actuelle de ce modèle de propagation est une extension du travail de Balbi et al. (2007, 2009) qui avait permis de développer un modèle de feu de surface et de le tester à l'échelle du laboratoire pour des expériences de propagation de feu au travers de lit d'aiguilles de pin et de pailles. Dans Santoni al. (2011), ce modèle de propagation a été modifié pour prendre en compte la structure de la végétation vivante et morte d'un maquis Méditerranéen et des modèles de végétations adaptés à ce modèle de propagation ont été spécifiquement mis au point pour quelques typologies végétales rencontrées en Méditerranée. Le modèle de propagation ainsi modifié a été intégré dans le simulateur Forefire (Filippi et al, 2010), basé sur une approche de simulation de type vecteur. Ce modèle repose sur les relations suivantes, destinées à calculer l'angle d'inclinaison de la flamme γ et la vitesse de propagation R :

$$\tan \gamma = \tan \alpha \cos \phi + \frac{U}{u_0} \cos \psi \quad (44)$$

$$R = R_B + R_F \quad (45)$$

$$R_B = \frac{D_d}{\sigma_d} \frac{BT_B^4}{(c_{pd}\Delta T + m_d\Delta h)} \quad (45a)$$

$$R_F = AR \frac{1 + \sin \gamma - \cos \gamma}{1 + (R \cos \gamma)/r_0} \quad (45b)$$

Nous présentons les différents termes présents dans les équations (44) et (45) avant de détailler la démarche ayant conduit à ces résultats. Dans l'équation 44, α représente l'angle de la pente, ϕ est l'angle entre le vecteur unitaire normal au front de feu et le vecteur unitaire de la pente et ψ est l'angle entre le vecteur normal au front de feu et le vecteur vitesse du vent \vec{U} . U est la valeur de la vitesse du vent. Dans l'équation 45, R_B et R_F représentent respectivement les contributions à la vitesse de propagation, du rayonnement issu des braises et du rayonnement provenant des flammes inclinées sous l'effet du vent et/ou de la pente (Figure 19).

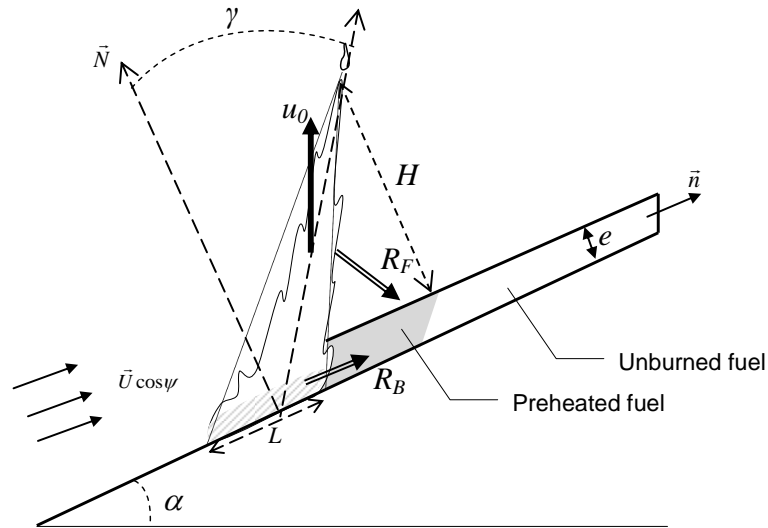


Figure 19. Profil de flamme le long de la direction normale au front de feu.

Dans l'équation 45a, D_d est la hauteur de la végétation, σ_d est la charge de combustible, B est la constante de Stephan-Boltzman ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$), T_f est la température dans la zone de combustion, c_{pd} est la capacité calorifique du combustible, $\Delta T = T_{ig} - T_a$ où T_{ig} est la température d'allumage et T_a est la température ambiante, m_d est la teneur en eau du combustible et Δh est la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($\Delta h = 2.25 \times 10^3 \text{ kJ/kg}$). Dans les équations (44) et (45b) les termes u_0 , r_0 et A sont donnés par :

$$u_0 = \nu u_{00} \quad (46a)$$

$$r_0 = s_d r_{00} \quad (46b)$$

$$A = \nu A_0 \quad (46c)$$

avec

$$\nu = \inf(s_d D_d \beta_d / 4, 1) \quad (47a)$$

$$u_{00} = 8 \frac{(s_t + 1) T_f}{\tau_0 / \rho_d \rho_a T_a} \quad (47b)$$

$$A_0 = \frac{\chi_0 \Delta H}{4(c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} \quad (47c)$$

$$T_f = T_a + \frac{(1 - \chi_0) \Delta H}{(s_t + 1) c_{pg}} \quad (47d)$$

u_0 représente la vitesse verticale des gaz de combustion dans un cas sans pente et sans vent. Elle est donnée par les équations (46 a) et (47 a-b) dans lesquelles s_d représente le rapport surface volume des particules, β_d est la compacité du combustible, s_t est le ratio stœchiométrique en masse pour la combustion complète des gaz de dégradation dans l'air ($s_t = 8.3$), $\tau_0 = 75590 \text{ s.m}^{-1}$ est une constante empirique (Anderson, 1969) permettant d'estimer le temps de résidence de flamme, ρ_d et ρ_a sont respectivement la masse volumique du combustible et de l'air ambiant. Dans l'équation (47 c) $\chi_0 = 0.3$ représente la fraction maximale rayonnée de la puissance de flamme. Le modèle suppose que la fraction rayonnée décroît lorsque le rapport volume/surface de la flamme augmente. $r_{00} = 2.5 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ est un paramètre universel.

Obtention des équations donnant l'inclinaison de la flamme (44), (46a) et (47a-b)

L'équation (44) résulte de l'équation de conservation de la masse et de la composition des vitesses appliquées dans le volume de flamme.

Equation de conservation de la masse dans le volume de flamme

La flamme est supposée de géométrie triangulaire. Sans vent, pour une largeur de front de 1 m (dans la direction perpendiculaire à la Figure 19), le débit massique des gaz de dégradation entrant dans la flamme est donnée par $L \dot{\sigma}_d$ où L est la profondeur du front de feu et $\dot{\sigma}_d$ est le débit massique surfacique de ces gaz. On suppose que l'air pénètre dans le volume de flamme avec le débit $s_t L \dot{\sigma}_d$ où s_t représente le rapport stœchiométrique (air/gaz de dégradation) en masse. Le débit massique sortant à mi-hauteur de flamme est donné par :

$$\rho_f \frac{L}{2} \vec{u} \cdot \vec{N} = \rho_f \frac{L}{2} \cos \alpha u \quad (48)$$

où ρ_f est la masse volumique des gaz dans la flamme et \vec{u} est leur vitesse ascensionnelle. α est l'angle de la pente et \vec{N} est le vecteur perpendiculaire au sol (cf. Figure 19). Le bilan massique dans la flamme est donc donné par :

$$\rho_f \frac{L}{2} \cos \alpha u = L\dot{\sigma}_d + s_t L\dot{\sigma}_d \quad (49)$$

Cette expression conduit à :

$$u = \frac{u_0}{\cos \alpha} \quad (50)$$

où
$$u_0 = \frac{2(s_t + 1)}{\rho_f} \dot{\sigma}_d \quad (51)$$

représente la vitesse ascensionnelle des gaz pour un cas sans pente. En utilisant l'hypothèse d'une flamme quasi-isobare

$$\rho_f T_f = \rho_a T_a \quad (52)$$

et la corrélation d'Anderson (1969) pour le temps de résidence de flamme, τ :

$$\tau = \tau_0 / s_d \quad (53)$$

- 30 -

la relation (51) peut s'écrire sous la forme :

$$u_0 = \nu u_{00} \quad (46a)$$

avec
$$\nu = \inf(s_d D_d \beta_d / 4, 1) \quad (47a)$$

et
$$u_{00} = 8 \frac{(s_t + 1)}{\tau_0 / \rho_d} \frac{T_f}{\rho_a T_a} \quad (47b)$$

où D_d est la hauteur de la végétation et β_d sa compacité. Le coefficient ν indique si toute l'épaisseur de la végétation est en combustion ($\nu = s_d D_d \beta_d / 4$), ou uniquement une hauteur correspondant à la longueur d'extinction du rayonnement ($\nu = 1$).

Composition des vitesses et angle d'inclinaison de flamme

Nous supposons que l'angle d'inclinaison de la flamme est donné par la composition de la vitesse ascensionnelle des gaz \vec{u} et de la vitesse du vent \vec{U} . Ainsi la vitesse des gaz dans la flamme est

$\vec{V} = \vec{U} + \vec{u}$ et on considère que seules les composantes dans le plan de la flamme (Figure 19) provoquent sont inclinaison. On a donc :

$$\vec{V}_{normal} = U \cos \psi \vec{n} + u(\cos \alpha \vec{N} + \sin \alpha \cos \phi \vec{n}) \quad (56)$$

avec \vec{n} le vecteur unitaire normal au front de feu, ϕ l'angle entre \vec{n} et le vecteur unitaire dans le sens de la pente et ψ l'angle entre \vec{n} et le vecteur vitesse du vent \vec{U} . L'angle de flamme résultant est donc donnée par :

$$\tan \gamma = \frac{u \sin \alpha \cos \phi + U \cos \psi}{u \cos \alpha} \quad (57)$$

$$\text{soit } \tan \gamma = \tan \alpha \cos \phi + \frac{U}{u_0} \cos \psi \quad (44)$$

Bilan d'énergie dans le volume de flamme (Equation 47d)

L'équation (47d) a été obtenue à partir d'un bilan d'énergie réalisé dans le même domaine de front de feu que celui utilisé pour établir l'équation (44) :

$$\rho_f c_{pg} u \frac{L}{2} T_f \cos \alpha = (s_t + 1) L c_{pg} \dot{\sigma}_d T_a + (1 - \chi_0) \dot{Q} \quad (58)$$

- 31 -

où c_{pg} est la capacité calorifique massique de l'air à 1273 K, χ_0 représente la fraction rayonnée de la puissance dégagée dans la flamme \dot{Q} et T_a est la température ambiante. En substituant l'équation (49) dans l'équation (58) et en utilisant $\dot{Q} = \Delta H L \dot{\sigma}_d$ où ΔH est le pouvoir calorifique inférieur des gaz de combustion, on obtient la température de flamme :

$$T_f = T_a + \frac{(1 - \chi_0) \Delta H}{(s_t + 1) c_{pg}} \quad (4d)$$

Obtention des équations donnant la vitesse de propagation (45), (45a-b), (46b-c) et (47c)

Bilan d'énergie dans le combustible imbrulé

Les équations (45) et (45a-b) ont été obtenues à partir d'un bilan d'énergie écrit pour le combustible situé au-devant du front de feu.

$$\sigma_d c_{pd} \frac{dT_d}{dt} = \phi_B + \nu \phi_F - \Delta h \frac{d\sigma_{H_2O}}{dt} \quad (59)$$

où ϕ_B et ϕ_F représentent respectivement les densités de flux radiatif en provenance des braises et de la flamme, σ_d est la charge de combustible, c_{pd} sa capacité calorifique massique, Δh est la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($\Delta h = 2.25 \times 10^3$ kJ/kg) et σ_{H_2O} représente la charge associée en eau. La fraction du rayonnement incident provenant de la flamme absorbée par le combustible est donnée par ν . Soit δ la longueur d'extinction au travers de la végétation, donnée par $\delta = 4/(s_d \beta_d)$, l'intégration de l'équation (59) donne :

$$R\sigma_d [c_{pd}(T_{ig} - T_a) + m_d \Delta h] = \int_0^{\delta} \phi_B dx + \nu \int_0^{\ell \sin \gamma} \phi_F dx \quad (60)$$

où T_{ig} est la température d'allumage, m_d est la teneur en eau du combustible (sur base sèche), l est la longueur de flamme et R la vitesse de propagation. Les sous-modèles de rayonnement ne sont pas détaillés ici ϕ_B et ϕ_F (cf. Balbi et al. 2009). Après intégration, on obtient

$$\int_0^{\delta} \phi_B dx = BT_B^4 D_d \quad (61)$$

$$\int_0^{\ell \sin \gamma} \phi_F dx = \frac{\varepsilon_f}{2} BT_f^4 \ell (1 + \sin \gamma - \cos \gamma) \quad (62)$$

où B est la constant de Stefan-Boltzman, T_B est la température des braises prise égale à la température de flamme et ε_f est l'émissivité de la flamme. L'équation (60) conduit à :

- 32 -

$$R = \frac{D_d}{\sigma_d} \frac{BT_B^4}{(c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} + \nu \frac{\varepsilon_f BT_f^4 \ell (1 + \sin \gamma - \cos \gamma)}{2\sigma_d (c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} \quad (63)$$

où $\Delta T = T_{ig} - T_a$. Cette équation peut s'écrire :

$$R = R_B + R_F \quad (45)$$

$$\text{avec } R_B = \frac{D_d}{\sigma_d} \frac{BT_B^4}{(c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} \quad (45a)$$

$$\text{et } R_F = \nu \frac{\varepsilon_f BT_f^4 \ell (1 + \sin \gamma - \cos \gamma)}{2\sigma_d (c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} \quad (64)$$

La relation (64) peut s'écrire sous la forme (45b). Tout d'abord comme une moitié du rayonnement est émise en direction du combustible imbrûlé, nous pouvons écrire que :

$$\varepsilon_f BT_f^4 \ell = \frac{\chi}{2} \dot{Q} = \frac{\chi}{2} \Delta H \dot{\sigma}_d L \quad (65)$$

Comme $\dot{\sigma} = \frac{\sigma}{\tau}$ et $L = R\tau$, l'équation 65 devient

$$\varepsilon_f BT_f^4 \ell = \frac{\chi}{2} \Delta H \sigma_d R \quad (66)$$

En substituant la relation 66 dans (64), on obtient

$$R_F = v \frac{\chi \Delta H}{4(c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} R (1 + \sin \gamma - \cos \gamma) \quad (67)$$

La corrélation de McCaffrey (1981) indique qu'au-delà d'une certaine épaisseur de flamme, la fraction rayonnée de l'énergie décroît lorsque l'épaisseur de flamme augmente. Cette hypothèse a été utilisée dans Balbi et al (2009) pour établir que la variation de χ s'écrit :

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 + (R \cos \gamma)/r_0} \quad (68)$$

avec $r_0 = s_d r_{00}$ et $\chi_0 = 0.3$. En portant l'équation (68) dans (67), on obtient :

$$R_F = v \frac{\chi_0 \Delta H}{4(c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} R \frac{1 + \sin \gamma - \cos \gamma}{1 + (R \cos \gamma)/r_0} \quad (69)$$

- 33 -

qui devient :

$$R_F = AR \frac{1 + \sin \gamma - \cos \gamma}{1 + (R \cos \gamma)/r_0} \quad (45b)$$

$$\text{avec } A = v A_0 \quad (46c)$$

$$\text{et } A_0 = \frac{\chi_0 \Delta H}{4(c_{pd} \Delta T + m_d \Delta h)} \quad (47c)$$

$r_{00} = 2.5 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ a été déterminé en optimisant les vitesses prédites pour plusieurs feux expérimentaux impliquant différents combustibles et différentes charges. Il s'agit d'un paramètre empirique du modèle. Les données d'entrée du simulateur Forefire associé à ce modèle sont : un modèle numérique de terrain, la cartographie de la végétation, les caractéristiques de la végétation et les conditions météorologiques (humidité relative, température ambiante, direction et vitesse du vent). Ce simulateur a été testé pour différents scénarii de feux. Nous reportons ici le résultat de la simulation d'un incendie qui a eu lieu à Favone (Corse du Sud) en 2009 et qui a parcouru 29 ha. Cet incendie d'origine humaine (négligence) a débuté à 15h00 et s'est propagé sous l'action d'un vent d'ouest à sud-ouest d'environ 18 km/h en moyenne (cf. Figure 20).



Figure 20. Topographie, typologies végétales et périmètre final de l'incendie de Favone

L'incendie a gravi une colline puis a descendu l'autre versant sous l'action du vent. Les moyens de lutte ont guidé l'incendie jusqu'à la mer en évitant son extension sur les flanc (canadais). La vitesse de propagation était de 920 m/h entre les points A et B (Figure 20) et d'environ 666 m/h entre les points B et D. La végétation est précisée sur la figure 20. Afin de simplifier les simulations, un seul type de végétation a été considéré composé d'un maquis haut (forêt ouverte de chêne liège). La figure 21 représente les périmètres simulés de l'incendie au cours du temps (intervalle de 10 minutes).

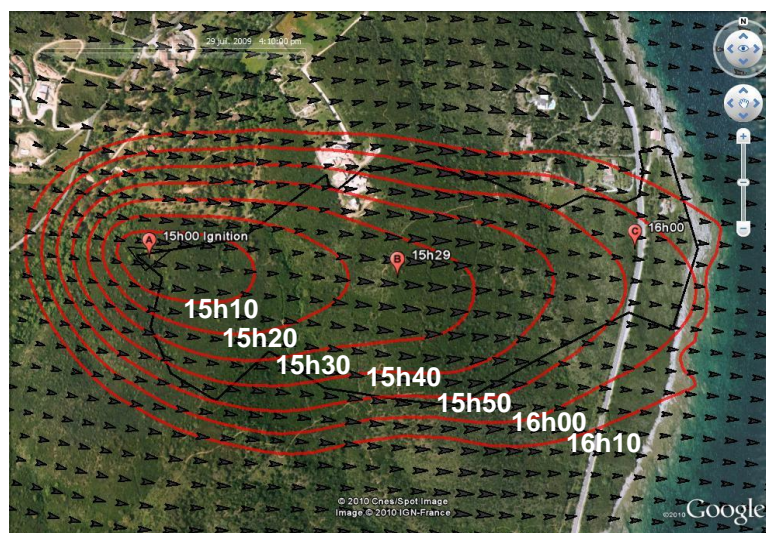


Figure 21. Périmètres du front de feu simulés au cours du temps et périmètre final observé (les points A, B and C correspondent aux temps mesurés)

Le temps d'avancement de l'incendie et du périmètre simulé sont en accord bien que le périmètre simulé soit en avance (environ 10 mn). Les périmètres finaux prédits et observés sont également concordants même si le périmètre simulé est plus large que le périmètre observé (les actions des moyens de lutte n'ont pas été prises en compte dans les simulations). Une différence notable apparaît à l'arrière du front de feu entre la simulation et l'incendie. Deux raisons expliquent cette différence. La végétation avait été débroussaillée à cet endroit et les rémanents avaient été brûlés. D'autre part, l'effet du refroidissement dû à une propagation à contre-courant n'est pas pris en compte dans ce modèle. Ce modèle est actuellement en cours d'évolution pour prendre en compte les effets convectifs dans le cas de vent forts.

4.3. Les modèles détaillés

Les modèles détaillés d'incendie sont des modèles de connaissance qui permettent de décrire l'ensemble des caractéristiques d'un incendie (vitesse de propagation, puissance, émissions gazeuses et de particules ...) en résolvant les équations de conservations des variables primaires pour l'écoulement (masse volumique des espèces, vitesse de l'écoulement, température, ...), pour les phases solides et l'équation de transfert radiatif. Ces équations nécessitent des sous-modèles pour prendre en compte l'interaction entre les phases solides et la phase gazeuse. Le précurseur de cette approche (qualifiée de multiphasique) est Grishin (1997) qui a présenté dans son ouvrage un recueil des travaux conduits en ex-URSS dans les années 70 et 80. Grishin a été le premier à proposer les équations des écoulements réactifs et radiatif dans un milieu poreux en incluant les mécanismes de dégradation pour représenter un feu de végétation. Puis Larini et al (1998) ont présenté les bases théoriques de l'approche multiphasique et proposé une résolution monodimensionnelle de ces équations. Au cours des vingt dernières années, de nombreux travaux (Morvan et Dupuy 2001, 2004, Porterie et al. 2005, Mell et al. 2007) ont permis d'améliorer les sous-modèles et ont conduit à présent à proposer des codes de simulation tridimensionnels. Ces codes sont de puissants outils pour mieux comprendre le comportement des incendies. Ils constituent également des outils d'aide à la décision (Morvan et al, 2015) dans le cas d'aménagement de petite dimension pour la prévision incendie. La mise en équation multiphasique comprend trois étapes : l'écriture des équations ponctuelles, l'application d'un opérateur de moyenne à ces équations et la fermeture des équations moyennées à l'aide de sous modèles. Nous décrivons ci-dessous cette procédure dans le cas de la conservation de la masse. La mise en équation des autres variables n'est pas présentée afin d'alléger le document.

Equations ponctuelles pour la conservation de la masse

Considérons une particule solide k (cf. Figure 22) et un volume de contrôle fixe V comprenant une portion de cette particule de volume $v_k(t)$ et un volume de gaz $v_g(t)$ situé au voisinage de $v_k(t)$, $V = v_g(t) \cup v_k(t)$. Les volumes $v_k(t)$ et $v_g(t)$ sont variables car la particule peut subir une régression de surface lors de la combustion du résidu carbonneux. Nous supposons que les mécanismes de dessiccation et de gazéification n'entraînent pas de variation de v_k . Les surfaces associées aux volumes de la phase solide et de la phase gazeuse sont respectivement notées $a_k(t)$ et $a_g(t)$. On note \vec{n}_g et \vec{n}_k les normales extérieures à ces deux surfaces. L'interface entre la phase solide et la phase gazeuse est notée a_{gk}^I . Afin d'alléger l'écriture le temps sera omis pour v_k , v_g , a_k et a_g .

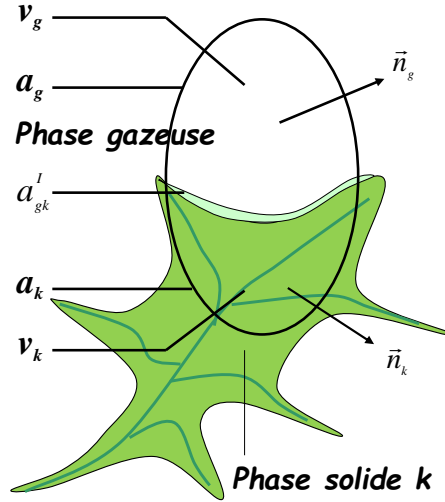


Figure 22. Grandeurs géométriques utilisées pour l'écriture des équations ponctuelles

L'application de l'équation de conservation de la masse au volume V , permet d'écrire que :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dv + \int_V \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dv = 0 \quad (70)$$

soit

$$\frac{d}{dt} \int_{v_g} \rho_g dv + \frac{d}{dt} \int_{v_k} \rho_k dv + \frac{d}{dt} \int_{v_k} \rho_k^{pr} dv = - \int_{a_g} \rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{n}_g da - \int_{a_k} \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k da \quad (71)$$

où ρ_g , ρ_k et ρ_k^{pr} représentent respectivement les masses volumiques de la phase gazeuse, de la phase solide et des produits de dégradation de la phase solide. \vec{v}_g et \vec{v}_k^{pr} sont respectivement les vitesses de la phase gazeuse et des produits de dégradation. L'application de l'équation de conservation de la masse au volume $v_k(t)$ pour les gaz de dégradation, permet d'écrire que

$$\frac{d}{dt} \int_{v_k} \rho_k^{pr} dv = - \int_{a_k \cup a_{gk}^I} \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k da + \int_{v_k} \Omega_k^{pr} dv \quad (72)$$

où Ω_k^{pr} est le terme source de génération des produits de dégradation. En portant l'équation (72) dans l'équation (71), on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{v_g} \rho_g dv + \frac{d}{dt} \int_{v_k} \rho_k dv + \int_{v_k} \Omega_k^{pr} dv = - \int_{a_g} \rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{n}_g da + \int_{a_{gk}^I} \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k da \quad (73)$$

Comme les volumes v_k et v_g dépendent du temps, en appliquant la règle de Leibnitz, l'équation (73) devient :

$$\int_{v_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} dv + \int_{a_{gk}^I} \rho_g \vec{v}_I \cdot \vec{n}_g da + \int_{v_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dv + \int_{a_{gk}^I} \rho_k \vec{v}_I \cdot \vec{n}_k da + \int_{v_k} \Omega_k^{pr} dv + \int_{a_g} \rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{n}_g da + \int_{a_{gk}^I} \rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{n}_g da - \int_{a_{gk}^I} \rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{n}_g da - \int_{a_{gk}^I} \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k da = 0 \quad (74)$$

Introduits pour appliquer le théorème de Gauss

On a donc après application du théorème de Gauss

$$\int_{v_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} dv + \int_{v_g} \vec{\nabla}(\rho_g \vec{v}_g) dv + \int_{v_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dv + \int_{v_k} \Omega_k^{pr} dv + \int_{a_{gk}^I} \rho_g (\vec{v}_I - \vec{v}_g) \cdot \vec{n}_g da + \int_{a_{gk}^I} \rho_k \vec{v}_I \cdot \vec{n}_k da - \int_{a_{gk}^I} \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k da = 0 \quad (75)$$

Cette relation étant valable pour tout v_k , v_g et a_{gk}^I , on peut écrire que :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (76)$$

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} = -\Omega_k^{pr} \quad (77)$$

$$\rho_g (\vec{v}_I - \vec{v}_g) \cdot \vec{n}_g = \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k - \rho_k \vec{v}_I \cdot \vec{n}_k \quad (78)$$

La dernière relation correspond à la condition d'interface. Elle peut s'écrire :

$$\dot{m}_g = \dot{m}_k^{pr} + \dot{m}_k^{surf} \quad (79)$$

- 37 -

où $\dot{m}_g = \rho_g (\vec{v}_I - \vec{v}_g) \cdot \vec{n}_g$ représente le débit massique surfacique reçu par la phase gazeuse, $\dot{m}_k^{pr} = \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k$ est le débit massique surfacique issu de la phase solide par dessiccation et dégradation et $\dot{m}_k^{surf} = -\rho_k \vec{v}_I \cdot \vec{n}_k$ est le débit massique surfacique issu de la phase solide par la combustion surfacique.

La même démarche est à réaliser pour les espèces chimiques, la quantité de mouvement et l'énergie afin d'obtenir les équations ponctuelles du modèle détaillé.

Equations moyennées pour la conservation de la masse

Les équations ponctuelles ne peuvent pas être résolues pour chaque particule de la phases k . Une procédure d'homogénéisation est introduite. Il s'agit de regarder le feu à une échelle V_m plus grande que celle de la particule ($V_m \gg v_k$) et plus petite que celle du phénomène (cf. Figure 23). Pour cela, une fonction de pondération est introduite afin de moyenner les équations ponctuelles dans le volume V_m .

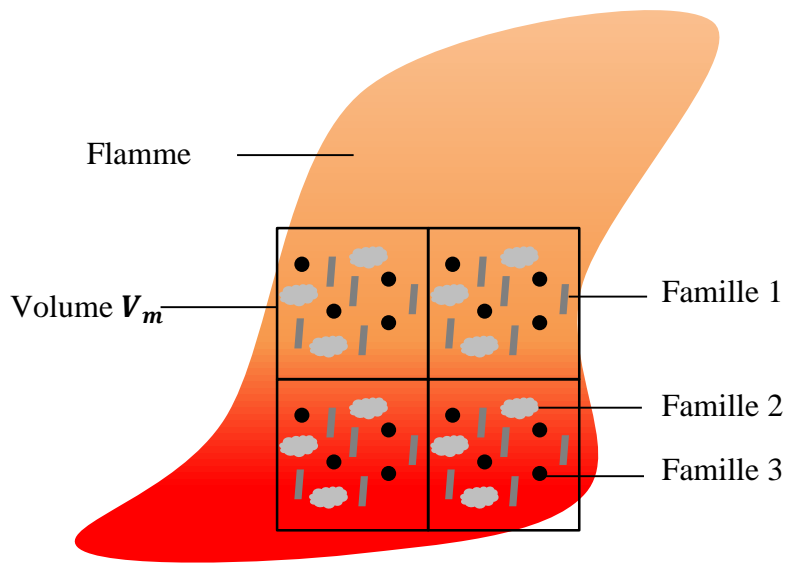


Figure 23. Volume multiphasique avec trois familles de particule

Considérons une phase solide k , on note $V_{k\infty}$ le volume total occupé par toutes les particules de cette phase, $V_{g\infty}$ le volume total de gaz et $V_\infty = V_{g\infty} \cup V_{k\infty}$. On introduit la fonction de pondération $g(r)$ qui appliquée en un point M de coordonnée $\vec{x} (x_1, x_2, x_3)$ de l'espace (cf. Figure 24), vérifie :

$$\alpha_k(\vec{x}, t) = \int_{V_{k\infty}} g(r) dV_y \quad (80)$$

où $\alpha_k(\vec{x}, t)$ représente la compacité locale autour du point M .

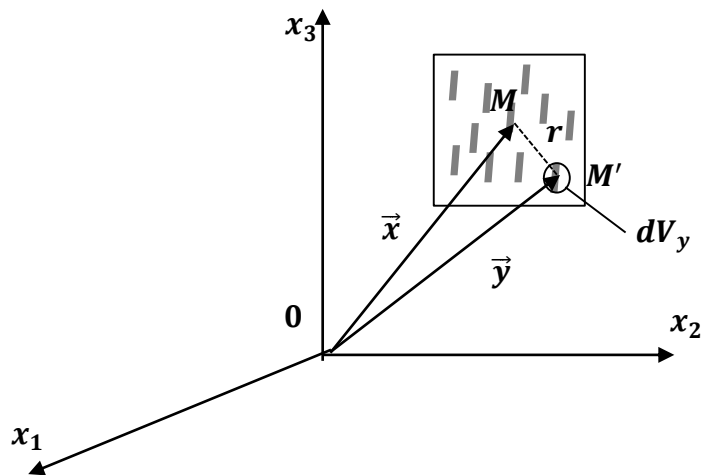


Figure 24. Opération de moyenne

De la même façon, on a

$$\alpha_g(\vec{x}, t) = \int_{V_{g\infty}} g(r) dV_y \quad (82)$$

où $\alpha_g(\vec{x}, t)$ représente la porosité locale autour du point M . Ainsi, les moyennes $\langle a_g(\vec{x}, t) \rangle$ et $\langle a_k(\vec{x}, t) \rangle$ de deux grandeurs a_g et a_k de la phase gazeuse et d'une phase solide k sont définies par :

$$\alpha_g(\vec{x}, t) \langle a_g(\vec{x}, t) \rangle = \int_{V_{g\infty}} g(r) a_g(\vec{y}, t) dV_y \quad (83)$$

$$\alpha_k(\vec{x}, t) \langle a_k(\vec{x}, t) \rangle = \int_{V_{k\infty}} g(r) a_k(\vec{y}, t) dV_y \approx \sum_{p=1}^{p_k^\infty} g_k^p a_k(\vec{y}, t) v_k^p \quad (84)$$

où la phase solide k comprends p_k^∞ particules de volume v_k^p et de surface s_k^p , telles que $V_{k\infty} = \bigcup_{p=1}^{p_k^\infty} v_k^p$ et $S_{k\infty} = \bigcup_{p=1}^{p_k^\infty} s_k^p$. On suppose que dans le volume v_k^p d'une particule $g(r) = g_k^p = \text{constante}$.

Les moyennes autour d'un point M de coordonnées $\vec{x} (x_1, x_2, x_3)$ des équation ponctuelles de conservation de la masse pour la phase gazeuse, pour une phase solide k et pour la condition d'interface s'écrivent :

$$\int_{V_{g\infty}} g \frac{\partial \rho_g}{\partial t} dV_y + \int_{V_{g\infty}} g \vec{\nabla}(\rho_g \vec{v}_g) dV_y = 0 \quad (85)$$

$$\sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{v_k^p} g \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dV_y = - \sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{v_k^p} g \Omega_k^{pr} dV_y \quad (86)$$

$$\sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{s_k^p} g \rho_g (\vec{v}_l - \vec{v}_g) \cdot \vec{n}_g ds = \sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{s_k^p} g \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k ds - \sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{s_k^p} g \rho_k \vec{v}_l \cdot \vec{n}_k ds \quad (87)$$

On suppose qu'il n'y a pas accumulation de masse dans la phase solide. L'équation 72 permet alors d'écrire que :

$$\sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{v_k^p} g \Omega_k^{pr} dV_y = \sum_{p=1}^{p_k^\infty} \int_{s_k^p} g \rho_k^{pr} \vec{v}_k^{pr} \cdot \vec{n}_k ds \quad (88)$$

En utilisant le théorème de Gauss et la règle de Leibnitz pour les moyennes des variables des phases gazeuse et solide (cf. Larini et al. (1998)), les équations moyennes (85 à 87) pour la phase gazeuse, la phase solide k et l'interface conduisent à :

$$\frac{\partial(\alpha_g \langle \rho_g \rangle)}{\partial t} + \vec{\nabla}(\alpha_g \langle \rho_g \vec{v}_g \rangle) = \dot{M}_k \quad (89)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \langle \rho_k \rangle)}{\partial t} = -\dot{M}_{k,pr} - \dot{M}_{k,surf} \quad (90)$$

$$M_k = \dot{M}_{k,pr} + \dot{M}_{k,surf} \quad (91)$$

où le terme $\dot{M}_{k,surf}$ représente le transfert de masse dû à la régression de surface

Fermeture des équations moyennées de conservation de la masse

La fermeture des équations (89) et (90) nécessite le développement d'un modèle de dégradation des végétaux. Un modèle simple consiste à supposer que la dégradation comprend trois étapes : la dessiccation du végétal, la gazéification du végétal sec et l'oxydation des charbons suivant l'approche décrite par les équations (1) à (3). Ce modèle proposé par Grishin (1997) associe à chaque étape une loi d'Arrhenius pour exprimer la vitesse de réaction. On a donc

$$\dot{M}_{k,pr} = \dot{M}_{k,H_2O} + \dot{M}_{k,pyr} \quad (92)$$

avec

$$\dot{M}_{k,H_2O} = \frac{k_{H_2O}}{\sqrt{T_k}} \alpha_k \rho_k Y_{H_2O}^k \exp\left[-\frac{E_{H_2O}}{RT_k}\right] \quad (93)$$

$$\dot{M}_{k,pyr} = k_{pyr} \alpha_k \rho_k Y_{veg,sec}^k \exp\left[-\frac{E_{pyr}}{RT_k}\right] \quad (94)$$

et

$$\dot{M}_{k,char} = \frac{1}{s} k_{char} \alpha_g \rho_g Y_{O_2} \exp\left[-\frac{E_{char}}{RT_k}\right] \alpha_k \sigma_k (1 + \beta_{char} \sqrt{Re_k}) \quad (95)$$

où $Y_{H_2O}^k$ représente la fraction massique d'eau dans le végétal et $Y_{veg,sec}^k$ est la part de végétal sec susceptible d'être transformée en CO, CO₂ et charbons (Y_{char}^k). La prise en compte de ces sous modèles dans la relations (90) conduit à :

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} = -\dot{M}_{k,H_2O} - (1 - v_{char})\dot{M}_{k,pyr} - (1 - v_{ash})\dot{M}_{k,char} \quad (96)$$

où l'opérateur de moyenne $\langle \rangle$ a été omis pour alléger l'écriture. L'équation (89) n'est pas réécrite car le terme source dans cette équation est l'opposé du terme source de (96).

Equations des modèles détaillées et exemples d'application

A titre d'exemple, les équations moyennées de conservation des espèces pour la phase solide sont données ci-dessous :

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k Y_{H_2O}^k)}{\partial t} = -\dot{M}_{k,H_2O} \quad (97)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k Y_{veg,sec}^k)}{\partial t} = -\dot{M}_{k,pyr} \quad (98)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k Y_{char}^k)}{\partial t} = v_{char}\dot{M}_{k,pyr} - (1 + v_{ash})\dot{M}_{k,char} \quad (99)$$

Pour la phase gazeuse, l'équation moyennée de conservation du CO s'écrit :

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g Y_{CO})}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_g \rho_g u_j Y_{CO})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial Y_{CO}}{\partial x_j} \right) + \dot{\omega}_{CO} + \dot{M}_{k,pyr}^{CO} \quad (100)$$

Le terme $\dot{\omega}_{CO}$ représente le taux de combustion du CO. Le terme $\dot{M}_{k,pyr}^{CO}$ correspond à la production de CO par gazéification du végétal, $\dot{M}_{k,pyr}^{CO} = (1 - v_{char})\alpha_{CO}\dot{M}_{k,pyr}$ avec $\alpha_{CO} = 0.8$. Pour une présentation complète de l'ensemble des équations des modèles détaillés, le lecteur pourra se référer à (Morvan et al. 2004 ou Porterie et al. 2005). Ces modèles détaillés comprennent :

- Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'enthalpie et des espèces chimiques pour la phase gazeuse. L'incendie étant un phénomène turbulent, la prise en compte de la contribution des fluctuations pour les transports de masse, d'énergie et de quantité de mouvement conduit à mettre en œuvre des modèles de turbulence. Le modèle RNG $k-\epsilon$ utilisant les moyennes de Favre est employé par Porterie et al. (2005) et Morvan et al. (2015) alors qu'une approche LES est utilisée par Mell et al. (2007).
- Les équations de conservation de la masse, de l'enthalpie et des espèces chimiques pour chaque phase solide.
- L'équation de transfert radiatif moyennée prenant en compte l'interaction avec les phases solides.
- Les sous modèles de fermeture pour les transferts de masse (dessiccation, dégradation, combustion des charbons) et d'énergie (transferts convectifs et radiatifs) entre la phase fluide et les phases solide k , pour l'équation de quantité de mouvement de la phase fluide (forces de traînée) et pour l'équation de transfert radiatif (absorption et émission de la phase solide).
- L'équation pour la fraction volumique des suies (phase dispersée).

A titre d'illustration du potentiel des modèles détaillés, nous présentons deux exemples. Le premier concerne une étude réalisée pour tester le code de calcul WFDS (Perez-Ramirez et al., 2017). Dans ces travaux la puissance d'un feu au travers d'une litière d'aiguille de pin, mesurée expérimentalement au moyen d'un calorimètre à consommation d'oxygène, a été reproduite par les simulations pour différentes conditions de pente et de charge. La Figure 25 illustre les positions expérimentale et simulé du front de feu aux mêmes instants.

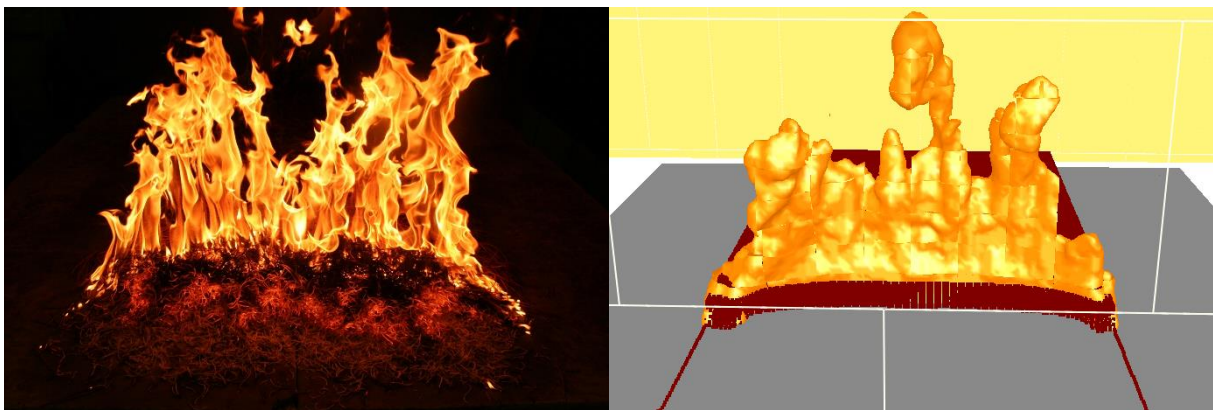


Figure 25. Photographie du front de flamme expérimental et image numérique pour une propagation à plat au travers d'une litière d'aiguilles de pin.

Le second exemple est illustré sur la Figure 26. Il s'agit d'une étude réalisée par Morvan et al. (2015) pour analyser les conditions de franchissement d'une coupure de combustible dans le cas d'un feu se propageant au travers d'un maquis Méditerranéen composé de Chêne kermès (0.75 m de haut) et de

Brachypode (0.15 m de haut). Ce travail a montré que pour une coupe de combustible de largeur 15 m et un vent d'environ 30 km/h, l'incendie ne franchissait pas la coupe.

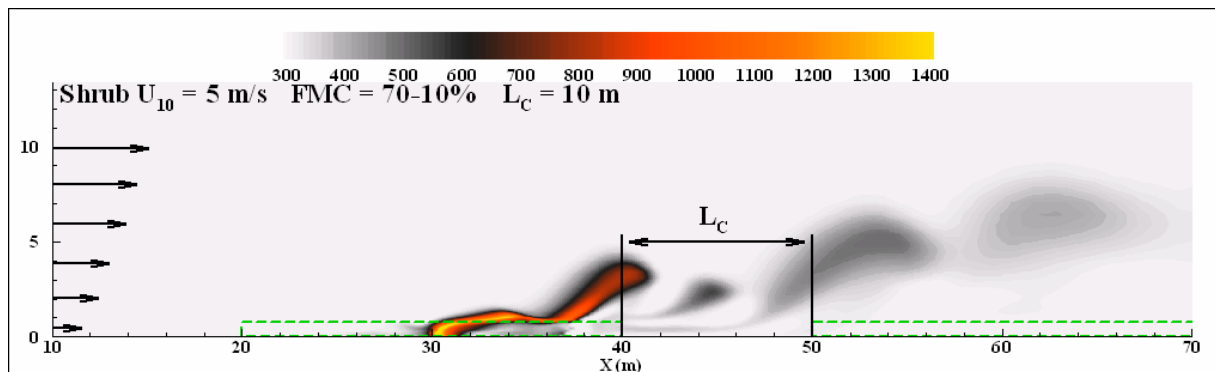


Figure 26. Etude d'une coupe de combustible.

5. Conclusion

Les incendies de végétation constituent un vaste terrain d'investigations scientifiques. Les problématiques traitées concernent : l'écologie du feu, les émissions atmosphériques, la santé publique, les aménagements forestiers, les impacts économique et social, la sécurité incendie, la modélisation et la simulation. L'objectif de ce document est d'apporter au lecteur les éléments de bases pour l'initier à la compréhension du comportement des incendies de végétation et à leur modélisation.

Les travaux réalisés ces vingt dernières années dans les laboratoires Français du CNRS situent les acteurs du GDR Feux parmi les principaux contributeurs des avancées les plus significatives. Mais, en dépit des efforts accomplis en France et dans les autres laboratoires internationaux (principalement aux Etats-Unis, au Canada, en Russie, en Espagne, au Portugal et en Australie), les incendies de végétation demeurent un défi pour les pompiers, les scientifiques, les gestionnaires, les décideurs et les populations. De plus les changements climatiques (extension par exemple des périodes de sécheresse en région Méditerranéenne) et les nouveaux modes de vie (mitage du territoire, désertification des zones rurales qui conduisent à une reforestation) pourraient entraîner dans le futur une recrudescence des incendies extrêmes avec des effets dévastateurs dans les interfaces milieu naturel/habitat. Les progrès accomplis dans la compréhension physique des incendies de végétation contribueront à réduire le risque incendie. En effet, ils permettront de proposer des outils d'aide à la décision de plus en plus performants dans le but d'améliorer la prévision, la lutte anti-incendie et la protection des personnes et des biens.

Nous espérons que ce document permettra au lecteur de s'appropriier les principes de base de ce domaine des sciences des incendies et qu'il saura appréhender la complexité de ce phénomène multi-physique et multi-échelle. Nous souhaitons vivement que ce document révèle des vocations pour cette problématique passionnante.

6. Bibliographie

Albini FA (1985) A model for fire spread in wildland fuels by radiation. *Combustion Science and Technology*, 42: 229–258, 1985.

Anderson H E (1969) Heat transfer and fire spread. USDA Forest Service, Intermountain Forest and Range Experiment Station General Technical Report INT-69. Ogden, Utah.

Arca B, Duce P, Laconi M, Pellizzaro G, Salis M, Spano D (2007) Evaluation of FARSITE simulator in mediterranean maquis. *International Journal of Wildland Fire*, 16: 563-572.

Balbi JH, Rossi JL, Marcelli T, Santoni PA (2007) A 3D physical real-time model of surface fires across fuel beds, *Combustion Science and Technology*, 179: 2511–2537.

Balbi JH, Morandini F, Silvani X, Filippi JB, Rinieri F (2009) A Physical Model for Wildland Fires. *Combustion and Flame*, 156(12): 2217–2230.

Benkoussas B, Consalvi JL, Porterie B, Dardoy N, Loraud JC (2007). Modelling thermal degradation of woody fuel particles. *International Journal of Thermal Sciences*, 46: 319–327.

Billaud Y, Zekri N, Drissi M, Pizzo Y, Acem Z, Collin A, Santoni PA, Bosseur B, Boulet P, Porterie B (2012) A Hybrid Small-World Network/Semi-Physical Model for Predicting Wildfire Spread in Heterogeneous Landscapes, *Journal of Physics: Conference Series* 395:012008.

Braun B., Collignon C. (2008) *La France en fiches*. 6^{ème} édition. Eds Bréal.

Brown A.A., Davis K.P. (1973) *Forest Fire: Control and Use*. Second Edition. McGraw-Hill, New York, 686 pp.

Byram GM (1959). Forest fire behavior. In: Davis KP (ed) *Forest fire: control and use*. Mc Graw-Hill, New York, p. 90–123.

Byram, G.M. (1963). An analysis of the drying process in forest fuel material. Unpublished paper presented at the International Symposium on Humidity and Moisture, Washington, D.C., May 20-23, 38 p.

Burrows ND (2001) Flame residence times and rates of weight loss of eucalypt forest fuel particles. *International Journal of Wildland Fire*, 10: 137–143.

Cheney NP, Gould J, Catchpole WR (1993) The influence of fuel, weather and fire shape variables on fire spread in grasslands. *International Journal Wildland Fire* 3(1):31-44.

De Gennaro M, Billaud Y, Pizzo Y, Garivait S, Loraud JC, El Hajj M, Porterie B (2017) Real-time wildland fire spread modeling using tabulated flame properties. *Fire Safety Journal*, 91: 872-881.

Filippi JB, Morandini F, Balbi JH, Hill DRC (2010) Discrete event front-tracking simulation of a physical fire spread model. *Simulation, transactions of the SCS*, 86(10): 629–646.

Finney MA (1998) FARSITE: fire area simulator-model development and evaluation. Research Paper RMRS-RP-4, USDA Forest Service, Rocky Mountain Research Station, Fort Collins, Colo, USA

Fiorucci P, Gaetani F, Minciardi R (2008) Development and application of a system for dynamic wildfire risk assessment in Italy. *Environmental Modelling and Software*, 23(6): 690–702.

Food and Agriculture Organization of the United Nations (2006) Global forest resources assessment 2005, Progress towards sustainable forest management. Rome.

Frandsen WH (1971) Fire spread through porous fuels from the conservation of energy. *Combustion and Flame*, 16:9–16.

Grishin AM (1997) Mathematical modeling of forest fires and new methods of fighting them. Publishing house of the Tomsk state university.

Hawley LF (1926) Theoretical considerations regarding factors which influence forest fires. *Journal of Forestry*, 24(7): 756–763.

Heskestad G (1983) Luminous heights of turbulent diffusion flames. *Fire Safety Journal* 5:103-108.

ISO 5660-1:1993. Fire tests—reaction to fire—part 1: rate of heat release from building products (Cone Calorimeter Method).

Joint Research Center Technical report (2016) Forest Fires in Europe, Middle East and North Africa 2015. Luxembourg.

Kochanski AK, Jenkins MA, Yedinak K, Mandel J, Beezley JD, Lamb B (2016) Toward an integrated system for fire, smoke and air quality simulations. *International Journal of Wildland Fire*, 25: 534-546.

Larini M, Giroud F, Porterie B, Loraud JC (1998) A multiphase formulation for fire propagation in heterogeneous combustible media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 41: 881–897.

Linn R, Reisner R, Colman JJ, Winterkamp J (2002) Studying wildfire behavior using FIRETEC. *International Journal of Wildland Fire*, 11(3-4): 233–246

McArthur AG (1966) Weather and grassland fire behavior. Commonwealth Department of National Development. Forestry and Timber Bureau Leaflet 100, Canberra, Australia.

McCaffrey BJ (1981) Some measurements of the radiative power output of diffusion flame. WSS/CI81-15. *Western States Meeting of the Combustion Institute*, Pullmann, Washington.

Mell W, Jenkins MA, Gould J, Cheney P (2007) A physics based approach to modelling grassland fires. *International Journal of Wildland Fire*, 16(1): 1–22.

Morvan D, Dupuy JL (2001) Modeling of fire spread through a forest fuel bed using a multiphase formulation. *Combustion and Flame* 127: 1981-1994

Morvan D, Dupuy JL (2004) Modeling the propagation of a wildfire through a Mediterranean shrub using multiphase formulation. *Combust and Flame*, 138: 199-210.

Morvan D (2015) Numerical study of the behaviour of a surface fire propagating through a firebreak built in a Mediterranean shrub layer. *Fire Safety Journal* 71: 34-38.

Perez-Ramirez Y, Mell WE, Santoni PA, Tramoni JB, Bosseur F (2017) Examination of WFDS in modeling spreading fires in a furniture calorimeter. *Fire Technology*, 53(5): 1795-1832.

Porterie B, Consalvi JL, Kaiss A, Loraud JC (2005) Predicting wildland fire behavior and emissions using a fine-scale physical model. *Numerical Heat Transfer A-Appl*, 47: 571-591.

Quintiere JG (2006) *Fundamentals of fire phenomena*. Wiley, The Atrium, Southern Gate, Chichester.

Rothermel, R. C. (1972) A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels. Res. Pap. INT-115. Ogden, UT: U.S. Department of Agriculture, Forest Service, Intermountain Forest and Range Experiment Station. 40 p.

Santoni PA, Filippi JB, Balbi JH, Bosseur F (2011) Wildland fire behaviour case studies and fuel models for landscape-scale fire modeling. *Journal of Combustion*, Article ID 613424.

Santoni PA, Bartoli P, Simeoni A, Torero JL (2014) Bulk and particle properties of pine needle fuel beds – Influence on combustion. *International Journal of Wildland Fire*, 23(8): 1076–1086.

- 45 -
Sullivan AL (2009) Wildland surface fire spread modelling, 1990– 2007. 3: Simulation and mathematical analogue models. *International Journal of Wildland Fire*, 18:387–403.

Sussot R (1982) Characterization of the thermal properties of forest fuels by combustible gas analysis. *Forest Science*, 28 (2):404 - 420

Tihay V, Santoni P.A, Barboni T, Leonelli L. (2016) Autoignition of dead shrub twigs: Influence of diameter on ignition. *Fire Technology*, 52: 897–929.