

Régimes basse-vitesse de détonations thermonucléaires dans les supernovae de type Ia

Abdelmalek El Messoudi ^a, Pierre Vidal ^{b,*}, Yves Busegnies ^a

^a Institut d'Astronomie, Université Libre de Bruxelles, Campus Plaine, CP 226, 1050 Bruxelles, Belgique

^b Laboratoire de Combustion et de Détonique, UPR 9028 CNRS, ENSMA, BP 40109, 86961 Futuroscope, France

Reçu le 26 juin 2007 ; accepté après révision le 25 septembre 2007

Disponible sur Internet le 19 novembre 2007

Présenté par Paul Clavin

Résumé

Nous étudions les influences du détail du réseau nucléaire et de la divergence de l'écoulement sur la zone de réaction des détonations thermonucléaires dans le plasma Carbone–Oxygène 50%–50% de température et densité initiales 2×10^8 K et 5×10^6 g cm⁻³. Nous montrons que les longueurs idéales de combustion, totale ou intermédiaires, obtenues avec un réseau très détaillé peuvent être 200 fois plus petites qu'avec les réseaux réduits habituellement utilisés et nous identifions deux régimes basse-vitesse de détonations courbes à combustion incomplète. *Pour citer cet article : A. El Messoudi et al., C. R. Mécanique 335 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Low-velocity regimes of thermonuclear detonations in type-Ia supernovae. We study the effects of the nuclear network detail and of the flow divergence on the reaction zone of thermonuclear detonations in the 50%–50% Carbon–Oxygen plasma at initial temperature and density 2×10^8 K and 5×10^6 g cm⁻³. We show that the total or intermediate ideal combustion lengths can be 200 times smaller than with the reduced networks used so far and we identify two low-velocity, curved-detonation regimes with incomplete combustion. *To cite this article: A. El Messoudi et al., C. R. Mécanique 335 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides ; Détonation ; Conditions critiques ; Cinétique nucléaire ; Astrophysique ; Supernovae

Keywords: Fluid mechanics; Detonation; Critical conditions; Nuclear kinetics; Astrophysics; Supernovae

Abridged English version

A type-Ia supernova (SNIa) is currently described as the result of the thermonuclear explosion of a compact and dense carbon–oxygen star called ‘white dwarf’. However, the ignition stage and the propagation mode of the combustion wave are not yet identified. Thus, the mechanisms considered are a pure deflagration or a deflagration-to-detonation transition process [1,2].

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : pierre.vidal@lcd.ensma.fr (P. Vidal).

In terrestrial explosives, the dynamical phenomena observed in the initiation, propagation and extinction of detonation result from a very strong hydrodynamics–chemical kinetics interplay. For example, in homogeneous gases, these are the cellular structures characterizing the intrinsic local instability of the reaction zone or the very violent transverse extinction and re-ignition that can be observed in the limiting initiation by point-source energy release or the transmission from a tube to a large volume. This behaviour is determined by the number and the relative importance of the energy-release steps: the head of the release wave—the ‘sonic surface’—that partly or fully limits the reaction zone of the self-sustained detonation can thus be located at the end of the last step or of an intermediate one depending on whether the flow divergence is weak or strong. As a rule, each step is associated with a cell-size and with an existence condition such as the ignition energy, the transmission diameter or the detonation radius. Indeed, the characteristic lengths of these phenomena are strongly correlated with to that of the energy-release process in one-dimensional steady detonation. The simulations can represent these dynamics only if all cellular levels are simultaneously accounted for because, for example, a local re-ignition results from the unsteady, three-dimensional flow prior to extinction [3–6]. To our knowledge, such simulations have not yet been performed in the astrophysical context.

Since no spontaneous ignition mechanism (e.g., TDD or point-source explosion) is able to generate a planar flow, we here study existence conditions for the self-sustained (sonic) detonation regime in type-Ia supernovae by means of a curved detonation model. We consider a weakly-curved detonation that propagates with a speed D that increases to the planar value limit when its curvature κ decreases if the latter is smaller than a maximum (critical) value. Often discussed for gaseous terrestrial detonations [7,8], this model provides a good average of the curved-, cellular-detonation behavior before relaxation to the planar regime because experiments show that cell sizes are small compared to curvature radius. If the energy is released in one step, the $D(\kappa)$ relationship shows a unique critical point—defining the smallest detonation radius and velocity—that results from the use of a rate law sufficiently sensitive to temperature (e.g. the Arrhenius law and its nonlinearity produced by a large activation energy).

We only present results for the 50% C – 50% O plasma with initial temperature and density $T_0 = 2 \times 10^8$ K and $\rho_0 = 5 \times 10^6$ g cm⁻³. Our calculations are made with a detailed kinetic network comprising 331 nuclids linked by 3262 capture or photodisintegration reactions that includes strong and electromagnetic interaction processes [13]. First, we study the energy release process for the planar steady detonation. This model detonation is the exact representation of the average behavior of the actual cellular detonation far from the propagation limits and its study is the primary step for characterizing the energy release process. We thus confirm the 3 fundamental decomposition steps of this mixture—the successive combustions of ¹²C, ¹⁶O and ²⁸Si—before asymptotic relaxation to nuclear statistical equilibrium [11,12], but we show that their lengths can be 200 times smaller than those usually obtained with reduced networks. Next, we study the conditions for propagation of curved detonations. We show that, in this plasma, the flow divergence yields two regimes and conditions for propagation, significantly increases the lengths of the energy-release steps, even suppressing the longest ones, thereby leading to an incomplete nucleosynthesis very different from that resulting from the planar detonation regime.

1. Introduction

On admet aujourd’hui qu’une supernova de type Ia (SNIa) résulte de l’explosion thermonucléaire d’une étoile dense et compacte de Carbone–Oxygène (C–O) appelée « naine blanche ». Cependant, les mécanismes d’initiation et de propagation de l’onde de combustion ne sont pas encore identifiés. On invoque ainsi une déflagration seule ou une transition de la déflagration vers la détonation [1,2].

De façon générale, l’existence d’une détonation autonome résulte d’un équilibre entre la production d’énergie chimique induite par un choc et les pertes adiabatiques induites par l’expansion de l’écoulement derrière ce choc. L’équilibre est instauré lorsque la tête de l’onde sonique de détente, qui suit la détonation établie, est maintenue assez loin du choc dans la zone de réaction pour que l’énergie libérée suffise à conserver au choc sa capacité à amorcer la combustion. Pour une libération d’énergie en une étape, et pour une détonation plane, la tête de détente coïncide avec la fin de la réaction et la détonation est du type Chapman–Jouguet (CJ). Pour une onde divergente, la tête de détente est localisée un peu avant la fin de la zone de réaction, la détonation est dite quasi-CJ et va un peu moins vite que l’onde plane puisque toute l’énergie disponible ne participe pas au maintien du choc. Pour une libération en plusieurs étapes, la tête de détente peut être localisée soit vers la fin de l’étape la plus longue et on retrouve alors une détonation CJ ou quasi-CJ, soit vers la fin d’étapes plus courtes et on est alors en présence de régimes de détonation à basse vitesse et combustion incomplète.

Les dynamiques des phases d'initiation, de propagation ou d'extinction de la détonation résultent ainsi d'un couplage très fort entre hydrodynamique et cinétique chimique. Dans les gaz terrestres homogènes, par exemple, ce sont les structures cellulaires caractéristiques de l'instabilité locale intrinsèque de la zone de réaction ou les extinction et réinitiation transversales très violentes observables aux limites d'amorçage par source localisée d'énergie ou par transmission d'un tube à un grand volume. Ces comportements sont régis par le nombre et l'importance relative des étapes de libération de l'énergie, la tête de la détente pouvant être localisée en fin de la dernière étape ou d'une étape intermédiaire selon que la divergence de l'écoulement est faible ou forte. La règle de principe est qu'à chaque étape est associée une largeur de cellule et une condition d'existence comme l'énergie d'amorçage, le diamètre de transmission ou le rayon de détonation car les longueurs caractéristiques de ces phénomènes sont fortement corrélées à celle du processus de libération d'énergie de la détonation plane établie. Les simulations ne permettent de rendre compte de ces dynamiques que si tous les niveaux de structures cellulaires sont résolus simultanément [3–6].

A notre connaissance, de telles simulations n'ont pas encore été réalisées dans le contexte astrophysique. Nous étudions donc ici l'existence du régime de détonation auto-entretenu dans les supernovae de type Ia au moyen d'un modèle de détonation courbe, aucun mécanisme d'amorçage naturel (e.g., TDD ou source localisée d'énergie) ne pouvant induire d'écoulement plan. Nous considérons une détonation à faible courbure dont la célérité D augmente vers la limite plane CJ quand sa courbure κ diminue à partir d'une valeur maximale (critique). Souvent discuté [7,8], ce modèle représente bien la relaxation moyenne de la détonation courbe vers le régime plan car la taille des structures cellulaires est petite devant les rayons typiques de détonation. Si la combustion est réalisée en une seule étape, la relation $D(\kappa)$ n'a qu'un seul point critique qui définit les rayon et célérité minimaux de la détonation et qui résulte de l'usage d'un taux de réaction suffisamment sensible à la température (e.g. la loi d'Arrhénius et sa nonlinéarité induite par une grande énergie d'activation). Dans ce travail, nous ne présentons que les résultats pour le plasma 50% C – 50% O aux température et densité initiales $T_0 = 2 \times 10^8$ K et $\rho_0 = 5 \times 10^6$ g cm⁻³. Nous étudions d'abord la zone de réaction de la détonation plane stationnaire. En effet, ce modèle représente exactement le comportement moyen des détonations expérimentales loin des limites de propagation et son étude est le préliminaire nécessaire pour caractériser le processus de libération d'énergie. Nous étudions ensuite les conditions de propagation de la détonation courbe.

2. Zone de réaction et loi d'évolution des détonations courbes

Notre analyse est restreinte à une détonation autonome plane ($j = 0$) ou divergente à symétrie cylindrique ou sphérique ($j = 1$ ou 2). On montre [7,8] que le domaine de dépendance de cette détonation est stationnaire sous l'hypothèse vérifiable a posteriori (Tableau 2) que son épaisseur ℓ_S est toujours suffisamment petite devant le rayon R du choc, soit $\varepsilon = \ell_S/R \ll 1$. Les lois de bilan et de cinétique nucléaire se réduisent alors à

$$(D - u) \frac{d\rho}{d\xi} - \rho \frac{du}{d\xi} + j \frac{\rho u}{R - \xi} = 0, \quad \rho(D - u) \frac{du}{d\xi} - \frac{dp}{d\xi} = 0, \quad \frac{de}{d\xi} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{d\xi} = 0, \quad \frac{d\mathbf{Y}}{d\xi} = \frac{\mathbf{w}}{D - u} \quad (1)$$

ξ est la distance mesurée à partir du front de choc de la détonation ($\xi \leq \ell_S \ll R$) et ρ , u , p et e sont la densité, la vitesse du fluide dans le référentiel du laboratoire, la pression et l'énergie interne spécifique. $\mathbf{w}(\rho, T, \mathbf{Y})$ est le vecteur des taux de réactions, T est la température et \mathbf{Y} est le vecteur des abondances molaires Y_i (nombre de mole par unité de masse, $i = 1, \dots, N$). Le système (1) est fermé par les deux fonctionnelles $p = p(\rho, T, \mathbf{Y})$ et $e = E(\rho, T, \mathbf{Y}) + Q(\mathbf{Y})$ de l'équation d'état qui, classiquement pour le type du mélange considéré, est celle d'un gaz de particules sans interaction avec des distributions de Maxwell–Boltzmann pour les ions, de Fermi–Dirac arbitrairement dégénérée et relativiste pour les paires électron–positron et de Bose–Einstein pour les photons à l'équilibre avec la matière [9]. $Q = N_a \sum_i Y_i B_i$ est l'énergie totale de liaison où N_a , N et B_i sont le nombre d'Avogadro, le nombre de nucléides dans le plasma et l'énergie de liaison (< 0) du nucléide i . Dans le cas plan ($j = 0$), les 3 bilans (1a–c) s'intègrent pour tous $\xi \geq 0$ et tous \mathbf{Y} sous la forme de Rankine–Hugoniot,

$$\rho(D - u) = \rho_0 D, \quad p + \rho(D - u)^2 = p_0 + \rho_0 D^2, \quad e + \frac{p}{\rho} + \frac{(D - u)^2}{2} = e_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2} \quad (2)$$

où D est la célérité de détonation et l'indice 0 désigne l'état pré-choc. Ces relations lient également les états pré-choc et post-choc ($\xi = 0$) quelle que soit la géométrie ($j \geq 0$). Avec la notation $\kappa = j/R$ pour désigner la courbure totale du choc, l'hypothèse $\varepsilon \ll 1$ donne l'approximation $j/(R - \xi) = \kappa(1 + O(\varepsilon))$ et le système (1) peut aussi être écrit sous la forme du système d'équations différentielles ordinaires

$$\frac{d\rho}{d\xi} = \frac{-\rho}{(D-u)} \frac{\sigma \cdot \mathbf{w} - uM^2\kappa}{1-M^2}, \quad \frac{dp}{d\xi} = -\rho(D-u) \frac{\sigma \cdot \mathbf{w} - u\kappa}{1-M^2}, \quad \frac{du}{d\xi} = \rho(D-u) \frac{dp}{d\xi}$$

$$\frac{dT}{d\xi} = \frac{\partial p}{\partial T} \Big|_{\rho, \mathbf{Y}}^{-1} \left((D-u)^2 - \frac{\partial p}{\partial Y} \Big|_{\rho, T} \right) \frac{d\rho}{d\xi} - \sum_i \left(w_i \frac{\partial p}{\partial Y_i} \Big|_{T, \rho, Y_{j \neq i}} \right) - \rho u (D-u)^2 \kappa, \quad \frac{d\mathbf{Y}}{d\xi} = \frac{\mathbf{w}}{D-u} \quad (3)$$

$\sigma \cdot \mathbf{w}$, a_f et $M = (D-u)/a_f$ représentent la thermicité, la vitesse du son figée et le nombre de Mach de l'écoulement dans le repère du choc. Étant donné un état pré-choc et une valeur de célérité D , les relations de Rankine–Hugoniot et l'équation d'état définissent les conditions initiales en $\xi = 0$ pour intégrer (3) en direction de la fin de la zone de réaction. Pour une détonation sonique, il faut, pour chaque valeur de D , trouver la valeur de courbure κ telle que les contraintes de sonicité ($D = u + a_f$ ou $M = 1$) et de thermicité ($\sigma \cdot \mathbf{w} - u\kappa = 0$) soient simultanément satisfaites à un moment de l'intégration (i.e. $\xi > 0$) de façon à exclure les dérivées non-physiques (infinies). Cette détonation obéit donc à une loi d'évolution $D(\kappa)$ de type « valeur propre » que l'on peut obtenir numériquement par tir corrigé vers le point-selle ($M = 1$, $\sigma \cdot \mathbf{w} = u\kappa$). La divergence de l'écoulement, ici approximée par le terme de courbure, agit ainsi comme un processus adiabatique endo-énergétique s'opposant au processus exo-énergétique de décomposition. Pour le plasma et les conditions pré-choc considérés, la limite $\kappa \rightarrow 0$ donne la célérité (« figée ») de la détonation plane D_{CJ}^f , ici très proche par valeur supérieure (Tableau 1) de la valeur D_{CJ} de Chapman–Jouguet (CJ), calculable par ailleurs en supposant le plasma à l'équilibre nucléaire statistique (ENS). Une discussion plus étendue des cas de la limite plane sort du cadre de ce compte-rendu [10,11].

3. Discussion

Nous avons mené ces calculs avec un réseau détaillé de 331 noyaux et 3262 réactions de capture et de photodésintégration incluant les processus d'interactions fortes et électromagnétiques [12] et avec le réseau réduit de 13 noyaux et 27 réactions [13] mis en oeuvre par Sharpe [14,15]. Les profils de réaction de détonation plane (Fig. 1, gauche) pour le réseau détaillé confirment les 3 étapes fondamentales de la libération d'énergie précédemment identifié [11], c'est-à-dire les combustions successives de C, O et Si amenant asymptotiquement à l'ENS. Cependant, les longueurs de combustion de O et de Si sont 10 fois plus courtes et la longueur totale de réaction est 20 fois plus courte qu'avec le réseau réduit. Les écarts avec les résultats de Gamezo et al. [16] sont encore plus importants, ses longueurs de combustion de Si et de relaxation vers l'ENS étant respectivement 100 et 200 fois plus longues que les nôtres. Nous observons par ailleurs des différences d'abondances importantes selon le réseau utilisé et que le processus de décomposition associé au réseau détaillé, bien qu'étant le plus rapide, démarre avec des température et densité post-choc les moins grandes (Tableau 1).

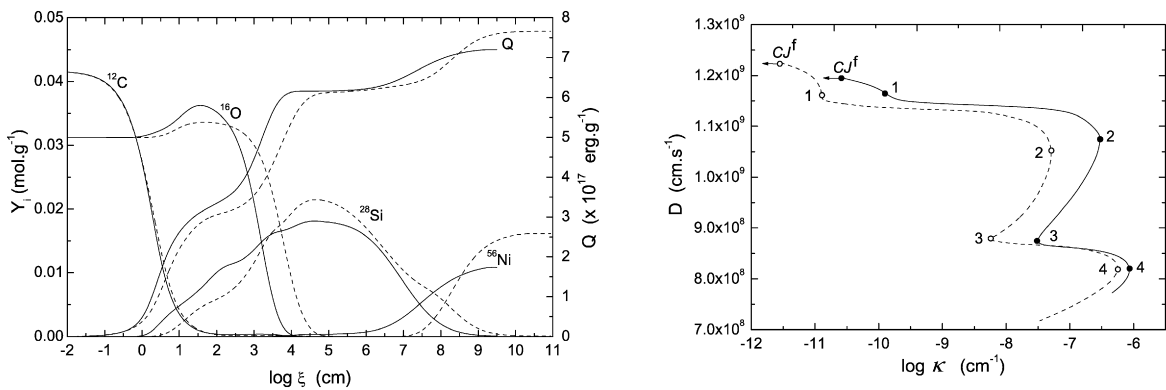


Fig. 1. Gauche : profils des abondances (Y_i) (échelle de gauche) et de l'énergie libérée (Q) (échelle de droite) pour la détonation stationnaire sonique plane. Droite : relation Célérité (D) – Courbure ($\kappa = j/R$) pour les détonations stationnaires sonique courbes. Traits pleins : réseau détaillé à 331 nucléides. Traits pointillés : réseau réduit à 13 nucléides.

Fig. 1. Left: abundance (Y_i) (left scale) and released energy (Q) (right scale) profiles for the planar steady sonic detonation. Right: Celerity (D) – Curvature ($\kappa = j/R$) relationship for curved steady sonic detonations. Solid lines: 331-nuclide detailed network. Dashed lines: 13-nuclide reduced network.

Tableau 1

Célérités CJ de détonation à l'ENS et figées (cm s^{-1}), longueurs de combustion de C, O et Si (cm), longueur totale de réaction (ℓ_* , cm), température (K) et densité (ρ , g cm^{-3}) post-choc

Table 1

Equilibrium and frozen CJ detonation velocities (cm s^{-1}) and C, O and Si combustion lengths (cm), total reaction length (ℓ_* , cm), post-shock temperature (T , K) and density (ρ , g cm^{-3})

Réseau	D_{CJ}	D_{CJ}^f	$\ell_{12\text{C}}$	$\ell_{16\text{O}}$	$\ell_{28\text{Si}}$	ℓ_*	T	ρ
331 nucléides	$1,187 \times 10^9$	$1,207 \times 10^9$	10^2	10^4	10^9	5×10^9	$4,09 \times 10^9$	$2,28 \times 10^7$
13 nucléides	$1,199 \times 10^9$	$1,237 \times 10^9$	10^2	10^5	10^{10}	10^{11}	$4,21 \times 10^9$	$2,31 \times 10^7$

Tableau 2

Célérités de détonation plane et courbes (D_{CJ}^f et D_i , cm s^{-1}), énergies libérées (Q_{CJ} et Q_i , erg/g), rayons de courbure sphériques ($R_i = 2/\kappa$, cm) et rapports de la distance choc-lieu sonique (ℓ_{si}) au rayon de courbure R_i aux points singuliers $i = 1, 2, 3, 4$ de la loi d'évolution $D(\kappa)$ en Fig. 1

Table 2

Planar- and curved-detonation velocities (D_{CJ}^f and D_i , cm s^{-1}), released energies (Q_{CJ} and Q_i , erg/g), spherical curvature radius ($R_i = 2/\kappa$, cm) and ratios of the shock-to-sonic-locus distance (ℓ_{si}) to the curvature radius R_i at the singular points $i = 1, 2, 3, 4$ of the evolution law $D(\kappa)$ in Fig. 1

Réseau	D_{CJ}^f	D_1	D_2	D_3	D_4
	Q_{CJ}	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4
	R_{CJ}	R_1	R_2	R_3	R_4
	ℓ_*/R_{CJ}	ℓ_{s1}/R_1	ℓ_{s2}/R_2	ℓ_{s3}/R_3	ℓ_{s4}/R_4
331 nucléides	$1,207 \times 10^9$	$1,164 \times 10^9$	$1,074 \times 10^9$	$8,522 \times 10^8$	$8,208 \times 10^8$
	$7,170 \times 10^{17}$	$6,560 \times 10^{17}$	$5,850 \times 10^{17}$	$2,920 \times 10^{17}$	$2,860 \times 10^{17}$
	∞	$8,696 \times 10^9$	$6,623 \times 10^6$	$5,479 \times 10^6$	$2,296 \times 10^6$
	/	7×10^{-3}	$1,8 \times 10^{-2}$	9×10^{-3}	$1,4 \times 10^{-2}$
13 nucléides	$1,237 \times 10^9$	$1,162 \times 10^9$	$1,052 \times 10^9$	$8,655 \times 10^8$	$8,166 \times 10^8$
	$7,650 \times 10^{17}$	$7,000 \times 10^{17}$	$5,560 \times 10^{17}$	$2,980 \times 10^{17}$	$2,860 \times 10^{17}$
	∞	$1,657 \times 10^{11}$	$3,915 \times 10^7$	$4,081 \times 10^7$	$3,546 \times 10^6$
	/	1×10^{-2}	$1,9 \times 10^{-2}$	2×10^{-2}	$1,5 \times 10^{-2}$

Quel que soit le réseau, la loi d'évolution $D(\kappa)$ des détonations courbes (Fig. 1, droite) présente 2 branches de pentes négatives et 4 points singuliers dont 3 critiques (tangentes verticales). A rayon (ou courbure) fixé(e), les célérités associées à la cinétique réduite sont les plus petites. En effet, les longueurs de réaction plane, seules longueurs de référence du problème, sont beaucoup plus petites avec le réseau détaillé et il est aisé de vérifier que le décalage des courbes $D(\kappa)$ est à peu près dans le rapport inverse des longueurs associées à chaque réseau (Fig. 1). La branche haute est comprise entre le point CJ^f et le premier point critique (2) et la branche basse est comprise entre les deuxième et troisième points critiques (3 et 4). Les profils de réaction (Fig. 2) montrent qu'à chaque branche correspond une étape distincte de libération d'énergie. De façon générale, l'analyse dimensionnelle requiert que les écarts relatifs de célérité pour chaque rayon soient à peu près la moitié de ceux de l'énergie libérée à la surface sonique ($D^2 \propto Q \Rightarrow 2\Delta D/D \approx \Delta Q/Q$), ce que confirme l'étude du Tableau 2.

Les détonations associées à l'intervalle CJ^f-1 de la branche haute sont quasi-CJ car le déficit maximal de célérité reste inférieur à 5%, les 3 étapes fondamentales de la décomposition du plasma étant réalisées. Cependant, au voisinage du point 1, les décompositions de ^{12}C et ^{16}O sont 10 fois plus longues que dans le cas plan et les combustion du ^{28}Si et production du ^{56}Ni sont incomplètes. L'allongement résulte de la diminution des taux de réaction, ceux-ci étant d'autant plus petits que la température est basse, laquelle diminue au choc avec la célérité de l'onde ($T \propto D^2$). Le choix du réseau induit également des différences quantitatives importantes : le résidu de ^{28}Si est de 60% ou 20% et la production de ^{56}Ni de 30% ou 40% selon que l'on considère le réseau détaillé ou réduit. L'inflexion au point 1 peut indiquer l'amorce d'une bifurcation vers une autre branche de pente négative, par exemple pour des conditions initiales différentes, ce qui reste cependant à confirmer. Ces écarts sont accentués pour les détonations de l'intervalle 1–2 de la branche haute. A l'approche du premier point critique 2, le déficit maximal de célérité passe à 11% pour le réseau détaillé et à 15% pour le réseau réduit, la décomposition du ^{28}Si et la production du ^{56}Ni disparaissent, la combustion de ^{16}O n'est plus complète, avec un résidu de 15% pour le réseau détaillé et de 25% pour le réseau

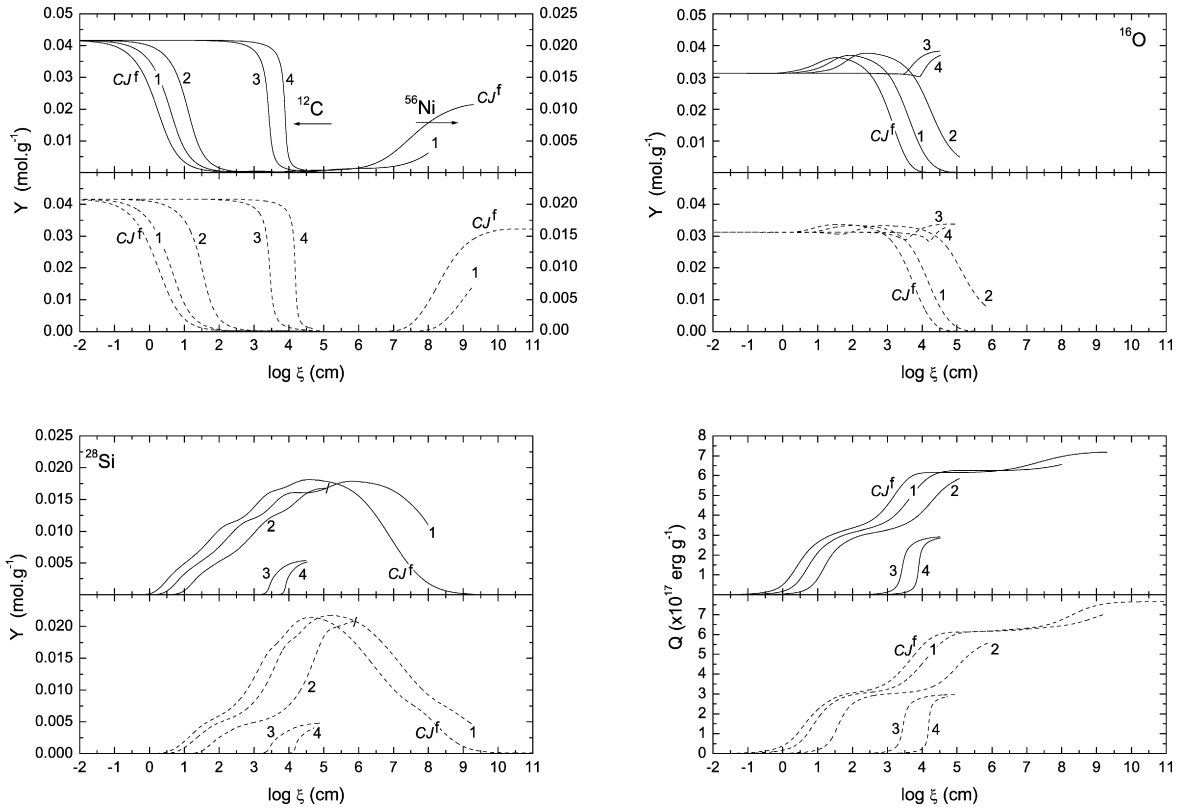


Fig. 2. Profils des abondances (Y) de ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si (échelle de gauche), ^{56}Ni (échelle de droite) et de l'énergie libérée (Q) pour les détonations stationnaires soniques. Traits pleins : réseau détaillé à 331 nucléides. Traits pointillés : réseau réduit à 13 nucléides. Cas plan : CJ^f . Cas courbes : $i = 1, 2, 3, 4$, points singuliers de la loi d'évolution $D(\kappa)$ en Fig. 1. Le symbole / marque l'extrémité de la courbe 2.

Fig. 2. Abundance profiles (Y) for ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si (left scale), ^{56}Ni (right scale) and for the released energy (Q) for steady sonic detonations. Solid lines: 331-nuclide detailed network. Dashed lines: 13-nuclide reduced network. Planar case: CJ^f . Curved cases: $i = 1, 2, 3, 4$, singular points of the evolution law $D(\kappa)$ in Fig. 1. The symbol / shows the end of curve 2.

réduit et les distances de décomposition s'allongent encore, d'un facteur supérieur à 10. Les détonations associées à la branche basse sont caractérisées par des déficits de célérité de l'ordre de 30%, l'absence de décomposition de ^{16}O et de ^{28}Si et, pour cette dernière, des abondances qui ne représentent plus que 20% de celles relatives aux détonations de la branche haute. Enfin, même si l'apparition du ^{28}Si est très retardée, son maximum d'abondance apparaît avant celui des détonations de la branche haute.

Le régime basse-vitesse associé à la branche haute CJ^f-2 avait déjà été calculé par Sharpe [16] mais, à notre connaissance, celui associé à la branche basse 3–4, pour lequel la détonation se propage avec 40% seulement de l'énergie théoriquement libérable, n'avait pas encore été identifié. Il est vraisemblable que les calculs de Sharpe n'ont pas été menés pour des célérités suffisamment basses.

Nous montrons ainsi que, dans le plasma 50% C – 50% O à $T_0 = 2 \times 10^8$ K et $\rho_0 = 5 \times 10^6$ g cm $^{-3}$, la divergence de l'écoulement induit deux régimes basse-vitesse et deux conditions de propagation de détonation courbe autonome et rallonge considérablement les étapes de libération d'énergie, pouvant même supprimer les plus longues. Sur le plan de la nucléosynthèse et dans le cadre de l'analyse spectrométrique ou photométrique des supernovae de type Ia, nous observons les productions très réduites de ^{28}Si et de ^{56}Ni et la persistance de ^{16}O lors de la propagation en régime basse-vitesse.

Dans les mélanges condensés hétérogènes terrestres, la libération d'énergie résulte d'un couplage entre cinétique chimique et processus de transports locaux (mécanismes de points chauds, transferts entre phases) et peut être accomplie en plusieurs étapes. Ces descriptions physico-chimiques ont aussi donné des courbes $D(\kappa)$ à plusieurs points critiques qui rendent compte quantitativement de régimes basse-vitesse de détonation en tubes cylindriques [17,18]. Dans les gaz terrestres, les observations montrent que les phénomènes d'extinction et de réamorçage sont fortement

instationnaires, tridimensionnels et transversaux par rapport à la direction de l'écoulement moyen. A ce jour, les seules représentations réalistes sont des simulations numériques qui résolvent simultanément tous les niveaux de structures cellulaires [5,6]. A notre connaissance, ceci reste à accomplir dans les plasmas stellaires.

Références

- [1] A.M. Khokhlov, E.S. Oran, J.C. Wheeler, *Astrophys. J.* 478 (1997) 678.
- [2] V.N. Gamezo, A.M. Khokhlov, E.S. Oran, *Astrophys. J.* 623 (2005) 337.
- [3] H.N. Presles, D. Desbordes, M. Guirard, C. Gueraud, *Shock Wave* 6 (1996) 11.
- [4] J. Luche, D. Desbordes, H.N. Presles, *C. R. Acad. Sci. (Mécanique) Paris* 334 (2006) 323.
- [5] V. Guilly, B.A. Khasainov, H.N. Presles, D. Desbordes, *C. R. Acad. Sci. (Mécanique) Paris* 334 (2006) 679.
- [6] V. Guilly, Etude de la diffraction de la détonation des mélanges C_2H_2/O_2 dilués par l'Argon, Thèse de l'Université de Poitiers, 2007.
- [7] L. He, P. Clavin, *J. Fluid Mech.* 277 (1994) 227.
- [8] J. Yao, D.S. Stewart, *J. Fluid Mech.* 309 (1996) 225.
- [9] A. Weiss, W. Hillebrandt, H.-C. Thomas, H. Ritter, in: *Cox and Giuli's Principles of Stellar Structure*, Princeton Publishing Associates Ltd., Cambridge, UK, 2004.
- [10] W. Fickett, W.C. Davis, *Detonation*, Univ. California Press, Berkeley, CA, 1979.
- [11] A.M. Khokhlov, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 239 (1989) 785.
- [12] M. Aikawa, M. Arnould, S. Goriely, A. Jorissen, K. Takahashi, *Astron. Astrophys.* 441 (2005) 1195.
- [13] B.A. Fryxell, E. Müller, D.A. Arnett, *Hydrodynamics and nuclear burning*, Technical Report, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Garching, 1989.
- [14] G.J. Sharpe, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 310 (1999) 1039.
- [15] G.J. Sharpe, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 322 (2001) 614.
- [16] V.N. Gamezo, J.C. Wheeler, A.M. Khokhlov, E.S. Oran, *Astrophys. J.* 512 (1999) 827.
- [17] B.S. Ermolaev, B.A. Khasainov, H.N. Presles, P. Vidal, A simple approach to reaction rate modelling in shocked multi-component solid explosives, in: *European Combustion Meeting*, Louvain-la-Neuve, 2005.
- [18] B.S. Ermolaev, B.A. Khasainov, H.N. Presles, P. Vidal, A. Sulimov, Low velocity detonation in ammonium nitrate and its mixtures, in: *13th Symp. on Combustion and Explosion*, Chernogolovka, Russie, 2005.