



HAL
open science

Explosion asymétrique des supernovæ gravitationnelles

Bruno Pagani

► **To cite this version:**

Bruno Pagani. Explosion asymétrique des supernovæ gravitationnelles. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS244 . tel-02943931

HAL Id: tel-02943931

<https://theses.hal.science/tel-02943931v1>

Submitted on 21 Sep 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

EXPLOSION ASYMÉTRIQUE DES SUPERNOVÆ GRAVITATIONNELLES

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud
au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA),
sur le site de Saclay, au sein du Département d'Astrophysique (DAp)
de l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (IRFU)

École doctorale n°127 Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France (AAIF)
Spécialité de doctorat : Astronomie & Astrophysique

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 25 septembre 2019, par

BRUNO PAGANI

Composition du Jury :

Patrice HELLO Professeur des Universités, Université Paris-Sud – Paris XI (LAL)	Président du jury
Geoffroy LESUR Chargé de Recherche, Université Grenoble Alpes (IPAG)	Rapporteur
Bernhard MÜLLER ARC Future Fellow, Monash University (MoCA)	Rapporteur
Micaela OERTEL Directrice de Recherche, Observatoire de Paris-Meudon (LUTH)	Examinatrice
Michel RIEUTORD Professeur des Universités, Université Paul Sabatier – Toulouse III (IRAP)	Examineur
Thierry FOGLIZZO Ingénieur-chercheur, CEA Saclay (DRF/IRFU/DAp)	Directeur de thèse
Jérôme GUILLET Ingénieur-chercheur, CEA Saclay (DRF/IRFU/DAp)	Co-Directeur de thèse

À mon grand-père, Louis MICHEL.

Remerciements

Ces remerciements sont un peu particuliers pour moi, les événements ayant fait que je les écris bien après avoir soutenu ce travail de thèse. Je tiens donc, bien plus qu'il n'en est coutume, à m'excuser auprès de toutes les personnes qui n'y figurent pas alors qu'elles auraient dû : une thèse de doctorat est une incroyable aventure humaine et scientifique, qui regroupe un grand nombre de protagonistes, et chacun d'entre eux y joue un rôle important.

Les premiers rôles sont naturellement tenus par les directeurs de thèse. Dans mon cas ce fut initialement Thierry qui m'a embarqué dans la grande épopée des supernovæ. Merci pour cette belle aventure! Nos nombreuses discussions sur tout un tas de phénomènes physiques ont grandement enrichi ma culture, et tes fontaines sont un outil merveilleux pour présenter nos travaux. Elles sont également un objet rare dans un domaine principalement orienté vers la simulation et les observations extra-galactiques. Ce goût prononcé pour l'analogie et les expériences (qu'on retrouve également dans différents achats effectués tout au long de ma thèse, du disque d'EULER aux balles rebondissantes) est une vraie richesse dans une équipe théorique. Merci également de m'avoir emmené deux mois en Californie, au KITP, un séjour que je n'oublierai jamais! Ce fût l'occasion de rencontres et d'apprentissages scientifiques quotidiens, mais aussi la découverte d'une culture passionnante et de paysages splendides.

Cette thèse ne serait probablement pas arrivée à son terme sans l'irruption en cours de route de mon second directeur, Jérôme. Ô combien merci d'avoir accepté de rejoindre l'équipe en chemin! Tu as apporté avec toi ta constante bonne humeur, mais aussi une certaine science de SASI, qui déjà à l'époque était au cœur de ton travail de thèse. Tu es venu apporter une belle et nécessaire complémentarité à l'encadrement de Thierry. Dans ton sillage, tu as également augmenté fortement le nombre de passionnés de supernovæ au labo grâce à ton ERC, ce qui fut la source de nombreuses discussions passionnantes autour de notre sujet commun. Encore merci pour tout ça, et bravo à toi pour avoir finalement obtenu un poste permanent!

Il y a une troisième personne, qui a été très proche de mon travail durant ces années, c'est Rémi KAZERONI. Pour moi, tu as été un vrai grand frère dans l'aventure de la thèse sur les supernovæ : tu m'as notamment montré et expliqué le code utilisé pour les simulations, ainsi que les outils que tu avais développés pour analyser les résultats. Nous avons échangé de nombreuses fois sur mes idées autour de ce code, ce qui a donné lieu à de belles améliorations. Tu as souvent été là dans mes moments de doute, ce que j'ai particulièrement apprécié. Le hasard des choses fait que tu quittes la recherche sur les supernovæ en même temps que moi, mais je suis heureux de savoir que tu vas désormais mettre des compétences au profit de la recherche sur le climat, et te souhaite le meilleur dans cette voie!

Je tiens à remercier bien évidemment l'ensemble du jury d'avoir accepté d'évaluer mes travaux, et d'avoir fait le déplacement depuis Toulouse (Michel), Grenoble (Geoffroy) ou encore plus loin (Bernhard). Je remercie particulièrement Geoffroy et Bernhard d'avoir fait une lecture intensive de mes écrits et de leurs rapports élogieux sur ceux-ci. J'ai une attention toute particulière pour Bernhard à nouveau, qui m'a permis d'écrire et de soutenir en français, ce qui me tenait à cœur. Je remercie également Micaela, qui a également produit une relecture extensive, et particulièrement attentionnée sur la physique nucléaire et des particules. Enfin, je remercie Patrice d'avoir accepté de présider ce jury; nous avons pu également avoir de nombreuses discussions forts intéressantes autour de LIGO mais aussi de l'enseignement à l'université.

Le quotidien d'une thèse c'est aussi son labo et son équipe, dans mon cas le LMPA. Outre ceux déjà cités, un autre permanent fut à l'origine de nombreuses discussions sur tous types de sujet, Patrick. Merci d'animer autant cette équipe, de ton fait ou grâce au grand nombre de jeunes que tu encadres. Parmi eux, je remercie tout particulièrement Cédric d'avoir été mon compagnon de thèse durant ces 3 années (l'X et l'ENS, voilà aussi une belle dyade dans la *Force*!). Tu as été comme un frère pour moi, et je regrette fortement de n'avoir pu assister à ta soutenance! Je te souhaite le meilleur dans tes nouvelles études plus mathématiques. Arrivé avant, mais qui partira bien après, c'est Antoine que je voudrais également remercier dans ce groupe de formation des étoiles. Tu as été mon meilleur élève de Python et L^AT_EX, j'ai été ravi de pouvoir transmettre ces savoirs à un passionné tel que toi! J'espère que nos chemins se croiseront de nouveau, qui sait peut-être sur ton île natale.

Le LMPA, ce sont aussi deux autres permanents, Matthias et Sébastien. Matthias, ton humour et ta bonne humeur apportent beaucoup au quotidien de cette

équipe. Ton investissement auprès des doctorants du DAp n'est pas en reste non plus, de même désormais que celui auprès des étudiants du M2! Sébastien, tu aurais probablement dû apparaître plus tôt dans ces remerciements si la place devait s'attribuer à l'importance dans les travaux de thèse. Pour avoir écrit DUMSES, mais également m'avoir aidé à de très nombreuses reprises pour tous types de bogues informatiques autour de code, merci infiniment. À toi aussi, comme à Rémi, je souhaite une excellente continuation dans l'étude du climat, en l'occurrence de l'autre côté de la « rue » où tu as trouvé ce nouveau travail. Si j'ai passé la majeure partie de ma première année seul dans un bureau, j'ai ensuite été rejoint par Raphaël : malgré deux ans à partager ton quotidien, j'ai l'impression de te connaître à peine! Merci de m'avoir tenu compagnie durant ces deux années et d'avoir été mon compagnon d'infortune, même quand le ciel nous est littéralement tombé sur la tête! Pendant que je m'efforçais à faire rendre l'âme aux étoiles massives, toi tu t'essayais à leur insuffler la vie : quel bien plus beau rôle!

Le LMPA s'est beaucoup agrandi pendant mon séjour, avec d'abord l'arrivée de toute l'équipe MAGBURST : Matteo, Raphaël et Alexis. J'ai été ravi de partager d'innombrables pauses goûter (et gâteaux divers et variés) avec vous. Votre véritable dynamique d'équipe a bien boosté le labo, et particulièrement sa composante supernovæ avec l'instauration d'un *journal club* notamment. Ce fut également un plaisir de partager des heures de calculs et des téraoctets de stockage avec vous! Sont ensuite venus Marc-Antoine et son charme québécois, ainsi que son thésard Antoine, qui a partagé pour sa dernière année notre bureau avec Raphaël. Encore une soutenance à laquelle je n'aurais pas pu aller, puisque nous avons réussi sans concertation aucune à soutenir le même jour à la même heure...

Enfin, alors que j'étais sur le départ, l'équipe a vu ses rangs s'agrandir d'une nouvelle fournée de thésards, parmi lesquels Anne-Cécile. Tu as eu le courage de venir prendre la suite dans la famille des thèses sur les supernovæ avec Thierry et Jérôme, bienvenu à toi! La route est longue mais les explosions sont belles, et porteuses de nombreuses surprises qui restent encore à découvrir. Je te souhaite une belle réussite dans cette voie!

Le LMPA au sens strict est souvent un cercle un peu restrictif pour englober toutes les personnes qui font la vie de cette équipe. Elle ne serait pas ce qu'elle est sans le concours d'au moins deux intervenants réguliers, Gilles et Pascal. Il n'est nul besoin pour les connaisseurs de souligner l'importance cruciale qu'a joué et joue toujours le premier dans le développement successif des diverses fontaines à supernovæ. Votre aventure scientifique en Antarctique à tous deux est aussi

particulièrement inspirante. Et ta présence, Pascal, à tous nos LMPA *meeting* a eu son importance plus d'une fois!

Le LMPA n'est aussi qu'une des nombreuses équipes du DAp. S'il ne m'est pas possible de citer ici toutes les personnes qui ont fait mon quotidien dans ce grand labo, je voudrais tout de même remercier les nombreux doctorants avec qui nous partagions notre repas hebdomadaire, que ce soit Francis, Théo, Barbara, Quentin, Aurélie, Marine, Floriane, Nicolas, Mansour, Jérémy, Florian ou encore Morgan (j'espère que tu t'en sors sans moi avec l'administratif!). Mais aussi quelques stagiaires qui nous ont accompagné au gré des mois, et en particulier Alice, stagiaire au statut un peu particulier.

Ces nombreux doctorants ont comme moi, pour la plupart, pu compter dans les moments difficiles sur deux incroyables personnes auprès de nous, « papa » Jacques LE BOURLOT et « maman » Pascale DELBOURGO, en tant respectivement que directeur de l'école doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France pour le premier et que directrice adjointe du DAp en charge des doctorants pour la seconde. De nombreuses thèses n'aurait certainement pas abouti sans le concours de ces deux personnes, et c'est tout particulièrement le cas de la mienne. Alors « papa » et « maman », merci du fond du cœur pour tout ce que vous avez fait pour les générations de doctorants qui se sont succédées sous votre garde!

À ce stade, je souhaiterais remercier un personnage qui fut extrêmement récurrent dans ma thèse, malgré l'apparente distance entre nos laboratoires respectifs. Cette personne, c'est Georges MEYNET. Un personnage particulièrement sympathique et toujours souriant, que j'ai pu croiser à peine ma thèse commencée lors d'une école d'été dans le sud de la France, puis avec lequel j'ai passé une bonne partie de mon séjour au KITP en Californie, mais que j'ai également revu au détour du *workshop* Γ -SN-PSI2 organisé tout un mois durant à Orsay. Nous avons pu à toutes ces occasions et en compagnie de Thierry avoir de nombreuses discussions scientifiques (mais pas que) passionnantes. Je suis triste et déçu que votre projet d'ERC commune n'ait pas pu aboutir.

La période la plus longue durant laquelle j'ai fréquenté Georges vu aussi celle où j'ai fait de très nombreuses rencontres, dans un endroit fantastique dédié à cela : le KITP de *Santa Barbara*. Là aussi il ne serait pas possible de citer toutes les personnes que j'ai pu y côtoyer, mais je souhaitais tout de même remercier un certain nombre d'entre elles. Au premier rang de celles-ci figure bien évidemment Lars BILDSTEN, directeur de ce prestigieux institut, pour son accueil extrêmement chaleureux, et avant cela pour m'avoir invité à venir faire ce séjour en compagnie de

Thierry. De tous les scientifiques que j'ai pu rencontrer à cette occasion, aucun ne m'a fait autant d'impression qu'Eliot QUATAERT. Toujours une question pertinente à poser, toujours une remarque pertinente à formuler, quel que soit le sujet. Et par-dessus ça, un niveau incroyable au ping-pong, ce qu'il a eu tôt fait de démontrer à de nombreuses reprises. J'ai également pu profiter de la grande sagesse d'Ed VAN DEN HEUVEL. J'ai pu avoir l'occasion d'échanger sur différentes cultures avec Matteo CANTIELLO, grand promoteur du *skate* à la californienne, Ilya MANDEL, qui se passionnait beaucoup pour nos discussions politiques avec Georges, mais aussi Fabian SCHNEIDER, avec qui nous partageons l'un des luxueux appartements de la KITP *Residence*. Cette résidence fut le théâtre de très nombreux barbecues tous ensemble, avec également Pablo MARCHANT, Philipp PODSIADLOWSKI ou encore Natasha IVANOVA. Enfin, je remercie à deux titres Rich TOWNSEND, qui m'a d'une part fait découvrir un pan de la culture américaine y compris le génial *Idiocracy*, mais qui m'a surtout permis d'avoir mon avion le jour de mon départ en me déposant non pas à la navette, ratée à cause de bus bloqués par un événement à *Isla Vista* et d'un taxi conséquemment en retard, mais directement à l'aéroport de *Los Angeles*. Je ne sais pas comment j'aurais fait sans toi Rich !

Ceux qui étaient des nôtres à cette époque auront noté que je n'ai pas mentionné deux des protagonistes les plus importants de ce séjour : Matthieu et Ylva. J'ai adoré les nombreux moments passés ensemble, au KITP, à la résidence, en ballade... Mais tout particulièrement, ce génialissime *road trip* qui nous a vu traverser trois états et visiter un village minier fantôme, *Las Vegas* et le *Grand Canyon* jusqu'à la pointe de *Plateau Point* sous mon exaspérante insistance. Je ne suis pas prêt non plus d'oublier la folle chevauchée que vous m'avez fait faire pour remonter derrière et qui nous a vu remonter toute la paroi en moins de deux heures, là où il nous en avait fallu plus de trois à l'aller (certes ponctués d'arrêt pour prendre en photo les innombrables écureuils, mais tout de même dans le sens de la descente).

Durant mes aventures scientifiques, quelques personnes ont fortement contribué à l'inspiration et aux sources qui m'ont permis d'écrire ma large introduction historique au premier chapitre. Ces personnes sont Ewald MÜLLER et sa très belle revue historique donnée à Γ-SN-PSI2, Jean-Marc BONNET-BIDAUD et son superbe livre sur l'astronomie chinoise ainsi que la longue discussion que nous avons pu avoir à ce sujet, ainsi que Ralph NEUHAUSER pour son séminaire d'astronomie historique qui offrait une belle part, pour des raisons évidentes, aux supernovæ historiques.

Ce manuscrit doit également beaucoup pour des raisons complètement différentes à quatre personnes : Georg DUFFNER et Octavio PARDO, qui ont travaillé d'arrache-pied durant mes années de thèse pour produire la police utilisée (*EB Garamond*), Yuansheng ZHAO qui y a ajouté *in extremis* le support des mathématiques et a assuré un suivi impressionnant pour corriger les différents soucis que je lui ai rapportés, ainsi que Jody KLYMAK pour les corrections extrêmement rapides de divers bugs dans `matplotlib` qui jonchaient mon chemin lors de la réalisation de mes figures.

Il me reste encore à remercier un certain nombre de personnes, plus ou moins proches de cette thèse, mais qui y ont toutes contribué d'une façon ou d'une autre. Il y a d'abord toute la bande du M2 : Claire, Corentin, Nicolas, Gabriel, Francis, Léa. Mais aussi et surtout Théodore, et sa compagne, Pauline. J'ai gardé parmi vous un certain nombre de très grands amis, et j'ai été ravi de partager cette (ou ces) année(s) avec vous ! M'ont également accompagné durant ma thèse mes camarades d'enseignement à l'université, parmi lesquels Samuel, Thibault et Pierre, que j'ai eu plaisir à revoir à d'autres occasions.

La soutenance de cette thèse a aussi eu lieu après un nouveau départ pour moi, vers l'enseignement. À ce titre, je tiens à remercier mes nouveaux collègues de sciences physiques au lycée Jean-Baptiste COROT de Savigny-sur-Orge, pour leur accueil extrêmement chaleureux et leur soutien durant ce dernier mois compliqué avec cours et soutenance à préparer. Leur concours a été indispensable pour me permettre de conjuguer les deux.

Je tiens également à remercier mes parents, qui m'ont soutenu tout au long de mes études et en particulier de ma thèse, et se sont retrouvés pour des raisons variées à m'héberger à plusieurs reprises durant celle-ci. Ce sont également eux qui m'ont permis de pratiquer depuis plusieurs été ma nouvelle activité favorite, le parapente.

C'est au parapente que j'ai rencontré Jacques PEUGEOT, l'un de mes moniteurs, mais également ingénieur aéronautique (qui a notamment œuvré sur le *Solar Impulse*) passionné de physique, et qui à chaque été fut mon premier public pour parler de mes travaux. Au plaisir de te revoir un jour au détour d'un déco□!

J'ai une pensée pour ma cousine, Coralie-Anne, de peu mon aînée et qui m'a montré la voie vers cette belle aventure qu'est la thèse. Je sais que tu es triste de n'avoir pu assister à ma soutenance, mais tout le monde n'a pas ta chance de pouvoir faire un super post-doc au Québec !

Enfin, j'ai d'énormes remerciements à adresser à trois personnes. Tout d'abord mes deux comparses de l'ENS. Sylvie, toujours de bonne humeur et amatrice de bons plats (qu'il s'agisse de les faire ou de les déguster), et toujours là pour parler en cas de besoin. Quelle surprise de découvrir à l'aube de ta soutenance la proximité incroyable entre ton sujet de thèse et les travaux qui s'effectuent dans tout mon couloir du DAp! Et puis celui qu'on connaît sous le nom de Ralbol, avec qui j'ai partagé un nombre conséquent d'aventures en tous genres. Je te sais toi aussi profondément déçu de n'avoir pu venir à ma soutenance, mais nos calendriers sont devenus difficilement compatibles ces derniers temps. Ça n'est que partie remise, il me tarde de me lancer dans de nouvelles aventures avec toi!

Finalement, il ne me reste plus que toi, l'Écureuille. Ceux qui savent te reconnaîtront, mais aucun ne sait aussi bien que moi ton apport à cette thèse. Sans toi, ces lignes n'existeraient tout simplement pas. Il n'existe pas non plus de mots assez forts pour décrire ma gratitude pour ces années passées à mes côtés, et pour ton soutien indéfectible jusqu'au bout de ma thèse, bien au-delà de ce que j'aurais pu être en droit d'attendre (surtout après t'avoir abandonnée deux mois pour partir en Californie alors que tu préparais ton agreg !). Alors merci infiniment pour cela, et pour tout le reste. Je te souhaite un merveilleux avenir dans le BTP mathématique, et j'espère qu'un jour peut-être nos chemins se recroiseront.

Résumé

L'histoire de l'observation des supernovæ remonte à plusieurs millénaires, mais cela fait moins de cent ans que l'on sait que certaines d'entre elles marquent la fin de vie des étoiles massives. L'effondrement gravitationnel du cœur de fer de ces étoiles peut conduire à la formation d'une étoile à neutrons et au déclenchement d'une de ces explosions spectaculaires, ainsi appelées supernovæ gravitationnelles. Les mécanismes à l'œuvre dans la région la plus interne de l'étoile durant les quelques centaines de millisecondes suivant l'effondrement initial jouent un rôle clé dans le succès ou non de l'explosion. En particulier, les instabilités multi-dimensionnelles telles que l'instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI) ou la convection induite par les neutrinos sont susceptibles d'augmenter efficacement le chauffage de la matière par les neutrinos émis depuis la proto-étoile à neutrons et de donner lieu à des explosions fortement asymétriques.

Dans cette thèse, ces phénomènes sont étudiés à l'aide de simulations numériques d'un modèle simplifié à deux dimensions. Cela permet une vaste exploration de l'espace des paramètres qui serait inaccessible pour les modèles plus réalistes.

La frontière entre explosion et effondrement en trou noir est déterminée dans un espace à trois paramètres que sont la rotation stellaire, le chauffage par les neutrinos et le taux d'accrétion — qui est relié à la masse du progéniteur. La surface critique ainsi définie permet de caractériser l'impact des instabilités multi-dimensionnelles sur le seuil d'explosion. Les effets de la rotation sont importants pour les modèles présentant un faible taux d'accrétion. Ces résultats permettent de réconcilier ceux de différents modèles réalistes. Le caractère stochastique des résultats à proximité de la transition est mis en évidence; celui-ci est d'autant plus important que la rotation et le taux d'accrétion sont faibles. Les différents chemins vers l'explosion observés dans nos simulations sont décrits et illustrés par l'analyse d'un échantillon emblématique de modèles. Les rôles respectifs des différentes instabilités et leurs signatures sont discutés. L'ensemble des ~600 simulations réalisées constitue une base offrant de nombreuses perspectives d'analyses futures.

Abstract

The observational history of supernovæ dates back to several millennia, but it has been less than one hundred years since we know that some of them mark the death of massive stars. The gravitational collapse of the iron core at the centre of those stars can lead to the birth of a neutron star and the onset of one of those spectacular explosions, thus called core-collapse supernovæ. The mechanisms at work in the innermost part of the star during the first few hundred milliseconds after the initial collapse play a key role in the success or the failure of the explosion. In particular, multi-dimensional instabilities like the standing accretion shock instability (SASI) or the neutrino-driven convection are likely to increase efficiently the matter heating by neutrinos emitted from the proto-neutron star and yield highly asymmetric explosions.

In this thesis, those phenomena are studied with the help of numerical simulations of a simplified two dimensional model. This allows for a vast exploration of the parameter space that would be unreachable for more realistic models.

The boundary between explosion and collapse into a black hole is established in a three parameter space, namely the stellar rotation, the neutrino heating and the accretion rate —which relates to the progenitor mass. The critical surface so defined allows us to characterise the impact of multi-dimensional instabilities on the explosion threshold. The effects of rotation are important for models with a low accretion rate. These results allow us to reinterpret the seemingly contradictory results of more realistic models. The stochasticity of the results near the explosion threshold is highlighted. This effect is more pronounced for low rotation and accretion rates. The different paths to explosion observed in our simulations are described and illustrated with the analysis of a representative sample of models. The respective roles of the different instabilities and their signatures are discussed. The set of ~ 600 simulations constitutes a database offering numerous perspectives for future analysis.

Table des matières

Introduction générale	1
I. Contexte de l'étude	9
1. Histoire et état général des connaissances	11
1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx ^e siècle	12
1.1.1. Premières observations	12
1.1.2. Un xx ^e siècle florissant	18
1.1.3. Sur les observations et la classification des supernovæ . .	29
1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles	34
1.2.1. Les différents actes du scénario	34
1.2.2. Ingrédients et recettes pour une modélisation réussie . .	45
1.3. Observations récentes, asymétries & problématiques actuelles . .	50
1.3.1. Des explosions asymétriques	50
1.3.2. Nécessité des études multi-D et des mécanismes associés	54
1.3.3. Observations futures : neutrinos et ondes gravitationnelles	56
2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles	59
2.1. Convection induite par les neutrinos	60
2.1.1. Critère de LEDOUX, fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ . .	60
2.1.2. Advection et paramètre χ	62
2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)	63
2.2.1. Mécanisme à l'origine de l'instabilité	65
2.2.2. Quelques caractéristiques et conséquences de SASI . .	70
2.3. Corotation & instabilité " <i>low T/ W </i> "	73
2.3.1. Description phénoménologique	73

2.3.2.	La difficile identification du mécanisme des instabilités de corotation	74
2.3.3.	Des étoiles à neutrons isolées aux proto-étoiles à neutrons accrétantes	76
2.4.	Motivations de l'étude	77
II. Étude numérique des supernovæ gravitationnelles		79
3.	Méthodologie & modélisation	81
3.1.	Méthodologie de l'étude	82
3.1.1.	Outils employés	82
3.1.2.	Stratégie d'étude	83
3.2.	Ingrédients et équations	84
3.3.	Profil stationnaire initial	90
3.3.1.	Calcul des conditions en amont du choc	90
3.3.2.	Passage à travers le choc	91
3.3.3.	Accrétion du choc à la PNS	91
3.3.4.	Paramètres des simulations	92
3.4.	Simulations numériques 2D	93
3.4.1.	Principes & intérêts	93
3.4.2.	Limitations	98
4.	Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ	101
4.1.	Description de l'étude	102
4.1.1.	Espace de paramètres	102
4.1.2.	Initialisation des modèles, conditions d'arrêt	104
4.2.	Explosions 1D	105
4.2.1.	Connaissances <i>a priori</i>	105
4.2.2.	Simulations	108
4.3.	Stochasticité du caractère explosif	111
4.3.1.	Résultats généraux sur nos modèles	111
4.4.	Abaissement du seuil de luminosité	123
4.5.	Limitations & perspectives	128
4.5.1.	Rôle de la dissociation	128

4.5.2.	Effets géométriques et de dimensionnalité	130
5.	Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions	133
5.1.	Différents régimes d'explosions	134
5.1.1.	Des explosions en présence de SASI	134
5.1.2.	Deux types d'explosions liées au chauffage	136
5.1.3.	Comparaison des différents types d'explosions	138
5.2.	Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion	147
5.2.1.	Énergie cinétique non-axisymétrique	147
5.2.2.	Asymétrie des explosions	154
5.3.	Limitations & Perspectives	155
5.3.1.	Stochasticité des résultats	155
5.3.2.	Recherche de diagnostics plus discriminants	158
5.3.3.	Instabilité de corotation	159
	Conclusions & Perspectives	161
	Synthèse des résultats	161
	Exploitation future des simulations archivées	164
	Perspectives	165
	Annexes	169
	Bibliographie	171
	Crédits des figures	199

Table des figures

0.1. Origine des éléments dans l'Univers	3
1.1. Os de tortue relatant une supernova vers -1400	13
1.2. Gravures sur roche au Cachemire, possible supernova vers -4500	14
1.3. Rémanent RCW86, associé à SN185	14
1.4. Restes de SN1006, SN1054, SN1572, SN1604	16
1.5. Rémanent <i>Cas A</i> , supernova du $xvii^e$ siècle	18
1.6. <i>Nébuluse du Crabe</i> avec rayons X révélant le pulsar central	26
1.7. SN1987A, et son progéniteur identifié sur une image antérieure	28
1.8. Rémanent de SN1987A	28
1.9. Nombre de détections de supernovæ par année jusqu'en 2015	30
1.10. Représentation schématique d'un effondrement initial de CCSN	41
1.11. Représentation schématique de la phase du choc d'accrétion	42
1.12. Exemples d'observations impliquant un caractère asymétrique des CCSNe	52
1.13. Comparaison entre des simulations 3D de TAKIYAKI et al. (2016) & SUMMA et al. (2018)	55
1.14. Signatures futures en neutrinos et ondes gravitationnelles	57
2.1. Illustration de la convection et de SASI dans des simulations	64
2.2. Mode axisymétrique de SASI	65
2.3. Mode $\ell = 1, m = 1$ de SASI dans une simulation 3D	66
2.4. Schémas illustratifs des cycles advectif-acoustique et purement acoustique	67
2.5. Modes $m = 1, 2, 3$ et 4 de SASI	71
2.6. Effets conjugués de SASI et de la rotation	72
2.7. Principe schématique du mécanisme de l'instabilité de corotation	75
3.1. Conversion entre luminosité des neutrinos \mathcal{L}_{ν_e} et paramètre χ	93

Table des figures

4.1.	Variations des quantités stationnaires avec le chauffage et la rotation	103
4.2.	Comparaison des temps d'advection au rayon de gain et de chauffage	107
4.3.	Étude de résolution pour les explosions 1D	109
4.4.	Seuils d'explosions 1D	110
4.5.	Panorama des résultats pour $R = 2$	112
4.6.	Panorama des résultats pour $R = 3$	113
4.7.	Panorama des résultats pour $R = 4$	113
4.8.	Temps d'explosions à $R = 2$	114
4.9.	Temps d'explosions à $R = 3$	115
4.10.	Temps d'explosions à $R = 4$	116
4.11.	Temps d'explosion $R = 2$ en fonction de la luminosité des neutrinos et de l'énergie différentielle de rotation	119
4.12.	Temps d'explosion $R = 3$ en fonction de la luminosité des neutrinos et de l'énergie différentielle de rotation	120
4.13.	Temps d'explosion $R = 4$ en fonction de la luminosité des neutrinos et de l'énergie différentielle de rotation	121
4.14.	Exemple d'explosion prompte $R = 2$	122
4.15.	Seuils d'explosions 2D en fraction des 1D et en fonction de la rotation	124
4.16.	Abaissement des seuils 2D grâce à la rotation	126
4.17.	Rôle de la dissociation sur les paramètres stationnaires	129
5.1.	Instantanés de simulations dominées par SASI	135
5.2.	Instantanés de simulations dominées par le chauffage	137
5.3.	Instantanés de simulations dominées par la convection	139
5.4.	Évolution du choc pour les six cas emblématiques	141
5.5.	Évolution du chauffage net et du temps associé pour les six cas emblématiques	143
5.6.	Comparaison des contributions locales à χ et au chauffage net pour les différentes valeurs de R	144
5.7.	Évolution de χ en fonction du temps pour les six cas emblématiques	145
5.8.	Évolution de l'éventuel point triple pour les six cas emblématiques	147
5.9.	Évolution temporelle du rapport des composantes d'énergie cinétique non-axisymétrique pour SASI et la convection	150
5.10.	Rapport des composantes d'énergie cinétique non-axisymétrique au moment de l'explosion pour $R = 3$	152

5.11. Rapport des composantes d'énergie cinétique non-axisymétrique au moment de l'explosion pour $R = 2$ et 4	153
5.12. Exemple d'explosion plus singulière sous forme de « jet »	154
5.13. Évolution temporelle des modes $m = 1$ et $m = 2$ pour les six cas emblématiques	156
5.14. Évolution temporelle des rayons minimum, moyen et maximum du choc pour les six cas emblématiques	157
5.15. Degré d'asymétrie du choc au moment de l'explosion pour $R = 3$	158

Listes des acronymes

AMR	A daptative M esh R efinement (<i>maillage à raffinement adaptatif</i>)
CCSN	C ore- C ollapse S upernova (<i>supernova à effondrement de cœur, aussi appelée gravitationnelle</i>)
KH	K ELVIN- H ELMHOLTZ (instabilité de)
LESA	L epton-number E mission S elf-sustained A symmetry
MHD	M agnéto- h ydro d ynamique
MRI	M agneto- r otational I nstability (<i>instabilité magnéto-rotationnelle</i>)
PNS	P roto N eutron S tar (<i>proto-étoile à neutrons</i>)
RT	R AYLEIGH- T AYLOR (instabilité de)
SASI	S tanding A ccretion S hock I nstability (<i>instabilité du choc d'accrétion stationnaire</i>)
SN	S upernova (pluriel SNe)
SNR	S upernova R emnant (<i>rémanent de supernova</i>)

Constantes physiques & unités dérivées

Année-lumière	$1\text{ ly} = 9\,460\,730\,472\,580\,800\text{ m}$
Constante gravitationnelle	$G = 6.674\,30(15) \times 10^{-11}\text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Constante de BOLTZMANN	$k_{\text{B}} = 1.380\,649 \times 10^{-23}\text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Constante de PLANCK	$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34}\text{ J} \cdot \text{s}$
Constante de PLANCK réduite	$\hbar = \frac{h}{2\pi} \approx 1.054\,571\,817 \times 10^{-34}\text{ J} \cdot \text{s}$
Électron-Volt	$1\text{ eV} = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}\text{ J}$
Erg	$1\text{ erg} = 1 \times 10^{-7}\text{ J}$
Masse de l'électron	$m_{\text{e}} = 9.109\,383\,701\,5(28) \times 10^{-31}\text{ kg}$
Masse du neutron	$m_{\text{n}} = 1.674\,927\,498\,04(95) \times 10^{-27}\text{ kg}$
Masse du proton	$m_{\text{p}} = 1.672\,621\,923\,69(51) \times 10^{-27}\text{ kg}$
Masse solaire	$M_{\odot} = 1.988\,47(7) \times 10^{30}\text{ kg}$
Parsec	$1\text{ pc} = \frac{648\,000}{\pi}\text{ au} \approx 3.26\text{ ly} \approx 3.09 \times 10^{16}\text{ m}$
Unité astronomique	$1\text{ au} = 149\,597\,870\,700\text{ m}$
Unité de masse atomique	$m_{\text{u}} = 1.660\,539\,066\,60(50) \times 10^{-27}\text{ kg}$
Vitesse de la lumière dans le vide	$c = 299\,792\,458\text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Liste des symboles & notations utilisés

e	énergie spécifique	énergie par unité de masse
j	moment cinétique spécifique	surface par unité de temps
L	— adimensionné	nombre $\in [0; 1]$
\dot{M}	taux d'accrétion	masse par unité de temps
n_x	densité numérique de l'espèce x	nombre par unité de volume
r_{PNS}	rayon de la proto-étoile à neutrons	longueur
r_{sh}	rayon du choc	—
r_g	rayon de gain	—
R	rapport des rayons r_{sh} et r_{PNS}	nombre
S	entropie	adimensionnée, k_B par baryon
t_{adv}	temps d'advection $r_{\text{sh}} \rightarrow r_{\text{PNS}}$	temps
$t_{\text{adv-g}}$	temps d'advection $r_{\text{sh}} \rightarrow r_g$	—
v_{ff}	vitesse de chute libre (<i>free-fall</i>)	vitesse
Y_x	fraction de la composition en entité x	nombre $\in [0; 1]$
ℓ, m	indices des harmoniques	entiers
\mathcal{L}_{ν_e}	luminosité des neutrinos	puissance
\mathcal{M}	nombre de Mach	nombre
$\mathcal{Q}_{h,c}$	taux de chauffage/refroidissement	puissance par unité de volume
γ	index adiabatique du gaz	nombre
κ_x	opacité	nombre par unité de longueur
ρ	densité volumique	masse par unité de volume
σ_x	section efficace	nombre par unité de surface
ω	fréquence angulaire	angle par unité de temps
ω_{BV}	fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ	—
Ω	vitesse de rotation angulaire	—
χ	paramètre de convection	nombre

Introduction générale

Bien que la voûte céleste puisse paraître immuable du fait de leurs relativement grandes durées de vie, les étoiles naissent et meurent. Pour les plus massives d'entre elles, cette mort est souvent spectaculaire, donnant lieu à une explosion extrêmement violente, appelée *supernova*. La lumière émise par ces objets à ce moment-là dépasse celle de leur galaxie hôte, ce qui représente également plus que le Soleil n'aura émis sur toute sa durée de vie (environ 10 milliards d'années). Cet aspect et l'échelle de temps humaine¹ de ces événements en font l'un des premiers et rares phénomènes cosmiques à avoir été observé depuis longtemps par l'humanité (au moins depuis les civilisations antiques, probablement aussi à la préhistoire). Ironiquement, les humains ont longtemps pensé qu'ils assistaient en fait à la naissance d'étoiles, et non leur mort; ce qui paraît raisonnable vu que ce qu'ils en observaient, c'est un nouveau point (très) brillant dans le ciel. Quoi qu'il en soit, les *supernovæ* ont été un élément fondateur de l'astronomie et de la physique « moderne » suite aux observations de celles en 1572 et 1604 qui ont remis en cause les dogmes établis en contredisant l'idée du ciel immuable (la première ayant été observée notamment par Tycho BRAHÉ tandis que la seconde l'a été par non moins que KEPLER et GALILÉE).

D'autre part, lors de leur mort ces étoiles sont susceptibles de laisser de nombreux restes derrière elles, dont beaucoup sont d'importance capitale pour des concepts aussi fondamentaux que la vie et ses accessoires comme les ordinateurs qui ont servi à réaliser cette thèse et écrire ce manuscrit. En effet, les *supernovæ*, et particulièrement les gravitationnelles², sont responsables directement ou indirectement de la présence sur Terre (et plus généralement dans le milieu interstellaire) de la très grande majorité des éléments du tableau périodique, comme l'oxygène que nous respirons ou le silicium qui nous sert entre autres à produire de nombreux

1. Les temps caractéristiques sont de quelques jours à quelques mois selon la phase considérée.

2. Dont le mécanisme principal est l'effondrement gravitationnel du cœur de l'étoile; voir section 1.1.3 pour les différents types de *supernovæ*.

Introduction générale

composants de nos appareils électroniques. Une première partie de ces éléments est produite durant la vie de l'étoile, où ils sont obtenus par fusions successives de l'hydrogène jusqu'au fer. Durant l'explosion, d'autres éléments vont être produits suite à différents processus, et la majeure partie de cet ensemble va être éjectée dans le milieu interstellaire, formant un rémanent gazeux aussi appelé reste de supernova. De nouvelles étoiles vont pouvoir se former à partir de ce milieu, et autour d'elles des planètes qui contiendront ces nombreux éléments.

Les supernovæ produisent également les étoiles à neutrons, astres très compacts (environ une fois et demi la masse du Soleil, mais dans seulement une dizaine de kilomètres de rayon), dont certaines sont détectées en tant que pulsars, sorte de phares cosmiques. Ces objets envoient un signal régulier avec des périodes courtes — quelques millisecondes à quelques secondes — et surtout très stables. Cette propriété est à la base d'un concept de détecteur d'ondes gravitationnelles, comparant les moindres variations des périodes de tout un réseau de pulsars afin de détecter l'éventuel passage de ces ondes (ce projet s'appelle *Pulsar Timing Array*; cf. HOBBS et al., 2010). Ces étoiles à neutrons peuvent aussi faire partie d'un système binaire d'objets compacts, avec un trou noir ou une autre étoile à neutrons. En effet, la majorité des étoiles massives vivent dans des systèmes au moins doubles (SANA et al., 2012), et de tels systèmes binaires d'objets compacts peuvent donc se former après la mort d'au moins deux des étoiles massives d'un système multiple. Ces systèmes compacts sont sources d'ondes gravitationnelles, telles que initialement détectées indirectement par TAYLOR et al. (1979) pour le système binaire de pulsars découvert par HULSE et TAYLOR (1975). Elles ont plus récemment été détectées directement pour une première³ paire de trous noirs (ABBOTT et al., 2016) ainsi que finalement lors de la collision de deux étoiles à neutrons (GW170817; ABBOTT et al., 2017b).

Ce dernier événement fut d'une grande importance à plusieurs égards. C'est ainsi la première fois que l'on a pu associer un signal gravitationnel avec tout d'abord un sursaut gamma (ABBOTT et al., 2017a), mais également tout un ensemble d'observations pour de nombreuses longueurs d'ondes (ABBOTT et al., 2017c); cela en fait le premier événement multi-messagers gravitationnel et électromagnétiques. L'observation d'une kilonova (par comparaison aux supernovæ

3. À ce jour, on dénombre déjà une dizaine de tels systèmes binaires de trous noirs observés en ondes gravitationnelles, mais les progrès accomplis par les différents détecteurs sont tels que ce nombre est probablement déjà caduc au moment où vous lisez ces lignes.

de bien plus grandes intensités) associée a confirmé la formation d'éléments très lourds attendue par les modèles théoriques grâce au processus de neutronisation rapide dit « processus r ». Ceci a donné d'autant plus de poids au scénario attribuant la nucléosynthèse de ces éléments lourds aux coalescences d'objets compacts plutôt qu'aux supernovæ, qui avaient pourtant longtemps été le scénario préféré (figure 0.1). Le rôle des supernovæ dans cette nucléosynthèse reste cependant crucial, puisqu'elles sont le principal moyen de production des étoiles à neutrons.

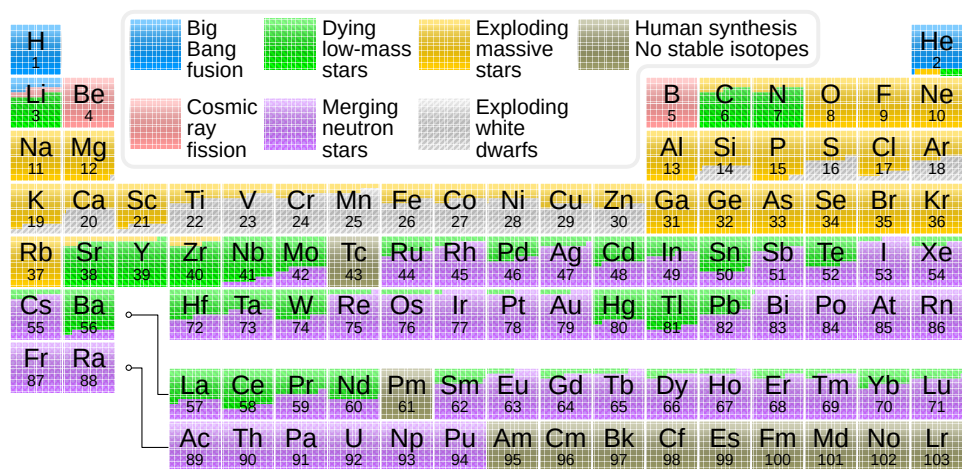


FIGURE 0.1. – Origine des éléments dans l'Univers. Les surfaces colorées indiquent les proportions estimées pour chaque origine/élément. D'après la page de *Jennifer Johnson*⁴.

Les supernovæ ne sont cependant pas en reste quant à la richesse des observations qu'elles produisent. Outre la grande diversité de longueurs d'ondes et d'échelles temporelles couvertes en termes de rayonnement électromagnétique (et dont l'intensité, pour les plus proches d'entre elles, laisse des traces sur le vivant) les supernovæ gravitationnelles sont également sources d'émission de neutrinos, tel qu'il en a été fait la détection lors de celle de 1987 dans le Grand Nuage de Magellan voisin (SN1987A). Cet événement fut donc, bien avant la collision des deux étoiles à neutrons en 2017, pionnier de l'astrophysique multi-messagers. Notons au passage que le rôle de ces neutrinos sur le vivant n'est possiblement pas si anodin que l'on pourrait le croire de par leur faible taux d'interaction, puisqu'ils pourraient

4. <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~jaj/nucleo/>.

Introduction générale

être à l'origine de la chiralité des acides aminés⁵. Par ailleurs, l'interaction de l'onde de choc produite lors de ces explosions avec le milieu interstellaire, qui forme la figure très spectaculaire des restes de supernovæ, est également à l'origine d'une partie du rayonnement cosmique observé (particules de très hautes énergies qui se désintègrent dans notre atmosphère).

Finalement, la prochaine supernova galactique (on en estime la fréquence à environ trois par siècle pour les supernovæ gravitationnelles; ADAMS et al., 2013) pourrait être l'occasion d'observations combinées en rayonnements électromagnétiques, ondes gravitationnelles et neutrinos, ce qui après SN1987A et GW170817 en ferait un événement encore plus extraordinaire regroupant cette fois trois types de messagers. Les enseignements que la communauté pourrait en tirer seraient sûrement d'importance cruciale pour améliorer notre compréhension du mécanisme de ces explosions, mais également sur de nombreux aspects de physique théorique, de physique des particules et de physique nucléaire comme l'état de la matière aux conditions extrêmes présentes dans les étoiles à neutrons.

Quelles sont d'ailleurs les grandes questions que ces phénomènes posent aujourd'hui? La première d'entre elles est naturellement de savoir comment ces étoiles explosent, car les modèles théoriques successifs ont rencontré de nombreuses difficultés dans la mise en application numérique. Aujourd'hui encore il reste difficile d'obtenir des explosions de manière robuste à partir de principes premiers (*ab initio*). Cela dit, on sait que toutes les étoiles massives n'arrivent pas nécessairement à produire ces explosions, et que certaines vont alors s'effondrer en trou noir. Mais si les paramètres influant sur la destinée d'une étoile en fin de vie ne sont pas tous clairement identifiés, il n'en reste pas moins qu'un certain nombre d'entre elles doivent réussir à exploser pour expliquer les nombreuses supernovæ observées.

Les mécanismes à l'origine de ces explosions sont *a priori* connus dans les grandes lignes⁶, mais posent de nombreuses difficultés dans la pratique : de fait, transformer un phénomène qui débute par l'effondrement du cœur d'une étoile en une explosion, c'est-à-dire inverser le sens du mouvement, ne se fait pas en toute simplicité. Si le principe de la formation d'un objet compact au centre — une

5. Cf. BOYD et al. (2010) pour l'article original, FAMIANO et BOYD (2017) pour une revue récente et FAMIANO et al. (2018) pour les derniers développements de cette théorie.

6. Dans ce manuscrit, il ne sera principalement question que des supernovæ dites gravitationnelles; les autres catégories et en particulier la principale d'entre elles, les supernovæ thermonucléaires aussi dites Ia, ayant des mécanismes très différents.

proto-étoile à neutrons — et le rebond du reste de la matière en chute libre à la surface de celle-ci fait consensus, il s'avère qu'obtenir une explosion sphérique à partir de cela n'est en général pas possible. Le choc issu du rebond s'essouffle très rapidement par le jeu de l'énergie dépensée pour avancer dans le milieu en cours d'effondrement, conduisant à un arrêt de sa propagation.

Aussi, depuis les années 80, les astrophysiciens s'intéressant à ce sujet se sont principalement appliqués à résoudre ce problème et trouver des phénomènes permettant de faire redémarrer la propagation du choc menant à l'explosion. Les idées existent (dépôt d'énergie par interaction des neutrinos émis depuis le cœur durant l'effondrement avec la matière environnante, instabilités hydrodynamiques favorisant ce mécanisme), mais leur mise en place dans les simulations est extrêmement délicate (particulièrement le transport des neutrinos) et leur compréhension théorique n'est pas suffisante à ce jour. Cela dit, les résultats sont encourageants, et des simulations 2D et 3D récentes sont parvenues à faire exploser avec succès quelques modèles d'étoiles. En revanche, ces résultats ne sont pas encore robustes, et beaucoup de travail reste à faire pour parvenir à déterminer les critères nécessaires et suffisants pour obtenir de manière certaine une explosion à partir de principes premiers.

Les simulations multi-D ont mis en lumière l'effet déterminant des instabilités (magnéto-)hydrodynamiques pour obtenir des explosions réussies, notamment la convection due au chauffage par les neutrinos ou SASI (*Standing Accretion Shock Instability*), mais l'impact précis de ces mécanismes, leurs dépendances en fonction des différents paramètres des progéniteurs ou les détails de leur fonctionnement restent encore des travaux incomplets.

De nombreux efforts sont donc encore à fournir pour obtenir une compréhension suffisante de ces mécanismes et produire des explosions de manière satisfaisante dans les simulations. Le but ultime étant de pouvoir déterminer les critères importants en termes de masse, moment cinétique, champ magnétique... du progéniteur (l'étoile à l'origine de l'explosion) pour obtenir une explosion et de les relier aux caractéristiques des pulsars résultants, de la nucléosynthèse qui en découle et des restes de supernovæ, tels qu'observés dans l'Univers.

Cette thèse s'intéresse aux différentes instabilités hydrodynamiques dans la région du choc ; elle esquisse à partir d'un modèle simplifié de supernovæ la dépendance envers certains paramètres de celles-ci ainsi que les conséquences en termes d'explosions, et s'efforce d'identifier les caractéristiques particulières des différents mécanismes. Elle se découpe en deux parties ; la première proposant une revue des

Introduction générale

connaissances générales ainsi que de celles plus spécifiquement liées aux instabilités du choc, tandis que la seconde présente le modèle utilisé dans cette étude et les résultats obtenus à partir de celui-ci.

Le **premier chapitre** se consacre au contexte global de ce travail. Il propose dans un premier temps un retraçage des observations historiques, puis des progrès importants de la compréhension théorique et des premières simulations numériques au cours du xx^e siècle. Une revue des observations modernes et de la classification attenante est établie dans les grandes lignes. Une section est ensuite dédiée à l'état des lieux des connaissances actuelles et de la modélisation des supernovæ. Enfin, ce chapitre dresse une liste des problématiques actuelles et des observations récentes en lien avec le caractère asymétrique des explosions, ainsi que des motivations générales de ce travail de thèse.

Le **deuxième chapitre** présente plus en détails les différents mécanismes d'instabilités hydrodynamiques étudiés dans cette thèse : la convection induite par les neutrinos, l'instabilité du choc d'accrétion stationnaire ou SASI (pour *Standing Accretion Shock Instability*) ainsi que l'instabilité dite " $low T/|W|$ " liée à la corotation. Ces instabilités sont *a priori* les principales responsables du caractère asymétrique des explosions. Ce chapitre clôt la partie introductive en présentant les questions liées à ces instabilités auxquelles cette thèse tente d'apporter des réponses.

Le **troisième chapitre** présente la méthodologie de notre étude. Le choix des ingrédients physiques inclus et les approximations attenantes sont discutés, que ce soit pour les raisons qui nous amènent à faire ces choix ou leur possible impact sur les résultats. Le modèle numérique employé ainsi que le code RAMSES utilisé pour les simulations numériques sont présentés succinctement.

Le **quatrième chapitre** entre dans le cœur des résultats en présentant les rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour obtenir des explosions à 2D (en comparant notamment aux résultats 1D présentés dans un premier temps), et ce en fonction du taux d'accrétion. L'accent est également mis sur les aspects stochastiques de ces résultats.

Le **cinquième et dernier chapitre** s'attache à décrire plus en détails les différents types et mécanismes d'explosions observés, à caractériser ceux-ci ainsi que le rôle des différents mécanismes d'instabilités dans l'obtention de ces explosions. Ce chapitre s'essaye également à approfondir notre compréhension de ces instabilités, et notamment de celle(s) qui se développe(nt) en présence de corotation.

La vaste étude paramétrique d'un modèle simplifié réalisée durant cette thèse se veut au service de l'analyse et de l'interprétation des modèles plus complexes, dont le nombre de réalisations ne peut être que limité. Mais leur physique, plus riche et plus réaliste, est indispensable à une compréhension complète de ces phénomènes.



Première partie
Contexte de l'étude

1. Histoire et état général des connaissances

Sommaire

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle	12
1.1.1. Premières observations	12
1.1.2. Un xx ^e siècle florissant	18
1.1.3. Sur les observations et la classification des supernovæ	29
1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles	34
1.2.1. Les différents actes du scénario	34
1.2.2. Ingrédients et recettes pour une modélisation réussie	45
1.3. Observations récentes, asymétries & problématiques actuelles	50
1.3.1. Des explosions asymétriques	50
1.3.2. Nécessité des études multi-D et des mécanismes associés	54
1.3.3. Observations futures : neutrinos et ondes gravitationnelles	56

L'HISTOIRE DES SUPERNOVÆ remonte loin dans le passé, la lumière visible émise lors de ces explosions étant telle que l'observation des plus proches d'entre elles fut possible à l'œil nu pour nos ancêtres. En revanche, il a fallu attendre le début du xx^e siècle pour que ces phénomènes commencent à être expliqués. Après un cours historique des observations passées, nous verrons comment notre compréhension de ces événements et des mécanismes à leur origine a évolué au fil du temps, avant de dresser un panorama des connaissances et problématiques actuelles. Nous verrons notamment qu'il faut distinguer plusieurs types de supernovæ : si les observations historiques ne font aucune distinction faute de compréhension des mécanismes associés, nous savons aujourd'hui qu'il existe au moins deux grandes catégories de supernovæ. La première, dont cette thèse ne traitera pas passé ce premier chapitre, est celle

1. Histoire et état général des connaissances

des supernovæ dites thermonucléaires, aussi appelées Ia et qui correspondent à la désintégration thermonucléaire d'une naine blanche. La seconde, objet de cet ouvrage, traite des supernovæ dites gravitationnelles. Ce nom provient du mécanisme déclenchant la série de processus menant — éventuellement — à l'explosion : l'effondrement gravitationnel sous son propre poids du cœur de fer d'une étoile massive en fin de vie. Cet effondrement prend fin brutalement lorsque la matière atteint la densité de saturation nucléaire, ce qui provoque la propagation d'une onde de choc vers l'extérieur, mais dont l'expansion va se heurter au reste de l'étoile en effondrement. Les conditions qui vont permettre à cette expansion de se poursuivre jusqu'à l'enveloppe externe de l'étoile et de mener à son explosion sont au cœur des problématiques de recherche actuelles dans ce domaine. L'autre issue possible est la formation d'un trou noir au centre, provoquant l'absorption du choc et la disparition des parties internes de l'étoile avec celui-ci (l'enveloppe se trouvant alors généralement libérée).

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

Si l'étude astrophysique des supernovæ n'a pris son essor qu'au xx^e siècle, les premières observations astronomiques datent d'époques bien plus reculées. Peut-être découvrirons-nous même un jour dans une grotte aujourd'hui inconnue des peintures rupestres relatant les observations faites par les hommes préhistoriques de certaines d'entre elles¹.

1.1.1. Premières observations

Quelques fragments

Les écrits du passé qui sont parvenus jusqu'à nous recèlent de nombreux récits d'événements qui pourraient avoir été des supernovæ. Mais en l'absence d'éléments précis permettant de les identifier assurément comme telles, l'association éventuelle

1. Située à une distance d'environ 100 pc, l'étoile à neutrons Geminga qui s'est formée il y a de cela environ 300 000 ans [28; 181] a dû être lors de sa naissance à l'origine d'une supernova observable depuis la Terre comme plus brillante que la pleine Lune (il y a néanmoins peu de chances de trouver un jour des gravures aussi vieilles). Bien qu'un peu plus lointaine (~250 pc), la supernova Vela a également dû être spectaculaire lors de son avènement il y a seulement ~10 000 ans [54] — ce qui rend l'existence potentielle de traces plus probable.

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

à l'un des restes de supernova connus demeure au mieux spéculative². Ainsi la première trace écrite qui semble faire référence à l'un de ces événements pourrait être un fragment d'os de tortue couvert de caractères chinois daté d'environ -1400 et qui relate — comme pour toutes les supernovæ « historiques » — de l'apparition d'une « étoile nouvelle »; ici en compagnie de *Huo xing*, le nom chinois d'Antarès (figure 1.1, cf. [II], *4000 ans d'astronomie chinoise*, p. 25). Cette précision a permis une identification possible d'un rémanent [271; 282].

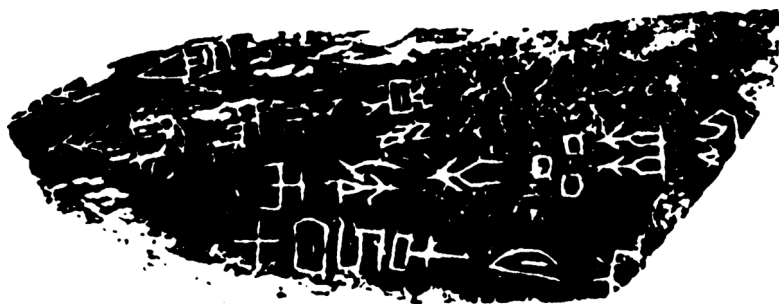


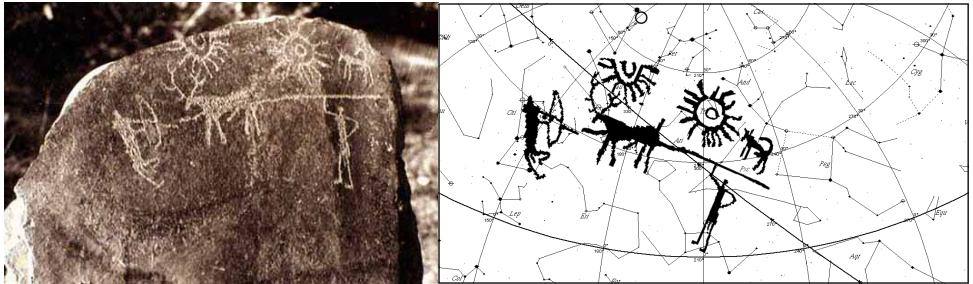
FIGURE 1.1. – Os de tortue datant de la dynastie Shang, décrivant probablement une supernova. Les caractères employés permettent de dater approximativement les écritures vers -1400.

Plus récemment, il a été suggéré qu'une roche gravée (figure 1.2a) découverte en Inde au cours du xx^e siècle et initialement considérée comme évoquant une scène de chasse représente en fait une carte du ciel incluant la supernova HB9 (figure 1.2b) qui eut lieu vers le milieu du 5^e millénaire avant notre ère [141].

Les astronomes chinois décrivirent en revanche assez précisément dans le *Hou Hanshu* la supernova qui eut lieu en l'an 185, sous le nom poétique de *ke-xing* — étoile invitée. La durée indiquée (au moins 8 mois), la datation précise de l'événement (que l'on peut transcrire en 7 décembre 185), la consignation suffisamment claire de son emplacement (entre α -Cen et β -Cen) et l'identification très probable que cela a permis d'un rémanent ([266], figure 1.3) en font la première supernova « historique » [II, p. 127–128]. Ce même statut est accordé à SN393, décrite dans le *Songsbu* et le *Jinsbu* [II, p. 125–126], dont un reste relativement plausible a pu être découvert [272; 53].

2. Il existe cependant des tentatives de relier ces événements à des mesures d'enrichissement en certains éléments radioactifs sur Terre dans le passé, un exemple étant mentionné en fin de cette partie.

1. Histoire et état général des connaissances



(A) Roche gravée découverte sur le site archéologique de Burzahom.

(B) Tracé schématique représenté sur la carte du ciel. Le petit cercle noir en haut représente l'emplacement de la supernova HB9.

FIGURE 1.2. – Gravures sur roche provenant de la région du Cachemire en Inde, et tentative d'interprétation comme une cartographie des objets célestes. L'identification du chasseur de gauche à Orion et de l'animal au centre au Taureau semble assez réaliste.



FIGURE 1.3. – Rémanent RCW86, associé à SN185.

Supernovæ certaines

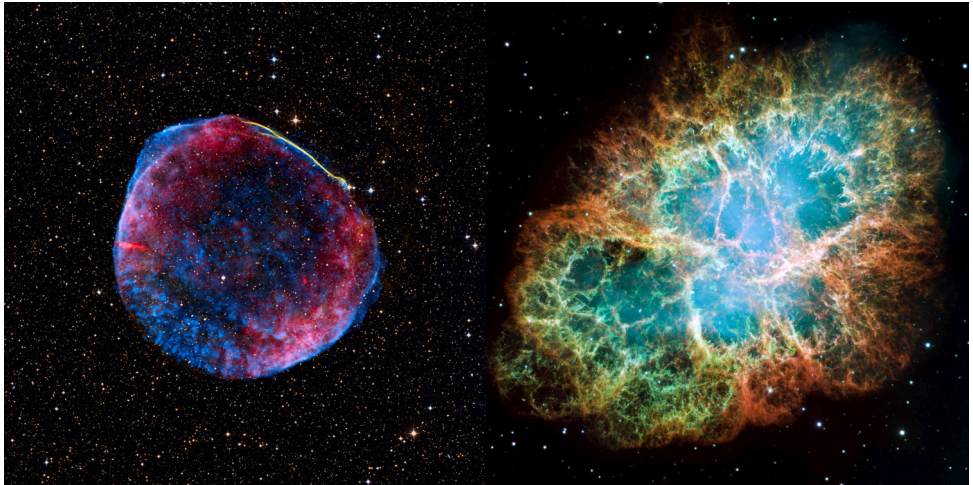
Parmi les observations historiques rapportées au cours des deux derniers millénaires, quelques supernovæ particulièrement notables ont été répertoriées, dont 5 sont dites « certaines » étant donnée la foison de documents les référçant et la précision suffisante de ceux-ci pour l'identification avec peu de doutes possibles des restes correspondants.

La première d'entre elles est SN1006 (figure 1.4a), qui a été observée pendant près de 3 ans à la fois par les astronomes chinois et japonais d'une part, mais également dans le monde arabe et par les Européens d'autre part. Sa luminosité lors du pic de lumière a été estimée comme équivalente à un quartier de Lune, et était suffisante pour donner une ombre aux objets la nuit. C'est la plus lumineuse des supernovæ historiques, et son rémanent a finalement été trouvé en 1965 [97]. Vint ensuite SN1054 (figure 1.4b), probablement la plus fameuse de toutes car elle a donné naissance à la très célèbre nébuleuse du Crabe (qui est donc le reste de cette supernova). D'après les observateurs (asiatiques principalement de nouveau; malgré quelques traces dans le monde arabe, il n'y en a aucune en Europe, alors même qu'elle ait potentiellement été notée par des amérindiens³), elle est restée visible pendant plus de 3 semaines en plein jour, et de nuit pendant près de 20 mois. L'histoire de sa redécouverte et de son identification est narrée à la section 1.1.2 tant elle est importante et étroitement liée à celle des connaissances sur les supernovæ. Un bon siècle plus tard, une troisième supernova a été observée, SN1181. Elle était bien moins lumineuse (visibilité à l'œil nu pendant environ 6 mois seulement), mais apparaît néanmoins dans certains textes chinois et japonais (uniquement). Son rémanent a été identifié en 1971 (cf. *Historical supernovae and their remnants*, [VIII]).

Enfin, deux astronomes renommés de l'« ère moderne » ont eu la chance de pouvoir chacun observer une supernova, qui portent désormais leurs noms. Le premier est Tycho BRAHÉ, le père de l'astronomie moderne. Il a consigné ses observations rigoureuses de SN1572 (figure 1.4c) dans un ouvrage, *De nova stella*, dont le nom *nova* est resté pour désigner l'ensemble des phénomènes astronomiques correspondant visuellement à l'apparition d'une nouvelle étoile. La précision de ses relevés a permis de reconstituer la courbe de lumière de la supernova [VIII]. Le reste a fini par être découvert en radio en 1952 [109]. Le second est l'illustre Johannes KEPLER en 1604 (figure 1.4d), qui n'a malheureusement pas pu pro-

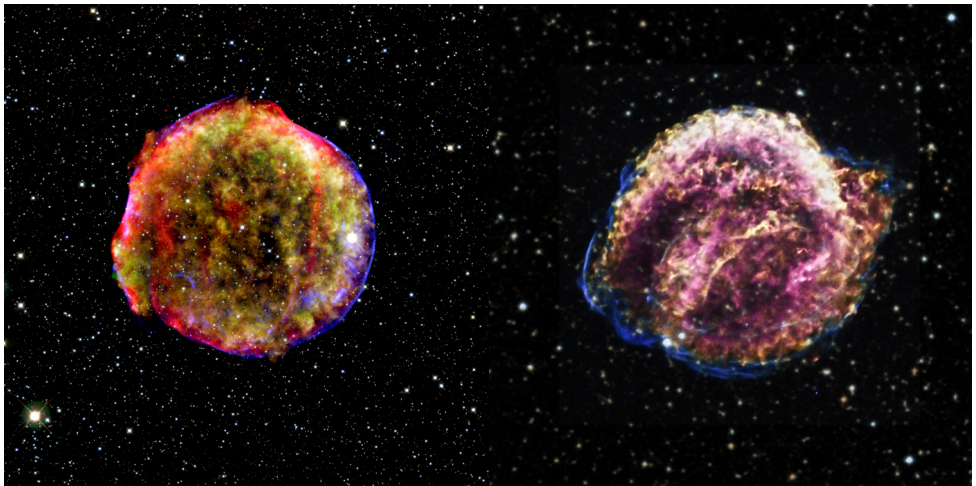
3. Voir par exemple *1054 Supernova Petrograph*, [105].

1. *Histoire et état général des connaissances*



(A) SN1006.

(B) SN1054, supernova du Crabe.



(C) SN1572, supernova de Tycho.

(D) SN1604, supernova de Kepler.

FIGURE 1.4. – Les restes des 4 supernovæ historiques les plus célèbres.

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

fit des toutes premières lunettes astronomiques⁴ pour faire ses observations (consignées dans son ouvrage *De stella nova in pede serpentarii*). Cependant, les nombreux relevés en Europe mais également en Asie ont à nouveau permis de reconstituer la courbe de lumière *a posteriori* [VIII] — incluant une partie pré-pic de lumière cette fois — et de retrouver son rémanent en 1943 [20].

Ces deux observations ont eu une importance capitale pour le développement de l'astronomie et de la physique de manière plus générale, en remettant définitivement en cause l'immutabilité de la « voûte céleste ». Ce furent également les dernières supernovæ galactiques observées par l'humanité à ce jour. Finalement, pour ce qui nous préoccupe ici, elles ont été deux « novæ » dont la connaissance s'est perpétuée et celle de Tycho notamment fut l'une des premières supernovæ suspectées au début du xx^e siècle [e.g. 22].

D'autres supernovæ galactiques récentes ?

S'il fût proposé par ASHWORTH (1980) que John FLAMSTEED, premier *Astronome Royal*, observa Cassiopée A en 1680, d'autres explications plus vraisemblables⁵ sont désormais acceptées [VIII, p. 56–59]. Il n'en reste pas moins que ce rémanent (figure 1.5), identifié en 1959 [194], a longtemps été considéré comme le témoignage de la plus récente supernova galactique.

Une autre supernova pour laquelle nous ne disposons d'aucune trace dans les ouvrages du passé est celle de Vela Junior. Situé à environ 200 pc, ce reste a été découvert en 1998 [16; 135] et un âge d'approximativement 700 ans lui a été attribué. Étant donné cette faible distance et sa relative jeunesse, il serait très étonnant que personne sur Terre ne l'ait observée; en revanche sa position très au sud dans le ciel explique peut-être l'absence de témoignage dans toutes les civilisations — situées dans l'hémisphère nord — ayant relevé les précédentes. Néanmoins, la corrélation avec un pic de nitrate jusqu'alors non-identifié dans les glaces en Antarctique vient corroborer l'hypothèse d'une supernova ayant eu lieu vers 1300 [46].

4. Le principe de la lunette — d'approche, à application militaire — a été inventé au moins une vingtaine d'années auparavant (la paternité exacte restant débattue), mais GALILÉE — qui a également observé SN1604, bien que moins en détail — et KEPLER ne mettront au point leurs lunettes respectives qu'en 1609 et 1611.

5. Notamment, si l'on considère que le relevé par FLAMSTEED correspond à Cassiopée A, alors celui-ci aurait fait une erreur d'environ 10' sur son emplacement, bien supérieure à l'erreur moyenne de 1' dans son catalogue d'étoiles. Cela paraît d'autant plus énorme qu'il se plaignait de la précision de celui de Tycho qui n'était « que » de 4'.

1. Histoire et état général des connaissances

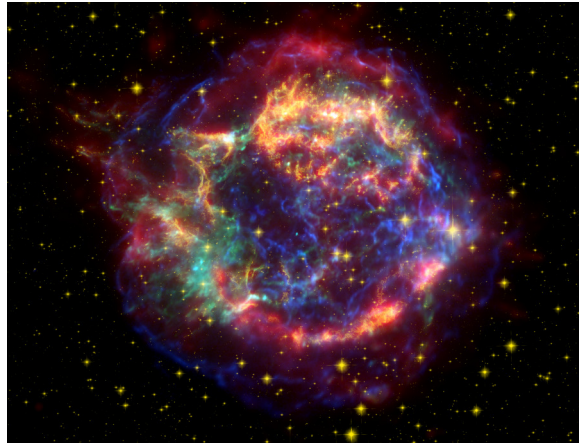


FIGURE 1.5. – Rémanent *Cas A*.

Finalement, en 2008 [228], l'âge d'un rémanent identifié en 1984 [104] mais non daté à l'époque a pu être estimé à seulement 150 ans grâce à la mesure de sa forte expansion ($\approx 15\%$) entre les deux relevés. Plus récemment en 2016 [56], il a même été révisé à 110 ans. Pourquoi cette supernova galactique, qui aurait donc eu lieu à la toute fin du XIX^e siècle ou dans les premières années du XX^e siècle, n'a-t-elle pas été observée à cette époque ? Sa grande distance (~ 8.5 kpc) et sa forte proximité du centre galactique — comme l'indique le nom scientifique de son reste, SNR G1.9+0.3 — impliquent une forte extinction le long de la ligne de visée, expliquant probablement qu'elle n'ait pas pu être détectée à cette époque.

1.1.2. Un XX^e siècle florissant

Les « super- »novæ, des novæ peu ordinaires

C'est en 1885 qu'eurent lieu les premières observations d'une supernova au télescope. Les nombreux articles ou communiqués de l'époque⁶ rapportent l'apparition d'une « nouvelle étoile » dans ce qui était alors appelé la « grande nébuleuse

6. Ceux-ci emplirent notamment les pages du 112^e volume d'*Astronomische Nachrichten* [291; 292; 293; 294; 295; 296; 297] et du numéro 46 des *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* [226; 182; 224; 290]. Un résumé contemporain est disponible [183], de même qu'un plus complet et récent [142]; enfin une analyse exhaustive fut réalisée pour son centenaire [265]. Finalement, notons que son rémanent a enfin pu être détecté en 1989 [85].

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

d'Andromède ». Elle passe alors pour une nova comme une autre (bien qu'il ait été noté que c'était la première observation d'une nova dans une nébuleuse), car les astronomes de l'époque n'ont aucune idée de sa distance — la notion d'objets extra-galactiques n'est pas encore établie — et ne se rendent pas compte à ce moment-là de ce qu'ils observent.

La présence d'une nova dans une nébuleuse marque tout de même les esprits, et nombreux sont ceux qui se mettent à scruter consciencieusement la nébuleuse d'Andromède et ses semblables. Le développement de la photographie en astronomie va grandement aider cette recherche, et c'est CURTIS (1917) — propos qu'il étaya en 1920 — qui devant l'accumulation de ces événements dresse le constat suivant : les novæ identifiées dans les nébuleuses ont une magnitude maximale moyenne de 15 (en excluant celle de 1885, qui atteignit 6), tandis que celles hors de ces nébuleuses atteignent 5. En considérant que ces phénomènes sont de même nature, il faut aboutir à deux conclusions. D'une part il paraît improbable que de si petites portions du ciel (les nébuleuses) soient l'objet d'autant de novæ — en comparaison avec les 26 cataloguées sur l'ensemble de la galaxie à l'époque — si ce ne sont pas d'autres galaxies comme la nôtre. D'autre part, ces objets sont situés environ 100 fois plus loin ⁷ que les novæ galactiques.

Naturellement, toute la communauté n'est pas d'emblée convaincue, et la nature extra-galactique ou non des nébuleuses spirales fut l'objet du fameux « Grand débat », qui opposa principalement Heber CURTIS — héraut de la théorie extra-galactique donc — à Harlow SHAPLEY, partisan de notre unique galaxie comme englobant tout l'univers ⁸. Si les échanges du 26 avril 1920 furent les plus notables ⁹, le débat dura en fait plusieurs années, et c'est HUBBLE qui y mit fin en 1925 ¹⁰ en mesurant les distances de plusieurs de ces nébuleuses grâce aux *Céphéides* ¹¹ qu'elles abritent ; ses distances — de 275 000 pc pour Andromède par exemple (*cf.*

7. Une différence de magnitude de 2.5 correspond à un facteur 10 en luminosité, donc ici un facteur 10^4 et la luminosité variant comme le carré de la distance, le résultat en découle directement.

8. *Cf.* la [page web](#) de la NASA regroupant de nombreuses ressources sur le sujet.

9. Les protagonistes en publièrent un résumé croisé l'année suivante : « The Scale of the Universe », SHAPLEY et CURTIS (1921).

10. Résultats qu'il publia pour la première fois en 1926 — pour M33, la *Galaxie du Triangle* [128] — mais qu'il n'attendit pas pour communiquer étant donnée leur importance.

11. Les *Céphéides* sont des étoiles variables dont la — grande — luminosité est très fortement corrélée à la période — loi qui fut découverte en 1912 par Henrietta LEAVITT —, ce qui en fait l'une des « chandelles standard » utilisées pour la mesure de distances en astronomie.

1. Histoire et état général des connaissances

HUBBLE, 1929) — bien supérieures à la taille estimée de la Voie Lactée, tranchèrent définitivement en faveur des galaxies externes.

LUNDMARK (1920) fut le premier à comprendre l'importance de l'hypothèse extra-galactique pour un événement comme celui de 1885. Avec les premières estimations disponibles de la distance à cette nébuleuse d'Andromède, il estime sa magnitude absolue à -15 , une quantité inouïe pour un objet singulier. C'est encore lui qui, en 1925, faisant le bilan des novæ connues et de leur magnitude absolue estimée, esquisse la première distinction entre novæ et supernovæ :

It is quite possible that we have to deal with two distinct classes of Novæ: one "upper class" having comparatively few members and reaching an absolute magnitude more or less equal to the absolute magnitude of the system in which they appear; one "lower class", in the mean 10 magnitudes fainter, but still reaching a very high luminosity at maximum.

C'est finalement à partir de 1931 que Walter BAADE & Fritz ZWICKY introduisent le terme « super-nova » pour désigner, lors des cours et séminaires d'astrophysique qu'ils donnent au *California Institute of Technology*¹², cette classe particulière de novæ. Ils le formaliseront dans un article en 1934 [22] :

[...] there exist two well-defined types of new stars or novae which might be distinguished as common novae and super-novae. No intermediate objects have so far been observed.

Une première intuition du mécanisme, des observations systématiques

Peu avant que cette distinction soit établie, un article resté assez discret d'Edwin HUBBLE (1928) propose pour la première fois qu'une nova puisse être l'explosion d'un objet stellaire, en étudiant un cas très concret : la *nébuleuse du Crabe*. Partant du constat qu'au fil des photographies qui en ont été prises celle-ci s'étend petit à petit [74], il fait un calcul rapide de rétro-évolution pour estimer quand est-ce que cette expansion a débuté et aboutit à un âge d'environ 900 ans ! En compulsant le catalogue de potentielles novæ historiques compilé par LUNDMARK (1921)¹³, il

12. D'après une note de bas page à la fin du premier article de revue sur les supernovæ, publié par ZWICKY (1940) lui-même.

13. Ce dernier établit une liste en rassemblant plusieurs sources antérieures dont la vaste traduction des registres astronomiques chinois par les BIOT, père et fils.

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

découvre qu'il y a précisément une et une seule nova répertoriée dans cette région du ciel sur la plage temporelle considérée, l'« étoile invitée » de 1054, et propose donc d'associer cet événement observé près d'un millénaire auparavant avec la nébuleuse en expansion. C'est ainsi également la première fois qu'une connexion est faite entre une supernova et son rémanent.

Mais c'est finalement BAADE et ZWICKY (1934a,b) qui proposent — seulement deux ans après la découverte du neutron par CHADWICK (1932) — qu'une supernova correspond à la transformation d'une étoile « ordinaire » en étoile à neutrons, notion qu'ils introduisent pour la première fois selon ces termes :

With all reserve we advance the view that a super-nova represents the transition of an ordinary star into a neutron star, consisting mainly of neutrons. Such a star may possess a very small radius and an extremely high density. As neutrons can be packed much more closely than ordinary nuclei and electrons, the "gravitational packing" energy in a cold neutron star may become very large, and, under certain circumstances, may far exceed the ordinary nuclear packing fractions. A neutron star would therefore represent the most stable configuration of matter as such.

La justesse de leur intuition est admirable¹⁴. Leurs arguments se basent principalement sur la grande quantité d'énergie libérée lors de ces événements (dont l'ordre de grandeur qu'ils estiment, 10^{51} à 10^{53} erg est approximativement correct), et la seule source envisageable d'une telle énergie : la contraction gravitationnelle d'une masse conséquente. Au passage, ils proposent d'expliquer l'origine du rayonnement cosmique¹⁵, alors considéré d'origine extragalactique, par les supernovæ. Bien que toujours non vérifiée à ce jour, cette théorie est la plus acceptée pour le rayonnement aux énergies intermédiaires (10^{10} à 10^{15} eV).

À partir de ce moment-là, ZWICKY décide de démarrer un large programme de recherche de supernovæ dans le ciel, en photographiant régulièrement des régions

14. Dans des remarques complémentaires publiées peu après [24], ils précisent leurs différents points en comparant la fréquence estimée des supernovæ à celui du nombre envisagé d'étoiles à différentes échelles et la durée de vie supposée de celles-ci. Ils étayent ainsi leurs conclusions sur les supernovæ comme fin de vie des étoiles (puisque'ils estiment que cet événement arrive environ une fois par étoile) et le flux du rayonnement cosmique observé comme en provenant. Il est amusant de constater à quel point leurs divers ordres de grandeurs complètement erronés (e.g. 10^{12} ans pour la durée de vie des étoiles) aboutissent à un résultat relativement correct.

15. Dont la découverte a été effectuée en 1912 par Victor HESS.

1. Histoire et état général des connaissances

du ciel comportant de nombreuses « nébuleuses » (des galaxies, donc). Il démarre en 1934 avec du matériel de fortune installé sur le toit de son laboratoire d'astrophysique à *Caltech* mais, fortement déçu par la piètre qualité des observations, il milite pour, et finit par obtenir, un télescope dédié au *Palomar Observatory*. Il publie une première revue des observations effectuées en 1938 [286], ainsi que quelques notes où il poursuit le développement de ses idées sur le mécanisme des supernovæ [285].

De son côté, sur la base des quelques supernovæ détectées, BAADE (1938) constate que la dispersion de magnitude absolue est très faible¹⁶. Dans ce même article, il propose à nouveau que la nova de Tycho soit une supernova, et associe pour la première fois ce terme à celle du Crabe également¹⁷. Presque immédiatement, cela donne l'idée à O. C. WILSON (1939) et ZWICKY (1939) d'utiliser ces explosions comme chandelles standard pour mesurer les distances des lointaines galaxies qui les abritent. Cette idée sera ensuite affinée par KOWAL (1968) et conduira au Prix Nobel en 2011 pour les travaux de RIESS et al. (1998) et PERLMUTTER et al. (1999) qui découvrirent l'accélération de l'expansion de l'Univers grâce à ces mesures de distances.

Outre la recherche continue des supernovæ, cette époque marque aussi le début de l'étude systématique de leurs courbes de lumières (BAADE et ZWICKY, 1938) et de leurs spectres (MINKOWSKI, 1939), qui viennent initialement confirmer cette grande homogénéité.

Une première classification, un second mécanisme

Cependant, en 1940, l'observation de la supernova SN1940C¹⁸ vient remettre beaucoup de choses en cause. Comme l'écrivit MINKOWSKI (1940) :

The spectrum of this supernova is entirely different from that of any nova or supernova previously observed. It is continuous and extends far

16. De fait, ils n'observaient alors que des supernovæ que l'on classe aujourd'hui comme Ia, dont le mécanisme thermonucléaire sous-jacent tend en effet à produire des explosions très similaires — Zwicky dut en fait attendre sa 36^e supernova pour en observer une correspondant au mécanisme qu'il proposa [264].

17. Pour une revue complète des arguments de l'époque sur le cas de SN1054, cf. MAYALL (1939).

18. Dénomination actuelle. À cette époque, les supernovæ sont labellisées par ordre de découverte, et l'introduction *a posteriori* d'observations anciennes ou intermédiaire oblige à renumérotter régulièrement [264, cf. section 1.1.3 pour la terminologie moderne].

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

into the ultraviolet, like spectra of stars of very early type obtained with the same spectrographs. Neither absorptions nor emission bands can be definitely seen but some emission is suspected in the region of H α .

Il est le premier, l'année suivante, à proposer une classification en deux groupes pour la première fois (MINKOWSKI, 1941) :

Spectroscopic observations indicate at least two types of supernovae. Nine objects [...] form an extremely homogeneous group provisionally called "type I." The remaining five objects [...] are distinctly different; they are provisionally designated as "type II." The individual differences in this group are large [...]

Cette classification se base principalement sur la présence (type II) ou non (type I) de raies d'hydrogène dans le spectre.

Pendant ce temps, les développements de la théorie autour d'un modèle d'effondrement d'une étoile en fin de vie continuent. GAMOW et SCHOENBERG (1941) proposent l'émission d'un très grand nombre de neutrinos emportant avec eux une quantité importante d'énergie comme mécanisme de déclenchement de l'effondrement.

De son côté, HOYLE (1946) propose un mécanisme thermonucléaire durant lequel la fusion au cœur de l'étoile produit des éléments de plus en plus lourds, jusqu'au fer. Cette idée est reprise et détaillée dans un article d'anthologie sur la production des éléments atomiques dans les étoiles, connu sous le nom de B²FH¹⁹ (1957). Ce dernier pose toutes les bases des différents processus de synthèse des éléments, en relation avec les diverses phases de la vie des étoiles, supernovæ comprises.

C'est sur la base de ce travail que, peu de temps après, HOYLE et FOWLER (1960) proposent pour la première fois un mécanisme distinct pour les supernovæ de type I et celles de type II :

The role of Type I and Type II supernovae in nucleosynthesis is treated in some detail. It is concluded that e-process formation of the iron-group elements takes place in Type II supernovae, while r-process formation of the neutron-rich isotopes of the heavy elements takes place in Type I supernovae. The explosion of Type II supernovae is shown to follow implosion of the non-degenerate core material. The explosion of Type

19. D'après les initiales des auteurs, le F correspondant à FOWLER et le H à HOYLE.

1. Histoire et état général des connaissances

I supernovae results from the ignition of degenerate nuclear fuel in stellar material.

Le mécanisme thermonucléaire qu'ils proposent correspond *dans les grandes lignes*²⁰ au modèle accepté aujourd'hui pour les supernovæ dites Ia.

Note sur la suite Cette thèse se préoccupe des supernovæ à effondrement de cœur, les mécanismes des supernovæ thermonucléaires (ainsi que ceux des autres types plus exotiques) ne seront donc abordés que très brièvement par endroits. Le lecteur intéressé est invité à compulsier d'autres ressources telles que le *Handbook of Supernovae* [I] pour une revue récente de ce domaine.

Progrès et validations de la théorie des effondrements de cœur

Si le principe d'un effondrement du cœur d'une étoile massive en fin de vie pour les supernovæ de type II devient communément admis, une grande question reste de savoir comment l'énergie est transportée de cet effondrement vers l'extérieur pour finalement produire les événements extrêmement lumineux observés²¹.

Deux propositions déterminantes vont apporter des solutions à ce problème. Dans un premier temps, COLGATE et JOHNSON (1960) ainsi que COLGATE et al. (1961) proposèrent un rebond durant l'effondrement du cœur une fois une certaine densité critique atteinte, provoquant la génération d'une onde de choc capable d'éjecter l'enveloppe lors de sa propagation vers l'extérieur. Cependant les premières simulations numériques qu'ils réalisèrent²² montrèrent que ce choc n'était pas assez énergétique pour réussir cela. Néanmoins, COLGATE et WHITE (1966), partant du constat qu'une énergie colossale est libérée lors de l'effondrement

20. Si on oublie le fait qu'ils ont associé le *r*-process au type I.

21. Pour les supernovæ de type I, une première idée due à BAADE et al. (1956) fut la désintégration radioactive de l'éventuel ²⁵⁴Cf produit durant la phase d'effondrement, mais celle-ci ne permet pas d'expliquer les courbes de lumière des supernovæ de type II. En revanche, l'idée de la désintégration radioactive d'un élément s'avéra effectivement déterminante pour les supernovæ de type Ia, rôle qui a finalement été attribué au ⁵⁶Ni par COLGATE et MCKEE (1969).

22. COLGATE, JOHNSON et WHITE avaient été recrutés quelques années auparavant pour calculer les résultats de l'explosion d'une bombe H vue depuis l'espace, dans le but de déterminer si une détection des tests menés par d'autres nations serait possible pour des satellites espions. Ils disposaient ainsi des premiers codes numériques permettant le calcul de ces explosions, et leurs investigations des supernovæ comme fausse alarme potentielle leur a donné l'idée de combiner ces codes aux équations d'états des étoiles pour étudier ces phénomènes fascinants.

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

gravitationnel sous forme principalement de neutrinos, proposent de plus qu'une partie d'entre eux déposent leur énergie et quantité de mouvement dans les régions denses au-dessus du cœur effondré, permettant ainsi de combler ce déficit d'énergie observé dans les premières simulations.

ARNETT (1966, 1967) est le premier à réaliser des simulations numériques incluant une forme (primitive) de transport de neutrinos. Ses simulations échouent à faire exploser l'étoile, mais il note en revanche la compacité importante du corps central et la nécessité par conséquent de prendre en compte la relativité générale. Il suggère aussi que ce mécanisme puisse former des trous noirs. COLGATE (1968) met en cause la modélisation numérique, ARNETT (1968) modifie son code pour répondre à ces critiques mais sans plus de succès. Il conclut cependant que les ingrédients physiques à prendre en compte sont trop nombreux et complexes pour être traités correctement avec les moyens et méthodes à leur disposition.

À la même époque, les premiers pulsars sont découverts par HEWISH et al. (1968), validant ainsi l'existence des étoiles à neutrons, un premier pas vers la confirmation de la théorie de BAADE & ZWICKY. Mais la plus belle preuve arrive très peu de temps après, avec la découverte, comme prédit par PACINI (1967), d'un pulsar au sein de la *Nébuleuse du Crabe* (cf. figure 1.6 pour une vision récente de l'objet) par STAELIN et REIFENSTEIN (1968), là où BAADE (1942) et MINKOWSKI (1942) avaient déjà repéré une étoile « étrange ». Le scénario d'une supernova comme représentant l'explosion d'une étoile en fin de vie laissant en son centre une étoile à neutrons est désormais validé.

Les tentatives de modélisation se poursuivent, sans plus de succès. Mais en 1973 [114], des scientifiques du CERN annoncent la confirmation expérimentale de l'existence des courants neutres de l'interaction faible, prédits par GLASHOW (1961), WEINBERG (1967) ainsi que SALAM (1968)²³. Ce mécanisme est notamment responsable de la diffusion élastique des neutrinos, et les conséquences pour les supernovæ à effondrement de cœur vont être importantes, puisque les interactions entre les neutrinos et la matière doivent être ré-évaluées. Plusieurs articles investiguant les conséquences pour ce domaine se succèdent, que ce soit sur la dégénérescence des neutrinos (MAZUREK, 1974), le piégeage de ceux-ci dans le cœur (SATO, 1975) ou l'importance de ces deux processus (SCHRAMM et ARNETT, 1975). C'est à nouveau ARNETT (1977) qui est le premier à développer un code de « nouvelle génération » incluant un transport de neutrinos plus réaliste. Mais

23. Ce qui leur vaudra le prix Nobel en 1979.

1. Histoire et état général des connaissances



FIGURE 1.6. – *Nébuluse du Crabe*, les rayons X révèlent le pulsar et son impact sur la nébuleuse (en rose, dans les régions centrales).

à nouveau les simulations échouent à faire exploser les étoiles, les neutrinos restant piégés dans le cœur trop longtemps.

Dans les années qui suivent, l'accent est mis sur les équations d'état du gaz et de la matière nucléaire dans ces conditions extrêmes avec par exemple les travaux de LAMB et al. (1978), MAZUREK et al. (1979), BETHE et al. (1979) ou encore EL EID et HILLEBRANDT (1980). Des calculs plus précis des taux de capture électronique sont également menés par FULLER (1982) notamment. D'autres tentent de prendre en compte la rotation (*e.g.* E. MÜLLER et HILLEBRANDT, 1981; SYMBALISTY et al., 1985) et/ou les effets magnéto-hydrodynamiques (BISNOVATYI-KOGAN et al., 1976; E. MÜLLER et HILLEBRANDT, 1979; SYMBALISTY, 1984) dans la foulée des travaux pionniers de LEBLANC et J. R. WILSON (1970). Les méthodes numériques s'améliorent également avec par exemple l'arrivée des schémas de GODUNOV²⁴ d'ordre supérieur (LEER, 1979; COLELLA et WOODWARD, 1984).

24. Ce dernier a proposé l'idée de résoudre les équations sur les flux des quantités hydrodynamiques aux interfaces des volumes finis délimités par les cellules numériques plutôt que d'utiliser les méthodes classiques des éléments finis.

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

Mais les explosions échouent toujours²⁵. Les causes avancées par MAZUREK et al. (1982) sont la photo-dissociation des noyaux (fer, silicium) à travers le choc et les pertes d'énergie conséquentes liées à l'émission de neutrinos.

Finalement, c'est BETHE et J. R. WILSON (1985) qui formulent le scénario privilégié aujourd'hui : le mécanisme d'explosion retardée grâce aux neutrinos. Ils observent qu'après une phase de stagnation du choc, la libération petit à petit de la grande quantité de neutrinos piégés dans le cœur et l'absorption d'une part même très faible d'entre eux par la matière sous le choc permet de créer une force de pression suffisante pour pousser de nouveau le choc vers l'extérieur et obtenir une explosion.

Deux ans plus tard, en 1987, a lieu un événement extraordinaire. Une étoile située dans le Grand Nuage de Magellan, à seulement ≈ 50 kpc de nous, explose en supernova gravitationnelle (plus précisément de type II-pec). Elle est exceptionnelle à bien des égards. C'est la première visible à l'œil nu sur Terre depuis celle de KEPLER (et la seule à ce jour), et donc également la plus proche observée depuis l'avènement du télescope. Sa détection « électromagnétique » s'accompagne pour la première fois (et encore unique aujourd'hui) de celle de 24 neutrinos par différents détecteurs (11 par le détecteur japonais Kamiokande II, 8 par le détecteur américain IMB et 5 par le détecteur russe Baksan, ce qui exclut une coïncidence). De plus, ces neutrinos arrivèrent durant une plage de 13 secondes près de 3 h avant les premières lumières, ce qui valida l'importance de leur rôle dans le mécanisme d'explosion. Par ailleurs, grâce à des images prises précédemment (y compris quelques heures seulement avant l'explosion), l'identification du progéniteur (une supergéante bleue²⁶) a été possible (cf. figure 1.7). L'observation d'anneaux de matière (cf. figure 1.8b) expulsés environ 20 000 ans avant l'explosion a de plus permis de mesurer précisément la distance de cet objet (51.4 kpc). En revanche, aucun résidu compact (étoile à neutrons ou trou noir) n'a été détecté au sein du rémanent à ce jour (les rayonnements provenant des régions centrales peuvent être absorbés par l'environnement, voire ne pas exister dans le cas d'un trou noir qui n'accrèterait pas).

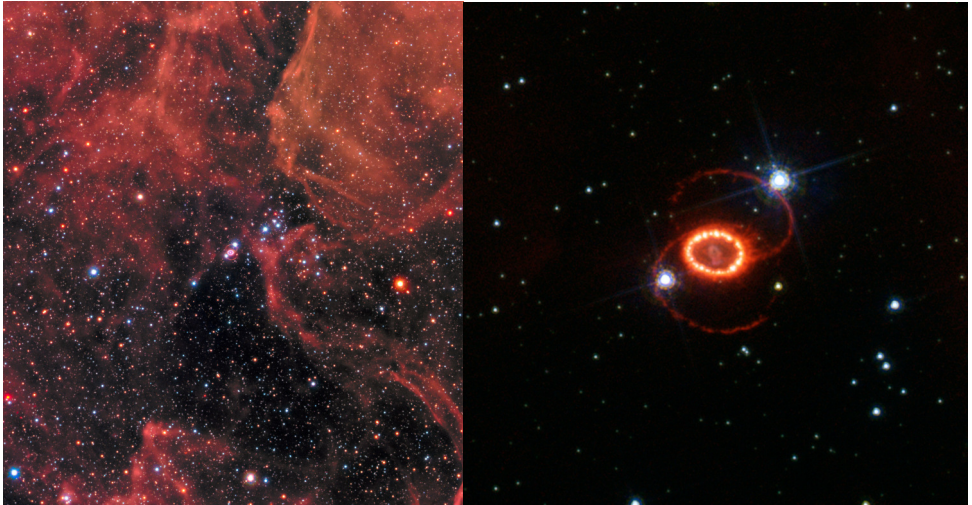
25. Sauf pour les modèles de faible masse ($\sim 8-10 M_{\odot}$) qui correspondent aux supernovæ par effondrement de cœur O-Ne-Mg aussi dites de *capture électronique* (HILLEBRANDT, 1982; HILLEBRANDT et al., 1984).

26. À la grande surprise de la communauté qui pensait à l'époque que seules les supergéantes rouges pouvaient être les progénitrices de supernovæ.

1. *Histoire et état général des connaissances*



FIGURE 1.7. – SN1987A, et son progéniteur identifié sur une image antérieure.



(A) Image grand champ de 2017.

(B) Zoom de 2005 mettant les anneaux en évidence.

FIGURE 1.8. – Le rémanent de SN1987A.

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

Mais pour ce qui est de la modélisation de ces explosions, l'un des aspects les plus importants est le caractère asymétrique de cette explosion. Notamment, l'arrivée très tôt de rayonnements X et γ implique un mélange important des différentes couches de l'enveloppe. Ce constat, ainsi que les difficultés rencontrées dans les modèles numériques (jusqu'ici principalement 1D) pour faire exploser ce genre d'étoiles, vont pousser à l'inclusion d'ingrédients multi-D dans les simulations. Le premier d'entre eux sera l'instabilité de RAYLEIGH-TAYLOR (e.g. ARNETT et al., 1989; E. MÜLLER et al., 1991; HERANT et BENZ, 1991). Peu de temps après, la convection induite par le chauffage des neutrinos sera également étudiée (e.g. BENZ et al., 1994; JANKA et E. MÜLLER, 1996).

Cette introduction historique se termine sur ces faits, la suite des événements correspond aux thématiques actuelles de recherche dans le domaine et est décrite au travers des sections suivantes, ainsi que du chapitre 2 pour ce qui est des mécanismes d'instabilités multi-D.

1.1.3. Sur les observations et la classification des supernovæ

Évolution des observations

L'observation des supernovæ a connu une progression fulgurante au cours des 100 dernières années. Initialement, les supernovæ étaient numérotées par ordre de découverte, mais cela amenait trop souvent à une re-numérotation lorsque de nouvelles supernovæ étaient découvertes dans des images d'archives. Avec la forte croissance du nombre de détections, il a fallu proposer un nouveau système. ZWICKY et al. (1963) ont décidé d'utiliser l'année de la supernova à laquelle on accole une lettre de l'alphabet latin au fur et à mesure des découvertes pour une année donnée. Ainsi, 1987A est la première supernova observée de 1987. Ce système a dû être à nouveau réajusté avec l'augmentation fulgurante du nombre de détections. Alors que les premières observations au début du xx^e siècle étaient espacées de nombreux mois voire années, les choses se sont en effet accélérées de façon exponentielle. Ainsi, 1949 est la dernière année où aucune supernova n'a été observée, 1954 la première à plus de 26 et 1987 la dernière à moins de 26. Une seconde lettre a donc été ajoutée à partir de la 27^e supernova de l'année. Aujourd'hui, à l'ère des *surveys* automatisés, on observe régulièrement plus de 702 supernovæ par an, et une troisième lettre devient nécessaire. La figure 1.9 montre l'évolution du nombre de supernovæ détectées par an.

1. Histoire et état général des connaissances

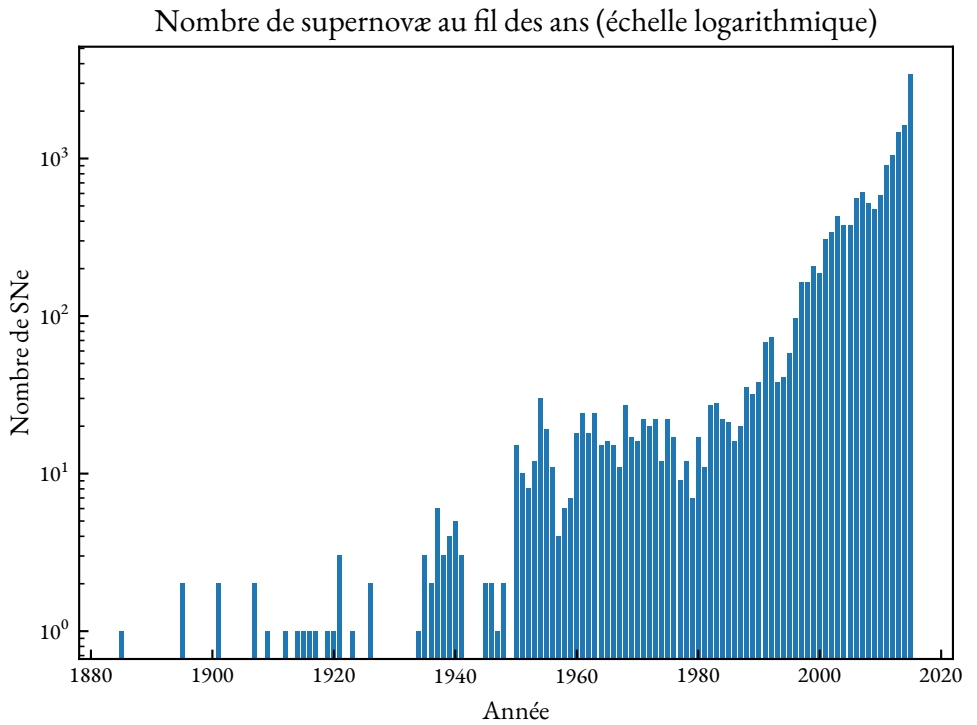


FIGURE 1.9. – Nombre de détections de supernovæ par année, jusqu'en 2015 (basé sur <http://cbat.eps.harvard.edu/lists/Supernovae.html> et YAMAOKA, 2017).

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

Cette croissance va s'emballer dans les années à venir avec le LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*) dont on estime qu'il découvrira sur la période 2022–2032 pas moins de 3 à 4 millions de supernovæ (*cf.* LSST SCIENCE COLLABORATION, 2009, chapitre 8).

Outre les futures observations en neutrinos et ondes gravitationnelles attendues pour une future supernova galactique (*cf.* section 1.3.3), les prochains détecteurs de neutrinos (Hyper-Kamiokande, DUNE et JUNO) devraient être en mesure d'ici quelques années de mesurer le fond diffus stochastique de neutrinos issus des supernovæ gravitationnelles. Cette détection pourrait nous aider à améliorer sensiblement notre connaissance de la fréquence de ces événements, bien au-delà des statistiques permises par les détections électromagnétiques actuelles.

Classification spectrale

Comme nous l'avons vu à la section 1.1.2, la classification des supernovæ s'est historiquement faite en deux groupes en fonction de leur spectre, le type II correspondant à la présence de raies d'hydrogène qui sont donc absentes pour les supernovæ de type I. La classification s'est petit à petit déclinée en sous-catégories, dont nous listons ici les principales.

Les supernovæ de type I se décomposent en trois sous-catégories, toujours en fonction de leur spectre. On note ainsi :

- **Ia** les explosions dont le spectre montre des raies de silicium. Ces supernovæ correspondent au mécanisme d'explosion thermonucléaire, très différent de celui des supernovæ gravitationnelles ;
- **Ib** les supernovæ dont le spectre ne montre pas de silicium, mais présente en revanche des raies de l'hélium ;
- **Ic** celles ne présentant ni silicium, ni hélium.

Ces deux dernières catégories correspondent à des supernovæ gravitationnelles mais dont le progéniteur a perdu au cours de son évolution son enveloppe d'hydrogène (Ib) voire même d'hélium (Ic). Deux scénarios sont classiquement proposés pour expliquer cette perte (SMARTT, 2015). Pour une partie des étoiles massives ($\geq 25 M_{\odot}$), les vents stellaires dûs au rayonnement très important dans la phase (super-)géante rouge amènent l'enveloppe à être expulsée. Ces étoiles sont alors dites de type WOLF–RAYET. L'autre explication possible implique la binarité, dont on sait qu'elle concerne 70 % des étoiles massives (SANA et al., 2012). L'interaction binaire durant la vie de l'étoile peut provoquer des transferts de masse de l'étoile

1. Histoire et état général des connaissances

massive vers son compagnon, la privant ainsi d'une partie de son enveloppe. Selon la quantité d'enveloppe perdue, on peut alors aboutir à une supernova de type Ib ou Ic (voire IIb, cf. ci-après).

La classification des supernovæ de type II dépend autant de la variation temporelle de la luminosité de l'explosion (« courbe de lumière ») que de son spectre. On note notamment :

- **IIp**, les supernovæ les plus courantes. La courbe de lumière observe une phase de « plateau » après le pic et avant la phase de décroissance radioactive ;
- **IIl**, celles observant une phase de décroissance linéaire (en magnitude) après le pic, sans passer par une phase de plateau ;
- **IIb** les supernovæ dont l'hydrogène qui domine initialement le spectre laisse rapidement sa place à l'hélium, rendant le résultat semblable à une Ib. Il s'agit *a priori* d'étoiles ayant encore une couche externe d'hydrogène, mais mince par rapport à celle d'hélium ;
- **IIn** les explosions dont le spectre présente des raies très étroites d'hydrogène (n comme “*narrow*”), supernovæ généralement très lumineuses et dont l'intensité est due à un milieu particulièrement dense autour du progéniteur.

Il existe quelques autres types plus exotiques de supernovæ, comme les Ic-BL (pour *broad lines*), qui sont généralement des hypernovæ (supernovæ dont l'énergie cinétique est plus élevée d'un ordre de grandeur par rapport aux supernovæ normales).

Classification par mécanisme

L'accumulation des statistiques sur les galaxies hôtes des différents types de supernovæ a montré que celles de type Ia, présentes dans tous les galaxies, formaient nécessairement une classe de mécanisme à part étant donné que les autres ne se produisent que dans les galaxies jeunes qui sont le lieu de la formation d'étoiles. Depuis, les mécanismes à l'origine des deux grandes classes de supernovæ ont été identifiés, et donnent une explication à cette différence. Quelques autres mécanismes d'explosions sont également possibles et présentés ici à leur côté, en suivant une description par masse croissante du progéniteur :

- supernovæ *thermonucléaires* (Ia) : à la fin de leur vie, les étoiles peu massives ($\leq 8-9 M_{\odot}$) éjectent leur enveloppe et leur cœur se contracte en naine blanche. Cette dernière peut accréter de la masse provenant de l'enveloppe d'une éventuelle compagne (système binaire). Or il existe une limite maxi-

1.1. Les supernovæ, de la préhistoire au xx^e siècle

male à la masse d'une naine blanche, appelée masse de CHANDRASEKHAR. Celle-ci provient du fait que l'étoile est maintenue en équilibre par la pression de dégénérescence des électrons, qui s'oppose à la gravité. Divers mécanismes peuvent se déclencher au fur et à mesure que cette masse est approchée (dont des explosions superficielles qui sont à l'origine des *novæ*), mais *in fine* cela conduit à une détonation thermonucléaire qui va entièrement détruire la naine blanche. Ces explosions sont très lumineuses ($\approx 2 \times 10^{43}$ erg·s⁻¹ au pic de lumière) et relativement similaires les unes aux autres (ce qui permet de les utiliser comme chandelles standards en cosmologie). L'un des aspects variables vient de la composition initiale de la naine blanche en fonction de la masse de l'étoile progénitrice : un mix O–Ne–Mg pour les étoiles les plus massives ($\sim 8-9 M_{\odot}$), C–O pour celles qui le sont un peu moins comme le Soleil par exemple et à l'avenir potentiellement He pour les étoiles de masse $\leq 0.5 M_{\odot}$. L'autre aspect, d'effet plus important, est un second canal proposé pour obtenir ces supernovæ : la collision/fusion de deux naines blanches (de compositions éventuellement différentes de surcroît). Ces problématiques font l'objet de recherches dédiées ;

- supernovæ par *capture électronique*, aussi appelées à effondrement de cœur O–Ne–Mg. Cette catégorie concerne les étoiles $8-10 M_{\odot}$, dont le cœur devient dégénéré avant d'initier la fusion de son oxygène (*cf.* section suivante). Leur mécanisme est similaire à celui des supernovæ gravitationnelles, mais elles sont moins lumineuses que ces dernières. De plus, elles explosent assez facilement dans les modèles, même à symétrie sphérique (KITAURA et al., 2006). La supernova à l'origine de la nébuleuse du Crabe, SN1054, pourrait être de ce type (NOMOTO et al., 1982) ;
- supernovæ *gravitationnelles* ou à effondrement du cœur de fer. Ces supernovæ font l'objet de cette thèse et sont décrites en détail dans la section 1.2 suivante. Elles concernent les étoiles de masse allant de $\sim 10 M_{\odot}$ à quelques dizaines de masses solaires. La limite supérieure n'est pas très bien connue et dépend d'un certain nombre de facteurs, dont principalement la métallicité du progéniteur. Au-delà de ce seuil et en deçà du seuil suivant, les étoiles en fin de vie s'effondrent en trou noir ;
- supernovæ par *instabilité de paires* : cette catégorie concerne les étoiles les plus massives ($\geq 130 M_{\odot}$). Après la fusion du cœur de carbone, ces étoiles se retrouvent dans une configuration où la pression de radiation, terme dominant du support, est assurée par des photons tellement énergétiques qu'ils

1. Histoire et état général des connaissances

peuvent donner lieu à la création de paires électron-positron ($e^- e^+$). Cela a tendance à comprimer l'étoile, car le support de pression diminue, et elle chauffe donc encore plus. Les photons deviennent toujours plus énergétiques et forment de plus en plus de paires. Ce processus s'emballe, il s'agit d'une instabilité gravitationnelle. Les deux issues possibles semblent être la formation d'un trou noir, ou la dislocation complète de l'étoile dans une explosion très lumineuse (JANKA, 2012).

Dans la gamme de masse des supernovæ gravitationnelles, des scénarios alternatifs sont invoqués pour expliquer les phénomènes les plus extraordinaires observés, mais ceux-ci ne concernent qu'une faible portion des événements. Ce sont par exemple les explosions liées au champ magnétique, qui peuvent donner lieu à un sursaut γ long (GRB, pour "*Gamma-Ray Burst*") et la formation d'un magnétar.

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

Cette section se propose de présenter dans les grandes lignes les différentes étapes qui mènent d'une étoile massive (≥ 10 à $\approx 40 M_\odot$) à une supernova gravitationnelle et son rémanent. On ne considérera que le cas d'une étoile isolée, la vie en couple apportant son lot de complexité. Les différents ingrédients qui jouent un rôle important dans le mécanisme des supernovæ gravitationnelles, et donc dans leur modélisation, sont également décrits succinctement.

1.2.1. Les différents actes du scénario

Comme nous allons le voir, l'histoire des étoiles est le récit d'une lutte incessante contre la gravitation.

Prélude – Naissance des étoiles

Ainsi, les étoiles se forment²⁷ par l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz interstellaire majoritairement composé d'hydrogène (l'énergie libérée étant

27. La formation des étoiles, et en particulier celles massives, est un domaine de recherche astrophysique à part entière, la vision présentée ici est donc extrêmement simplifiée.

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

dissipée par rayonnement de photons); effondrement qui s'arrête lorsque la température au cœur devient suffisante (au moins $\sim 10^7$ K) pour démarrer des réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène en hélium (réaction qui fournit de l'énergie au milieu environnant grâce à la différence d'énergie de liaison des nucléons entre un atome d'hydrogène — nulle par définition — et un atome d'hélium, ce qui permet de compenser les pertes radiatives et de maintenir l'équilibre hydrostatique).

Acte I – Vie d'une étoile (massive)

Une étoile passe ensuite la plus grande partie de sa vie ainsi, à brûler de l'hydrogène en son cœur. Bien que les étoiles massives disposent de réserves beaucoup plus grandes que celles du Soleil, elles se montrent tellement voraces — à cause des températures et densités bien plus élevées, entraînant des taux de réactions importants — qu'elles mettent en réalité bien moins de temps à consommer l'hydrogène situé dans leurs parties internes (l'enveloppe externe étant trop froide et trop peu dense pour initier ces réactions). Si le Soleil devrait mettre en tout 10 milliards d'années pour y parvenir, les étoiles massives ici considérées n'ont besoin que de quelques millions d'années (au plus quelques dizaines pour les moins massives d'entre elles; et par exemple 11 millions d'années pour une étoile de $15 M_{\odot}$ d'après WOOSLEY et al., 2002). Au fur et à mesure que le cœur se transforme en hélium, celui-ci reprend sa contraction tandis que les réactions de fusion se déplacent vers des régions plus éloignées du centre²⁸, le rayonnement provenant des régions centrales aidant à réchauffer le reste de l'enveloppe. Cela se manifeste également par un « gonflement » de l'étoile, qui s'ajuste ainsi à l'augmentation de la pression thermique et devient une géante rouge. Pour les étoiles suffisamment massives ($\geq 0.5 M_{\odot}$), le cœur finit par atteindre le seuil de température ($\sim 10^8$ K) nécessaire pour démarrer la fusion de l'hélium en carbone (ainsi que partiellement en oxygène). On obtient ainsi un nouvel équilibre hydrostatique maintenu par l'apport d'énergie des réactions nucléaires, la fusion de l'hydrogène se poursuivant dans les couches situées autour de ce cœur. Pour les étoiles de masse plus faible, la dégénérescence des électrons est atteinte avant, et elles finissent leur vie en naine blanche d'hélium, tandis que l'enveloppe d'hydrogène est libérée, formant une *nébuleuse planétaire*. Ce processus se répète ensuite avec la fusion du carbone en néon et magnésium pour les étoiles d'au moins $\sim 8 M_{\odot}$, au cœur desquelles la température atteint $\sim 8 \times 10^8$ K. Les autres, comme le Soleil, finissent leur vie en

28. On parle alors pour cette fusion dans les couches en périphérie du cœur de "shell-burning".

1. Histoire et état général des connaissances

naine blanche de carbone et d'oxygène, toujours après expulsion de l'enveloppe externe.

L'histoire se répète ensuite mais les possibilités se complexifient. Pour une partie des étoiles parvenues à ce stade (celles d'environ 8 à $9 M_{\odot}$), on obtient à nouveau une naine blanche, formée cette fois d'oxygène, de néon et de magnésium. Pour celles légèrement plus massives (~ 9 à $10 M_{\odot}$, l'incertitude sur cette plage étant elle-même de l'ordre d'une masse solaire d'après les travaux de WOOSLEY et HEGER, 2015), la dégénérescence des électrons est également atteinte avant la fusion de l'oxygène, mais le cœur dégénéré atteint la masse de CHANDRASEKHAR (*cf. ci-après*) et s'effondre. Cela donne lieu à une supernova à effondrement de cœur O–Ne–Mg, aussi appelée supernova par capture électronique, dont le mécanisme d'explosion est similaire à celui des supernovæ gravitationnelles (*cf. section 1.1.3*). Enfin, pour les étoiles encore plus massives ($\geq 10 M_{\odot}$) la température du cœur devient suffisamment élevée pour permettre la fusion de l'oxygène en silicium ($\sim 2 \times 10^9$ K), puis du silicium en fer ($\sim 3 \times 10^9$ K). En revanche, il ne leur est pas possible de continuer plus loin : en effet, le noyau de fer est celui dont l'énergie de liaison des nucléons est la plus forte, et seules des réactions endothermiques peuvent fusionner (ou fissionner) les noyaux de fer.

Ainsi, la vie d'une étoile massive est rythmée par une succession de contractions du cœur, entraînant l'augmentation de sa température puis l'ignition de réactions nucléaires de fusions d'éléments de numéro atomique de plus en plus élevé, permettant ainsi de retrouver temporairement un équilibre hydrostatique. Dans le même temps, la fusion des éléments plus légers se poursuit dans les couches externes, et ces étoiles acquièrent donc une structure en couches concentriques, comme illustré dans la figure 1.10. Il est à noter que ces étapes successives de fusion au cœur sont de plus en plus rapides, comme le montre le tableau 1.1 résumant les différentes phases et détaillant leurs caractéristiques.

Acte II – Effondrement du cœur de fer

La fusion du cœur de fer étant impossible, celui-ci atteint nécessairement le stade où la matière devient dégénérée et la pression qui permet de compenser la gravitation est alors fournie par la dégénérescence des électrons. Le fer continue de s'accumuler au fur et à mesure de la fusion du silicium, or il existe une masse limite que la pression de dégénérescence des électrons relativistes peut supporter.

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

Combustible(s)	Produit(s)	T_{core} K	ρ_{core} $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	Durée de la phase
—	—	—	—	—
H	He	3.5×10^7	5.8	11 millions d'années
He	C, O	1.8×10^8	1.4×10^3	2 millions d'années
C	Ne, Mg	8.3×10^8	2.4×10^5	2000 ans
Ne	O, Mg	1.6×10^9	7.2×10^6	9 mois
O, Mg	Si	1.9×10^9	6.7×10^6	2.6 ans
Si	Fe	3.3×10^9	4.3×10^7	18 jours

TABLE 1.1. – Caractéristiques des différentes phases de fusion nucléaire au cœur d'une étoile de $15 M_{\odot}$, d'après WOOSLEY et al. (2002).

En effet, la relation d'équilibre hydrostatique est donnée par

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (1.1)$$

où la pression de dégénérescence des électrons relativistes s'écrit :

$$P \simeq \left(\frac{2}{g}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{(3\pi^2)^{\frac{1}{3}}}{4} \hbar c n_e^{\frac{4}{3}}. \quad (1.2)$$

$g = 2$ est le facteur de dégénérescence des électrons et n_e leur densité numérique. On peut remplacer cette dernière par la densité baryonique ρ en introduisant la fraction électronique Y_e , le nombre d'électrons par nucléons (de l'ordre de ~ 0.45 pour le cœur de fer; LIEBENDÖRFER, 2005), et m_p , la masse du proton :

$$n_e = \rho \frac{Y_e}{m_p}. \quad (1.3)$$

En considérant un cœur de fer uniforme de rayon R , on peut réaliser une analyse dimensionnelle de l'équation (1.1) ainsi (en notant $P = \kappa \rho^{\frac{4}{3}}$ la combinaison des équations 1.2 et 1.3) :

$$\frac{dP}{dr} \propto \frac{P}{R} \propto \kappa \frac{\rho^{\frac{4}{3}}}{R} \propto \kappa \frac{M^{\frac{4}{3}}}{R^5}, \quad (1.4)$$

$$f_{\text{grav}} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \propto \frac{GM^2}{R^5}, \quad (1.5)$$

1. Histoire et état général des connaissances

soit à l'équilibre entre les deux termes une masse limite de :

$$M \propto \left(\frac{\kappa}{G}\right)^{\frac{3}{2}} \propto \frac{\sqrt{3\pi^2}}{8} \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Y_e}{m_p}\right)^2. \quad (1.6)$$

Un calcul plus précis de la structure du cœur de fer impliquant une résolution exacte de l'équation (1.1) (connue alors sous le nom de « problème de LANE–EMDEN ») donne une expression plus précise de cette masse limite, appelée masse de CHANDRASEKHAR²⁹ :

$$M_{\text{CH}} = \frac{\omega_3^0 \sqrt{3\pi}}{2} \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Y_e}{m_p}\right)^2, \quad (1.7)$$

où $\omega_3^0 \approx 2.018236$ est une constante numérique lié à la solution du problème de LANE–EMDEN. En remplaçant les constantes numériques et physiques par leurs valeurs, on obtient l'estimation suivante :

$$M_{\text{CH}} \approx 1.2 M_{\odot} \left(\frac{Y_e}{0.45}\right)^2. \quad (1.8)$$

Au fur et à mesure que le cœur de fer s'approche de cette masse, sa densité et sa température deviennent telles (respectivement $\sim 7 \times 10^9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et $\sim 7 \times 10^9 \text{ K}$; WOOSLEY et JANKA, 2005) que l'équilibre entre protons et neutrons, normalement assuré par les réactions de désintégration β ($n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$) et β inverse ($p^+ + e^- \rightarrow n + \nu_e$), est rompu. En effet, la désintégration β est peu favorable car elle produit un électron, ce qui demande de plus en plus d'énergie à cause de leur dégénérescence (les niveaux d'énergie étant déjà remplis jusqu'à l'énergie de FERMI, ici de l'ordre de quelques MeV). À l'inverse, la désintégration β inverse « consommant » des électrons (elle porte d'ailleurs également le nom de *capture électronique*), cela va diminuer la fraction électronique Y_e et par conséquent le support de pression, et rapprocher encore plus vite le cœur de la masse critique, ce qui augmente encore plus cet effet³⁰. Cet emballement provoque alors l'effondrement du cœur de fer sur lui-même, sur une échelle de temps proche de celle de la chute libre, de l'ordre de quelques centaines de millisecondes. Cet effondrement se fait de manière homologue pour la partie centrale du cœur (la forme du profil de densité

29. Cf. CHANDRASEKHAR, 1931a,b, 1935.

30. À la fin de l'effondrement, $Y_e \approx 0.28$ (LIEBENDÖRFER, 2005).

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

est conservée), les échelles de temps sonique (temps nécessaire aux ondes sonores pour traverser le cœur et propager l'information) et dynamique étant similaires. En revanche, les régions externes du cœur de fer et celles situées au-dessus n'ont pas le temps de propager l'information de cet effondrement avant que celui-ci ne soit achevé.

Cet effondrement s'arrête brutalement lorsque la densité atteint celle de saturation nucléaire ($\approx 2.7 \times 10^{14} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$). À ce niveau-là, les nucléons sont « en contact » entre eux, et l'interaction forte d'ordinaire responsable de la cohésion des noyaux devient alors violemment répulsive et assure l'équilibre contre la gravité. L'objet qui se forme est appelé *proto-étoile à neutrons*, que nous noterons très souvent PNS (pour *proto-neutron star*). Son rayon r_{PNS} et sa masse M_{PNS} typiques sont de l'ordre de 10 km et $0.75 M_{\odot}$ à ce stade initial (JANKA et al., 2007), et l'on peut donc calculer une première estimation de l'énergie gravitationnelle libérée lors de l'effondrement des régions internes du cœur de fer (dont le rayon r_{Fe} était d'environ 1500 km) :

$$\Delta E = \xi G M_{\text{PNS}} \left(\frac{1}{r_{\text{PNS}}} - \frac{1}{r_{\text{Fe}}} \right) \approx 1.5 \times 10^{53} \left(\frac{10 \text{ km}}{r_{\text{PNS}}} \right) \left(\frac{M_{\text{PNS}}}{0.75 M_{\odot}} \right)^2 \text{ erg}, \quad (1.9)$$

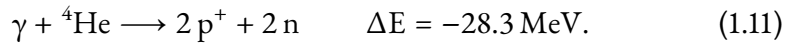
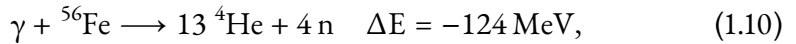
où ξ est un facteur géométrique $\lesssim 1$ (0.6 pour une sphère pleine homogène et qui tend vers 1 pour des profils de densité plus piqués vers le centre).

Cette énergie est principalement libérée sous la forme de neutrinos (comme cela a pu être confirmé avec les observations de SN1987A), mais — chose extrêmement rare dans l'Univers — ceux-ci sont pour l'instant piégés par les très grandes densités présentes dans la PNS, leur libre parcours moyen étant petit devant la taille de celle-ci. Ils forment alors un gaz de neutrinos à l'équilibre thermique qui obéit à une loi de distribution de FERMI–DIRAC, et vont donc diffuser petit à petit hors de la proto-étoile à neutrons sous la forme d'un rayonnement de *corps noir*. Leur nombre n'augmente plus par capture électronique, la désintégration β inverse s'arrêtant à son tour, car les neutrinos produits devraient être au-dessus de l'énergie de FERMI du gaz de neutrinos dégénérés relativistes (même principe que pour l'arrêt de la désintégration β précédemment). Ceci explique également la stabilisation (temporaire) de la fraction électronique Y_e .

1. Histoire et état général des connaissances

Acte III – Rebond, onde de choc, stagnation

L'arrêt soudain de l'effondrement, provoqué par une augmentation brusque de la pression centrale, entraîne un rebond de la matière constituant le cœur externe de la PNS sous la forme d'une onde de pression. Cette onde se raidit au fur et à mesure qu'elle se propage vers l'extérieur, finissant par devenir une onde de choc au bord du cœur, à un rayon d'environ 10 à 20 km (BURAS et al., 2006; JANKA et al., 2007). La propagation de cette onde de choc se heurte cependant au reste du cœur de fer en effondrement, à des vitesses de chute libre de l'ordre de $\sim 0.1c$. L'énergie cinétique acquise lors de la chute libre est convertie en énergie thermique lors du passage à travers le choc, mais la température du milieu post-choc est telle que les photons émis sont suffisamment énergétiques pour donner lieu aux réactions de photo-dissociation suivantes :



Ces réactions consomment donc pour la photo-désintégration complète d'un unique noyau de fer la modique énergie de $124 + 13 \times 28.3 = 492 \text{ MeV}$, soit 8.8 MeV par nucléon. On peut comparer cette énergie à l'énergie cinétique des nucléons en chute libre :

$$\frac{\frac{1}{2}m_n v_{\text{ff}}^2}{8.8 \text{ MeV}} \sim \frac{205 \text{ km}}{r} \left(\frac{M_{\text{PNS}}}{1.3 M_{\odot}} \right), \quad (1.12)$$

où l'on a introduit la vitesse de chute libre du gaz au rayon r :

$$v_{\text{ff}} \equiv \sqrt{\frac{2GM_{\text{PNS}}}{r}}. \quad (1.13)$$

Si l'on ajoute à cela la perte d'énergie par émission de neutrinos, on comprend que le choc va rapidement se retrouver à court d'énergie et devenir stationnaire : la dissociation de $0.1 M_{\odot}$ coûte $\sim 1.7 \times 10^{51} \text{ erg}$, or cette énergie est similaire à celle du choc, qui a au moins $0.4 M_{\odot}$ de fer à traverser (JANKA, 2012). En pratique, le choc ne se propage donc que pendant quelques dizaines de millisecondes, avant de s'arrêter à un rayon d'environ 100 à 200 km. L'accrétion continue au travers de celui-ci, lui donnant alors le nom de choc stationnaire d'accrétion. À ce stade, la

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

proto-étoile à neutrons a désormais un rayon de l'ordre de 50 km et une masse d'environ $1.3 M_{\odot}$.

En guise d'entracte, la figure 1.10 résume graphiquement la première partie de la pièce qui nous a conduit jusque ici.

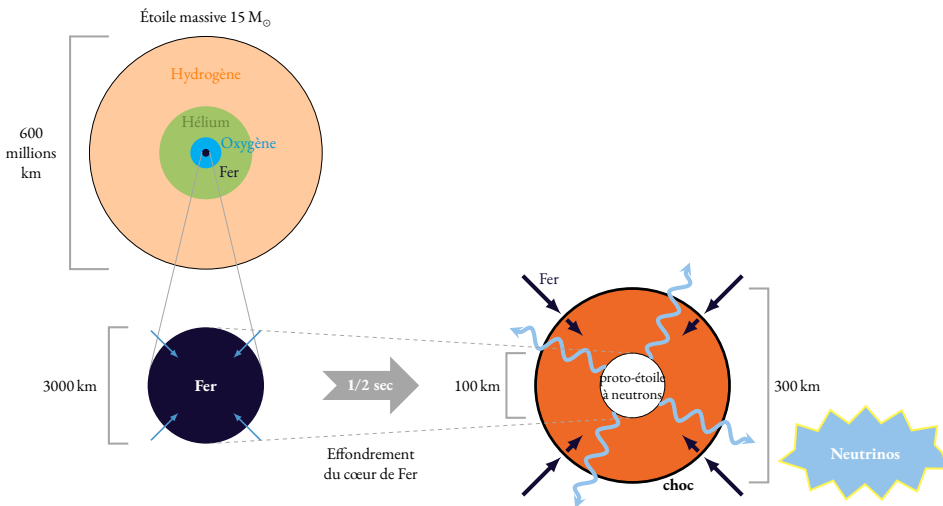


FIGURE 1.10. – Résumé graphique des trois premiers actes de la vie et la mort des étoiles massives.

Acte IV – Redémarrage du choc

Toute la difficulté du mécanisme d'explosion des supernovæ gravitationnelles réside dans le redémarrage du choc. L'idée principale consiste à aller prendre l'énergie là où elle est : dans les neutrinos piégés au cœur. Il suffirait *a priori* d'en absorber une petite fraction (quelques pourcents) pour mener à une explosion réussie; en effet l'énergie des neutrinos a été estimée précédemment à 10^{53} erg, alors que l'énergie cinétique des explosions est typiquement de l'ordre de 10^{51} erg (BRUENN et al., 2013). Comme relaté à la section 1.1.2, le mécanisme d'explosion directe par absorption prompt de neutrinos proposé par COLGATE et WHITE (1966) s'est avéré infructueux, et c'est le mécanisme d'explosion retardée proposé par BETHE et J. R. WILSON (1985) qui fait aujourd'hui consensus.

Dans la phase du choc d'accrétion stationnaire, la région de l'espace sous le choc se découpe en trois zones :

1. Histoire et état général des connaissances

- la *proto-étoile à neutrons*, dont la surface est souvent assimilée à la *neutrinosphère*, d'où s'échappent les neutrinos sous forme de flux relativement isotrope et de luminosité identique pour chacune des 6 espèces (les trois saveurs — électronique, muonique et tauique — et les anti-particules correspondantes). Celle-ci a un rayon d'environ 50 km (elle se contracte ensuite sur une échelle de temps de plusieurs secondes jusqu'à atteindre le rayon final d'une étoile à neutrons);
- la *couche de refroidissement*, où la capture électronique domine l'absorption de neutrinos, résultant en un refroidissement du gaz de nucléons et l'accrétion de cette matière à la surface de la proto-étoile à neutrons. Cette région s'étend typiquement jusqu'à 60 à 80 km;
- la *région de gain*, où, comme son nom l'indique, la matière gagne de l'énergie par absorption de neutrinos (qui domine cette fois la capture électronique). Cette région s'étend jusqu'au choc.

La figure 1.11 illustre ce découpage.

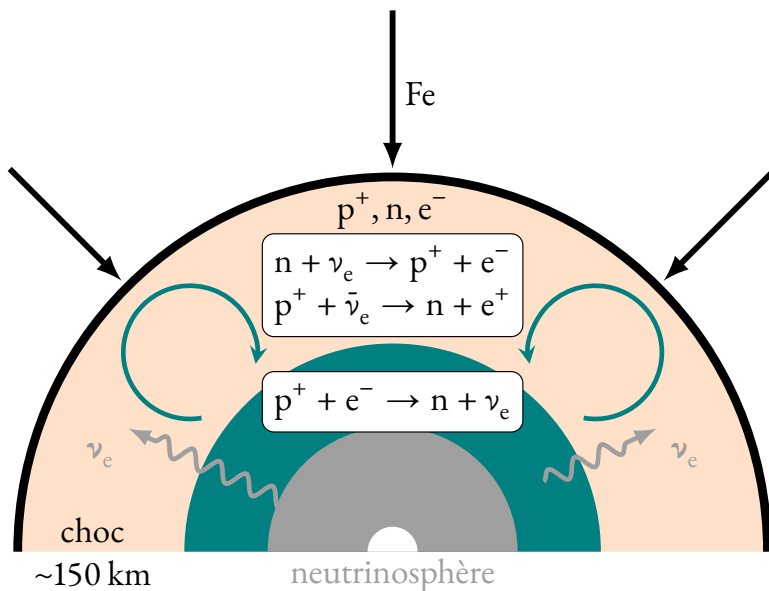


FIGURE 1.11. – Description schématique de la phase du choc d'accrétion (trait noir épais). *Gris* : PNS, délimitée par la neutrinosphère. *Vert* : couche de refroidissement. *Beige* : région de gain, où la convection est susceptible de se développer.

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

Pour conduire à une explosion, la matière qui traverse le choc doit absorber suffisamment d'énergie dans la région de gain avant de se retrouver advectée dans celle de refroidissement. Cet aspect peut être quantifié sous la forme du rapport des temps d'advection et de chauffage, $t_{\text{adv-g}}/t_{\text{heat}}$ (voir chapitre 4 pour leur définition dans les modèles). Atteindre une valeur proche de l'unité pour ce critère rend l'explosion possible (JANKA, 2001). Pour ce faire, l'impact des instabilités hydrodynamiques s'avère essentiel. La matière chauffée pendant son advection dans la région de gain peut développer de la convection. Le choc peut également se déformer et gonfler sous l'effet d'une instabilité telle que l'instabilité du choc stationnaire (SASI, pour “*standing accretion shock instability*”; cf. section 2.2). Dans tous les cas, cela a pour effet d'augmenter le temps de résidence de la matière dans la région de gain, d'accroître le volume de celle-ci en agrandissant le choc et *in fine* de permettre l'absorption de plus de neutrinos, donc d'énergie. Le choc peut alors redémarrer grâce à ce nouvel apport d'énergie et donc de pression. La proportion globale de neutrinos absorbés est effectivement de l'ordre de quelques pourcents, le reste — l'immense majorité donc — s'échappe dans l'Univers. Ce sont ces neutrinos qui ont été détectés pour la supernova SN1987A.

Ce scénario d'explosion peut également échouer, auquel cas l'accrétion de matière sur la PNS finit par provoquer son effondrement en trou noir³¹ (e.g. O'CONNOR et OTT, 2011). La phase du choc d'accrétion est donc cruciale pour déterminer le devenir de l'étoile. Sa durée typique est de quelques centaines de millisecondes à quelques secondes tout au plus, l'arrêt étant donc marqué par l'effondrement des régions centrales en une singularité ou le redémarrage réussi du choc.

Cette thèse se consacre à l'étude de cette phase, et en particulier au rôle des divers mécanismes d'instabilités qui s'y développent. Ces sujets seront donc abordés plus en détails tout au long des chapitres suivants.

Acte V – Propagation dans les couches externes, explosion et rémanent

Si l'explosion provoquée par l'expansion du choc est asymétrique (c'est généralement le cas, cf. section 1.3.1), l'étoile à neutrons peut se retrouver éjectée car

31. S'il y a une limite théorique supérieure d'environ $3 M_{\odot}$, la masse maximale réelle des étoiles à neutrons n'est pas connue à ce jour. Les observations récentes de pulsars massifs en système binaire donnent la meilleure limite inférieure directe à ce jour pour cette masse maximale ($1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ pour DEMOREST et al., 2010; $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ pour ANTONIADIS et al., 2013).

1. Histoire et état général des connaissances

devenant plus fortement attirée par la masse située du côté opposé à l'explosion, et aura donc tendance à partir dans cette direction. Sa vitesse peut atteindre plusieurs centaines de kilomètres par seconde. Il est également possible que les dernières retombées de matière après le redémarrage du choc finissent par faire s'effondrer l'étoile à neutrons en trou noir, donnant alors lieu à la combinaison relativement rare d'une supernova laissant derrière elle un de ces astres plutôt qu'un pulsar (*e.g.* SUKHBOLD et al., 2016).

Une fois que le choc réussit à redémarrer, il se propage dans le reste de l'étoile. L'importante énergie disponible dans le milieu post-choc permet une nucléosynthèse explosive assez riche et la formation d'une grande quantité de noyaux « lourds ». La vitesse typique du choc à ce stade est de l'ordre de $10\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, mais le rayon de l'étoile se situe à ce moment-là entre 60 et 1500 fois celui du Soleil (700 000 km). Il faut donc de quelques heures à un peu plus d'un jour au choc pour atteindre la surface de l'enveloppe. Jusqu'à ce moment-là, le rayonnement thermique ne peut s'échapper vers l'extérieur, il n'y a donc pas de rayonnement électromagnétique spécifique à cette phase. Lorsque le choc atteint la surface de l'étoile, il va provoquer une expansion de l'enveloppe, tandis que les photons peuvent désormais partir vers le reste de l'Univers. Ceci explique le délai de 3 heures observé entre les neutrinos et les premiers photons de SN1987A.

La phase ascendante de la courbe de lumière d'une supernova est assurée par le rayonnement thermique de l'enveloppe en expansion quasi adiabatique. À la fin de cette phase, le pic de lumière peut être suivi ou non d'une phase de « plateau » selon la présence ou non d'une enveloppe d'hydrogène étendue³². Enfin la courbe de lumière suit une décroissance exponentielle de la luminosité (décroissance linéaire en magnitude) dont l'énergie est fournie par la chaîne de désintégration radioactive du ^{56}Ni produit durant l'explosion. Celui-ci se désintègre en ^{56}Co avec une demi-vie d'environ 6 jours. Puis c'est le ^{56}Co qui se désintègre à son tour, en ^{56}Fe avec une demi-vie d'environ 77 jours cette fois. Le rayonnement gamma émis par ces mécanismes contribue à chauffer le milieu et à en augmenter ainsi son rayonnement électromagnétique.

Enfin, la rencontre du choc avec le milieu interstellaire va continuer à produire un rayonnement électromagnétique, donnant lieu aux images classiques de rémanents de supernovæ telles que celles montrées dans la première section de ce

32. Elle peut ne plus être présente à ce stade pour diverses raisons : éjection durant les phases tardives de la vie de l'étoile, accréation par un compagnon binaire...

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

chapitre. De plus, la région du choc est le siège de l'accélération de particules, qui lorsqu'elles s'échappent deviennent sources du rayonnement de particules cosmiques observé (pour les énergies intermédiaires de provenance galactique, les particules de plus hautes énergies ayant une origine extra-galactique et sont issues de mécanismes différents).

Épilogue – Naissance des étoiles

Finalement, l'interaction du choc avec le milieu interstellaire va avoir un impact sur la formation d'étoiles : l'onde de choc va compresser les nuages de gaz et déposer de l'énergie dans ces milieux, donnant lieu à de nouvelles naissances d'étoiles et bouclant ainsi l'histoire des étoiles. Les planètes susceptibles de se former autour de ces nouvelles étoiles pourront puiser dans la grande richesse d'éléments dispersés lors de la supernova, expliquant ainsi l'origine d'une grande partie des éléments atomiques que l'on trouve sur Terre, comme discuté et montré sur la figure 0.1 en introduction.

1.2.2. Ingrédients et recettes pour une modélisation réussie

Dans cette section nous passons en revue les différents ingrédients mentionnés au cours du mécanisme et les prescriptions généralement utilisées pour les modéliser de manière effective dans les simulations numériques de supernovæ gravitationnelles. En effet, un traitement exact des phénomènes en jeu s'avère trop coûteux pour les moyens de calcul dont nous disposons, et diverses approximations sont nécessaires.

Gravité

La gravité joue évidemment un rôle fondamental dans le mécanisme des supernovæ gravitationnelles. Étant donné les densités importantes impliquées dans les régions centrales (le paramètre de compacité de la PNS est $\Xi \equiv GM_{\text{PNS}}/c^2 r_{\text{PNS}} \sim 0.05$), un traitement correct nécessiterait de prendre en compte la relativité générale. De nombreuses simulations utilisent un profil newtonien corrigé pour prendre en compte certains effets relativistes (MAREK et al., 2006), tandis que d'autres réalisent un calcul en relativité générale avec une approximation de la métrique (B. MÜLLER, JANKA et MAREK, 2012) ou un traitement complet de celle-ci (KURODA et al., 2012).

1. Histoire et état général des connaissances

Ces approximations restent raisonnables, car les effets relativistes sont globalement d'importance mineure durant la phase d'intérêt principal, à savoir celle du choc d'accrétion stationnaire. On notera tout de même que la prise en compte de la relativité générale conduit à un potentiel plus profond, qui implique une PNS plus compacte et une neutrinosphère plus chaude. Les neutrinos émis sont donc plus énergétiques, ce qui a tendance à favoriser les explosions. Ainsi, KURODA, TAKIYAKI et al. (2016) ont montré que le traitement relativiste complet à 3D était plus favorable au déclenchement d'une explosion. Néanmoins, ces effets ne sont *a priori* pas les principaux facteurs d'une explosion réussie ou non pour la plupart des modèles.

En revanche, il est bien évidemment indispensable de réaliser un traitement relativiste pour suivre la formation d'un trou noir dans la région centrale pour les modèles concernés (O'CONNOR et OTT, 2010; B. MÜLLER et al., 2010).

Nos simulations se concentrent sur la région extérieure à la proto-étoile à neutrons et négligent à la fois les corrections relativistes et l'auto-gravité du gaz accrété.

Traitement des neutrinos

On l'a vu, la quasi-totalité de l'énergie libérée par l'effondrement gravitationnel l'est sous la forme de neutrinos, et ceux-ci jouent un rôle crucial dans le redémarrage du choc et le déclenchement d'une explosion. Seulement, le transport des neutrinos est un problème extrêmement complexe dont la description exacte est donnée par l'équation de BOLTZMANN. Il s'agit d'un problème à sept dimensions, où l'on ajoute aux usuelles trois dimensions d'espace et à la dimension temporelle deux dimensions pour décrire la direction de propagation et une pour leur énergie. Il y a de plus six espèces de neutrinos ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$), et le nombre d'interactions à considérer est également très important : la diffusion des neutrinos sur la matière (parfois abusivement appelée "*elastic scattering*"; principalement par courants neutres mais aussi par courant chargé pour les seuls électrons), les processus d'absorption et de création (parfois abusivement appelés "*inelastic scattering*"; incluant notamment les processus β , et systématiquement par courants chargés), la création de paire à l'équilibre thermique dans la neutrinosphère et même les interactions entre neutrinos. La résolution exacte de ce problème est hors de portée des calculateurs actuels (sauf en 1D, où il ne reste plus que quatre des dimensions du problème), et même avec les approximations décrites ci-après le temps de calcul dédié aux neutrinos représente plus de 90 % du temps de calcul

1.2. Mécanismes et physique des supernovæ gravitationnelles

total des modèles les plus réalistes. Ainsi, plusieurs dizaines de millions d’heures équivalentes CPU sont nécessaires pour réaliser l’évolution d’un unique modèle sur quelques centaines de millisecondes. À titre de comparaison, les quelques centaines de simulations — mais incluant le traitement le plus simplifié des neutrinos — réalisées dans le cadre de cette thèse ont requis moins de deux millions d’heures de calcul.

L’implémentation la plus simple des neutrinos, celle utilisée dans le cadre de notre travail, consiste à décrire le chauffage et le refroidissement dont ils sont responsables par des fonctions *ad-hoc* dépendant uniquement des variables hydrodynamiques (densité, température...). Il est alors nécessaire de choisir une prescription du flux de neutrinos, et celle retenue correspond à l’approximation du « bulbe de lumière » isotrope (“*light-bulb approximation*”). Cela consiste à considérer un flux de neutrinos (et donc une luminosité) constant dans le temps, et dont la variation dans l’espace est uniquement liée à la géométrie. Il est possible d’améliorer légèrement ce modèle en tenant compte de l’opacité du milieu et des pertes correspondantes (“*leakage scheme*”). Plus élaborée, l’approximation IDSA (“*Isotropic Diffusion Source Approximation*” ; LIEBENDÖRFER et al., 2009) consiste à séparer la distribution de neutrinos en deux composantes résolues séparément, l’une correspondant aux neutrinos piégés et l’autre à ceux libres. Elle a notamment été employée dans la première explosion réussie à 3D (TAKIWAKI et al., 2012).

Pour aller plus loin, on utilise souvent des méthodes se basant sur la résolution des équations aux moments du transfert radiatif. Celles-ci nécessitent une relation de fermeture, qui peut être choisie à différents ordres. Lorsque l’on se limite au moment d’ordre zéro, cette relation correspond à limiter le flux dans les régions optiquement minces (celles où les neutrinos ont un grand libre parcours moyen) et porte alors le nom de transport avec *diffusion à flux limité* (FLD, pour “*flux-limited diffusion*”). Elle a notamment été employée pour simuler un progéniteur de $15 M_{\odot}$ à 3D (LENTZ et al., 2015). La méthode d’ordre supérieur, dite simplement M1, est plus sophistiquée (KURODA et al., 2012; JUST et al., 2015). De plus, un traitement *rayon par rayon* (RbR, “*ray-by-ray*”) — où chaque rayon est traité indépendamment et une symétrie axiale supposée autour de chacun d’entre eux — est souvent employé pour réduire le coût en calcul (GLAS et al., 2019).

Le traitement des neutrinos est probablement l’un des points sur lesquels la marge de progrès possible reste la plus importante. Certaines études observent par exemple des effets positifs pour l’obtention d’explosion en tenant compte dans leurs modèles de l’étrangeté des nucléons pour leurs interactions avec les

1. Histoire et état général des connaissances

neutrinos (MELSON et al., 2015). La question des oscillations de neutrinos pourrait également s'avérer pertinente.

Équations d'état et réactions nucléaires

La description microscopique de la matière est importante à plusieurs égards. L'équation d'état est la relation permettant de faire le lien entre les paramètres microscopiques (densité, température, composition) du milieu et la pression. Chaque région du problème étant différente dans sa composition (différents noyaux, mélange de protons, neutrons, électrons et positrons...) et dans ses conditions de température et de pression, il convient d'adapter l'équation d'état à chacune d'entre elles. Les modèles les plus simplifiés utilisent une équation d'état de gaz parfait qui peut tenir compte de la composition de différentes façons (y compris pas du tout, *i.e.* mono-atomique), et avec un index polytropique fixe ou variable. Les modèles plus sophistiqués utilisent des équations d'état plus complexes mais toujours approximatives, dont les plus employées ont été établies par LATTIMER et SWESTY (1991) et SHEN et al. (1998a,b), qui font notamment usage d'un modèle à deux noyaux (un « lourd » et un « léger »). Des modèles encore plus sophistiqués existent, comme celui de HEMPEL et SCHAFFNER–BIELICH (2010).

Nos connaissances de la composition de la matière et de l'équation d'état aux densités et températures atteintes dans ce contexte ne peuvent être que limitées du fait de l'impossibilité de reproduire ces conditions en laboratoire d'une part, et de la complexité des calculs théoriques d'autre part. L'étude des étoiles à neutrons, de leurs collisions et à l'avenir les signaux en neutrinos et ondes gravitationnelles issus des supernovæ à effondrement de cœur sont susceptibles d'améliorer nos connaissances. La détection d'étoiles à neutrons dont la masse est proche de deux fois celle du Soleil (DEMOREST et al., 2010; ANTONIADIS et al., 2013) a déjà permis d'éliminer un grand nombre d'équations d'états étudiées et qui indiquaient une masse maximale inférieure.

Enfin, pour les régions les moins denses, l'équilibre statistique n'est pas atteint et il est nécessaire d'adjoindre à l'équation d'état un réseau de réactions nucléaires impliquant les nombreux noyaux en présence. Certains modèles incluent donc des réseaux de réactions qui peuvent contenir quelques dizaines à quelques centaines de réactions.

Progéniteur et état initial

Il existe deux grandes catégories de modélisations en ce qui concerne les conditions initiales. Les modèles simplifiés utilisés dans les études paramétriques comme la nôtre emploient une description initiale d'écoulement stationnaire de la phase du choc d'accrétion.

De l'autre côté, les simulations réalistes utilisent pour conditions initiales des progéniteurs dont l'évolution stellaire a été calculée jusqu'à la phase précédant l'effondrement. Afin de pouvoir comparer les résultats des différents groupes entre eux, les membres de la communauté utilisent souvent des structures de progéniteurs issues de WOOSLEY, HEGER et WEAVER (2002) ainsi que HEGER, WOOSLEY et SPRUIT (2005) pour ceux avec rotation et/ou champ magnétique.

Magnéto-hydrodynamique

Le champ magnétique joue très certainement un rôle pour une partie des explosions. Si ce point n'a pas été abordé dans la description présentée précédemment (le champ magnétique n'étant pas considéré dans ce travail de thèse), il faut en effet noter que des explosions aidées par des mécanismes impliquant le champ magnétique ont été obtenues (*e.g.* BURROWS et al., 2007; OBERGAULINGER et al., 2009). Celles-ci reposent sur le développement de l'instabilité magnéto-rotationnelle liée à la rotation différentielle (MRI; BALBUS et HAWLEY, 1991) et/ou le développement d'un processus de dynamo lié à la convection au sein de la PNS (THOMPSON et R. C. DUNCAN, 1993). Lorsque le champ magnétique est suffisamment intense, une explosion sous forme de jets est susceptible de se développer.

Les équations d'évolution à résoudre deviennent alors celles de la magnéto-hydrodynamique (MHD), et là où les équations hydrodynamiques employées ordinairement ne se distinguent éventuellement que par le type de solveur utilisé, celles de la MHD peuvent se décliner sous diverses formes, selon que l'on se limite à la MHD idéale ou que l'on inclut des effets de MHD non-idéale (résistivité, effet HALL...).

1.3. Observations récentes, asymétries & problématiques actuelles

Cette dernière section du premier chapitre propose un rapide panorama de l'état des lieux, notamment en ce qui concerne les aspects multi-D et asymétriques. Pour des revues récentes couvrant plus largement l'ensemble du domaine, le lecteur est invité à se référer aux articles suivants : FOGLIZZO et al. (2015), B. MÜLLER (2016) ainsi que JANKA et al. (2016).

1.3.1. Des explosions asymétriques

Historiquement, la recherche du mécanisme permettant d'obtenir des explosions se concentrait sur des modèles 1D. Les observations de SN1987A et les échecs répétés à obtenir des explosions en symétrie sphérique ont imposé l'entrée du multi-D dans le panorama. Les observations décrites ici ont graduellement renforcé l'importance de cet aspect.

Kick des pulsars

Alors que les étoiles dans la galaxie ont des vitesses propres de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres par seconde, les étoiles à neutrons qui résultent de la mort de certaines d'entre elles ont des vitesses qui atteignent plusieurs centaines de kilomètres par seconde (*cf.* figures 1.12a et 1.12b). Cette vitesse ne peut donc être acquise que lors de la formation de ces objets compacts. La vitesse orbitale résiduelle que pourrait acquérir un objet compact après éjection d'un éventuel système binaire auquel l'étoile progénitrice appartenait ne saurait expliquer les vitesses observées. Il faut donc identifier un mécanisme se développant durant les instants initiaux de l'explosion et capable de propulser l'étoile à neutrons nouvellement formée à très grande vitesse, expulsion qui porte le nom de *kick*.

Les mécanismes les plus susceptibles de causer un tel effet sont les instabilités présentant un large mode dipolaire $\ell = 1$, telles que l'instabilité hydrodynamique SASI (*cf.* section 2.2), la convection dans une grande région de gain, ou peut-être l'asymétrie dans l'émission de neutrinos (LESA, pour "*Lepton-number Emission Self-sustained Asymmetry*"; TAMBORRA, RAFFELT et al., 2014). SCHECK et al. (2004) ont en effet proposé que deux effets se combinent lors d'une explosion déclenchée par une instabilité présentant une telle asymétrie. D'une part, la conser-

1.3. Observations récentes, asymétries & problématiques actuelles

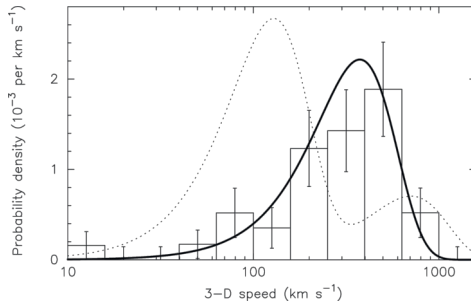
vation de la quantité de mouvement implique que l'étoile à neutrons acquiert une impulsion en direction opposée à l'explosion. D'autre part, la matière située de ce côté-là se retrouve plus dense et plus proche de l'objet compact que celle qui constitue l'éjecta et qui a été expulsée, et va donc exercer une attraction gravitationnelle plus forte qui aura de nouveau tendance à emmener l'étoile à neutrons dans la direction opposée à celle de l'explosion. SCHECK et al. (2006) ont confirmé cette idée à l'aide d'une étude paramétrique de simulations axisymétriques utilisant un traitement simplifié du transport de neutrinos. La stochasticité du caractère axisymétrique des explosions a produit une distribution de vitesse qui semble compatible avec les observations. Depuis, l'importance des instabilités hydrodynamiques pour expliquer le kick des pulsars a été confirmée dans des simulations numériques à 2D (NORDHAUS et al., 2010, 2012) et 3D (WONGWATHANARAT et al., 2010, 2013, cf. figure 1.12c).

Asymétrie dans les rémanents de supernova

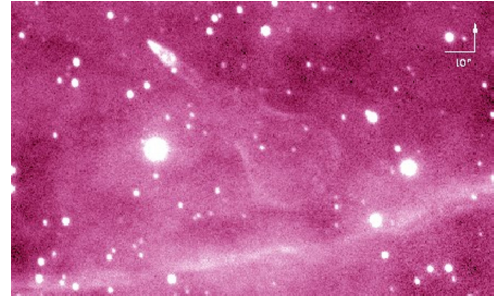
Comme nous l'avons mentionné précédemment, les supernovæ gravitationnelles sont le lieu d'une nucléosynthèse explosive riche. Les éléments lourds qui se forment sont principalement ceux situés peu au-delà du fer (ARCONES et THIELEMANN, 2013), la nucléosynthèse des éléments de nombre atomique plus élevé ayant probablement lieu dans des milieux encore plus riches en neutrons : la collision de deux étoiles à neutrons (GORIELY et al., 2011) ou peut être dans de rares supernovæ magnétorotationnelles (WINTELER et al., 2012).

Cette nucléosynthèse est très sensible au mécanisme de l'explosion, car elle se produit préférentiellement dans les régions les plus denses, chaudes et riches en éléments lourds, c'est-à-dire proches du cœur. Ainsi, WONGWATHANARAT et al. (2013) ont montré dans des simulations numériques 3D que la formation des nouveaux éléments a lieu préférentiellement dans la direction où l'explosion est la plus forte. Au regard des observations concernant le kick des pulsars, cela implique également que l'étoile à neutrons est expulsée dans la direction opposée à celle où se situe la plupart de la nucléosynthèse. Ces prédictions sont compatibles avec les observations de GREFENSTETTE et al. (2014) pour Cassiopée A (cf. figure 1.12d). Ils ont en effet constaté que le ^{44}Ti produit durant l'explosion était réparti de manière asymétrique et se situait principalement dans le demi-plan opposé à la direction de déplacement de l'objet compact.

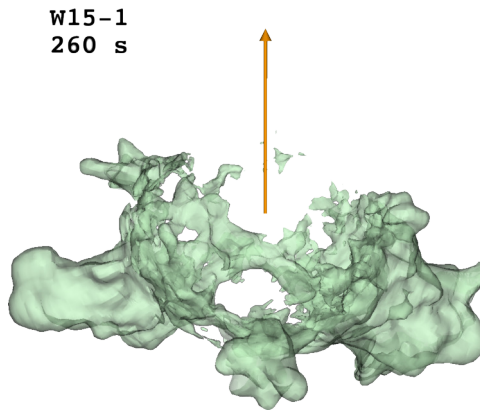
1. Histoire et état général des connaissances



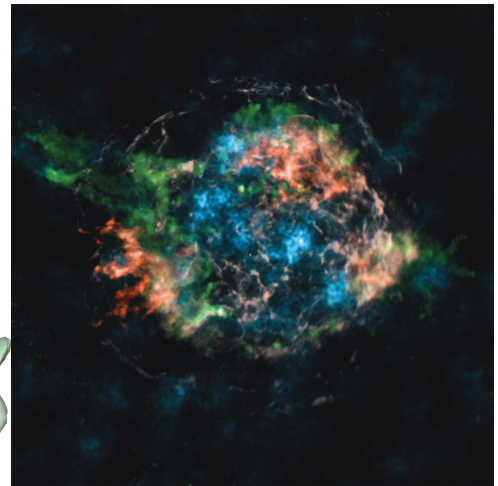
(A) Distribution de vitesse des pulsars obtenue par l'étude statistique de HOBBS et al. (2005), centrée autour d'une valeur moyenne de $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. La courbe pointillée indique la distribution précédemment estimée par ARZOUMANIAN et al. (2002), centrée autour de deux composantes à 90 et $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.



(B) Pulsar de la *nébuleuse de la guitare* et son onde de choc (en haut à gauche), découvert par CORDES et al. (1993). La couleur de l'image représente l'émission en $\text{H}\alpha$. Le pulsar à une vitesse de l'ordre du millier de kilomètres par seconde.



(C) Rendu volumique de la distribution de nickel obtenue dans une simulation 3D de WONGWATHANARAT et al. (2013). La flèche représente le vecteur vitesse du pulsar (ici $524 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$).



(D) Répartition de certains éléments (**Ti**, **Si** & **Fe**) issus de la nucléosynthèse, dans le reste de supernova Cassiopée A tel qu'observé par GREFENSTETTE et al. (2014).

FIGURE 1.12. – Exemples d'observations impliquant un caractère asymétrique des explosions de supernovæ gravitationnelles.

Polarisation et raie double de l'oxygène

La lumière émise par une supernova peut contenir des informations sur l'asymétrie de l'explosion. Le rayonnement émis est normalement polarisé linéairement, mais si l'éjecta a une symétrie sphérique, les photons émis depuis les différentes directions se combinent en proportions équilibrées et aucune polarisation n'est donc détectée. En revanche, si une asymétrie suffisamment marquée est présente, une polarisation résiduelle peut subsister. Ainsi, L. WANG et al. (2001, 2003) ont pu détecter une polarisation du rayonnement à l'aide de mesures spectropolarimétriques de plusieurs supernovæ de type Ic et IIb. Ces observations suggèrent un caractère dissymétrique des explosions correspondantes. De plus, LEONARD et al. (2006) ainsi que CHORNOCK et al. (2010) ont montré qu'une telle polarisation était également mesurable dans les supernovæ de type IIP, mais uniquement à partir de la transition vers la phase nébulaire, lorsque la portion centrale de l'éjecta devient optiquement mince et que les photons situés dans ces parties plus internes peuvent donc s'échapper. Cela suggère que l'origine de l'asymétrie se situe au cœur de l'explosion, tandis que l'enveloppe a ensuite été éjectée de manière plus sphérique.

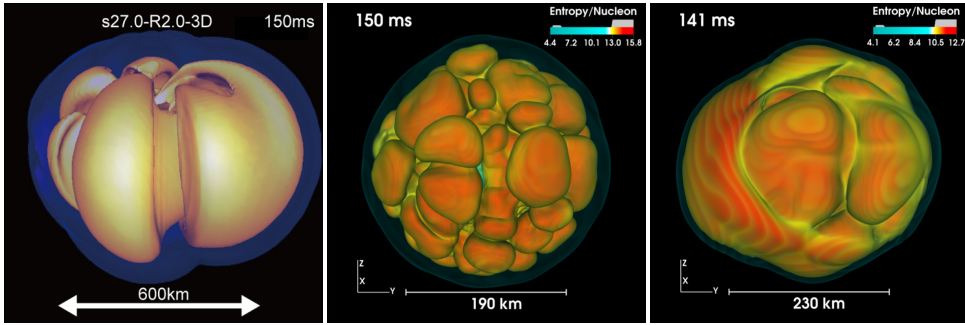
Un autre aspect du rayonnement qui peut nous informer sur la morphologie des éjectas est la forme des raies d'émission. En effet, l'effet Doppler décale vers les plus grandes longueurs d'ondes la lumière émise par la matière s'éloignant, et vers les plus courtes longueurs d'ondes celle se rapprochant. Lorsque la géométrie de l'éjecta est à symétrie sphérique, la distribution de vitesse relative à l'observateur suit une loi normale et cet effet a pour simple conséquence d'élargir les raies d'émissions. En revanche, si l'éjecta est asymétrique, la distribution de vitesse relative peut avoir une forme plus compliquée et mener à la présence de deux (ou plusieurs) pics, ou raies doubles. De tels profils de raies ont été observés par MAEDA et al. (2008) ainsi que TAUBENBERGER et al. (2009) pour l'oxygène dans la phase nébulaire de supernovæ de type Ic, ce qui peut à nouveau être un argument pour affirmer le caractère asymétrique des régions centrales de ces explosions. Cela dit, le degré d'incertitude de cette méthode est assez élevé, et MILISAVLJEVIC et al. (2010) ont remis en cause cette interprétation tout en proposant plusieurs alternatives pouvant expliquer l'effet observé.

1.3.2. Nécessité des études multi-D et des mécanismes associés

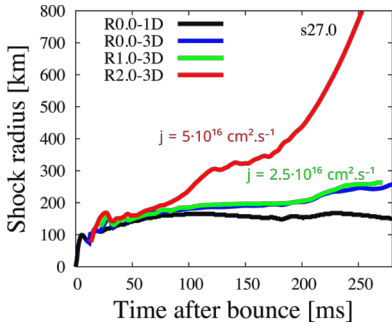
Si les modèles 1D sont toujours utilisés aujourd’hui, car ils sont la seule manière de balayer un très large spectre de progéniteurs, ils nécessitent néanmoins des prescriptions réalistes des phénomènes multi-D qui ne peuvent naturellement être obtenues que via une compréhension fine de ces processus, ce qui nécessite par conséquent leur étude approfondie.

La diversité des progéniteurs mentionnée est d’ailleurs l’une des raisons de la nécessité d’études paramétriques. Les différentes simulations réalistes (B. MÜLLER, JANKA et HEGER, 2012; HANKE et al., 2013; TAKIWAKI et al., 2016; SUMMA et al., 2018) montrent une vaste variété de chemins vers l’explosion (ou non). Pendant longtemps, la recherche du mécanisme était indépendante de la structure du progéniteur (qui ne devait jouer que sur la courbe de lumière), mais ces résultats montrent que les mécanismes possibles sont fortement dépendants de celle-ci. Les simulations 3D réalistes sont cependant trop coûteuses en temps de calcul (plusieurs dizaines de millions d’heures pour certains modèles du groupe de GARCHING par exemple) pour pouvoir répondre à bon nombre des interrogations soulevées. D’autre part, leur analyse et interprétation sont complexes, car de nombreux effets y sont présents et se mélangent, rendant ainsi leur caractérisation assez délicate. Une illustration de cette complexité peut par exemple être la comparaison entre les résultats de simulations réalistes 3D avec rotation entre différents groupes, comme présenté à la figure 1.13. Si pour SUMMA et al. un moment cinétique de $\approx 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ suffit à obtenir une explosion aidée par la rotation, il n’en est rien pour TAKIWAKI et al. où le modèle avec un moment cinétique de $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ est presque indiscernable de celui sans rotation. D’autre part, les résultats de SUMMA et al. montrent l’importance de la résolution numérique : leurs modèles de plus basse résolution observent un développement plus vigoureux de SASI, probablement parce que les échelles spatiales typiques des instabilités de RAYLEIGH–TAYLOR et KELVIN–HELMHOLTZ suspectées d’être responsables de la saturation de SASI (GUILLET et al., 2010) ne sont pas résolues.

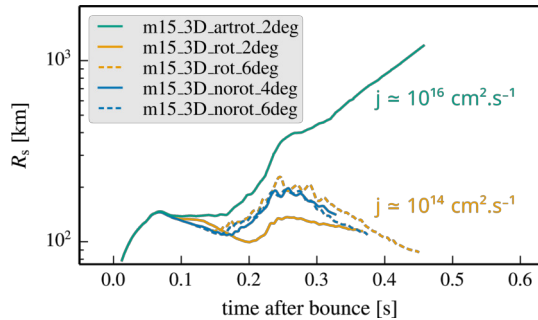
1.3. Observations récentes, asymétries & problématiques actuelles



(A) TAKIWAKI, rotation forte. (B) SUMMA, rotation faible. (C) SUMMA, rotation forte.



(D) Modèles de TAKIWAKI.



(E) Modèles de SUMMA.

FIGURE 1.13. – Comparaison entre des simulations 3D de TAKIWAKI et al. (2016) & SUMMA et al. (2018). *Haut* : Instantanés en entropie de différents modèles, environ 150 ms après le rebond. Les modèles incluant une forte rotation sont dominés par un mode spiral à grande échelle, SASI ou potentiellement “*low T/|W|*”. Le modèle de rotation faible est quant à lui dominé par la convection, bien visible ici avec ses « champignons » caractéristiques. *Bas* : Évolution temporelle du rayon du choc pour les différents modèles des deux groupes.

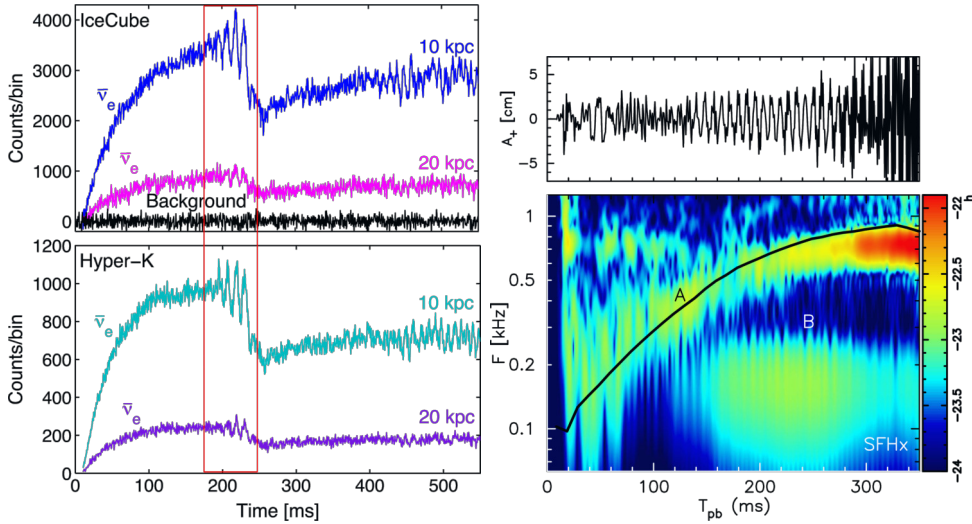
1.3.3. Observations futures : neutrinos et ondes gravitationnelles

L'avènement de l'astronomie des neutrinos et des ondes gravitationnelles offre de nouvelles perspectives pour les observations de supernovæ et la compréhension des mécanismes à l'œuvre dans leur explosion. En effet, toutes les observations décrites jusqu'à présent (à l'exception des rares neutrinos de SN1987A) convoient de l'information provenant des phases tardives de l'explosion, car basées sur les photons qui ne peuvent s'échapper initialement. En revanche, les neutrinos et les ondes gravitationnelles, émis dans les zones les plus internes, peuvent traverser les couches externes de l'étoile dès les premiers instants de l'explosion, et sont susceptibles de nous apporter des informations précieuses sur la dynamique de l'explosion.

Détection des neutrinos

La convection au sein de la PNS est susceptible de modifier le flux de neutrinos émis depuis la neutrinosphère, tandis que la dynamique de SASI module fortement l'émission de neutrinos dans la région de refroidissement. La variation temporelle du signal en neutrinos permettrait donc de se renseigner sur la dynamique à l'œuvre dans les régions internes. Les fréquences d'acquisition des détecteurs IceCube (Antarctique) et Hyper-Kamiokande (Japon) sont suffisantes pour résoudre temporellement les variations des flux dues à ces dynamiques dont l'échelle de temps typique est de quelques millisecondes à quelques dizaines de millisecondes. LUND et al. (2010) ont montré à l'aide de simulations numériques 2D que les modulations du flux dues à SASI seraient détectables pour une supernova située à 10 kpc (typiquement le centre de la galaxie). Ces résultats ont été confirmés à 3D, mais les simulations correspondantes montrent que le signal reçu dépend de l'orientation des oscillations par rapport à la ligne de visée du détecteur (LUND et al., 2012; TAMBORRA et al., 2013; TAMBORRA, RAFFELT et al., 2014, cf. figure 1.14a). Ces simulations montrent par ailleurs que la convection induite par les neutrinos dans la région de gain pourrait être détectable, mais uniquement pour des supernovæ dans le voisinage local (1 à 2 kpc) car les asymétries qu'elle génère sont de plus petites échelles spatiales et moins régulières temporellement. Enfin, l'instabilité LESA (TAMBORRA, HANKE, JANKA et al., 2014) modifie né-

1.3. Observations récentes, asymétries & problématiques actuelles



(A) Modulation du flux de neutrinos émis pour l'explosion d'un progéniteur de $27 M_{\odot}$ calculée par TAMBORRA et al. (2013) pour les détecteurs IceCube (situé en Antarctique) et Hyper-Kamiokande (au Japon), en supposant une distance de 10 et 20 kpc. La zone encadrée en rouge indique une phase d'activité de SASI.

(B) *Haut* : Signal en ondes gravitationnelles de l'explosion d'un progéniteur de $15 M_{\odot}$ (KURODA, KOTAKE et al., 2016). *Bas* : Diagramme temps-fréquence du signal. Les signatures des modes g (modes de gravité de surface) de la PNS (A) et des modes de SASI (B) sont visibles.

FIGURE 1.14. – Signatures des instabilités dans les simulations numériques potentiellement observables à l'avenir avec les détecteurs de neutrinos et d'ondes gravitationnelles.

1. Histoire et état général des connaissances

cessairement le flux de neutrinos mais sa signature n'est pas clairement identifiée (JANKA et al., 2016; WALK et al., 2019).

Ondes gravitationnelles des supernovæ

L'émission d'ondes gravitationnelles est un mécanisme quadrupolaire, et leur amplitude dépend donc directement des asymétries de l'explosion. Leur observation permettrait donc des observations directes de la dynamique multidimensionnelle à l'œuvre. Si le principal facteur responsable de l'émission d'ondes gravitationnelles est l'excitation des modes g (modes de gravité de surface) de la PNS, le rebond initial de la matière sur la PNS en formation en présence de rotation, la convection prompte qui s'ensuit, la convection induite par les neutrinos ainsi que les instabilités SASI et “*low T/|W|*” (cf. chapitre 2 pour une description de tous ces mécanismes) ont tous une signature propre en ondes gravitationnelles (e.g. OTT, 2009; KOTAKE, 2013). Aussi, une telle détection permettrait de voir les mécanismes à l'œuvre, ainsi que la variation temporelle de leur importance au cours de l'explosion.

La principale difficulté est de prévoir la forme et l'amplitude théorique de ces signaux caractéristiques afin de pouvoir les retrouver dans les mesures effectuées par les détecteurs LIGO, Virgo et KAGRA. Des prédictions issues de simulations numériques ont été effectuées dans des modèles réalistes à 2D (B. MÜLLER et al., 2013), ainsi que dans des modèles de plus en plus réalistes à 3D (OTT et al., 2013; KURODA, KOTAKE et al., 2016). L'identification robuste des processus hydrodynamiques en présence s'annonce néanmoins incertaine, en particulier parce que la dynamique hautement stochastique à 3D — notamment en l'absence de rotation — implique une importante dépendance du signal en fonction de la direction d'observation. Il faut également prendre en compte la dépendance des effets de ces instabilités par rapport à la structure du progéniteur, aux différentes équations d'états utilisées, etc. Néanmoins, il y a fort à parier que l'observation en ondes gravitationnelles d'une prochaine supernova galactique — les distances de détection estimées pour ces événements sont typiquement de quelques kiloparsecs à quelques dizaines de kiloparsecs — sera un phénomène sensationnel dont il y aura quantité d'enseignements à tirer — en particulier combinée à l'observation de neutrinos.



2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

Sommaire

2.1. Convection induite par les neutrinos	60
2.1.1. Critère de LEDOUX, fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ	60
2.1.2. Advection et paramètre χ	62
2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)	63
2.2.1. Mécanisme à l'origine de l'instabilité	65
2.2.2. Quelques caractéristiques et conséquences de SASI	70
2.3. Corotation & instabilité “<i>low T/ W </i>”	73
2.3.1. Description phénoménologique	73
2.3.2. La difficile identification du mécanisme des instabilités de corotation	74
2.3.3. Des étoiles à neutrons isolées aux proto-étoiles à neutrons accrétantes	76
2.4. Motivations de l'étude	77

AU PREMIER CHAPITRE, il a été mis en lumière l'importance du caractère multidimensionnel de la dynamique des fluides pour obtenir une explosion réussie de supernova à effondrement de cœur. Une grande variété de phénomènes peuvent venir briser la symétrie sphérique initialement supposée et développer des mouvements transverses à diverses échelles. Dans ce chapitre, nous étudierons plus en détails trois mécanismes d'instabilités qui sont susceptibles de se développer dans la région *post-choc* située entre le choc et la surface de la proto-étoile à neutrons (PNS). Le premier d'entre eux est la

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

convection induite par les neutrinos (section 2.1) : sous l'effet du chauffage par absorption de l'énergie des neutrinos, un profil d'entropie instable se développe dans ce que l'on appelle la région de gain et des mouvements convectifs peuvent alors se développer sous certaines conditions. Le second est l'instabilité dite du choc d'accrétion stationnaire (SASI, pour *Standing Accretion Shock Instability*; section 2.2) et qui correspond au développement d'un cycle advectif-acoustique instable entre le choc et les régions internes de forts gradients, cycle qui entraîne des déformations aux plus grandes échelles du choc. Enfin, l'instabilité de corotation, aussi parfois appelée "*low T/|W|*" (section 2.3) nécessite qu'une région du fluide tourne en phase avec le motif développé par l'instabilité. Elle se traduit aussi par une déformation à grande échelle du choc.

2.1. Convection induite par les neutrinos

La convection induite par les neutrinos est la première à avoir été découverte et étudiée dans le contexte des supernovæ à effondrement de cœur, l'idée originale étant due à BETHE (1990). Cette section décrit son mécanisme physique général et ses particularités dans le contexte des supernovæ.

2.1.1. Critère de LEDOUX, fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ

L'instabilité convective correspond à l'instabilité des mouvements dont la force de rappel est la poussée d'Archimède. La fréquence ω_{BV} de ces mouvements est décrite par la fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ, elle dépend de la densité du fluide ρ , de son entropie S , sa fraction leptonique $^1 Y_l$ et l'accélération locale, décrite ici par l'accélération gravitationnelle en négligeant l'accélération centrifuge :

$$\omega_{\text{BV}}^2 = -\frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_{Y_l, P} \frac{dS}{dr} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial Y_l} \right)_{S, P} \frac{dY_l}{dr} \right] \frac{d\phi}{dr}. \quad (2.1)$$

Le critère d'instabilité convective d'un équilibre hydrostatique s'écrit (LEDoux, 1947) :

$$\omega_{\text{BV}}^2 < 0. \quad (2.2)$$

1. Définie comme le nombre d'électrons et de neutrinos électroniques moins celui de leurs antiparticules, le tout exprimé par nucléon.

2.1. Convection induite par les neutrinos

Comme $d\phi/dr = GM/r^2 > 0$, le signe global ne dépend que des termes à l'intérieur des crochets. La convection tire son énergie de la différence d'énergie potentielle gravitationnelle entre la configuration initiale et celle stable d'énergie potentielle minimale, où la position des particules auraient été ré-ordonnées par entropie et fraction électronique décroissantes en fonction de l'altitude. Notons que l'instabilité convective se développe dans trois circonstances différentes pendant l'effondrement du cœur de l'étoile : à l'intérieur de la proto-étoile à neutrons, pendant le ralentissement du choc et lorsqu'il est quasi stationnaire.

Convection dans la proto-étoile à neutrons

EPSTEIN (1979) est le premier à avoir proposé l'existence d'une zone convective à l'intérieur de la proto-étoile à neutrons, liée à un gradient négatif de fraction leptonique (tandis que le gradient d'entropie est proche de zéro). Le terme $(\partial\rho/\partial Y_i)_{s,p} < 0$ traduit le fait que les zones du fluide riches en neutrons (Y_i petit) sont plus denses. L'instabilité se développe si $dY_i/dr < 0$, qui est obtenu grâce à la diffusion des neutrinos hors de la PNS, ce qui abaisse la fraction leptonique des régions externes. Ce mode de convection est bien observé dans les simulations numériques, mais BURAS et al. (2006) ainsi que DESSART et al. (2006) ont montré qu'il ne s'étendait pas jusqu'à la neutrinosphère et que par conséquent l'effet sur les neutrinos ν_e et $\bar{\nu}_e$ émis au niveau de celle-ci était marginal. Par conséquent, il n'en sera pas tenu compte dans toute la suite. Par contre ces mouvements convectifs de la proto-étoile à neutrons peuvent jouer un rôle déterminant pour amplifier le champ magnétique (THOMPSON et R. C. DUNCAN, 1993) et produire un flux acoustique significatif (GOSSAN et al., 2020).

Convection prompte

Après la génération du choc lors de l'effondrement (moment dit du rebond initial, en anglais "*bounce*"), celui-ci se propage en allant à l'encontre du reste du cœur en chute libre et ralentit du fait des pertes d'énergie par dissociation nucléaire et production de neutrinos. L'intensité du choc, et donc le saut d'entropie correspondant, diminue au fur et à mesure que celui-ci ralentit. Ainsi, un gradient d'entropie négatif se forme entre la proto-étoile à neutrons et le choc. Or, le terme $(\partial\rho/\partial s)_{Y,P}$ est également négatif puisque pour un gaz parfait celui-ci vaut $-(\gamma - 1)\rho/\gamma$. Par conséquent, ce gradient est instable (le gradient de fraction lepto-

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

nique étant approximativement nul, la composition du milieu étant relativement homogène à ce stade) et une instabilité convective se développe, appelée « convection prompte ». Cependant, BRUENN et MEZZACAPPA (1994) ont montré que ce mécanisme intervient tellement tôt que son impact sur la suite des événements est mineur : le taux d'accrétion auquel fait face le choc est trop élevé pour que cette instabilité ait un impact sur sa dynamique tandis que le flux de neutrinos émis depuis la neutrinosphère est encore trop faible pour que l'augmentation du temps de résidence permette une modification significative du taux de chauffage. Finalement, ce phénomène s'épuise dès que le choc se stabilise (~100 ms après le rebond initial), et le principal effet obtenu est donc une homogénéisation du profil d'entropie sous le choc.

Convection induite par les neutrinos

Une fois que le choc s'est stabilisé, l'absorption d'une partie des neutrinos s'échappant par diffusion de la neutrinosphère, par les particules de fluide advectées du choc vers la PNS, entretient un gradient négatif d'entropie. En effet, l'entropie augmente après chaque absorption, et c'est donc au bas de la région de gain que l'entropie est la plus forte. Une instabilité de convection peut alors se développer, d'abord proposée par BETHE (1990) puis largement étudiée depuis car considérée comme l'une des contributions les plus déterminantes pour obtenir une explosion, qui plus est potentiellement asymétrique (HERANT et al., 1992, 1994; BURROWS et al., 1995; JANKA et E. MÜLLER, 1996). Cependant, ce mécanisme n'est en revanche pas aussi simple que la convection classique d'un équilibre hydrostatique, en raison de l'advection.

2.1.2. Advection et paramètre χ

Si la poussée d'Archimède entraîne une bulle d'entropie élevée dans une remontée vers le choc, celle-ci doit cependant composer avec l'advection qui continue à l'emmenner vers la PNS, et par conséquent le critère habituel de stabilité ne suffit plus. Ainsi il faut prendre en compte l'effet stabilisant du flot d'advection, et c'est seulement si la force de poussée est suffisamment importante par rapport à la vitesse de l'écoulement que la convection pourra se développer (autrement dit, le gain d'énergie potentielle que pourrait réaliser la convection doit être comparable à l'énergie cinétique du flot). L'importance relative de ces termes a été quantifiée

2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)

par FOGLIZZO et al. (2006) sous la forme du rapport du temps d'advection à travers la région de gain $t_{\text{adv-g}}$ au temps dit « de flottaison » donné par la fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ sous la forme du paramètre suivant :

$$\chi = \int_{r_g}^{r_{\text{sh}}} \omega_{\text{BV}} \frac{dr}{v_r}, \quad (2.3)$$

où v_r représente la vitesse radiale tandis que r_g et r_{sh} sont respectivement les rayons de gain et du choc. L'analyse perturbative linéaire indique que ce paramètre doit être ≥ 3 pour que la convection puisse se développer (cf. figure 2.1). L'ordre des modes instables susceptibles de se développer se déduit approximativement du nombre de cellules convectives circulaires susceptibles d'exister dans la région entre le rayon de gain et celui du choc ² :

$$\ell \sim \frac{\pi r_{\text{sh}} + r_g}{2 r_{\text{sh}} - r_g}, \quad (2.4)$$

à un facteur 1.5 près si l'on prenait en compte l'aplatissement des cellules tel que calculé par CHANDRASEKHAR (1961) pour la convection de BÉNARD. Pour un rayon du choc typiquement de 150 km dans la phase stationnaire et un rayon de gain de l'ordre de 80 km, les calculs perturbatifs de FOGLIZZO et al. (2006) en géométrie sphérique aboutissent à $\ell \sim 4-6$. Par conséquent, la convection induite par les neutrinos produit des asymétries à plus petite échelle que celle $\ell \sim 1-2$ de SASI dans la phase linéaire (cf. ci-après). Dans la phase non linéaire, l'augmentation de la taille de la région de gain est plus favorable aux grandes échelles.

2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)

L'instabilité du choc d'accrétion stationnaire (abrégée SASI pour “*Standing Accretion Shock Instability*”) a été découverte initialement par BLONDIN et al. (2003) dans le cadre de simulations numériques 2D axisymétriques d'un modèle adiabatique. Ils ont observé, en l'absence de chauffage par les neutrinos donc, une

2. Lorsque qu'il est question de l'ordre de modes dans cet ouvrage, les grandeurs ℓ et m correspondent aux indices de leur décomposition en harmoniques sphériques $Y_{\ell,m}$.

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovae gravitationnelles

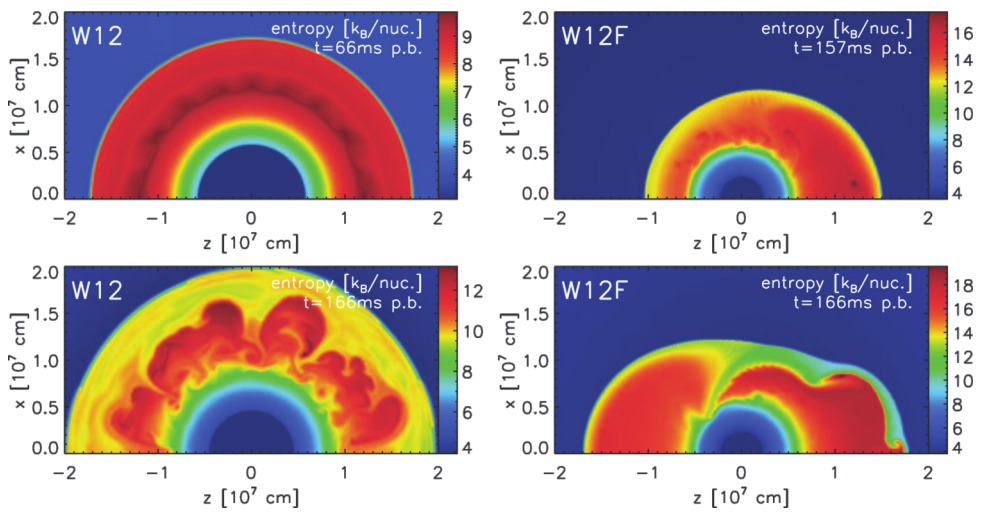


FIGURE 2.1. – Instantanés en entropie de deux simulations numériques 2D de FOGLIZZO et al. (2006). *Gauche* : $\chi = 5$, la convection se développe dans la région de gain avec une échelle angulaire d'ordre $\ell = 4-5$. *Droite* : $\chi = 2.5$, la convection est absente et c'est un mode instable à grande échelle $\ell = 1$ qui domine la dynamique. Celui-ci est dû à SASI (cf. section 2.2).

2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)

déformation à grande échelle du choc ($\ell = 1, m = 0$, mode d'oscillation ou “*sloshing*” en anglais — cf. figure 2.2 pour un exemple d'un tel mode) sur une échelle de temps de 30 à 50 ms typiquement. Cette instabilité diffère fondamentalement de la convection par plusieurs aspects : elle existe même sans chauffage par les neutrinos, elle déstabilise les grandes échelles $\ell = 1-2$, et elle est oscillatoire.

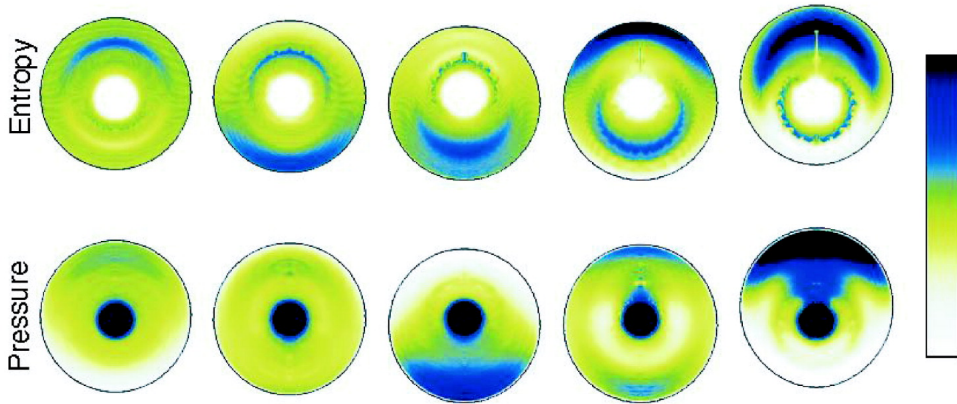


FIGURE 2.2. – Instantanés en entropie d'une simulation numérique axisymétrique de BLONDIN et MEZZACAPPA (2006). Le contour noir extérieur délimite le choc, qui oscille le long de l'axe de symétrie sous l'effet du mode $\ell = 1, m = 0$ de SASI. Cette oscillation est également visible en entropie (rangée du haut) et en pression (rangée du bas), l'échelle de couleur représentant la déviation de ces quantités par rapport à leurs valeurs à l'équilibre. L'axe horizontal représente le temps : l'amplitude de l'oscillation croît petit à petit.

Depuis cette première découverte, l'existence de SASI a été confirmée dans des simulations numériques plus réalistes (BLONDIN et MEZZACAPPA, 2006; MAREK et JANKA, 2009). Les simulations 3D de BLONDIN et MEZZACAPPA (2007) ont révélé des modes non-axisymétriques spiraux ($m = 1, 2$), puis également dans des modèles plus complexes (FERNÁNDEZ, 2010; MELSON et al., 2015, cf. figure 2.3 pour un exemple 3D). L'asymétrie $\ell = 1$ qu'elle produit permet d'expliquer le kick des pulsars (SCHECK et al., 2004, 2006; WONGWATHANARAT et al., 2010, 2013).

2.2.1. Mécanisme à l'origine de l'instabilité

L'instabilité SASI a d'abord été interprétée par BLONDIN et al. (2003) comme la conséquence d'un cycle advectif-acoustique analogue à celui qui se développe der-

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovae gravitationnelles

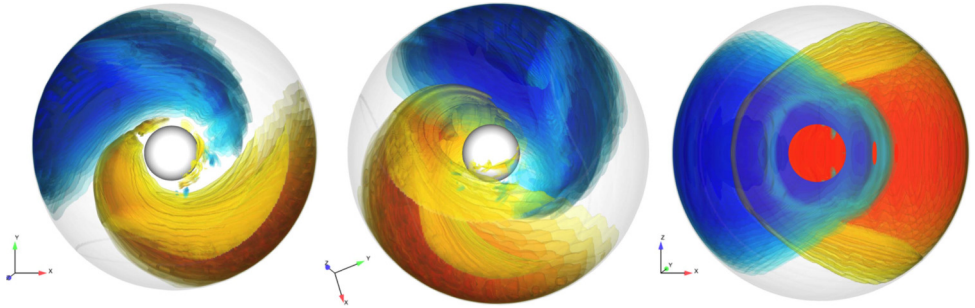
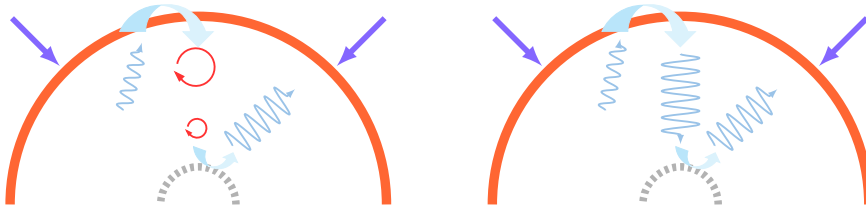


FIGURE 2.3. – Instantané d’une simulation 3D de BLONDIN et al. (2017) présentant un mode $\ell = 1, m = 1$ de SASI. La première vue est selon l’axe de rotation, la dernière selon le plan équatorial et celle au milieu un intermédiaire entre les deux. Le code couleur représente la déviation du moment cinétique spécifique (grandeur qui représente la quantité de rotation) par rapport à l’état initial axisymétrique : ce mode spiral de SASI redistribue le moment cinétique dans la région du choc.

rière le choc d’accrétion d’un trou noir en mouvement supersonique (FOGLIZZO et TAGGER, 2000; FOGLIZZO, 2001, 2002). Les premières simulations de BLONDIN et al. (2003) étaient adiabatiques et la formulation de la condition limite au bord interne était une source de rétroaction acoustique artificielle, à haute fréquence, liée à l’advection de vorticité. L’introduction d’une fonction de refroidissement pour modéliser l’émission de neutrinos et permettre l’accrétion stationnaire sur la proto-étoile à neutrons a fait disparaître cet artefact (BLONDIN et MEZZACAPPA, 2006). Leurs nouvelles simulations les ont conduits à proposer un mécanisme d’instabilité purement acoustique. Ces deux types de cycles sont présentés schématiquement à la figure 2.4.

Le cycle purement acoustique proposé repose sur l’hypothèse d’une amplification de l’onde sonore lors de sa réflexion au choc. Elle est ensuite réfléchie dans les régions internes sous l’effet conjugué du gradient de densité et de la convergence géométrique. Aucun mécanisme permettant cette sur-réflexion n’a été mis en évidence, et c’est l’inverse (amortissement) qui est observé dans les modèles simplifiés (FOGLIZZO, 2009). Le cycle advectif-acoustique repose sur deux couplages, l’un ayant lieu au choc et l’autre dans les régions de forts gradients   proximité de la PNS. Le premier fait intervenir une onde sonore qui se propage vers le choc et déforme ce dernier lors de son interaction avec celui-ci, produisant alors des perturbations de vorticité et d’entropie. Ces deux quantités hydrodynamiques sont transportées

2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)



(A) Cycle advectif-acoustique : une onde sonore (flèche ondulée) se propage vers le choc et s'y couple avec une onde d'entropie-vorticité (flèches circulaires). Celle-ci est ensuite advectée vers les régions internes, où elle génère une onde sonore qui se propage de nouveau vers le choc.

(B) Cycle purement acoustique : une onde sonore se propage vers le choc et s'y réfléchit. Celle-ci se propage ensuite vers les régions internes où elle se trouve réfléchi sous l'effet conjugué du gradient de densité et de la convergence géométrique.

FIGURE 2.4. – Schémas illustratifs des cycles advectif-acoustique et purement acoustique.

(*i.e.* « advectées ») par l'écoulement jusqu'à la zone de forte décélération située aux abords de la PNS. C'est dans cette zone que le second couplage s'effectue : l'advection d'une onde d'entropie ou de vorticité produit une perturbation de pression du fluide, ou onde sonore, qui va se propager vers le choc bouclant ainsi le cycle. Celui-ci est dit instable si l'onde sonore résultante est d'amplitude supérieure à celle de la perturbation initiale.

Ce mécanisme a été confirmé par des méthodes perturbatives (FOGLIZZO et al., 2007; GUILLET et FOGLIZZO, 2012) et des simulations numériques (SCHECK et al., 2008).

Couplage au choc

Une onde sonore correspond à une perturbation de pression du fluide à entropie constante, et plus précisément à une alternance de surpressions et de dépressions, espacées temporellement d'une demi-période de l'onde (la période étant l'inverse de la fréquence). Lorsqu'une surpression arrive au niveau du choc, elle pousse celui-ci vers l'extérieur. La dépression successive va à l'inverse l'attirer vers l'intérieur. Ainsi, le choc va osciller autour de sa position d'équilibre, avec une fréquence identique à celle de l'onde. Or le gain d'entropie d'un fluide lorsqu'il traverse un choc dépend de la vitesse relative entre les deux : plus la vitesse de l'écoulement est importante dans le référentiel du choc, plus ce gain est élevé.

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

Ici, deux effets indépendants modifient cette vitesse relative. D'une part, il y a la vitesse propre du choc — celle de ses oscillations — qui modifie d'autant la vitesse relative de l'écoulement. Cette modification varie en amplitude à la fréquence des oscillations et implique une différence de vitesse positive quand le choc s'étend vers l'extérieur (sous l'effet d'une surpression); il en est donc de même pour la différence d'entropie du fluide à la traversée du choc. L'effet inverse se produit pour la phase de rétraction due à la dépression qui suit. L'amplitude de cet effet peut être estimée en considérant la vitesse maximale d'une petite oscillation d'amplitude maximale $\Delta\zeta$ du choc à la fréquence f , $|v_{\text{sh}}| = 2\pi f \Delta\zeta$, sachant que SASI a une fréquence typique $f \sim 1/\tau_{\text{adv}}$ de 20 à 40 Hz dans le contexte des supernovæ soit un pré-facteur de l'ordre de 125–250 s^{-1} . D'autre part, lorsque le choc s'éloigne de sa position d'équilibre, la vitesse du fluide qu'il rencontre varie car celui-ci est approximativement en chute libre et donc

$$v_{\text{fluide}} \sim v_{\text{ff}} \sim \sqrt{\frac{2GM_{\text{PNS}}}{r}}, \quad (2.5)$$

ce qui implique pour un petit déplacement $\Delta\zeta$ du choc :

$$\Delta v = v_{\text{fluide}}(r_{\text{sh}} + \Delta\zeta) - v_{\text{fluide}}(r_{\text{sh}}) \sim -v_{\text{ff}}(r_{\text{sh}}) \frac{\Delta\zeta}{2r_{\text{sh}}}. \quad (2.6)$$

Par conséquent, la vitesse relative diminue pour un déplacement vers l'extérieur, *idem* pour le saut d'entropie; et inversement pour un déplacement vers l'intérieur. Avec $M_{\text{PNS}} \approx 1.3 M_{\odot}$ et $r_{\text{sh}} \approx 150$ km, l'ordre de grandeur du pré-facteur s'estime à 160 s^{-1} , du même ordre de grandeur que le premier effet.

$$\frac{4\pi r_{\text{sh}}}{v_{\text{ff}}(r_{\text{sh}})\tau_{\text{adv}}} \sim 4\pi \frac{v_2}{v_1} \frac{r_{\text{sh}}}{r_{\text{sh}} - r_{\text{PNS}}}. \quad (2.7)$$

Ces deux effets sont déphasés d'un quart de période d'oscillation (quadrature de phase). Ainsi, en écrivant le déplacement du choc $\Delta\zeta$ sous une forme oscillatoire $\Delta\zeta = \Delta\zeta_0 \cos(2\pi f t)$ il s'ensuit que $v_{\text{sh}} = 2\pi f \Delta\zeta \sin(2\pi f t)$ et la modification totale de vitesse relative s'écrira :

$$\Delta v_{\text{rel}} = 2\pi f \Delta\zeta_0 \sin(2\pi f t) - \frac{v_{\text{ff}}(r_{\text{sh}})}{2r_{\text{sh}}} \Delta\zeta_0 \cos(2\pi f t), \quad (2.8)$$

$$= \sqrt{4\pi^2 f^2 + \frac{GM_{\text{PNS}}}{2r_{\text{sh}}^3}} \Delta\zeta_0 \cos\left(2\pi f t + \arctan\left(\frac{v_{\text{ff}}(r_{\text{sh}})}{4\pi f r_{\text{sh}}}\right)\right). \quad (2.9)$$

2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)

Ainsi, une perturbation de pression heurtant un choc résulte bien en un couplage via celui-ci avec une onde d'entropie de même fréquence (mais légèrement déphasée).

Qu'en est-il pour la vorticité? La vision présentée ici correspond à une perturbation purement radiale et ne suffit pas à expliquer une onde de vorticité. Pour cela, il faut considérer une perturbation sinusoïdale de la surface du choc : la vitesse incidente se projette sur une composante normale et une composante tangentielle à la surface. La composante tangentielle est conservée à la traversée du choc, alors que la composante normale subit une décélération. Pour des perturbations linéaires la projection de la vitesse sur sa composante normale est constante à l'ordre 1, et seule la composante transverse varie. Au gré des oscillations de l'inclinaison de la surface de choc, le profil de vitesse du fluide sous le choc subit une variation radiale de la composante de vitesse horizontale, qui correspond bien à de la vorticité.

Couplage dans la région de décélération

Les perturbations d'entropie ou de vorticité sont à l'équilibre de pression. Dans un écoulement uniforme, elles seraient simplement advectées sans se coupler aux ondes sonores. Mais en présence de gradients dans l'écoulement, ces perturbations vont créer une rétroaction acoustique. Dans le cas présent, le gradient de vitesse lié à la décélération du fluide à l'approche de la PNS implique une compression du fluide. Or si l'on considère le fluide comme un gaz parfait adiabatique, sa densité et sa pression sont reliées par une équation dite du polytrophe, $P = \kappa \rho^\gamma$, où κ est une variable qui dépend de γ et de l'entropie du fluide, tandis que γ est appelé indice adiabatique du fluide et ne dépend que de la nature de celui-ci (dégénéré ou non, relativiste ou non, etc.). Par conséquent, deux éléments de fluide à des entropies différentes auront deux valeurs de κ différentes et ils vont ajuster différemment leur pression en réponse à cette compression modifiant leur densité. La perturbation locale de pression résultante est alors évacuée sous la forme d'une onde sonore. De manière similaire en considérant un cas non-adiabatique simplifié incluant par exemple le refroidissement par émission de neutrinos mais dans une géométrie plan-parallèle, ce refroidissement serait dépendant de l'entropie de l'élément de fluide. Densité comme pression varieraient différemment, produisant à nouveau un déséquilibre local de pression à l'origine de l'émission d'ondes acoustiques. Quant à la perturbation de vorticité, celle-ci implique un déplacement vertical qui

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

va mettre en contact des régions de pressions différentes, résultant à nouveau en l'émission d'ondes sonores.

2.2.2. Quelques caractéristiques et conséquences de SASI

Le rôle de SASI pour obtenir une explosion a été jugé essentiel dans de nombreux cas (*e.g.* MAREK et JANKA, 2009; B. MÜLLER, JANKA et HEGER, 2012; SUMMA et al., 2018), bien qu'un développement de cette instabilité jusqu'à des grandes amplitudes ne soit pas une garantie d'explosion (HANKE et al., 2013).

Comme mentionné auparavant, SASI produit des asymétries à grandes échelles et permet d'expliquer le *kick* des pulsars. SCHECK et al. (2004, 2006) ont mis en évidence le rôle de l'interaction gravitationnelle entre le pulsar et la distribution asymétrique de matière façonnée par SASI : la quantité de mouvement du pulsar n'est pas simplement acquise par les forces de pression exercées par la matière accrétée. L'accélération gravitationnelle se poursuit sur une durée de plusieurs secondes, qui dépasse la phase d'accrétion. Cette idée a été validée dans des simulations numériques 3D par WONGWATHANARAT et al. (2010, 2013).

La plupart des caractéristiques du mécanisme de SASI ont pu être identifiées et expliquées dans des modèles simplifiés permettant son analyse perturbative linéaire. FOGLIZZO et al. (2007) ont montré que le mode purement radial $\ell = 0$ de SASI est stable dans un modèle sans chauffage, ce qui s'explique par le fait qu'une perturbation radiale ne génère pas de vorticité, diminuant ainsi l'efficacité du cycle par rapport aux cas comprenant une structure transverse. Les modes les plus instables sont ceux aux grandes échelles $\ell = 1, 2$ et basses fréquences.

FOGLIZZO (2009) a utilisé un modèle simplifié adiabatique en géométrie plan-parallèle pour expliquer pourquoi l'instabilité SASI favorise les basses fréquences. Ce modèle met en évidence une fréquence de coupure liée au temps de passage dans la région de décélération proche de l'étoile à neutrons. Des perturbations de haute fréquence sont bien couplées aux perturbations acoustiques, mais de façon incohérente et destructive à l'intérieur de la région de couplage.

Un effet important sur SASI est celui de la rotation. En l'absence de rotation, les modes $\ell = 1, m = 0$ (oscillations axisymétriques) et $\ell = 1, m = \pm 1$ (spirales) ont les mêmes taux de croissance (FOGLIZZO et al., 2007); BLONDIN et SHAW (2007) ayant d'ailleurs montré qu'un mode $m = 0$ peut s'écrire comme la superposition de deux modes spiraux ayant des sens de propagation opposés ($m = 1$ et $m = -1$). En revanche, YAMASAKI et FOGLIZZO (2008) ont montré que la rotation

2.2. Instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI)

favorise fortement le mode spiral ayant le même sens de propagation que le fluide comme observé par BLONDIN et MEZZACAPPA (2007) ainsi que IWAKAMI et al. (2009). Des modes spiraux d'ordres plus élevés ($m \geq 2$) dominent même pour les plus fortes rotations, ce qui a notamment été observé par BLONDIN et al. (2017) (cf. figure 2.5). Les taux de croissance et fréquences des modes propres obtenus perturbativement ont été confirmés par BLONDIN et al. (2017) ainsi que KAZERONI et al. (2016, 2017). Les mouvements non-axisymétriques de SASI sont responsables d'une redistribution du moment cinétique sous l'onde de choc, avec un excès de moment cinétique prograde dans les parties externes proches de l'onde de choc et l'excès inverse à proximité de la surface de l'étoile à neutrons. Cette redistribution peut influencer le moment cinétique de l'étoile à neutrons si l'explosion éjecte le moment cinétique associé à l'onde spirale de déformation du choc (BLONDIN et MEZZACAPPA, 2007; KAZERONI et al., 2017) (cf. figure 2.6a).

KAZERONI et al. (2017) ont observé une modification du comportement de SASI aux plus fortes rotations, lorsqu'apparaît un rayon de corotation entre la PNS et le choc (cf. figure 2.6b et section 2.3 pour une discussion de cet effet).

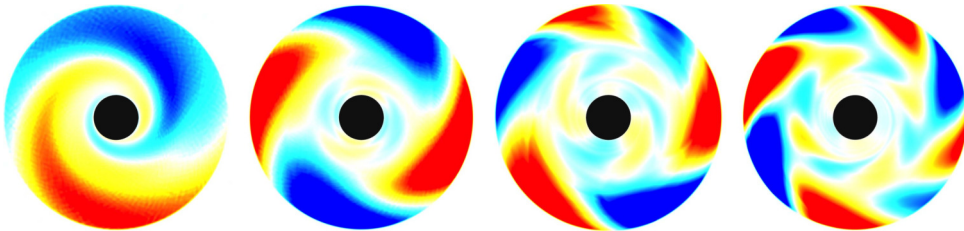
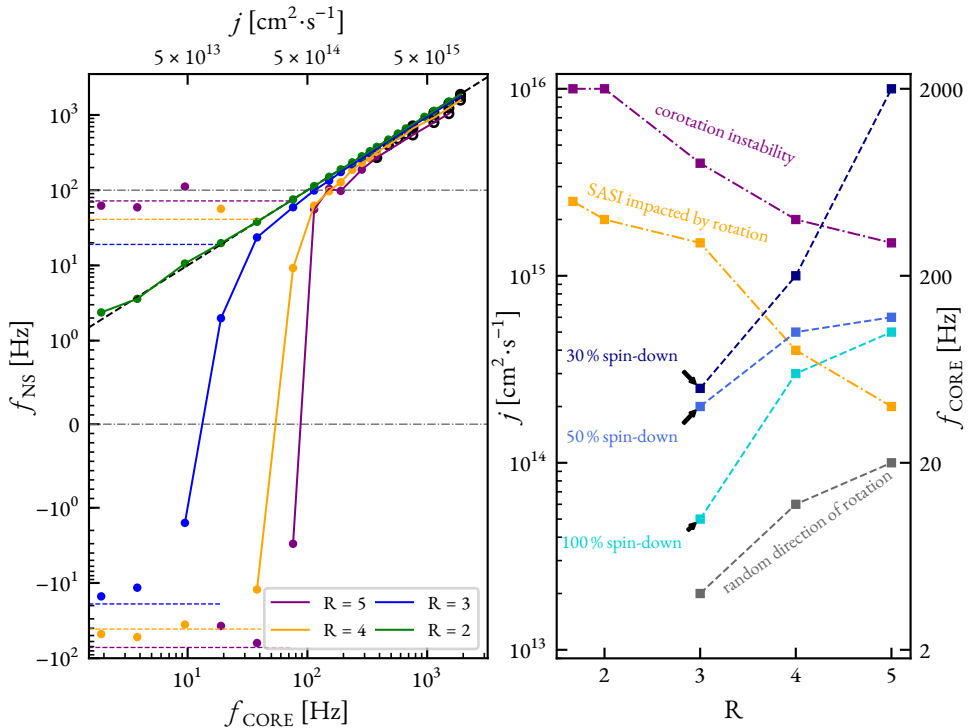


FIGURE 2.5. – Modes $m = 1, 2, 3$ et 4 de SASI qui se développent dans un modèle 2D simplifié de BLONDIN et al. (2017) pour des rotations de plus en plus fortes (le moment cinétique spécifique est respectivement de $0.23, 1.1, 1.9$ et $2.3 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). L'échelle de couleur indique la déviation du moment cinétique par rapport à la valeur initiale.

D'autre part, il est intéressant de noter que les propriétés de SASI ont été retrouvées expérimentalement dans un dispositif analogique en eau peu profonde³, la « fontaine aux supernovæ » (FOGLIZZO et al., 2012, 2015), avec et sans rotation, dans un cadre entièrement adiabatique et isentropique.

3. “shallow water”, un régime de l'hydrodynamique où le comportement des fluides est régi par une version simplifiée des équations de l'hydrodynamique, les équations de SAINT-VENANT. L'idée générale est de considérer que la profondeur du milieu est petite devant les longueurs d'onde des phénomènes considérés.

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovae gravitationnelles



(A) Relation entre la fréquence qui serait obtenue par conservation du moment cinétique durant l'effondrement et celle obtenue en tenant compte de la redistribution par les instabilités spirales. À faible rotation (partie gauche du graphe), les instabilités dominent le moment cinétique final et peuvent induire une rotation contraire.

(B) L'impact de la rotation sur SASI et réciproquement dépendant de R . Plus ce dernier est grand, plus les effets sont forts (SASI impacte grandement le moment cinétique de l'étoile à neutrons finale, et SASI est modifiée par la rotation — jusqu'à l'apparition d'une corotation — pour des valeurs raisonnables de celle-ci).

FIGURE 2.6. – Figures issues de KAZERONI et al. (2017) montrant l'importance de la rotation pour certains effets de SASI. Globalement, on peut retenir que plus le rapport initial R entre le rayon du choc et le rayon de la PNS est grand, plus l'effet de SASI est important, et plus SASI est modifié par la rotation.

2.3. Corotation & instabilité “low $T/|W|$ ”

2.3.1. Description phénoménologique

La dynamique de l’effondrement peut être affectée par la présence de rotation dans le cœur de l’étoile. Les effets purement centrifuges peuvent être décrits par des simulations 2D axisymétriques, mais c’est à 3D que se manifestent les effets rotationnels les plus intéressants. Les simulations numériques 3D de OTT et al. (2005) ont révélé que la rotation peut induire l’apparition de structures spirales à un ou deux bras susceptibles de redistribuer le moment cinétique et de produire des ondes gravitationnelles. Cette dynamique semble similaire à celle observée dans les simulations numériques d’étoiles à neutrons isolées en rotation différentielle (SHIBATA et al., 2002, 2003). Le mécanisme physique de ce phénomène n’est pas encore bien compris dans les étoiles à neutrons isolées, et encore moins pendant la phase d’accrétion d’une proto-étoile à neutrons.

L’intensité de la rotation est traditionnellement mesurée par le rapport $T/|W|$ qui compare l’énergie cinétique de rotation T et l’énergie potentielle gravitationnelle W . On sait depuis OSTRICKER et TASSOUL (1969) qu’une structure spirale à deux bras apparaît dans une étoile à neutrons isolée en rotation uniforme lorsque son énergie cinétique dépasse le seuil $T/|W| > 27\%$, quelle que soit son équation d’état. Cette instabilité concerne les étoiles à neutrons en rotation très rapide : la limite centrifuge d’une étoile à neutrons (froide) est de l’ordre de 1 kHz, qui est la fréquence képlérienne à sa surface (~ 10 km) et correspondrait à $T/|W| \sim 0.5$. La majorité des étoiles à neutrons observées ont des fréquences de rotation de 1 à 100 Hz (POPOV et TUROLLA, 2012), donc 10 à 1000 fois plus lentes que la limite centrifuge, soit $T/|W| < 1\%$.

La découverte de SHIBATA et al. (2002, 2003) pour le mode $m = 2$ (puis SAIJO et al., 2003 pour le mode $m = 1$) a montré qu’en rotation différentielle, une instabilité spirale peut apparaître pour des valeurs de $T/|W|$ de quelques pourcents seulement, sans qu’un seuil ferme soit établi. Faute d’explication claire de son mécanisme, ce type d’instabilité est simplement désigné par le terme « instabilité à faible $T/|W|$ » (“low $T/|W|$ instability”). Une des caractéristiques de cette instabilité est que la fréquence de rotation du motif spiral coïncide avec la fréquence de rotation Ω d’une région de l’étoile : le rayon r_{corot} de cette région est appelé le rayon de corotation. En désignant par ω_r la partie réelle de la fréquence propre du mode instable $\exp(-i\omega t + im\theta)$ dont la structure azimutale est décrite

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

par le nombre d'onde m , sa fréquence de phase est ω_r/m . Le rayon de corotation est défini par

$$\frac{\omega_r}{m} = \Omega(r_{\text{corot}}). \quad (2.10)$$

D'après la conjecture de WATTS et al. (2005), l'instabilité "low $\Gamma/|W|$ " provient de la déstabilisation d'un mode propre de vibration de l'étoile lorsque sa fréquence permet l'existence d'une corotation. Cette proposition a été confirmée par l'étude numérique de PASSAMONTI et ANDERSSON (2015) qui a identifié que l'instabilité $m = 2$ apparaît dans leur modèle dès que le mode acoustique fondamental (appelé mode f) possède un rayon de corotation. Cette étude a aussi exclu la contribution du mode inertiel de rotation (appelé mode r).

2.3.2. La difficile identification du mécanisme des instabilités de corotation

Le critère de corotation suggère une parenté avec l'instabilité des disques en rotation différentielle découverte par PAPALOIZOU et PRINGLE (1984). Son mécanisme a été formalisé par GOLDREICH et NARAYAN (1985) par une approximation WKB de l'amplification des ondes acoustiques lors de leur interaction avec le rayon de corotation. Les ondes acoustiques dans un milieu uniforme sont caractérisées par une équation de dispersion $\omega^2 = k^2 c^2$ où le nombre d'onde k peut être approximé localement en coordonnées cylindriques par $k^2 = k_r^2 + m^2/r^2$. Comme la fréquence des ondes acoustiques est décalée par l'effet Doppler leur équation de dispersion approximative dans un fluide en rotation s'écrit

$$(\omega - m\Omega)^2 = \left(k_r^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) c^2. \quad (2.11)$$

Le caractère propagatif ou évanescent des ondes dans la direction radiale est décrit par le signe de k_r^2 :

$$k_r^2 = \frac{(\omega - m\Omega)^2}{c^2} - \frac{m^2}{r^2}. \quad (2.12)$$

Le rayon de corotation ($\omega = m\Omega$) est donc dans une zone d'évanescence $k_r^2 < 0$ où le nombre d'onde radial k_r des ondes acoustiques est imaginaire. De part et d'autre du rayon de corotation, les points tournants r_{turn}^\pm définis par $k_r(r_{\text{turn}}^\pm) = 0$ constituent les limites de propagation acoustique radiale. L'amplitude de l'onde

2.3. Corotation & instabilité “low $T/|W|$ ”

transmise par « effet tunnel » de l'autre côté de la région de corotation est d'autant plus forte que la bande évanescente à traverser est étroite. Comme la rotation du fluide décroît vers l'extérieur, les ondes progrades extérieures à la corotation se déplacent azimuthalement plus vite que l'écoulement et augmentent son moment cinétique. Inversement, les ondes progrades intérieures à la corotation diminuent le moment cinétique de l'écoulement. Pour cette raison la transmission d'une onde à travers la corotation permet d'augmenter l'amplitude de l'onde réfléchie (figure 2.7).

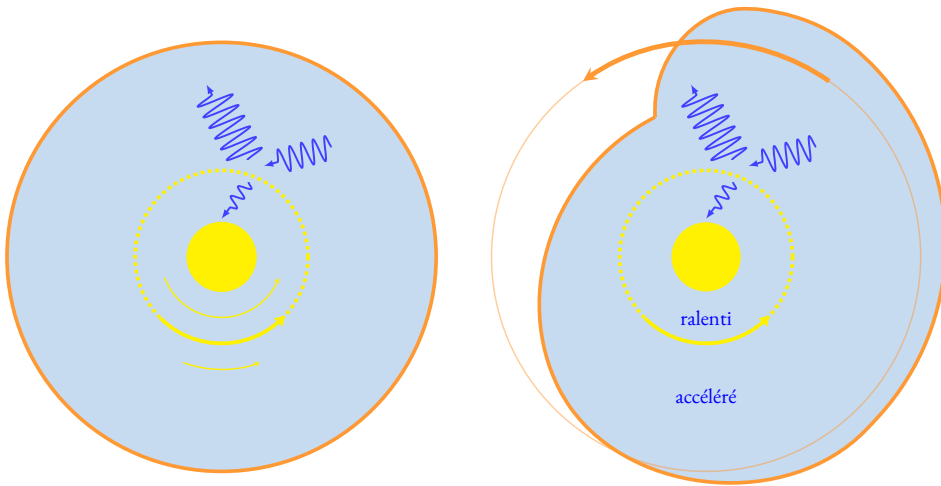


FIGURE 2.7. – Principe schématique du mécanisme de l'instabilité de corotation.

Ce formalisme capture bien le phénomène de sur-réflexion pour des ondes de fréquence suffisamment haute pour satisfaire le critère WKB. Pour traduire cette sur-réflexion en instabilité, ce mécanisme suppose une condition extérieure suffisamment réflexive pour créer une cavité où le mode acoustique s'amplifie.

Notons que cette description permet de comprendre le mécanisme d'instabilité et la nécessité d'un rayon de corotation mais ne justifie pas son caractère suffisant, car il semblerait nécessaire de pouvoir définir deux points tournants pour décrire ce phénomène.

La difficulté d'interprétation de l'instabilité “low $T/|W|$ ” vient du fait qu'elle concerne le mode acoustique de plus basse fréquence (le mode fondamental), pour lequel cette approximation n'est pas justifiée.

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

L'étude du mécanisme d'instabilité des proto-étoiles à neutrons peut s'inspirer des analyses de configurations analogues de fluides en rotation différentielle : une colonne d'eau salée dont la densité est stratifiée verticalement par la gravité peut devenir instable lorsque les ondes internes de gravité sont en corotation avec le fluide (LE DIZÈS et BILLANT, 2009; BILLANT et LE DIZÈS, 2009; PARK et BILLANT, 2013). Un liquide homogène à surface libre, en rotation différentielle, peut aussi être déstabilisé lorsque les ondes à sa surface se réfléchissent sur un rayon de corotation (MOUGEL et al., 2017). Tout comme les études de l'instabilité de PAPALOIZOU-PRINGLE dans les disques d'accrétion, ces études de fluides terrestres distinguent le régime où les deux régions de part et d'autre de la corotation forment des cavités acoustiques et le régime où l'une des régions permet l'échappement des ondes transmises. Un exemple du premier régime est l'écoulement de TAYLOR-COUETTE stratifié de PARK et BILLANT (2013). Notons que la littérature de mécanique des fluides désigne le deuxième régime sous le terme générique d'« instabilité radiative ». Le rayon de corotation est désigné comme « couche critique ».

Une approche susceptible de s'affranchir de la contrainte WKB semble devoir reposer entièrement sur le concept de pseudo-énergie ou de pseudo-quantité de mouvement de l'onde, dont le signe est opposé de part et d'autre de la corotation (ACHESON, 1976; CAIRNS, 1979; SCINOCCA et SHEPHERD, 1992; TAKEHIRO et HAYASHI, 1992; RAN et GAO, 2007; HARNIK et HEIFETZ, 2007). L'interprétation des échanges d'énergie entre les ondes des régions de part et d'autre du rayon de corotation est compliquée par l'échange d'énergie entre les ondes et l'écoulement sous-jacent, qui se traduit analytiquement par une singularité de corotation lorsque le gradient de vorticité n'est pas nul. Cette approche a été utilisée par SAIJO et YOSHIDA (2006) ainsi que YOSHIDA et SAIJO (2017) pour tenter d'élucider le mécanisme de l'instabilité “ $low T/|W|$ ”, malheureusement sans être tout à fait concluante.

2.3.3. Des étoiles à neutrons isolées aux proto-étoiles à neutrons accrétantes

S'il était possible de transposer la dynamique des étoiles à neutrons isolées aux proto-étoiles à neutrons accrétantes, on pourrait envisager comme SAIJO (2018) d'utiliser les caractéristiques de l'instabilité “ $low T/|W|$ ” observable en ondes gravitationnelles pour contraindre la compressibilité de l'équation d'état de

la matière nucléaire. Cet objectif ambitieux n'est pas exclu mais l'identification de l'instabilité "*low T/|W|*" dans les simulations d'effondrement gravitationnel nécessite de prendre en compte son interaction avec le choc et le mode spiral de SASI. Cette distinction est discutée par KURODA et al. (2014) dans leur simulation 3D de l'effondrement d'un progéniteur de $15 M_{\odot}$ en rotation où un mode spiral $m = 1$ domine l'évolution dynamique.

Plus récemment, l'instabilité "*low T/|W|*" a été identifiée dans des simulations numériques 3D d'un progéniteur de $27 M_{\odot}$ où elle joue un rôle essentiel pour obtenir une explosion réussie (TAKIWAKI et al., 2016). On peut s'étonner qu'une instabilité d'apparence similaire à "*low T/|W|*" se manifeste dans les simulations d'accrétion 2D équatoriale de KAZERONI et al. (2017) qui excluent pourtant l'intérieur de la proto-étoile à neutrons. Ces simulations impliquent bien un rayon de corotation, mais pas de mode f .

Une transition similaire entre SASI à faible rotation et un régime dominé par un rayon de corotation à plus forte rotation a également été observée dans la fontaine SWASI en rotation. S'agit-il simplement d'une version spirale de l'instabilité SASI en rotation forte? On sait depuis BLONDIN et MEZZACAPPA (2006) ainsi que YAMASAKI et FOGLEZZO (2008) que la rotation augmente efficacement le taux de croissance linéaire du mode prograde de SASI. Est-il possible que la sur-réflexion acoustique sur la région de corotation déstabilise le cycle acoustique de SASI au point de dominer l'instabilité du cycle advectif-acoustique? Pour examiner cette possibilité il faudrait s'interroger sur l'amortissement des ondes acoustiques lors de leur réflexion sur un choc stationnaire, et sur les pertes non-adiabatiques liées à l'émission de neutrinos au voisinage de la neutrinosphère.

2.4. Motivations de l'étude

L'objectif de cette thèse est l'étude des instabilités présentées dans ce chapitre à l'aide de modèles simplifiés. Un certain nombre de raisons motivent ce travail et sont présentées dans cette section.

Comme nous l'avons vu à la section 1.3.2, les simulations réalistes sont trop complexes et coûteuses pour pouvoir comprendre le rôle exact des différents ingrédients physiques sur une large gamme de paramètres. Ainsi des études paramétriques de modèles simplifiés pour isoler les différents phénomènes et mieux les comprendre s'avèrent indispensables. Si de nombreux travaux existent déjà pour un certain

2. Mécanismes hydrodynamiques à l'œuvre dans les supernovæ gravitationnelles

nombre d'entre eux et ont été présentés dans les pages précédentes, de multiples interrogations persistent.

En particulier, si l'on sait que dans des modèles complexes les différents mécanismes peuvent coexister, leurs interactions possibles restent peu étudiées. Quels sont les domaines d'existence de ces instabilités, et particulièrement de prédominance des unes par rapport aux autres? Les frontières entre ces domaines sont-elles relativement nettes ou y a-t-il un continuum où les différents mécanismes se mélangent? De quels paramètres dépendent-elles — rotation, luminosité des neutrinos, taux d'accrétion voire magnétisme? Quel est leur impact individuel ou combiné pour l'obtention d'explosions réussies? Quelles sont les interactions non-linéaires entre ces différentes instabilités? Comment caractériser ces mécanismes dans les simulations? Ces points sont autant de questions auxquelles cette thèse tentera d'apporter des réponses dans les chapitres suivants.

Le chapitre 3 présentera les méthodologies (simulation numérique, analyse perturbative) et modèles utilisés (ingrédients, équations, état initial...). Le chapitre 4 s'intéressera aux rôles relatifs du chauffage et de la rotation sur les différentes instabilités et sur l'obtention ou non d'explosions. Le chapitre 5 proposera différentes pistes pour identifier les mécanismes à l'œuvre dans les simulations en déterminant des caractéristiques de ceux-ci.



Deuxième partie

Étude numérique des supernovæ gravitationnelles

3. Méthodologie & modélisation

Sommaire

3.1. Méthodologie de l'étude	82
3.1.1. Outils employés	82
3.1.2. Stratégie d'étude	83
3.2. Ingrédients et équations	84
3.3. Profil stationnaire initial	90
3.3.1. Calcul des conditions en amont du choc	90
3.3.2. Passage à travers le choc	91
3.3.3. Accrétion du choc à la PNS	91
3.3.4. Paramètres des simulations	92
3.4. Simulations numériques 2D	93
3.4.1. Principes & intérêts	93
3.4.2. Limitations	98

DANS CE CHAPITRE, nous introduisons la méthodologie suivie pour l'étude des instabilités hydrodynamiques dans les supernovæ à effondrement de cœur (section 3.1). Le modèle utilisé est présenté sur le plan des ingrédients physiques qu'il inclut (section 3.2) et des conditions stationnaires utilisées pour représenter le phénomène de choc d'accrétion au cœur des supernovæ gravitationnelles (section 3.3). La technique numérique utilisée est décrite et discutée en section 3.4.

3.1. **Méthodologie de l'étude**

3.1.1. **Outils employés**

L'étude de processus aussi complexes que les supernovæ à effondrement de cœur doit faire appel à tous les outils possibles : modélisation théorique & étude analytique, simulations numériques, modélisation expérimentale (si possible) et observations.

Le cadre théorique d'explosion retardée gouvernée par l'absorption des neutrinos semble aujourd'hui bien établi pour expliquer la grande majorité des explosions, mais on ne sait pas encore raccorder la diversité des propriétés des explosions à la diversité de structures (masse, compacité, moment cinétique) fournies par l'évolution stellaire. Les nombreuses observations de supernovæ extragalactiques nous renseignent sur l'expansion des éjectas après l'émergence du choc à la surface du progéniteur, bien après son interaction avec toute l'enveloppe de l'étoile. L'observation directe du moteur de l'explosion nécessite la détection de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles : SN1987A reste la seule observation directe à ce jour, dont seulement deux douzaines de neutrinos ont été détectés. Les principales nouveautés observationnelles récentes viennent plutôt de quelques événements extraordinaires qui ne peuvent pas être expliqués avec le modèle classique d'explosion et nourrissent la recherche sur les mécanismes d'explosions extrêmes, généralement liées à un champ magnétique intense.

Les simulations numériques constituent le principal moyen d'étude de la physique de l'explosion, avec une grande diversité d'approches : des modèles simplifiés 1D aux modèles 3D incluant un réalisme physique aussi poussé que possible, en passant par les modèles 2D destinés à l'étude simplifiée (et surtout moins coûteuse en temps de calcul) des mécanismes multi-D à l'œuvre. Les ingrédients physiques inclus, les méthodes numériques utilisées ou encore les différentes conditions initiales sont autant de paramètres qui ajoutent également à la grande variété des simulations effectuées.

L'analyse perturbative permet de valider le comportement linéaire des simulations numériques, et de mettre en évidence les mécanismes physiques à l'origine de certaines instabilités.

La modélisation expérimentale des explosions est inaccessible dans ce domaine d'énergie et de densité, mais il existe au moins un dispositif analogique, la fontaine

aux supernovæ, qui permet une étude approchée de certains des mécanismes hydrodynamiques impliqués dans la dynamique du choc.

Dans cette thèse, il s'agit principalement d'utiliser des simulations numériques 2D d'un modèle simplifié incluant un nombre restreint d'ingrédients physiques afin de pouvoir isoler plus facilement le rôle de certains d'entre eux sur la dynamique du choc et le développement des instabilités.

3.1.2. Stratégie d'étude

Si SASI et la convection induite par les neutrinos ont été l'une comme l'autre beaucoup étudiées dans des modèles simplifiés, peu d'études se sont penchées sur leurs interactions, et notamment les régions de l'espace des paramètres où l'une, l'autre ou les deux sont susceptibles d'apparaître. Nous savons par exemple que SASI produit une grande expansion du choc (KAZERONI et al., 2017), mais un grand rayon de choc est théoriquement défavorable à SASI et à l'inverse favorable à la convection. Il paraît donc important de regarder le comportement de SASI en présence de chauffage, d'autant plus que SASI seule n'est *a priori* pas susceptible de produire des explosions.

Par ailleurs, les effets de la rotation restent peu étudiés, notamment en ce qui concerne le domaine des fortes rotations et l'apparition possible d'une corotation. Les quelques simulations 3D dans ce régime (TAKIWAKI et al., 2016; SUMMA et al., 2018) montrent des résultats différents *a priori* difficiles à concilier.

Les études paramétriques des effets de la rotation et du chauffage combinés ont exploré un espace des paramètres réduit avec relativement peu de simulations (IWAKAMI et al., 2014b) malgré le caractère stochastique de SASI. Inversement, l'étude des propriétés stochastiques de SASI et de la convection de CARDALL et BUDIARDJA (2015) n'a pas pris en compte l'effet de la rotation.

L'idée ici est donc de parcourir assez largement l'espace des paramètres avec des simulations numériques 2D, selon trois axes : le chauffage, la rotation et le taux d'accrétion. D'autre part, il s'agit de réaliser plusieurs fois les simulations numériques pour certains jeux de paramètres (avec un bruit aléatoire initial différent) afin d'estimer la stochasticité des différents résultats dans plusieurs régions de cet espace paramétrique. Une telle étude devrait ainsi permettre de déterminer quelles instabilités existent et éventuellement dominant pour quelles valeurs des différentes grandeurs considérées, dans quelles zones les modèles conduisent à des explosions et de quels types s'il y en a plusieurs, ainsi que la variabilité de ces résul-

3. Méthodologie & modélisation

tats selon que l'on se situe à forte rotation ou non, chauffage important ou modéré et fort ou faible taux d'accrétion.

Ce large panorama de simulations doit également permettre d'en savoir plus sur les différents mécanismes à l'œuvre en identifiant leurs caractéristiques typiques à travers de multiples indicateurs comme la turbulence ou le degré d'asymétrie.

3.2. Ingrédients et équations

Parmi les nombreux ingrédients listés dans la section 1.2.2, un certain nombre ne seront pas pris en compte, ou sous une forme approchée. Les intérêts sont multiples : obtenir un modèle simplifié où l'effet d'un ingrédient donné soit plus facile à identifier, mais également réduire conséquemment le coût de calcul des simulations numériques du modèle. Pour rappel, les simulations 3D les plus complexes nécessitent des dizaines de millions d'heures de calcul chacune.

Cette section passe donc en revue chacun des items listés précédemment pour discuter de la manière dont ils seront traités ici.

Domaines temporel & spatial

Nos études se porteront sur les régions les plus internes d'une étoile en effondrement gravitationnel, l'état initial étant pris au moment où le choc est stationnaire, environ 100 ms après le rebond. Les simulations numériques se poursuivront jusqu'à ce que le choc atteigne un rayon de 1000 km, sans dépasser quelques secondes au plus.

La frontière interne du domaine sera placée au rayon de la PNS, également assimilé à celui de la neutrinosphère. Les régions plus internes ne seront donc pas traitées permettant ainsi de s'affranchir des problématiques d'équations d'état de la matière nucléaire et de dynamique interne de la PNS.

Le taux d'accrétion au bord externe sera maintenu constant (aucune variation dans la structure d'un éventuel progéniteur n'étant donc prise en compte) afin d'évaluer l'évolution d'un système globalement stationnaire.

Dimensionnalité

Le profil initial sera établi en une dimension, donc assimilable à une symétrie sphérique. Pour les simulations numériques, nous nous restreindrons au plan

équatorial du problème qui sera décrit en géométrie cylindrique 2D (la direction z ne revêtant alors aucune espèce d'importance), le profil initial 1D étant initialement recopié selon chaque direction.

L'utilisation d'une géométrie 2D équatoriale permet d'étudier les déformations non-axisymétriques du choc, mais fait en revanche l'usage d'équations hydrodynamiques cylindriques au lieu de sphériques, alors que la dépendance radiale de certaines quantités comme le flux de neutrinos et l'intensité de la gravité sont choisies conformes à leur valeur sphérique ($\propto 1/r^2$).

Par ailleurs on sait que la turbulence ne se comporte pas de la même façon à 2D et à 3D (cascade inverse pour l'énergie). L'hypothèse 2D est susceptible de privilégier les grandes échelles de SASI et de modifier les propriétés de la convection dans la région de gain (KAZERONI et al., 2018).

Composition & Équation d'état

Nous considérerons un gaz parfait constitué d'un seul type de particules relativistes. L'équation d'état sera donc celle d'un gaz parfait d'indice adiabatique $\gamma = 4/3$. Cette approximation est justifiée dans la région du choc où la pression des électrons et positrons relativistes est dominante; en principe il faudrait pour être un peu plus réaliste considérer un raidissement de l'équation d'état au fur et à mesure que le fluide se comprime dans la couche de refroidissement jusqu'à atteindre une densité proche de la saturation nucléaire, pour laquelle on aurait plutôt $\gamma \approx 2$.

Par ailleurs, aucune réaction nucléaire ne sera prise en compte puisque la composition du milieu n'est pas considérée. De plus, aucun effet magnétique ne sera étudié par souci de simplicité et car ceux-ci ne sont probablement pertinents que pour une minorité de supernovæ (celles donnant naissance aux magnétars).

Enfin aucune dissociation à travers le choc ne sera prise en compte, et celui-ci sera donc considéré comme adiabatique. Le principal effet de la dissociation est de diminuer l'énergie du fluide en aval du choc, rendant les explosions plus difficiles à obtenir. On pourra donc s'attendre à obtenir des luminosités critiques plus faibles que celles observées dans la littérature. Il est également possible que la dissociation soit défavorable à SASI d'après FERNÁNDEZ et THOMPSON (2009a), même si les effets de la dissociation et de l'efficacité du refroidissement n'ont pas été distingués dans cette étude.

3. Méthodologie & modélisation

Neutrinos

L'effet des neutrinos est pris en compte par l'utilisation de fonctions de chauffage et refroidissement *ad-hoc*. Notons tout de suite que la zone située au-dessus du choc sera considérée adiabatique, l'émission et l'absorption de neutrinos y étant négligeables. Également, le transfert de quantité de mouvement des neutrinos au fluide ne sera pas pris en compte, voir au paragraphe suivant pour une courte discussion de cet effet.

Le refroidissement, qui correspond à l'émission de neutrinos par la matière accrétée, observera une loi de la forme

$$\mathcal{Q}_c \propto \rho^{\beta-\alpha} P^\alpha, \quad (3.1)$$

tel que proposé initialement par HOUCK et CHEVALIER (1992). En réalité la forme physique du refroidissement s'écrit $\mathcal{Q}_c \propto \rho T^6$ (JANKA, 2001), ce qui peut se comprendre comme un rayonnement d'équilibre par rapport à une absorption qui serait en $T^4 \times \rho T^2$, le premier terme correspondant à l'émission du corps noir et le second à la section efficace d'absorption. Pour déterminer les coefficients α et β à partir de cela, il faut déterminer la loi reliant P et T . JANKA (2001) suggère que proche de la PNS la pression est dominée par les baryons et donc que $P \propto \rho T$, impliquant $\alpha = 6$ et $\beta = 1$, tandis que proche du choc la pression est dominée par les photons ainsi que les électrons et positrons relativistes avec par conséquent $P \propto T^4$, soit $\alpha = \frac{3}{2}$ et $\beta = \frac{5}{2}$. Dans notre cas, nous utiliserons une loi $\mathcal{Q}_c \propto \rho P^{3/2}$ correspondant à ce second cas comme proposé par (BLONDIN et MEZZACAPPA, 2006). Ce choix est motivé d'une part pour correspondre à notre choix d'indice adiabatique de notre équation d'état, et d'autre part pour des raisons numériques : en effet, si $\alpha > \beta$ alors l'efficacité du refroidissement diminue au fur et à mesure que le gaz se refroidit et le temps d'accrétion jusqu'à la surface de la PNS devient infini (FOGLIZZO et al., 2007), ce qui pose problème pour nos simulations numériques. Dans le cas contraire, il devient de plus en plus efficace, le processus s'emballé et l'accrétion s'effectue en un temps fini. À noter que cet emballement n'est pas non plus anodin pour les simulations, et qu'en pratique il faut ajouter une coupure de la fonction de refroidissement pour éviter la divergence des quantités physiques à proximité du bord interne. Différentes coupures sont possibles, le plus physique et plus simple serait *a priori* une coupure en densité (le refroidissement devenant inefficace à des densités supérieures à $10^{11} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ car la matière est alors optiquement épaisse aux neutrinos). En pratique c'est cependant une fonction

3.2. Ingrédients et équations

de coupure en entropie qui est utilisée dans la littérature (e.g. FERNÁNDEZ et THOMPSON, 2009a; FERNÁNDEZ, 2015; KAZERONI et al., 2016, 2017) et que nous conserverons pour rendre plus aisée la comparaison avec ces études. La loi s'écrira donc

$$\mathcal{Q}_c \propto \rho P^{3/2} e^{-\left(\frac{s}{s_{\text{cut}}}\right)^2}, \quad (3.2)$$

où S_{cut} est une entropie de coupure définie comme la valeur de l'entropie mesurée sur le profil stationnaire initial au bord interne et sans coupure. Le coefficient de proportionnalité sera fixé une fois pour toutes afin de conserver une efficacité identique du refroidissement dans tous les modèles.

Pour le chauffage, représentant l'absorption de neutrinos par les particules du gaz, nous supposerons un flux isotrope émis par la neutrinosphère (*"light-bulb approximation"*) qui sera donc de la forme

$$\mathcal{Q}_b \propto \frac{\rho}{r^2}. \quad (3.3)$$

Le coefficient de proportionnalité sera varié librement afin d'étudier l'impact de la luminosité des neutrinos, que l'on paramétrera par la luminosité des seuls neutrinos électroniques \mathcal{L}_{ν_e} . En effet, JANKA (2001) donne cette formule simplifiée pour le chauffage par les neutrinos :

$$\mathcal{Q}_b \simeq \frac{\kappa_a \mathcal{L}_{\nu_e}}{4\pi r^2 \langle \mu_\nu \rangle}, \quad (3.4)$$

où $\langle \mu_\nu \rangle$ est le facteur de flux des neutrinos (quantité sans dimension variant entre 0.25 à la neutrinosphère et 1 à grande distance de celle-ci) et κ_a est l'opacité d'absorption moyenne des deux interactions considérées : $n + \nu_e \rightarrow p^+ + e^-$ et $p^+ + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$. Les luminosités de neutrinos électroniques \mathcal{L}_{ν_e} et d'anti-neutrinos électroniques $\mathcal{L}_{\bar{\nu}_e}$ étant du même ordre, cette opacité moyenne peut s'écrire directement comme étant la somme des deux opacités, qui s'écrivent comme le produit de la section efficace d'interaction par la densité numérique de particules cibles :

$$\kappa_{\nu_e} = \sigma_{\nu_e} \frac{\rho}{m_u} Y_n, \quad (3.5)$$

$$\kappa_{\bar{\nu}_e} = \sigma_{\bar{\nu}_e} \frac{\rho}{m_u} Y_p. \quad (3.6)$$

3. Méthodologie & modélisation

Y_n et Y_p sont les fractions respectivement neutronique et protonique, m_u l'unité de masse atomique (la différence de cette masse avec celles du proton et du neutron étant négligée) et les sections efficaces sont données par :

$$\sigma_{\nu_e} = \frac{G_F^2 \epsilon_{\nu_e}^2}{\pi (\hbar c)^4} (g_V^2 + 3g_A^2) \left(1 + \frac{\Delta m}{\epsilon_{\nu_e}}\right) \sqrt{1 + 2\frac{\Delta m}{\epsilon_{\nu_e}} + \frac{\Delta m^2 - (m_e c^2)^2}{\epsilon_{\nu_e}^2}}, \quad (3.7)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e} = \frac{G_F^2 \epsilon_{\bar{\nu}_e}^2}{\pi (\hbar c)^4} (g_V^2 + 3g_A^2) \left(1 - \frac{\Delta m}{\epsilon_{\bar{\nu}_e}}\right) \sqrt{1 - 2\frac{\Delta m}{\epsilon_{\bar{\nu}_e}} + \frac{\Delta m^2 - (m_e c^2)^2}{\epsilon_{\bar{\nu}_e}^2}}, \quad (3.8)$$

où $\Delta m \simeq 1.3$ MeV est la différence d'énergie de masse entre le neutron et le proton, tandis que $G_F/(\hbar c)^3 \simeq 1.17$ GeV⁻², $g_V = 1$ et $g_A \simeq 1.26$ sont les constantes de couplage respectivement de FERMI, vectorielle et pseudovectorielle de l'interaction faible¹. Enfin, ϵ_{ν_e} et $\epsilon_{\bar{\nu}_e}$ sont l'énergie des neutrinos et anti-neutrinos électroniques. Dans le cadre des supernovæ à effondrement de cœur, la valeur moyenne de ces énergies peut être obtenue en supposant que le spectre du flux de neutrinos est celui d'un corps noir de particules observant une distribution de FERMI-DIRAC, auquel cas on a $\langle \epsilon_{\nu}^2 \rangle \simeq 21 (k_B T_{\nu})^2$ avec des températures de l'ordre de $k_B T_{\nu_e} \simeq 4$ MeV et $k_B T_{\bar{\nu}_e} \simeq 6$ MeV (JANKA, 2001). Ces énergies moyennes, de l'ordre de 18 et 27 MeV donc, étant grandes devant Δm , tous les termes en $\frac{\Delta m}{\epsilon_{\nu}}$ peuvent être négligés; d'autre part on supposera $\langle \epsilon_{\bar{\nu}_e}^2 \rangle \simeq 2 \langle \epsilon_{\nu_e}^2 \rangle$ ce qui nous amène à une opacité moyenne de :

$$\kappa_a \simeq \frac{G_F^2}{\pi (\hbar c)^4} (g_V^2 + 3g_A^2) \langle \epsilon_{\nu_e}^2 \rangle \frac{\rho}{m_u} (Y_n + 2Y_p). \quad (3.9)$$

En remplaçant les différents coefficients par leurs valeurs numériques et avec l'hypothèse $Y_n + 2Y_p \simeq 1$ (la matière étant essentiellement neutronisée dans la région sous le choc) on obtient

$$\kappa_a \simeq 2.0 \times 10^{-7} \rho_{10} [\text{cm}^{-1}] \quad (3.10)$$

où ρ_{10} est la densité en unités de 10^{10} g·cm⁻³. Par conséquent, et en prenant $\langle \mu_{\nu} \rangle \simeq 0.5$ comme valeur moyenne, on obtient :

$$\mathcal{Q}_b \simeq 3.1 \times 10^{36} \frac{\rho_{10}}{r_7^2} \mathcal{L}_{\nu_e, 52} [\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (3.11)$$

1. En anglais "vector" et "axial-vector coupling constant".

où r_7 est le rayon en centaines de kilomètres (10^7 cm) et $\mathcal{L}_{\nu_e 52}$ la luminosité des neutrinos en unités de 10^{52} erg·s⁻¹. Cette formule permettra donc de convertir les coefficients de chauffage utilisés dans le code en luminosité des neutrinos.

Gravitation

L'auto-gravité du gaz sera négligée devant le potentiel gravitationnel newtonien de la PNS. Cela est relativement justifié dans la mesure où la masse de gaz dans la région post-choc reste faible ($\approx 0.1 M_\odot$) devant celle de la PNS ($1.3 M_\odot$).

Aucune correction de Relativité Générale n'est prise en compte. Les effets de la RG sont surtout importants pour suivre la formation d'un trou noir, mais notre modèle se place de toute façon dans le cadre d'un régime stationnaire au cours duquel on ne considère pas l'augmentation de la masse de la PNS ni sa compression. Cette contraction n'intervient que sur des échelles de temps plus longues que celles des instabilités étudiées.

Quant au transfert d'impulsion des neutrinos vers le fluide, celui-ci peut s'écrire sous la forme d'une correction de la masse effective intervenant dans le potentiel gravitationnel. Cependant cette correction est faible — quelques pourcents tout au plus (JANKA, 2001) — et typiquement négligeable par rapport à la dispersion des valeurs considérées pour la masse de la proto-étoile à neutrons.

Ainsi, nous aurons simplement :

$$\phi = -\frac{GM_{\text{PNS}}}{r}. \quad (3.12)$$

Équations d'évolution

Les équations qui décrivent l'évolution du gaz sont donc celles de l'hydrodynamique pour un fluide parfait soumis à un potentiel externe ϕ , et dont l'énergie interne évolue sous l'effet d'un terme source $\mathcal{Q} = \mathcal{Q}_c + \mathcal{Q}_h$, somme des actions du chauffage et du refroidissement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla(P) - \rho \nabla(\phi), \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (P \mathbf{v}) - \rho \nabla(\phi) \cdot \mathbf{v} + \mathcal{Q}, \quad (3.15)$$

3. Méthodologie & modélisation

où ρ , P , \mathbf{v} et e représentent respectivement la densité, la pression, la vitesse et l'énergie interne du fluide. La première, appelée équation de continuité, décrit la conservation de la quantité de masse dans l'écoulement, la seconde l'évolution de la quantité de mouvement sous l'effet des forces volumiques dérivant du potentiel ϕ d'une part et de pression d'autre part; la dernière l'évolution de l'énergie sous l'effet de ces deux forces ainsi que du terme source \mathcal{Q} . Ce système de 5 équations comporte 6 inconnues, il faut donc y adjoindre une équation de plus pour le clore; celle-ci est donnée par l'équation d'état du gaz parfait qui permet d'écrire :

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}. \quad (3.16)$$

Notons au passage que pour les calculs, les différentes quantités seront adimensionnées en fonction du rayon et de la masse de la PNS, ainsi que par la vitesse de chute libre définie à l'aide de ces deux grandeurs.

3.3. Profil stationnaire initial

Le profil stationnaire initial considère la chute axisymétrique et adiabatique d'un fluide parfait soumis au potentiel gravitationnel de la proto-étoile à neutrons. Ce fluide traverse un choc à un moment donné, après lequel il poursuit sa chute mais en étant désormais sous l'effet d'un terme de chauffage (qui domine initialement, jusqu'au rayon de gain) et de refroidissement (qui domine ultérieurement), jusqu'à atteindre le bord interne représentant la surface de la proto-étoile à neutrons, région à laquelle il arrive avec une vitesse quasiment nulle. Cette section présente les grandes lignes du calcul et quelques subtilités de l'implémentation.

3.3.1. Calcul des conditions en amont du choc

En amont du choc, l'écoulement étant adiabatique, les conditions se calculent directement comme étant les solutions d'accrétion de BONDI (BONDI, 1952) modifiées par la rotation et la géométrie cylindrique. Puisque l'on souhaite obtenir un choc à un moment donné de l'écoulement, il faut nécessairement se placer sur une branche permettant d'atteindre un nombre de Mach plus grand que l'unité dans les régions internes. Cela laisse deux types de solutions possibles, soit l'accrétion transsonique, soit les solutions telles que l'écoulement reste constamment supersonique.

3.3. Profil stationnaire initial

La plupart des modèles simplifiés dans la littérature supposent que le gaz est en chute libre au niveau du choc et intègrent au-delà à partir de cette considération. Cela revient à considérer une solution supersonique, qui n'est pas forcément prolongeable vers l'extérieur. Pour plus de cohérence hydrodynamique nous choisissons systématiquement la solution qui se raccorde à l'accrétion transsonique.

Il est à noter que dans le cadre du choix de paramètres effectué, les conditions en amont du choc dépendent de la position radiale du choc et des conditions immédiatement au-dessus de celui-ci; il faut donc faire une première estimation de sa position puis itérer en fonction de l'écart réalisé avec cette hypothèse jusqu'à obtenir la convergence numérique (cela s'apparente à un problème de recherche de zéro d'une fonction 1D, ce qui peut donc se résoudre aisément avec une méthode de BRENT).

3.3.2. Passage à travers le choc

Les relations de passage à travers le choc ou conditions de saut, appelées également relations de RANKINE–HUGONIOT, peuvent s'écrire (pour celles qui nous intéressent) dans le cas d'un choc stationnaire comme c'est le cas ici sous la forme suivante :

$$\mathcal{M}_2 = \sqrt{\frac{2 + (\gamma - 1)\mathcal{M}_1^2}{2\gamma\mathcal{M}_1^2 + 1 - \gamma}}, \quad (3.17)$$

$$\frac{v_{r,1}}{v_{r,2}} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)\mathcal{M}_1^2}{2 + (\gamma - 1)\mathcal{M}_1^2}, \quad (3.18)$$

$$v_{\theta,1} = v_{\theta,2} \quad (3.19)$$

Les grandeurs indicées $_1$ sont celles pré-choc, celles indicées $_2$ sont celles post-choc. Les grandeurs aval s'écrivent donc entièrement en fonction des grandeurs amont, déterminées juste avant. La force du choc, décrite par le nombre de Mach \mathcal{M}_1 du fluide en amont de celui-ci, sera utilisée comme un paramètre libre mais dont la valeur sera constante et fixée à $\mathcal{M}_1 = 5$.

3.3.3. Accrétion du choc à la PNS

Pour une luminosité des neutrinos donnée et une fois l'efficacité du refroidissement et le nombre de Mach au choc fixés, il ne reste plus qu'un seul paramètre

3. Méthodologie & modélisation

libre. Celui-ci peut-être pris comme le taux d'accrétion, ou le rapport du rayon du choc à celui de la proto-étoile à neutrons (pour rendre ce choix univoque, il faut considérer la valeur obtenue sans chauffage ni rotation).

Une fois ce paramètre choisi, l'intégration des équations stationnaires peut s'effectuer du choc vers le bord interne. Un petit détail technique est à noter : pour intégrer jusqu'au bord interne, dont on ne connaît pas encore la position, une intégration en r s'avèrerait problématique car la vitesse radiale s'annule au bord interne, tandis que la densité et la pression divergent. Afin de s'affranchir de cette difficulté, il faut effectuer un changement de variable et intégrer en $\log \mathcal{M}$ plutôt qu'en rayon ; la relation nécessaire pour cela étant :

$$\frac{d \log(\mathcal{M})}{dr} = \frac{1}{2(1 - \mathcal{M}^2)} \times \left[\frac{\gamma - 1}{\gamma} (1 + \gamma \mathcal{M}^2) \frac{Q}{P v_r} + \frac{\gamma + 1}{c^2} \left(\frac{d\phi}{dr} - \frac{j^2}{r^3} \right) - \frac{2 + (\gamma - 1) \mathcal{M}^2}{r} \right] \quad (3.20)$$

Le bord interne est ainsi placé lorsque $\mathcal{M} = 10^{-4}$, valeur choisie pour correspondre à ce que le code de simulation numérique sera ensuite capable de résoudre, tout en étant suffisamment petit pour que les différentes quantités soient similaires à celles qui seraient obtenues pour 10^{-16} typiquement (convergence numérique).

3.3.4. Paramètres des simulations

Les trois paramètres principaux utilisés seront le moment cinétique L (exprimé en fonction de la valeur képlérienne au bord interne $L_* = \sqrt{GM_{\text{PNS}} r_{\text{PNS}}}$), le paramètre χ (équation (2.3)) et le rapport des rayons du choc et de la PNS, $R = \frac{r_{\text{sh}}}{r_{\text{PNS}}}$ (fixé en l'absence de chauffage et de rotation, voir figure 4.1a pour les variations dues à ces paramètres).

Ce dernier se traduit assez directement par le taux d'accrétion stationnaire : pour $R = 2, 3$ et 4 cela correspond respectivement à $\dot{M} = 1.5, 0.3$ et $0.1 M_{\odot} \cdot \text{s}^{-1}$ (encore une fois, en l'absence de chauffage et de rotation, voir figure 4.1b pour les effets correspondants).

Le paramètre χ dépend explicitement de la luminosité des neutrinos \mathcal{L}_{ν_e} par la racine du gradient d'entropie dans l'équation (2.3) (où ω_{BY} est donné par l'équation (2.1)), mais le temps d'advection qui apparaît dans cette équation en dépend

aussi implicitement. La dépendance effective qui résulte de ces deux effets est montrée figure 3.1.

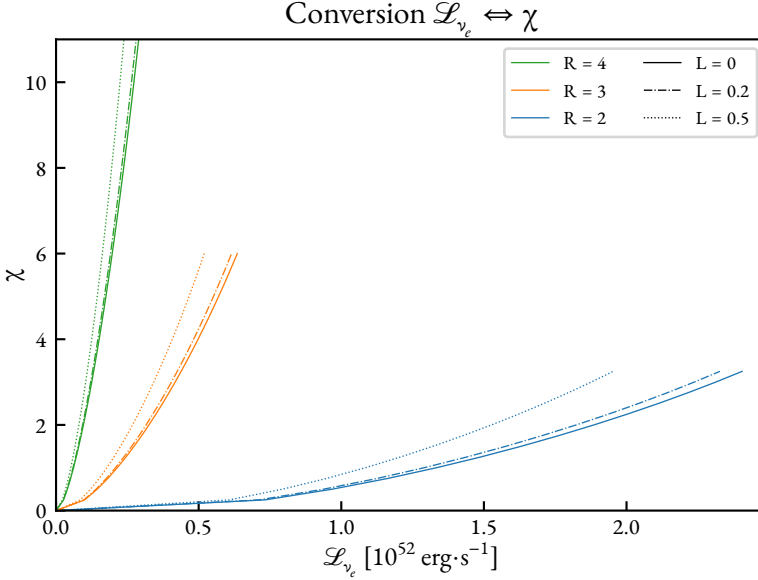


FIGURE 3.1. – Conversion entre luminosité des neutrinos \mathcal{L}_{ν_e} et paramètre χ pour les différentes valeurs de R (*bleu* : $R = 2$, *orange* : $R = 3$ et *vert* : $R = 4$) et trois valeurs de la rotation L (fraction du moment cinétique képlérien à la surface de la PNS; *traits pleins* : rotation nulle $L = 0$, *traits alternés* : rotation modérée $L = 0.2$ et *traits pointillés* : rotation forte $L = 0.5$).

3.4. Simulations numériques 2D

3.4.1. Principes & intérêts

Les simulations numériques permettent d'étudier l'évolution linéaire et surtout non-linéaire du choc, lorsque l'effet des instabilités n'est plus descriptible dans le cadre de l'analyse perturbative. Les simulations numériques permettent de déterminer si un effondrement conduit ou non à une explosion, ainsi que les caractéristiques de cette explosion incluant son éventuel caractère stochastique.

Pour cette partie, nous utilisons un code dérivé de RAMSES (TEYSSIER, 2002; FROMANG et al., 2006) qui n'utilise pas le raffinement adaptatif du maillage spa-

3. Méthodologie & modélisation

tial (ou AMR, pour *adaptive mesh refinement*) mais permet en contrepartie d'utiliser les coordonnées cylindriques et sphériques. La gamme d'échelles spatiales à résoudre dans notre cas est suffisamment peu étendue pour que l'AMR ne soit pas indispensable, tandis que l'utilisation d'une grille à la géométrie adaptée au problème est cruciale pour obtenir un développement des différentes instabilités aussi peu entaché d'artefacts numériques que possible. RAMSES est un code hydrodynamique de type « volumes finis » qui repose sur la méthode de GODUNOV pour la résolution des équations.

Méthode des volumes finis

Les équations (3.13) à (3.15) peuvent se ré-écrire de façon à se mettre sous la forme d'équations de conservation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} + P \mathbb{I}) = -\rho \nabla(\phi), \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho e + P) \mathbf{v}) = -\rho \nabla(\phi) \cdot \mathbf{v} + \mathcal{Q}, \quad (3.23)$$

où \mathbb{I} est la matrice identité. Les termes de droite (potentiel ϕ et chauffage \mathcal{Q}) sont appelés termes sources et doivent être traités séparément. En les ignorant, nous obtenons une équation générale de la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = 0, \quad (3.24)$$

où $\mathbf{U} = (\rho, \rho \mathbf{v}, \rho e)$ est le vecteur contenant les grandeurs conservées et $\mathbf{F}(\mathbf{U})$ contient les flux correspondants. Les méthodes aux volumes finis consistent donc à résoudre cette équation pour chaque volume élémentaire V_i d'une grille discrète : l'évolution du contenu de ces volumes entre deux pas de temps discrets t^n et t^{n+1} est donnée par les flux au travers des surfaces les délimitant (les instants successifs sont notés en exposant par convention, mais il ne s'agit pas d'une puissance). Ainsi, les différentes grandeurs dans une cellule i donnée seront représentées par leur valeur moyenne au sein du volume correspondant :

$$\mathbf{U}_i^n = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \mathbf{U}(\mathbf{x}, t^n) dV. \quad (3.25)$$

Par la suite et pour simplifier la présentation nous nous restreignons à une unique dimension spatiale, x . En intégrant l'équation (3.24) spatialement sur la cellule située en x_i et temporellement entre les pas de temps t^n et t^{n+1} , on obtient :

$$\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} [\mathbf{U}(\mathbf{x}, t^{n+1}) - \mathbf{U}(\mathbf{x}, t^n)] dx + \int_{t^n}^{t^{n+1}} [\mathbb{F}(\mathbf{U})(x_{i+1/2}) - \mathbb{F}(\mathbf{U})(x_{i-1/2})] dt = 0. \quad (3.26)$$

À gauche, on reconnaît l'intégrale sur le « volume » de la cellule i , tandis qu'à droite on va définir le flux moyenné sur un pas de temps :

$$\mathbb{F}_{i\pm 1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbb{F}(\mathbf{U})(x_{i\pm 1/2}) dt. \quad (3.27)$$

En remplaçant dans l'équation (3.26), cela nous donne donc le schéma discret suivant :

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n + \frac{\mathbb{F}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbb{F}_{i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \Delta t. \quad (3.28)$$

Le grand intérêt de ce schéma est de garantir la conservation des quantités contenues dans \mathbf{U} : en effet, tout ce qui rentre ou sort d'une cellule provient ou va dans les cellules voisines. La difficulté provient du calcul des flux moyennés $\mathbb{F}_{i\pm 1/2}^{n+1/2}$.

Schéma de GODUNOV et problème de RIEMANN

Les différentes méthodes d'approximation de ces flux sont au cœur de la résolution numérique des volumes finis. L'idée originale de GODUNOV (1959) est de considérer simplement les valeurs de \mathbf{U} de part et d'autre de l'interface entre deux cellules pour obtenir la discontinuité à considérer pour le calcul du flux à travers cette interface. Le problème devient alors un problème de RIEMANN : il s'agit de résoudre l'advection des discontinuités des différentes grandeurs de \mathbf{U} aux interfaces pendant Δt . De manière générale, ce problème peut se formaliser sous la forme d'une équation de conservation comme l'équation (3.24) ré-écrite ici en se limitant à la seule dimension x :

$$\frac{\partial \mathbf{U}(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathbb{F}(\mathbf{U}(x, t))}{\partial x} = 0, \quad (3.29)$$

à laquelle on adjoint une condition initiale constante par morceaux :

$$\mathbf{U}(x, t = 0) = \begin{cases} \mathbf{U}_L & \text{si } x < 0, \\ \mathbf{U}_R & \text{si } x > 0. \end{cases} \quad (3.30)$$

3. Méthodologie & modélisation

Le problème assez général de l'advection peut se résoudre facilement dans les cas simples, par exemple ceux pour lesquels la fonction \mathbb{F} est une simple constante (advection à vitesse constante, cas le plus simple), ou dont la matrice jacobienne est diagonalisable (si le système est linéaire, la résolution est de plus analytique). Les solutions sont alors constantes sur un ensemble de droites dites caractéristiques décrites par $x - \lambda t = 0$ où λ représente la vitesse d'advection (une valeur propre de la jacobienne dans le cas matriciel). Si le système d'équations est *hyperbolique* (ce qui est le cas pour la dynamique d'un fluide compressible), le système est bien diagonalisable (mais pas forcément linéaire). En revenant au cas du problème de RIEMANN, la discontinuité implique des couples de deux valeurs propres, une λ_L dite « gauche » et une λ_R dite « droite ». Selon les valeurs relatives de celles-ci, plusieurs cas de figures sont possibles pour les droites caractéristiques correspondantes : elles peuvent être parallèles ($\lambda_L = \lambda_R$), s'éloigner (depuis l'origine; $\lambda_L < \lambda_R$) ou se couper ($\lambda_L > \lambda_R$). Dans le contexte de l'hydrodynamique des fluides, ces différents cas vont correspondre aux trois types d'ondes susceptibles de se propager :

- une onde de *discontinuité de contact*, qui correspond à la propagation de la discontinuité initiale ($\lambda_L = \lambda_R$);
- une onde de *raréfaction*, qui correspond à la détente du fluide en amont de celle-ci ($\lambda_L < \lambda_R$);
- une onde de *choc*, qui correspond à la compression du fluide en aval ($\lambda_L > \lambda_R$).

En revanche, le système d'équations de l'hydrodynamique est non-linéaire (les vitesses de propagation, encodées dans \mathbb{F} , dépendent de \mathbf{U}) et la résolution analytique n'est pas possible. La résolution numérique exacte l'est, mais très coûteuse, et il est donc courant d'employer certaines approximations pour résoudre ce problème de RIEMANN. Par exemple le solveur de ROE (1981) linéarise le problème. Dans la grande famille des solveurs HLL initiée par HARTEN, LAX et LEER (1983), l'idée est de limiter le nombre d'ondes considérées. Ici, nous utiliserons le solveur HLLD (MIYOSHI et KUSANO, 2005) développé pour la magnéto-hydrodynamique mais qui fonctionne évidemment avec un champ magnétique nul comme ce sera le cas dans cette étude (auquel cas il correspond en fait au solveur HLLC — TORO et al., 1994 —, une amélioration du solveur HLL).

La méthode décrite jusqu'à présent est d'ordre un en espace et en temps. Ce type de schéma induit une grande diffusivité numérique, et un passage à l'ordre deux permet de s'affranchir de ce problème. Plusieurs raffinements possibles existent pour améliorer l'ordre spatial du schéma, comme MUSCL (*Monotone Upstream-*

3.4. Simulations numériques 2D

Centered Scheme for Conservation Laws; LEER, 1973, 1974, 1977a,b, 1979) ou PPM (*Piecewise Parabolic Method*; COLELLA et WOODWARD, 1984). RAMSES utilise le premier des deux, qui consiste à remplacer les valeurs de U aux interfaces par des quantités extrapolées linéairement : pour une cellule donnée, on calcule la pente de U par rapport à la cellule de gauche et idem à droite, on effectue une certaine combinaison des deux pentes (par exemple la moyenne) et on en déduit la valeur de U aux interfaces pour cette cellule, que l'on utilise ensuite comme valeur uniforme dans le problème de RIEMANN. L'inconvénient de ce schéma est d'induire des oscillations dans les régions de forts gradients (notamment les chocs), mais on peut limiter l'importance de cet effet en utilisant un *limiteur de pente* (dans notre cas, c'est le limiteur *minmod* qui est utilisé, qui consiste à prendre la plus faible — en module — des deux pentes mesurées). Enfin, pour obtenir un schéma d'ordre deux en temps, l'intégration temporelle se fait en deux étapes : dans un premier temps, une étape dite *prédictive* fait évoluer les quantités U^n d'un demi-pas de temps (vers $U^{n+1/2}$) en utilisant les flux locaux, puis dans un second temps, l'étape dite *corrective* fait évoluer les quantités U^n vers celles U^{n+1} en résolvant le problème de RIEMANN avec les grandeurs interpolées à $t^{n+1/2}$. Par ailleurs, la prise en compte des termes sources se fait également en deux temps : d'abord les quantités sont évoluées de manière conservative, c'est-à-dire sans les termes sources, puis elles sont mises à jour en tenant compte de l'effet de ces derniers. Le traitement des termes sources est également d'ordre deux en temps, avec une étape prédictive puis corrective.

Finalement, notons que ces schémas étant de type *explicite*, la stabilité numérique de cette résolution est soumise au respect de la condition CFL (COURANT, FRIEDRICHS et LEWY, 1928) sur le pas de temps :

$$\Delta t \leq c_{\text{CFL}} \frac{\Delta x}{v + c}, \quad (3.31)$$

où v est la vitesse du fluide, c celle de l'onde la plus rapide et c_{CFL} le facteur de COURANT, qui doit être plus petit que l'unité pour assurer la stabilité (en pratique, nous utilisons la valeur de 0.7 couramment employée dans les simulations hydrodynamiques). Cette condition revient à garantir que l'information ne puisse pas se propager de plus d'une cellule spatiale pendant un pas de temps.

3.4.2. Limitations

Les limitations des simulations numériques peuvent être divisées en deux catégories : celles — minoritaires — qui sont d'ordre technique et liées à la description numérique utilisée, celles beaucoup plus nombreuses liées aux choix faits sur la description de la physique considérée. La plupart de ces dernières ont été discutées dans la section 3.2, aussi nous reviendrons ici seulement sur les premières. Les limitations liées à la description physique seront discutées à la lumière des résultats obtenus pour en discuter la portée, les restrictions éventuelles ainsi que celles dont l'influence devrait être vérifiée par des travaux ultérieurs.

Limitations numériques

Au-delà du problème de la convergence numérique en résolution qui doit toujours être testée avec soin (voir chapitre suivant), il y a principalement deux limitations numériques dans nos simulations : la nécessité de coupure de la fonction de refroidissement et la condition limite au bord interne. La première est là pour éviter une divergence numérique de diverses quantités à proximité du bord interne. Cependant, on pourrait la considérer comme une implémentation du seuil (de densité typiquement) au-delà duquel la matière n'est plus susceptible de se refroidir par émission de neutrinos. Mais dans ce cas une forme de coupure un peu plus réaliste devrait être implémentée, ce qui n'est pas effectué car tous les essais dans ce sens se sont avérés infructueux. Il est néanmoins souhaitable de poursuivre les travaux dans cette direction, car une coupure en entropie présente de nombreux défauts, cette quantité étant peu monotone en rayon, particulièrement en présence de chauffage.

La condition limite au bord interne utilisée présente elle l'inconvénient de laisser passer la masse à travers ce bord. Dans un cas plus réaliste cette masse devrait s'accumuler à la surface de la PNS. Une condition limite annulant le flux de masse au bord interne est cependant extrêmement complexe à réaliser, et à nouveau il s'est avéré difficile de faire mieux. Cela dit, cet état de fait présente tout de même un avantage, celui de rendre le modèle globalement stationnaire et donc de pouvoir faire évoluer les simulations sur des plages de temps longues. C'est utile pour caractériser les effets stochastiques. Par ailleurs pour être vraiment réaliste, l'augmentation de la masse de la PNS devrait se traduire par sa contraction, et donc la diminution du rayon auquel se situe le bord interne; ne pas considérer l'accumu-

3.4. Simulations numériques 2D

lation de la masse sur le bord interne n'est donc pas forcément plus approximatif que de laisser cette masse croître sans prendre en compte la compression de la PNS.

On peut également noter une autre limitation, celle de la description d'un choc dans ce genre de codes numériques : ce genre de phénomène est difficile à décrire correctement, et la présence de la discontinuité associée génère des artefacts numériques dans le flot en aval.



4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

Sommaire

4.1. Description de l'étude	102
4.1.1. Espace de paramètres	102
4.1.2. Initialisation des modèles, conditions d'arrêt	104
4.2. Explosions 1D	105
4.2.1. Connaissances <i>a priori</i>	105
4.2.2. Simulations	108
4.3. Stochasticité du caractère explosif	111
4.3.1. Résultats généraux sur nos modèles	111
4.4. Abaissement du seuil de luminosité	123
4.5. Limitations & perspectives	128
4.5.1. Rôle de la dissociation	128
4.5.2. Effets géométriques et de dimensionnalité	130

LES RÔLES RELATIFS DU CHAUFFAGE ET DE LA ROTATION restent encore peu étudiés à ce jour dans les modèles de supernovæ à effondrement de cœur. Si l'on sait que la rotation permet d'abaisser le seuil de luminosité nécessaire à l'obtention d'une explosion, les différentes études sur ce sujet explorent des domaines limités de l'espace des paramètres et ne s'accordent pas nécessairement sur les valeurs quantitatives de cet effet (*e.g.* IWAKAMI et al., 2014b; TAKIWAKI et al., 2016; SUMMA et al., 2018). D'autre part, CARDALL et BUDIARDJA (2015) ont mis en évidence un aspect stochastique important sur le caractère explosif ou non des modèles, et le rôle de la rotation dans

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

ce contexte n'a pas encore été étudié. L'objectif de ce chapitre est donc de présenter les résultats obtenus sur ces sujets grâce à un très large panel de simulations. Après avoir présenté notre étude (section 4.1), nous vérifierons les comportements 1D de nos modèles (section 4.2) puis étudierons ceux à 2D (section 4.3), et comparerons notamment les deux (section 4.4). Enfin, nous discuterons les limitations de notre étude et les perspectives possibles pour aller plus loin (section 4.5).

4.1. Description de l'étude

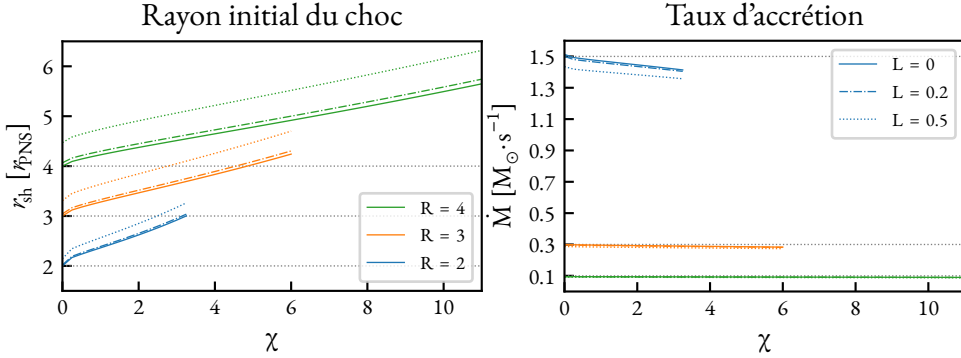
4.1.1. Espace de paramètres

Dans le cadre de cette étude, nous avons réalisé un grand nombre de simulations (plusieurs centaines) couvrant un large volume dans un espace de paramètres à trois dimensions : le chauffage par les neutrinos, la rotation et le taux d'accrétion.

Le taux d'accrétion sera indexé par le rapport R des rayons du choc et de la PNS, dont la valeur sera fixée sans chauffage ni rotation. Les valeurs utilisées, $R = 2, 3$ et 4 correspondent respectivement à $\dot{M} = 1.5 M_{\odot} \cdot s^{-1}$, $0.3 M_{\odot} \cdot s^{-1}$ et $0.1 M_{\odot} \cdot s^{-1}$ (un taux d'accrétion plus important « compresse » plus fortement le choc qui se retrouve donc plus proche de la PNS). L'ajout de la rotation augmente légèrement le rayon initial du choc sous l'effet de la force centrifuge. L'ajout du chauffage fait en revanche beaucoup plus « gonfler » celui-ci (*cf.* figure 4.1a). Le taux d'accrétion effectif dépend également de ces deux paramètres, mais dans une faible mesure de sorte qu'il sera possible d'associer une valeur de \dot{M} à une valeur de R comme nous l'avons fait ci-dessus (*cf.* figure 4.1b).

Nous avons choisi d'indexer le taux de chauffage par le paramètre χ défini équation (2.3), dont la valeur variera typiquement entre 0 et 4 pour les simulations 2D. La plage sera étendue pour obtenir des explosions 1D (*cf.* section 4.2). Si on exclut les cas sans chauffage, ces valeurs correspondent à des luminosités de neutrinos de 0.4 à $1.6 \times 10^{51} \text{ erg} \cdot s^{-1}$ pour $R = 4$, de 1.4 à $5 \times 10^{51} \text{ erg} \cdot s^{-1}$ pour $R = 3$ et 0.8 à $2.5 \times 10^{52} \text{ erg} \cdot s^{-1}$ pour $R = 2$. Notons que lorsque le rapport R augmente, il en va de même pour la taille de la région de gain et par conséquent un chauffage moins important est requis pour obtenir la même valeur de χ .

Quant au moment cinétique L , exprimé en fraction de la valeur képlérienne au bord interne $L_* = \sqrt{GM_{\text{PNS}} r_{\text{PNS}}}$ (soit $2.94 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot s^{-1}$ avec nos choix de M_{PNS} et r_{PNS}), il variera entre 0 et 0.5. Si cette dernière valeur peut paraître élevée,



(A) Rayon initial du choc, en unité du rayon de la PNS. Les traits pointillés horizontaux noirs représentent la valeur sans chauffage ni rotation.

(B) Taux d'accrétion effectif, en masses solaires par seconde. Les traits pointillés horizontaux noirs indiquent les valeurs 0.1 , 0.3 et $1.5 M_{\odot} \cdot s^{-1}$, respectivement représentatives des cas $R = 4$, 3 et 2 .

FIGURE 4.1. – Variations du rayon initial du choc et du taux d'accrétion stationnaire en fonction du rapport de rayons R sans chauffage ni rotation (*bleu* : $R = 2$, *orange* : $R = 3$ et *vert* : $R = 4$), du paramètre χ et de la rotation L (fraction du moment cinétique képlérien à la surface de la PNS; *traits pleins* : $L = 0$, *traits alternés* : $L = 0.2$ et *traits pointillés* : $L = 0.5$). (A) : Seule la rotation extrême a un effet significatif sur le rayon du choc, alors que l'effet du chauffage est quasiment linéaire et de bien plus grande amplitude. (B) : Les variations sont sensibles seulement pour $R = 2$, que ce soit en fonction de χ ou de L , mais restent contenues même dans ce cas ($\approx 10\%$).

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

il faut se rendre compte que cela ne correspond qu'à un rapport $T/|W|$ local (où T est l'énergie cinétique de rotation et W l'énergie potentielle gravitationnelle) de seulement 12.5 %, et ce au bord interne (or le fluide est en rotation différentielle).

4.1.2. Initialisation des modèles, conditions d'arrêt

Après avoir calculé le profil initial 1D pour un jeu de paramètres donné, celui-ci est évolué dans une simulation numérique 1D permettant sa relaxation numérique sur la grille. Celle-ci correspond à une adaptation de la solution numérique face à deux effets : d'une part le choc ne peut rester représenté par une discontinuité parfaite entre deux cellules et va donc légèrement « s'étaler », d'autre part l'écoulement doit également s'adapter à la condition réflexive au bord interne. En pratique, on observe des oscillations du choc, qui peuvent être amorties ou non. Ce second cas correspond aux explosions 1D, qui seront traitées à la section 4.2. Dans le premier cas, le choc finit donc par se stabiliser, à un rayon légèrement inférieur — d'environ 2.5 % — à celui initial. Ceci correspond au fait que le bord interne évacue un « surplus » de masse et par conséquent une partie du support de pression de l'écoulement dans les premiers instants de cette phase de relaxation.

Une fois la stationnarité numérique obtenue, le profil radial relaxé est recopié à tous les angles de la simulation 2D, et des perturbations aléatoires en densité sont ajoutées dans chaque cellule du domaine. Celles-ci sont d'amplitude relative 10^{-12} , permettant ainsi d'observer la croissance linéaire des instabilités depuis de très petites amplitudes. La durée maximale des simulations est fixée à 2.5, 4.5 et 6 secondes respectivement pour $R = 2, 3$ et 4 ¹, celles-ci pouvant s'arrêter avant dans le cas où le choc atteint le rayon du bord externe, de 1000 km pour rappel. Dans ce cas, le modèle sera considéré comme ayant explosé. Pour déterminer le temps d'explosion, le temps initial utilisé ne sera pas le lancement de la simulation mais le moment à partir duquel le choc aura été déformé d'au moins 3 km, la croissance des instabilités pouvant s'avérer très longue dans certains cas. Ce choix du temps initial est plus proche de la réalité où les inhomogénéités pré-effondrement des progéniteurs impliquent des perturbations d'amplitude relative de quelques pourcents (ARNETT et MEAKIN, 2011; B. MÜLLER et al., 2017).

1. Ces temps correspondent approximativement à 200 temps d'advection du cas sans chauffage ni rotation pour chaque R .

4.2. Explosions 1D

4.2.1. Connaissances *a priori*

Les conditions d'existence de solutions d'accrétion stationnaire à 1D ont été étudiées par BURROWS et GOSHY (1993), qui ont mis en évidence un seuil en luminosité des neutrinos lorsque les autres paramètres sont fixés, dont principalement le taux d'accrétion. Au-delà de cette luminosité critique il n'existe pas de solution stationnaire. Ce seuil est cependant relativement élevé ($\approx 2 \times 10^{52} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $0.1 M_{\odot}\cdot\text{s}^{-1}$, $\gtrsim 4 \times 10^{52} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $1 M_{\odot}\cdot\text{s}^{-1}$), et en particulier au-delà des valeurs considérées dans notre étude.

Le seuil d'évolution dynamique en 1D a été calculé par MURPHY et BURROWS (2008) pour des modèles relativement réalistes de 11.2 et 15 M_{\odot} . Au-delà d'un certain seuil de luminosité, le choc est sujet à des oscillations instables qui conduisent à une explosion.

Ces oscillations ont été interprétées par FERNÁNDEZ et THOMPSON (2009a) comme la conséquence d'un cycle advectif-acoustique correspondant au mode $\ell = 0$ de SASI. Ils ont observé dans un modèle très simplifié sans chauffage que la période des oscillations est comparable à deux temps d'advection du choc à la PNS, soit le double de celle des modes de nombre d'onde angulaire ℓ plus élevé. En incluant le chauffage par absorption de neutrinos, FERNÁNDEZ et THOMPSON (2009b) ont pu confirmer cette propriété et ont mis en évidence un seuil d'instabilité : l'analyse perturbative leur a permis d'établir le taux de chauffage critique à partir duquel les oscillations deviennent instables, en fonction de l'intensité des pertes d'énergie par dissociation des noyaux de fer au choc. Leurs résultats ont été validés à l'aide de simulations numériques. Ils ont de plus observé que la dissociation influait grandement sur la transition entre oscillations instables et explosions : l'explosion est systématique sans dissociation, mais nécessite un chauffage largement supérieur au seuil d'instabilité si la dissociation est forte. Cependant, ce résultat est lié à l'hypothèse que dans ce modèle la dissociation reste constante quand le choc s'éloigne de sa position initiale : l'énergie perdue par cet effet devient donc de plus en plus importante. Une implémentation plus réaliste qui tiendrait compte de la recombinaison des particules α avec un taux de dissociation effectif variable donnerait des résultats plus proches des cas sans dissociation.

Un deuxième seuil de luminosité a été défini par FERNÁNDEZ (2012), intermédiaire entre le seuil d'instabilité des oscillations et le seuil d'existence d'une

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

solution stationnaire : c'est le seuil au-delà duquel les explosions sont obtenues sans oscillation préalable. Ces deux seuils ont été caractérisés par FERNÁNDEZ (2012) en définissant et comparant des temps caractéristiques.

Le critère pour le seuil d'explosion directe compare le temps d'advection au rayon de gain $t_{\text{adv-g}}$ et le temps de chauffage t_{heat} , définis comme suit :

$$t_{\text{adv-g}} \equiv \int_{r_{\text{sh}}}^{r_g} \frac{dr}{v_r}, \quad (4.1)$$

$$t_{\text{heat}} \equiv - \frac{\iiint_{r_g}^{r_{\text{sh}}} d^3r (\rho e_{\text{tot}})}{\iiint_{r_g}^{r_{\text{sh}}} d^3r \mathcal{Q}}. \quad (4.2)$$

Dans cette seconde définition on a introduit $e_{\text{tot}} = e - \frac{GM}{r}$, l'énergie totale du fluide. Ce temps de chauffage peut être vu comme le temps nécessaire au fluide pour absorber suffisamment de neutrinos afin d'atteindre une énergie totale positive (et en particulier compenser l'énergie potentielle gravitationnelle), condition nécessaire pour une libération de l'influence gravitationnelle de la PNS. L'explosion non-oscillatoire est obtenue pour $t_{\text{adv-g}} > t_{\text{heat}}$. Ce critère, aussi utilisé en multi-D (e.g. MAREK et JANKA, 2009, Fig. 7), traduit que le chauffage doit avoir lieu suffisamment rapidement par rapport à l'advection. On peut noter que dans les modèles de FERNÁNDEZ (2012) et FERNÁNDEZ et al. (2014) le seuil d'explosion non-oscillatoire 1D correspond très bien avec le dépassement du seuil $t_{\text{adv-g}}/t_{\text{heat}} = 1$. En pratique, ce critère n'est qu'approximatif : la valeur exacte du seuil dépend d'autres paramètres d'après les simulations de MURPHY et BURROWS (2008). En effet, aucune explication physique n'ayant été proposée pour justifier que ce seuil corresponde strictement à une transition, il semble probable que l'accord obtenu par FERNÁNDEZ (2012) soit une coïncidence.

La figure 4.2 indique la valeur de ces deux temps dans nos modèles pour les cas sans rotation (cette dernière ne modifiant que légèrement les valeurs); le seuil en χ pour lequel $t_{\text{adv-g}} = t_{\text{heat}}$ en fonction de R et pour différentes valeurs de la rotation est de plus reporté sur la figure 4.4.

La transition entre évolution oscillatoire amortie et divergente dépend d'un second temps d'advection, défini du rayon de gain à un rayon plus interne où les perturbations de pression et de densité se trouvent être en opposition de phase. En pratique ce rayon n'est pas calculable sur un profil stationnaire, et différents intermédiaires plus ou moins approximatifs sont utilisés, comme le temps d'advection

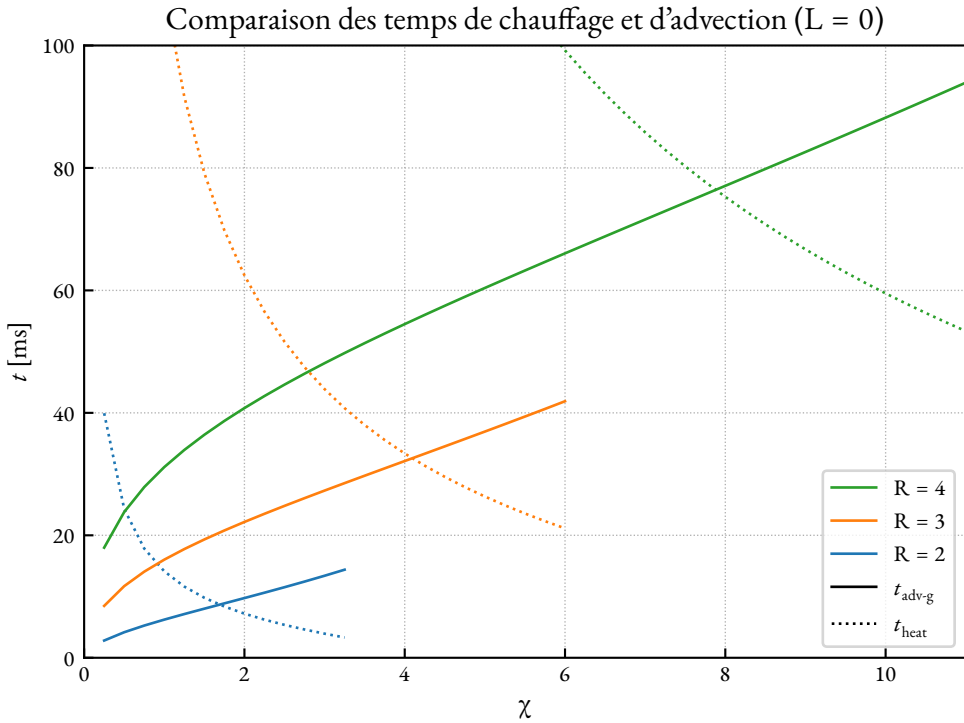


FIGURE 4.2. – Comparaison des temps d'advection au rayon de gain $t_{\text{adv-g}}$ et de chauffage t_{heat} (en millisecondes) en fonction du paramètre χ et à rotation nulle ($L = 0$) pour les différentes valeurs de R (*bleu* : $R = 2$, *orange* : $R = 3$ et *vert* : $R = 4$). L'égalité des temps est obtenue respectivement à $\chi = 1.7$, 4.1 et 8.1 pour $R = 2$, 3 et 4 ; ils valent alors 8.7 , 33 et 76 ms. La valeur de χ pour cette égalité est également reportée pour les valeurs de $L = 0.2$ et 0.5 sur la figure 4.4.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

jusqu'à une certaine valeur du refroidissement (FERNÁNDEZ, 2012) ou à travers la région de refroidissement entière (FERNÁNDEZ et al., 2014). L'instabilité est obtenue lorsque ce temps est inférieur au temps d'advection dans la région de gain $t_{\text{adv-g}}$.

4.2.2. Simulations

Afin de déterminer les seuils d'explosion 1D de nos modèles, nous avons cherché par dichotomie la valeur de χ pour laquelle nous obtenions une transition entre oscillations décroissantes et croissantes. Ce critère est *a priori* suffisant pour décider du caractère explosif ou non à 1D, les études citées précédemment ayant noté que tous les modèles sans dissociation observant des oscillations instables finissent par exploser. Nous observons d'ailleurs la même chose sur quelques cas tests, à la condition près que la résolution numérique doit être suffisante : au-dessous d'une certaine résolution de la grille, les oscillations du choc peuvent connaître une saturation de leur amplitude, qui se traduit par une succession de phases d'amplification séparées par une atténuation brutale (cf. figure 4.3).

Par ailleurs, cette comparaison du comportement à différentes résolutions montre que la résolution dite « standard » et la résolution double de celle-ci sont relativement similaires. Leur taux de croissance est notamment quasiment identique et assez différent de celui du modèle à faible résolution ; les temps d'explosion sont également très proches. Cela nous permet une validation supplémentaire de la résolution utilisée dans les simulations, après les études de KAZERONI (2016) l'ayant validée en l'absence de chauffage pour l'étude linéaire et non-linéaire de SASI.

Finalement, les seuils obtenus sont présentés sur la figure 4.4. Notons qu'ils sont bien au-delà de la condition $t_{\text{adv-g}} > t_{\text{heat}}$ censée marquer la transition entre les oscillations 1D instables et les explosions 1D non-oscillatoires d'après FERNÁNDEZ (2012) ainsi que FERNÁNDEZ et al. (2014). En particulier, le traitement des neutrinos plus réaliste employé par FERNÁNDEZ (2012) ne peut expliquer cette différence car FERNÁNDEZ et al. (2014) observent ce même seuil dans un modèle simplifié très semblable au nôtre et où en particulier le chauffage/refroidissement dû aux neutrinos est implémenté par une fonction *ad-hoc* identique à la nôtre. Compte tenu de la similarité des hypothèses, cette différence est à mettre au compte de la géométrie cylindrique plutôt que sphérique. On sait que le temps d'advection dans un flot d'accrétion sphérique est plus court que pour un flot cylindrique. Ainsi

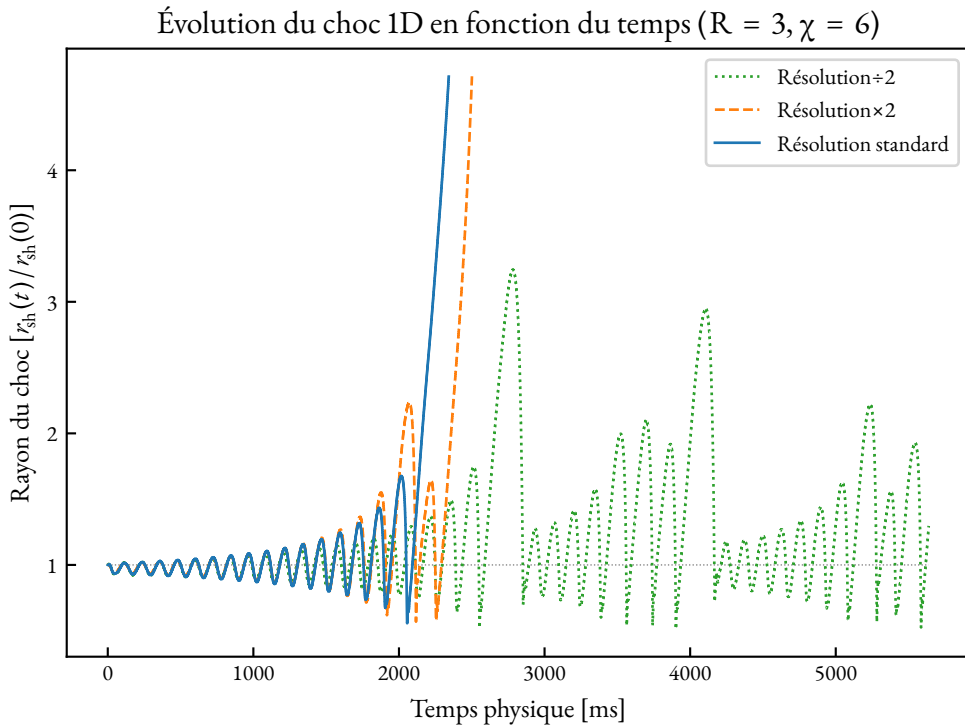


FIGURE 4.3. – Simulations 1D d'un cas présentant des oscillations instables. Les différentes courbes représentent l'évolution du rayon du choc (en unités du rayon stationnaire initial) en fonction du temps pour les trois résolutions spatiales distinctes utilisées : respectivement 1425, 2850 et 5700 cellules pour la résolution faible (*pointillés verts*), standard (*trait continu bleu*) et haute (*tirets orange*). Les deux plus fortes résolutions sont très similaires et donnent lieu à une explosion sur un temps comparable, la résolution faible est assez éloignée des deux autres et ne conduit pas à une explosion.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovae

le seuil $t_{\text{adv-g}} = t_{\text{heat}}$ est plus rapidement atteint pour un modèle cylindrique, et l'apparition d'explosions 1D non-oscillatoires à ce seuil dans les modèles sphériques pourrait être une coïncidence. Une façon de vérifier cette hypothèse consisterait à réaliser l'analyse perturbative de notre modèle cylindrique afin de confirmer que les oscillations sont bien obtenues à partir du seuil observé dans nos simulations, plutôt que lorsque $t_{\text{adv-g}} > t_{\text{heat}}$.

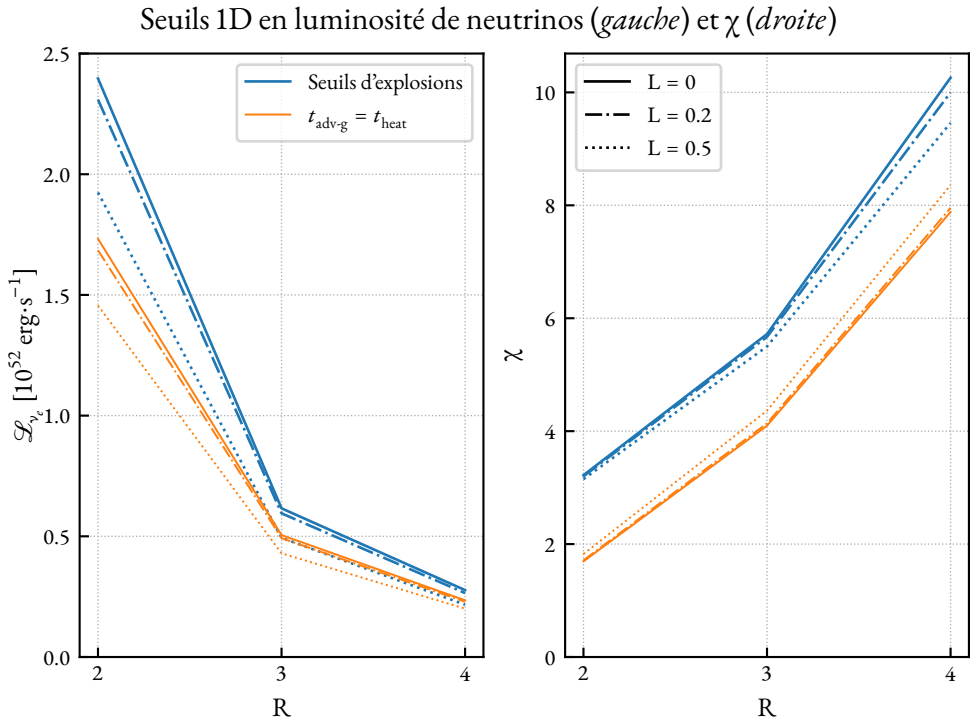


FIGURE 4.4. – *Bleu* : Seuils en chauffage (*gauche* : luminosité des neutrinos; *droite* : paramètre χ) d'explosions 1D en fonction de R pour différentes valeurs de la rotation L . *Orange* : seuil pour l'égalité des temps de chauffage t_{heat} et d'advection à travers la région de gain $t_{\text{adv-g}}$. Les amplitudes de variation en χ et en \mathcal{L}_{ν_e} sont inverses : plus R augmente, plus la valeur critique χ varie avec la rotation et moins celle de \mathcal{L}_{ν_e} le fait.

4.3. Stochasticité du caractère explosif

4.3.1. Résultats généraux sur nos modèles

Les figures 4.5 à 4.7 présentent les résultats obtenus sur le caractère explosif ou non pour les différents modèles simulés. Les modèles « s'effondrant »² sont représentés par des cercles sombres, les explosions par des étoiles colorées. S'il n'y a qu'une seule réalisation d'un modèle, les couleurs employées sont le noir et le rouge. Sinon, le nombre de réalisations conduisant à des explosions est indiqué par une échelle de couleur tandis que la forme représente le caractère majoritaire. Les seuils 1D sont rappelés sur les figures par des étoiles bleues.

Au premier abord, certains comportements sont similaires pour les trois valeurs de rayons/taux d'accrétion : les simulations sans chauffage ni rotation n'explosent pas, celles avec un chauffage important explosent. La magnitude du chauffage critique dépend naturellement de R . L'effet de la rotation est en revanche moins tranché : si son rôle est déterminant à $R = 4$ — avec notamment des explosions même sans chauffage —, il n'en est pas de même à $R = 2$ où ses effets sont très faibles. Le second constat intéressant que l'on peut effectuer concerne la valeur de χ à laquelle on observe la transition entre « effondrements » et explosions. Pour $R = 2$, cela a lieu bien en deçà de $\chi = 3$, le rôle de la convection pour ces explosions serait donc *a priori* exclu. À $R = 3$, ce seuil se rapproche beaucoup plus de $\chi = 3$, en particulier si l'on s'intéresse aux modèles explosant systématiquement. Ceci suggère que le rôle de la convection est cette fois bien plus important — même si non-indispensable, en particulier à fortes rotations — pour obtenir des explosions réussies. À $R = 4$, le comportement semble plus ambigu. En l'absence de rotation, $\chi \geq 3$ semble de nouveau être un critère robuste d'explosion (des explosions sont obtenues pour des valeurs inférieures, mais moins systématiquement). En revanche, l'ajout d'une rotation très modérée, qui semblait déjà avoir un effet inhibant dans le cas $R = 3$, rend ici très difficile l'obtention d'une explosion robuste même pour $\chi \geq 3$.

Cependant cette vision un peu simplifiée des résultats cache de grandes disparités entre les divers modèles explosant, une certaine diversité de mécanismes étant observée et en particulier une grande variabilité des temps d'explosion qui en résultent. Les figures 4.8 à 4.10 montrent les valeurs moyennes de ces temps

2. S'il n'y a pas d'explosion, cela signifie que la PNS va finir par s'effondrer en trou noir, une phase que notre modèle simplifié ne peut évidemment pas étudier pour de nombreuses raisons.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

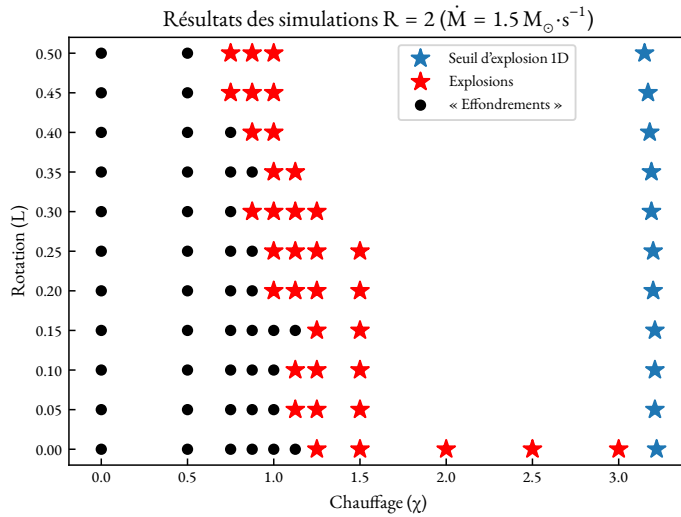


FIGURE 4.5. – Caractère explosif ou non des modèles pour $R = 2$, chaque modèle correspondant à une valeur du paramètre χ et une valeur de rotation L . Les étoiles rouges indiquent les modèles ayant donné lieu à une explosion, les ronds noirs ceux y ayant échoué et correspondant par échéant à un effondrement en trou noir. Les étoiles bleues rappellent le seuil d'explosion 1D observé à chaque valeur de rotation.

4.3. Stochasticité du caractère explosif

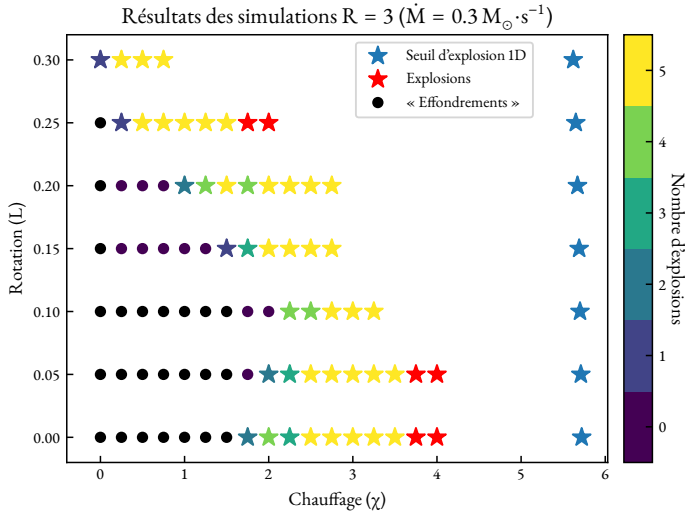


FIGURE 4.6. – Idem figure précédente mais pour $R = 3$. De plus, une partie des modèles a bénéficié de cinq réalisations, une échelle de couleurs est alors utilisée afin d'indiquer le nombre d'explosions obtenues pour les modèles concernés.

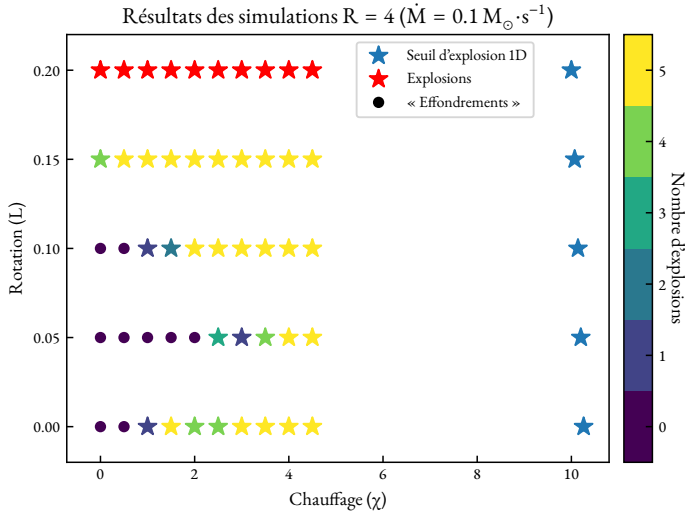


FIGURE 4.7. – Idem figure précédente mais pour $R = 4$.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovae

pour les différents modèles qui explosent, et du rayon maximum atteint par le choc pour les autres. Pour les modèles avec plusieurs réalisations, si au moins une explosion a été enregistrée la priorité est donnée à celle-ci et les réalisations n'explosant pas sont comptabilisées comme une explosion au temps maximum (pour rappel, respectivement 2.5, 4.5 et 6 secondes à $R = 2, 3$ et 4) afin d'en tenir compte dans le calcul de la moyenne. Les incertitudes-types sont indiquées sur les figures en vis-à-vis ($R = 3$ et 4 uniquement). On observe alors plusieurs résultats.

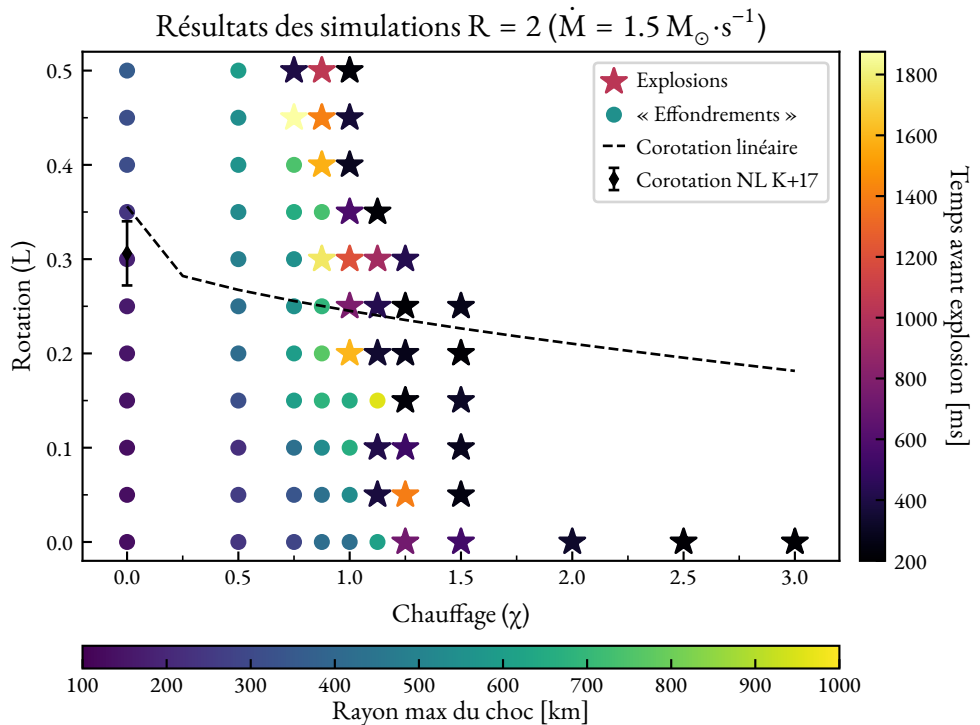


FIGURE 4.8. – Idem figure 4.5 mais les couleurs représentent désormais le temps d'explosion (étoiles) ou le rayon maximum atteint par le choc (ronds). Les tirets noirs indiquent une estimation de la rotation à laquelle un rayon de corotation apparaît dans le domaine. Cette estimation est basée sur la supposition que la période d'oscillation de SASI est égale au temps d'advection depuis le choc jusqu'au rayon où le gradient de vitesse est maximal. Le point noir sur l'axe $\chi = 0$ correspond à la rotation à partir de laquelle KAZERONI et al. (2017) observent l'apparition d'un rayon de corotation dans le régime non-linéaire de SASI pour un modèle similaire sans chauffage.

4.3. Stochasticité du caractère explosif

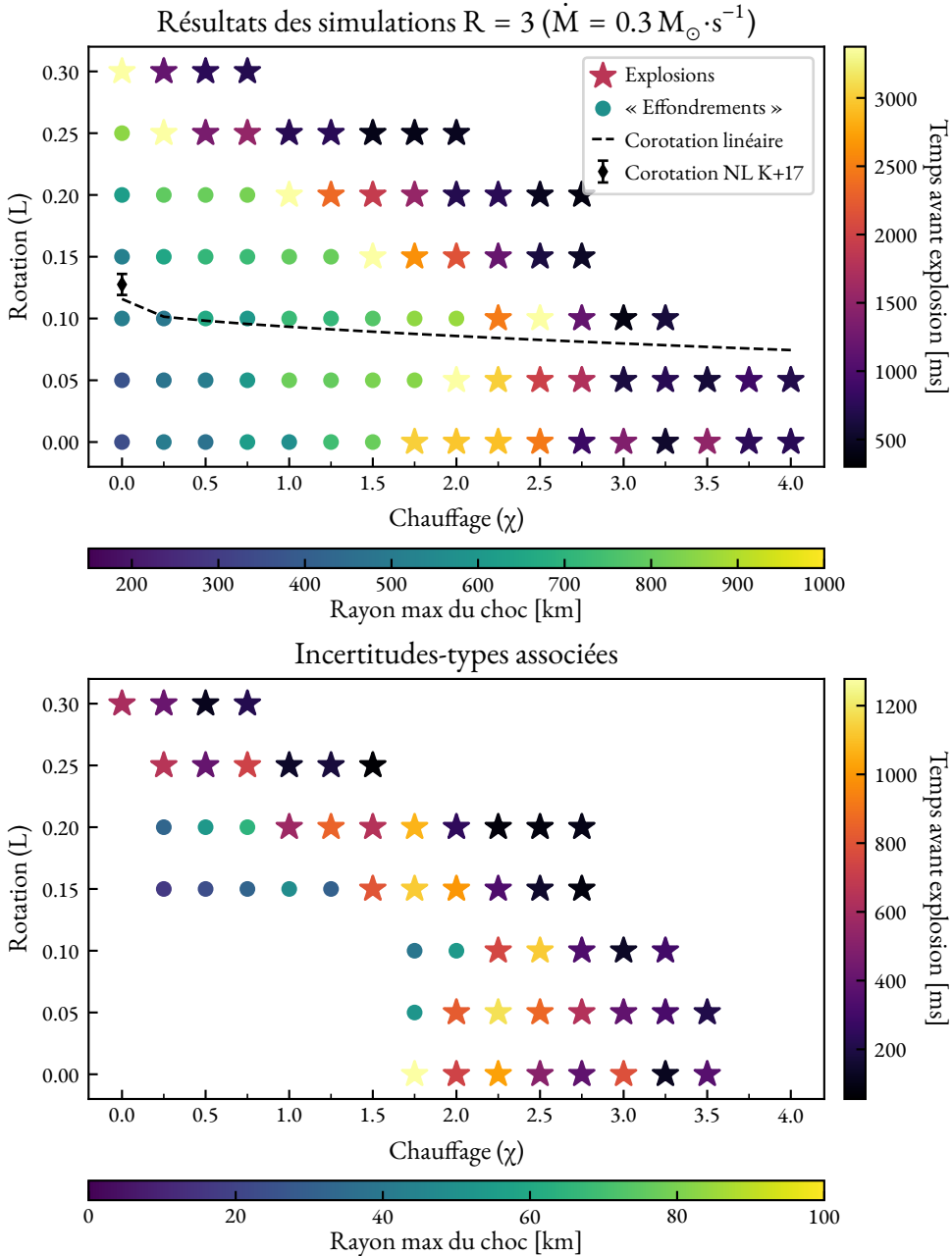


FIGURE 4.9. – *Haut* : Idem figure précédente mais pour $R = 3$. *Bas* : Incertitudes-types des valeurs au-dessus pour les modèles ayant bénéficié de cinq réalisations.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovae

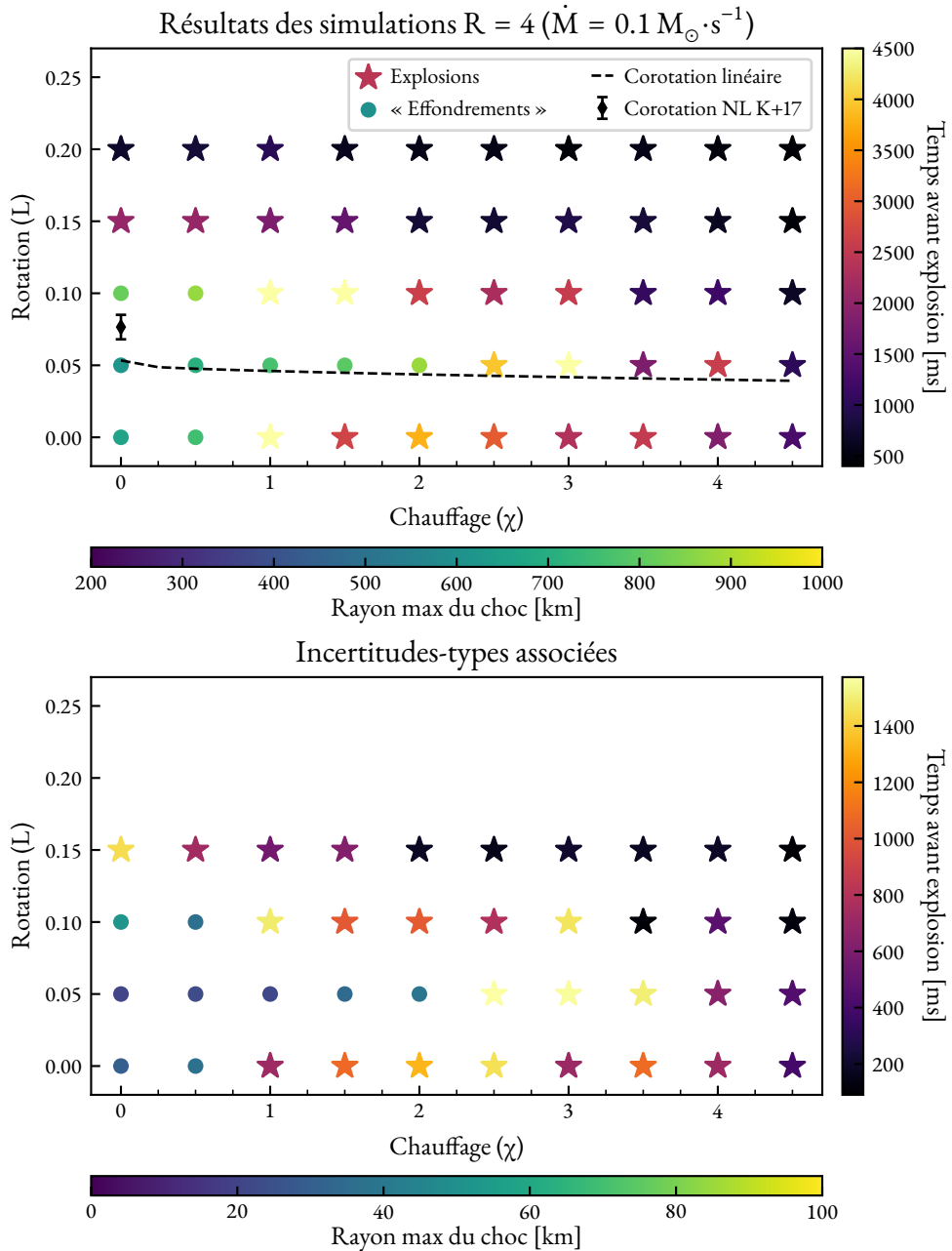


FIGURE 4.10. – Idem figures précédentes mais pour $R = 4$. Note : seuls les modèles $L = 0.20 n$ ont pas bénéficié de réalisations multiples.

4.3. Stochasticité du caractère explosif

Le premier est que pour $R = 3$ et 4 , $\chi < 3$ et pour des rotations faibles, les explosions sont généralement plus lentes qu'ailleurs (et en particulier que celles à rotations identiques et $\chi > 3$) mais observent surtout une grande dispersion du temps nécessaire à les obtenir; dispersion qui disparaît à chauffage plus important ou rotation élevée. Ces deux caractéristiques illustrent la stochasticité des explosions dans cette région de paramètres dominée par SASI. CARDALL et BUDIARDJA (2015) avaient observé que leurs modèles — sans rotation — dominés par SASI avaient un comportement explosif stochastique tandis que ceux dominés par la convection ne l'avaient pas. Nous retrouvons donc ces caractéristiques sans surprise. En revanche, la nouvelle information ici est que la rotation semble diminuer le caractère stochastique des explosions dominées par SASI, la plage de valeur de χ concernées par ces temps longs et dispersés diminuant avec la rotation. KAZERONI et al. (2017) avaient déjà observé que la rotation diminuait la stochasticité de SASI en ce qui concerne la période de rotation du pulsar formé, mais ici nous montrons que de manière plus générale c'est le comportement dynamique de SASI qui est bien moins stochastique en présence de rotation. Ceci pourrait s'expliquer relativement bien en se rappelant que la rotation favorise le mode spiral prograde (YAMASAKI et FOGLIZZO, 2008), tandis qu'en l'absence de rotation on observe une compétition des deux modes spiraux de sens opposés, qui peut parfois devenir un mode de balancement. Ainsi les errements de SASI entre ces différents modes pourraient être à l'origine de la stochasticité des résultats d'explosions. Pour vérifier cette explication, il serait intéressant de vérifier quels modes dominent la dynamique non-linéaire des différents modèles, et l'éventuelle variation dans le temps du mode dominant au cours de l'évolution de ceux-ci.

Le second résultat, dans la continuité de cet aspect de la rotation, est que celle-ci joue non seulement un rôle important pour obtenir des explosions à $R = 3$ ou 4 , mais qu'elle donne en plus lieu à des explosions relativement rapides. Cet effet est de nouveau particulièrement visible à $R = 4$, où toutes les simulations $L \geq 0.15$ explosent sur des temps courts (en regard de la durée maximale des simulations correspondantes). Ceci peut s'expliquer en indexant la rotation non plus par la vitesse azimutale au bord interne mais par l'énergie différentielle de rotation de la région du choc. Cette énergie correspond à la différence entre l'énergie cinétique de rotation de la configuration en rotation différentielle telle qu'établie initialement et l'énergie cinétique de la configuration en rotation solide qui serait obtenue en redistribuant le moment cinétique dans la région du choc. Celle-ci peut-être approximée en supposant que seule la distribution de vitesse azimutale change et

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

que le profil de densité reste inchangé, auquel cas on peut obtenir dans un premier temps la fréquence Ω_0 de la rotation solide donnant le même moment cinétique total puis l'utiliser pour calculer la différence d'énergie comme suit :

$$\int_{r_{\text{PNS}}}^{r_{\text{sh}}} 2\pi r \rho L \, dr \equiv \int_{r_{\text{PNS}}}^{r_{\text{sh}}} 2\pi r \rho \Omega_0 r^2 \, dr \Leftrightarrow \Omega_0 = \frac{L \int_{r_{\text{PNS}}}^{r_{\text{sh}}} \rho r \, dr}{\int_{r_{\text{PNS}}}^{r_{\text{sh}}} \rho r^3 \, dr} \quad (4.3)$$

$$\Delta E = \frac{1}{2} \int_{r_{\text{PNS}}}^{r_{\text{sh}}} 2\pi r (\Omega^2 r^2 - \Omega_0^2 r^2) \, dr = \pi \int_{r_{\text{PNS}}}^{r_{\text{sh}}} \rho \left(\frac{L^2}{r} - \Omega_0^2 r^3 \right) \, dr \quad (4.4)$$

Les figures 4.11 à 4.13 présentent de nouveau les résultats des simulations, mais en utilisant désormais cette dernière quantité — normalisée par l'énergie gravitationnelle — en ordonnée pour quantifier la rotation (ainsi que la luminosité des neutrinos pour indexer le chauffage). On observe alors que les valeurs de rotation utilisées précédemment se traduisent en des quantités d'énergie différentielle singulièrement différentes pour les trois valeurs de R utilisées, et d'autant plus grandes que ce rapport est grand (notez que la plage de moment cinétique couverte à $R = 2$ est plus étendue que pour les autres valeurs de R). L'effet de la rotation est donc un effet différentiel, ce que l'on pouvait attendre puisque le mécanisme de SASI est sensible à la rotation différentielle et que SASI redistribue efficacement le moment cinétique comme décrit notamment par KAZERONI et al. (2016, 2017). Ainsi plus le réservoir différentiel est grand, plus SASI peut se développer et aider à obtenir une explosion, rapidement qui plus est. Par ailleurs, cela explique le faible effet de la rotation à $R = 2$: les rotations impliquées ont beau être très importantes au bord interne, la petite taille de la région du choc implique une faible énergie différentielle de rotation disponible, et les effets sont donc principalement centrifuges.

Finalement, comme le suggèrent les figures 4.4 et 4.11, les explosions très rapides à $R = 2$, $\chi > 1.75$ sont en fait induites par le chauffage très important nécessaire pour obtenir ces valeurs de χ pour le taux d'accrétion élevé correspondant à cette valeur de R ; chauffage qui est tel que $t_{\text{adv-g}} > t_{\text{heat}}$ dès l'état stationnaire dans cette région de paramètres, ce qui n'est pas sans effets sur la dynamique. Ces explosions sont d'ailleurs assez similaires à celles 1D directes sans oscillations observées par FERNÁNDEZ (2012) ainsi que FERNÁNDEZ et al. (2014) au-delà de ce seuil, comme l'illustre la figure 4.14.

4.3. Stochasticité du caractère explosif

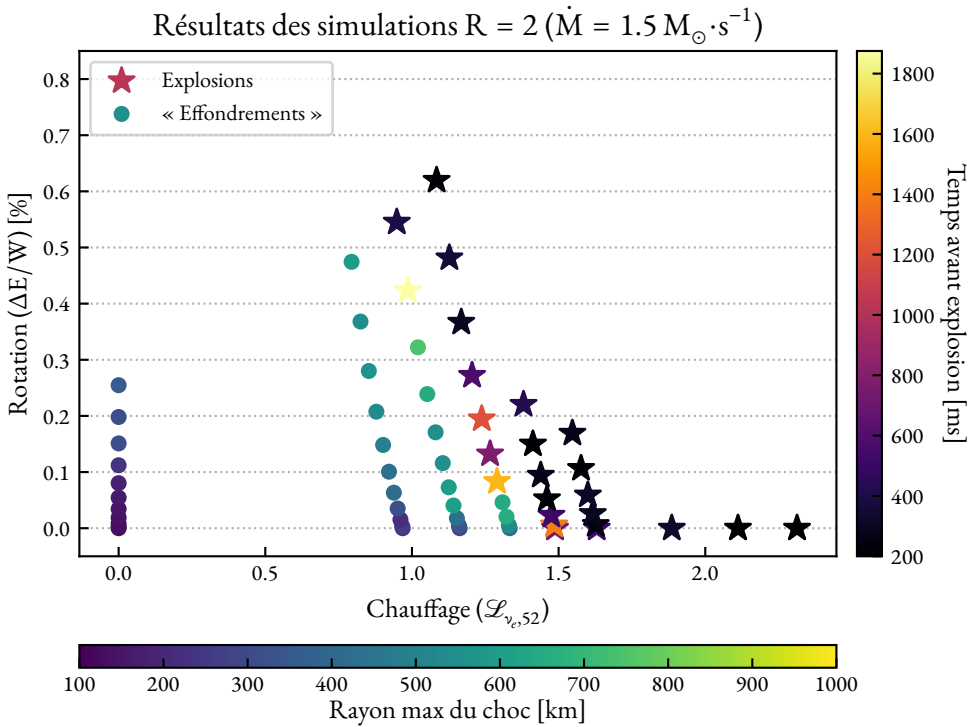


FIGURE 4.11. – Idem figure 4.8 mais en fonction de la luminosité des neutrinos L_{ν_e} et de l'énergie différentielle de rotation (4.4).

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

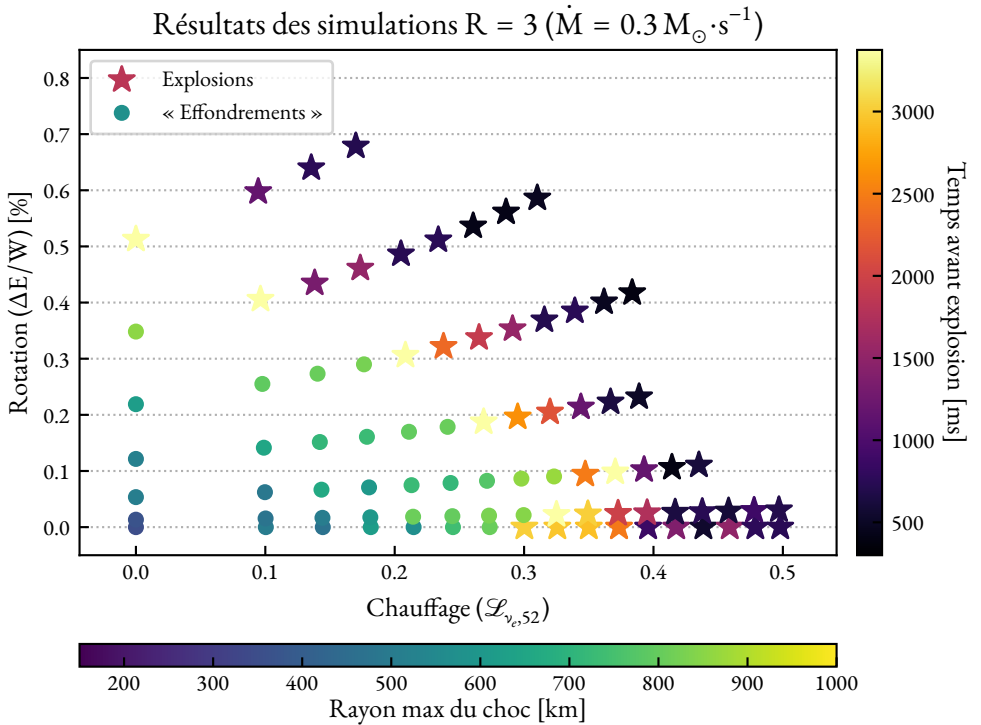


FIGURE 4.12. – Similaire à la figure 4.9 mais en fonction de la luminosité des neutrinos \mathcal{L}_{ν_e} et de l'énergie différentielle de rotation (4.4). Les incertitudes-types liées à la stochasticité ne sont pas rappelées.

4.3. Stochasticité du caractère explosif

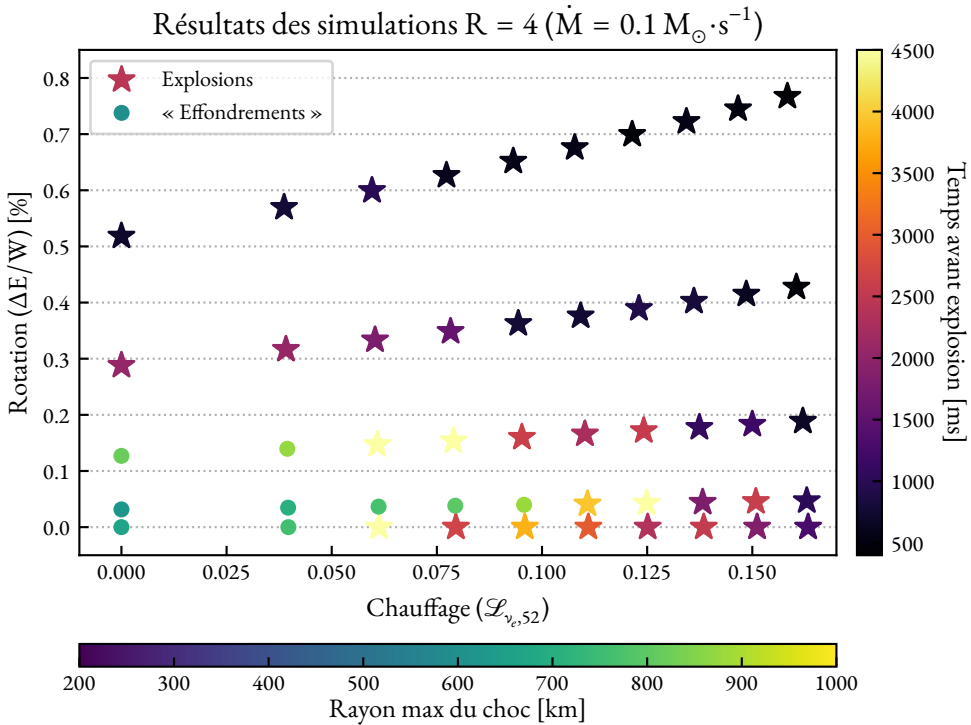


FIGURE 4.13. – Similaire à la figure 4.10 mais en fonction de la luminosité des neutrinos \mathcal{L}_{ν_e} et de l'énergie différentielle de rotation (4.4). Les incertitudes-types liées à la stochasticité ne sont pas rappelées.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

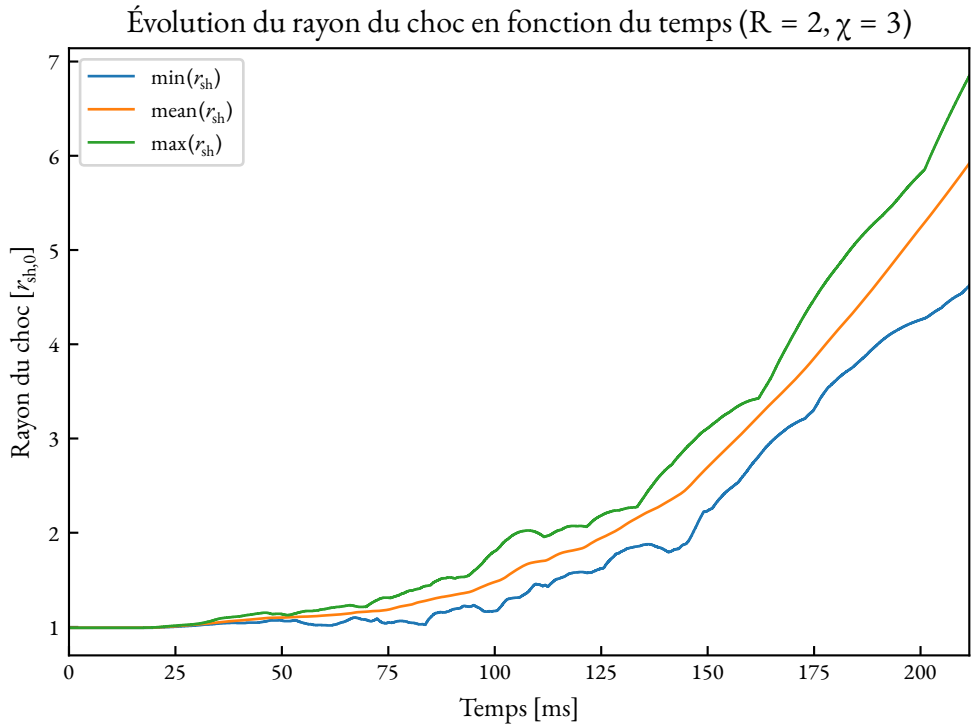


FIGURE 4.14. – Exemple d'évolution en fonction du temps des rayons minimum (*bleu*), moyen (*orange*) et maximum (*vert*) du choc (en unités de la valeur stationnaire initiale) pour une simulation représentative d'explosion prompte à $R = 2$ (modèles $\chi \geq 1.75$, ici $\chi = 3$). Le choc croît de façon quasi axisymétrique comme le montre l'écart relativement faible entre le maximum et le minimum de son rayon à tout instant.

4.4. Abaissement du seuil de luminosité

Une façon de caractériser le bénéfice explosif des instabilités multidimensionnelles consiste à comparer les seuils de luminosité des neutrinos conduisant à une explosion à 2D et 3D, par rapport à l'évolution 1D. On sait depuis LIEBENDÖRFER et al. (2001) qu'en 1D les luminosités nécessaires sont généralement trop importantes pour expliquer les explosions observées sauf pour les progéniteurs les moins massifs. La comparaison systématique entre les seuils à 2D et à 3D nécessiterait des études paramétriques qui ne sont pas encore abordables. Malgré leurs limitations, les simulations 2D autorisent la couverture d'une large gamme de paramètres qui peuvent nous éclairer sur les mécanismes en jeu.

Dans un premier temps, la figure 4.15 compare des seuils de luminosité conduisant à des explosions à 2D en fonction de ceux à 1D. Ces seuils 2D sont calculés à moment cinétique fixé, mais différemment selon que l'on dispose d'une seule ($R = 2$) ou plusieurs ($R = 3, 4$) réalisations pour les modèles. Dans le premier cas, on calcule la moyenne de la luminosité des neutrinos entre le premier point sans explosion et le premier point avec une explosion rapide ($t_{\text{exp}} < 600$ ms afin de surestimer plutôt que sous-estimer la barre d'erreur). Dans le second cas, on effectue une moyenne pondérée par le nombre d'explosions sur la plage de stochasticité, définie comme l'ensemble des modèles dont l'incertitude-type sur le temps d'explosion est supérieure à 400 ms.

Sont également reportés sur cette figure les résultats caractéristiques — sans rotation — de MURPHY et BURROWS (2008) pour deux modèles : un de $11.2 M_{\odot}$, similaire de par ses caractéristiques à nos modèles $R = 4$, et un de $15 M_{\odot}$, plutôt proche des cas $R = 3$. Nos modèles sans rotation présentent une diminution de la luminosité critique 10 % supérieure à ces valeurs de référence. Cette différence est représentative d'une tendance globale de nos modèles à exploser beaucoup plus facilement en 2D qu'en 1D par rapport aux travaux similaires. Nous avançons une explication simple de ces résultats : la quasi-totalité des études 2D existantes utilisent des coordonnées sphériques et sont de fait axisymétriques. Aussi, toutes ces études ne peuvent permettre qu'au mode de balancement de SASI de se développer et non pas à ses modes spiraux, or nos résultats, dans la continuité de ceux de KAZERONI et al. (2016, 2017), suggèrent que ces derniers jouent un rôle important dans l'obtention de nos explosions.

Par ailleurs, on retrouve sur ce graphe des résultats discutés dans la partie précédente, à savoir le rôle très différent de la rotation aux différentes valeurs de R .

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

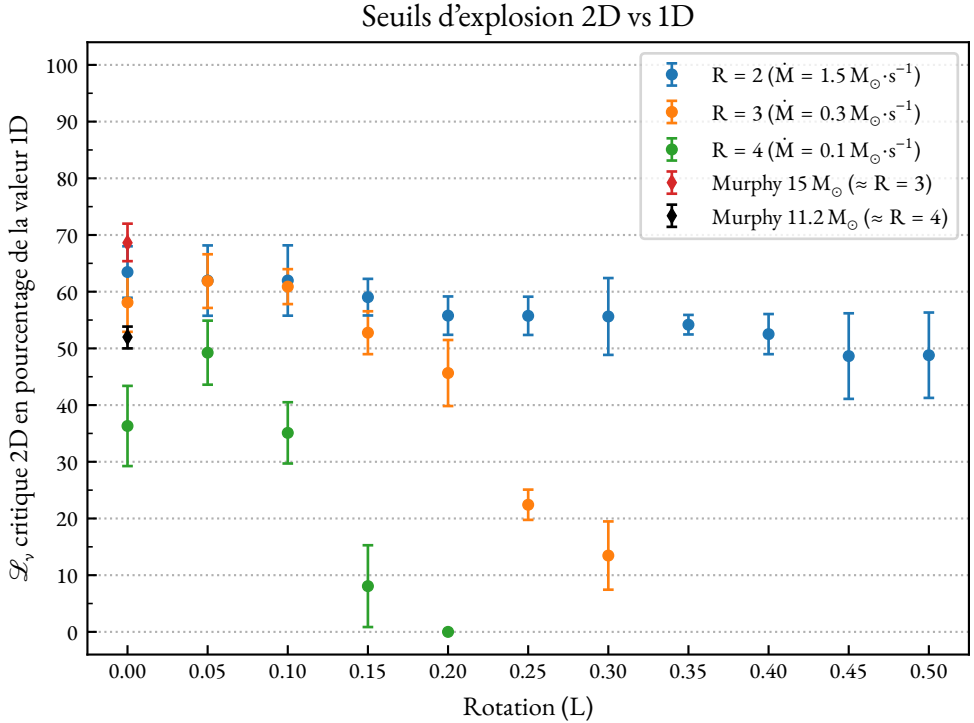


FIGURE 4.15. – Abaissement des seuils de luminosité des neutrinos nécessaires pour obtenir une explosion lors du passage de 1D à 2D, en fonction de la rotation L et pour les différentes valeurs de R (*bleu* : $R = 2$, *orange* : $R = 3$ et *vert* : $R = 4$). Les barres d'erreurs indiquent les incertitudes sur la détermination des seuils à 2D (celles sur les seuils 1D sont négligeables en comparaison). Les points rouge et noir correspondent respectivement aux modèles $15 M_{\odot}$ et $11.2 M_{\odot}$ de MURPHY et BURROWS (2008). La géométrie axisymétrique de ces deux modèles explique probablement les seuils plus élevés qu'ils observent (*cf.* corps du texte). La rotation quant à elle joue un rôle crucial à $R = 4$ ainsi que $R = 3$, mais relativement négligeable à $R = 2$.

4.4. Abaissement du seuil de luminosité

Tandis qu'à $R = 2$ la fraction $2D/1D$ reste quasiment constante, elle diminue assez rapidement à $R = 3$ et encore plus vite à $R = 4$. Dans un second temps, nous nous concentrons donc maintenant sur ces effets de rotation et mesurons le gain de luminosité par rapport aux modèles sans rotation, afin de comparer nos résultats à ceux d'IWAKAMI et al. (2014b). Cette étude porte sur des modèles 3D simplifiés avec fonction de chauffage/refroidissement *ad-hoc* et ne modélisant pas la PNS. Sa masse vaut $1.4 M_{\odot}$ mais son rayon varie en fonction de la luminosité des neutrinos et du taux d'accrétion. Les paramètres de leurs modèles sont présentés au tableau 4.1. Dans un premier article, ils ont identifié le seuil de luminosité donnant lieu à une explosion pour trois taux d'accrétion différents, de 0.2 , 0.6 et $1.0 M_{\odot} \cdot s^{-1}$ (IWAKAMI et al., 2014a). Puis, dans le second article, ils ont déterminé à chaque taux d'accrétion et pour deux valeurs de luminosité légèrement inférieures au seuil déterminé précédemment la quantité de rotation nécessaire pour obtenir de nouveau une explosion. Cela leur permet ainsi d'estimer l'abaissement de la luminosité critique grâce à la rotation en fonction du taux d'accrétion; leurs résultats sont reportés sur la figure 4.16 au côté des nôtres. Étant donné les incréments de luminosité et de rotation utilisés dans leur étude, il ne s'avère pas possible de distinguer les effets de la rotation selon le taux d'accrétion; il apparaît cependant dans les trois cas que la rotation aide mais dans des proportions limitées (baisse d'environ 10 à 15 % de la luminosité critique pour les rotations rapides). Ces résultats sont cohérents avec nos simulations $R = 2$, ce qui coïncide aux valeurs de R avec chauffage constatées dans leurs modèles comme on peut le voir en comparant le tableau 4.1 à la figure 4.1a.

Le rôle très différent de la rotation en fonction de R permet a priori de réconcilier les résultats de TAKIYAKI et al. (2016) et SUMMA et al. (2018). Les premiers étudient un modèle de $27 M_{\odot}$, qui implique un taux d'accrétion relativement élevé dans la phase stationnaire, de l'ordre de $1.0 M_{\odot} \cdot s^{-1}$ contre typiquement 0.1 et $0.3 M_{\odot} \cdot s^{-1}$ pour des modèles de respectivement 11.2 et $15 M_{\odot}$. Cela se traduit par une faible valeur de R , et la nécessité d'avoir des rotations très fortes ($j \simeq 5 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) pour observer un effet de celles-ci sur la dynamique du choc, comme ils l'ont constaté. En revanche, SUMMA et al. étudient un modèle de $15 M_{\odot}$ dont la valeur typique de R au début de la phase stationnaire se situe entre 3 et 4, soit proche de nos modèles $R = 3$ une fois le chauffage inclus. Il paraît donc raisonnable à la lumière de nos résultats qu'ils observent des effets de rotation importants pour des valeurs bien plus modérées de celle-ci ($j \simeq 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; pour référence la valeur maximale dans notre étude est de $j \simeq 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovae

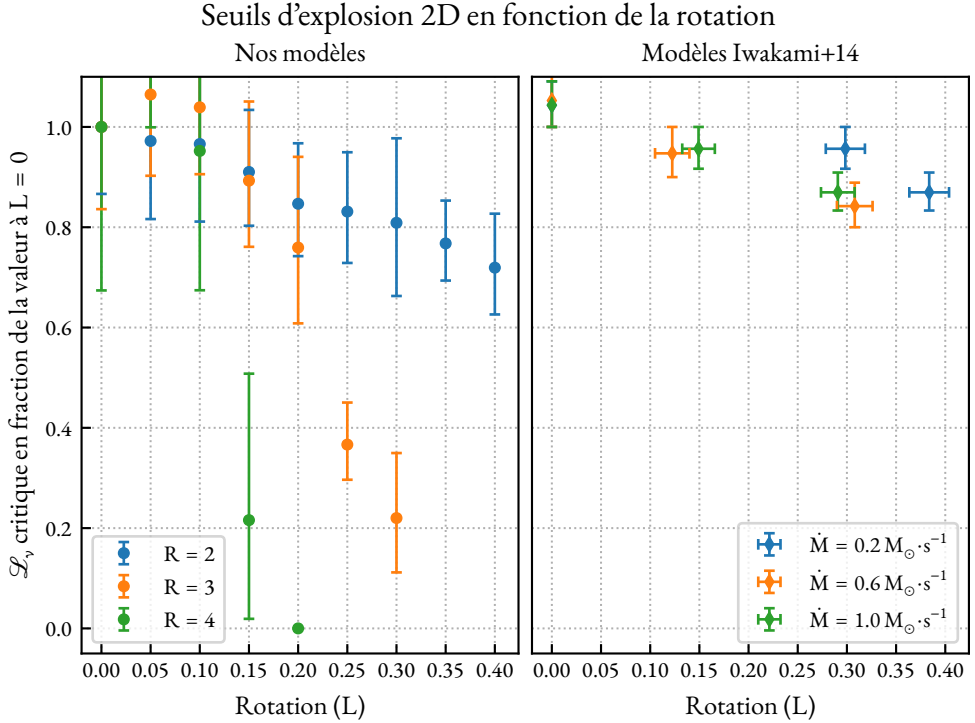


FIGURE 4.16. – Abaissement des seuils de luminosité des neutrinos donnant une explosion en fonction de la rotation par rapport au cas $L = 0$. *Gauche* : Modèles présentés dans cette étude, pour les différentes valeurs de R (*bleu* : $R = 2$, *orange* : $R = 3$ et *vert* : $R = 4$). Contrairement à la figure 4.15, les incertitudes sont ici composées entre la détermination du seuil 2D à une valeur de L donnée et celui à $L = 0$. *Droite* : Les simulations d'IWAKAMI et al. (2014b), correspondant à des valeurs de R comprises entre 2 et 3 (le taux d'accrétion le plus fort correspondant au R le plus faible), chauffage inclus (donc théoriquement moins en excluant celui-ci, comme nous le faisons nous). La rotation n'abaisse que peu la luminosité des neutrinos nécessaire à obtenir une explosion dans leurs modèles, ce qui est cohérent avec nos résultats $R = 2$.

4.4. Abaissement du seuil de luminosité

\dot{M} $M_{\odot} \cdot s^{-1}$	\mathcal{L}_{ν} $10^{52} \text{ erg} \cdot s^{-1}$	χ —	r_{PNS} km	r_{sh} km	R —	β_c $10^{16} \text{ cm} \cdot s^{-1}$	L_c —
0.2	2.5	2.7	33	89	2.7	1.0	0.40
0.2	2.75	4.1	34	99	2.9	0.8	0.32
0.2	3.0	4.9	36	112	3.1	0.0	0.00
0.6	4.0	1.6	41	92	2.2	0.9	0.33
0.6	4.5	2.5	44	109	2.5	0.4	0.14
0.6	5.0	4.1	46	132	2.9	0.0	0.00
1.0	5.0	1.4	46	97	2.1	0.9	0.31
1.0	5.5	2.0	49	110	2.2	0.5	0.17
1.0	6.0	2.9	51	128	2.5	0.0	0.00

TABLE 4.1. – Paramètres des modèles d’IWAKAMI et al. (2014a,b). β_c représente le moment cinétique critique pour lequel l’explosion est obtenue, L_c est la conversion de cette valeur en notre système d’unités.

Finalement, la présence d’un rayon de corotation pourrait jouer un rôle dans la diminution de la luminosité critique avec la rotation. Dans leur modèle sans chauffage, KAZERONI et al., 2017 ont ainsi noté que la rotation augmente significativement l’amplitude de l’asymétrie du choc ainsi que son rayon moyen à partir du moment où un rayon de corotation est présent. Ces deux effets devraient avoir un effet bénéfique pour l’obtention d’une explosion et pourraient ainsi donner lieu à une diminution de la luminosité critique. Dans l’attente d’une analyse plus approfondie (avec notamment une mesure de la période d’oscillation de SASI dans sa phase non-linéaire), nous avons estimé la présence d’un rayon de corotation en supposant que la période d’oscillation SASI est égale au temps d’advection du choc jusqu’au rayon de plus fort gradient. Le moment cinétique correspondant à l’apparition d’un rayon de corotation dans le domaine des simulations est représenté sur les figures 4.8 à 4.10. On observe qu’une corotation est potentiellement présente dans tout l’espace des paramètres où la luminosité critique est significativement diminuée par la rotation. Il est donc possible qu’elle joue un rôle essentiel dans ce phénomène.

4.5. Limitations & perspectives

4.5.1. Rôle de la dissociation

La principale limitation dans notre étude semble être l'absence de la dissociation des noyaux de fer à travers le choc. L'effet principal de la dissociation est de diminuer l'énergie du flot en aval du choc. Cela rend les explosions plus difficiles à obtenir, puisque le fluide se retrouve alors plus fortement lié gravitationnellement.

D'un point de vue quantitatif, les effets peuvent se voir à différents niveaux. Un cas important est celui des temps d'advection et de chauffage. L'énergie cinétique du fluide étant plus faible lorsque l'on tient compte de la dissociation, le temps d'advection augmente. Ceci a également tendance à augmenter fortement la valeur de χ obtenue pour une luminosité des neutrinos donnée, puisque χ dépend directement du temps d'advection à travers la région de gain. En revanche, le temps de chauffage augmente également, puisqu'il faut fournir plus d'énergie au fluide pour arriver à l'équilibre. Une conséquence directe est que la valeur de χ coïncidant avec le seuil $t_{\text{adv-g}} = t_{\text{heat}}$ est beaucoup plus élevée que précédemment, et notamment bien au-delà du seuil d'instabilité linéaire de la convection. La partie basse de la figure figure 4.17 illustre ceci en comparant deux modèles qui ne diffèrent que par la prise en compte ou non de la dissociation (et sont par ailleurs très semblables aux nôtres, en particulier la fonction de chauffage/refroidissement utilisée).

Par conséquent, il semble raisonnable d'attendre que les explosions soient obtenues pour des valeurs de χ plus élevées que celles observées dans nos modèles, et donc en particulier il pourrait ne pas y avoir de modèles explosifs dans les régions de paramètres où la convection est stable ($\chi < 3$), au moins pour les faibles rotations. Or si l'on considère que les effets stochastiques obtenus sont dus au rôle déterminant de SASI dans la dynamique des modèles concernés, cela signifie que l'obtention ou non d'une explosion pourrait s'avérer bien plus déterministe dans des modèles plus réalistes incluant des effets de dissociation.

Il ne faut cependant pas être catégorique sur l'effet de la dissociation dans un modèle réaliste, car comme observé par FERNÁNDEZ et THOMPSON (2009b), la prise en compte de la recombinaison en particules α sous le choc permet de compenser en partie les effets de la dissociation en régime dynamique, à condition que le choc puisse atteindre le rayon typique au-delà duquel cette recombinaison peut avoir lieu (typiquement ≈ 220 km). Or SASI est susceptible d'agrandir suffisamment le rayon du choc pour cela, en particulier en présence de rotation

4.5. Limitations & perspectives

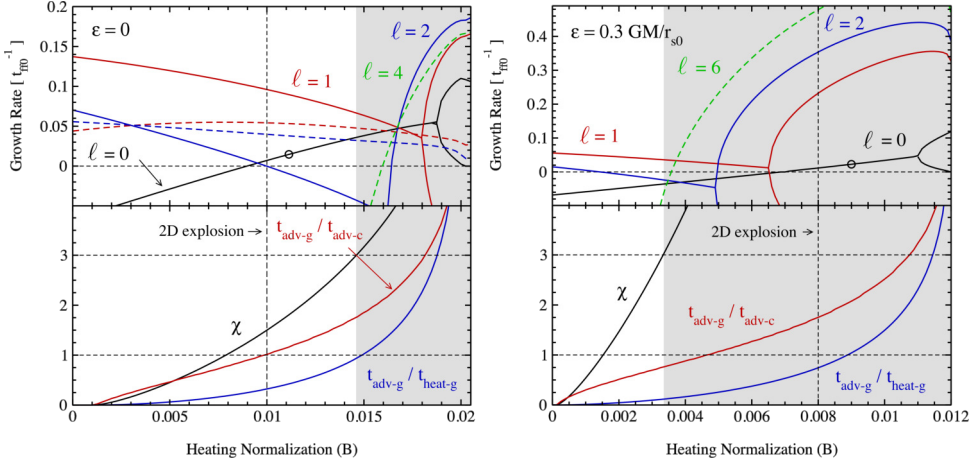


FIGURE 4.17. – Paramètres stationnaires des simulations $R = 2.5$ de FERNÁNDEZ et al. (2014) en fonction du chauffage ($B = 0.009 \leftrightarrow \mathcal{L}_\nu = 10^{52} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$), avec (à droite) et sans (à gauche) dissociation. *Bas* : quelques paramètres sans dimensions. Les seuils caractéristiques sont indiqués. *Haut* : taux de croissance des différents modes instables tels qu’obtenus par l’analyse perturbative. Le petit cercle noir indique l’obtention d’explosions 1D, oscillatoires à gauche et directes à droite. Ce second cas correspond au franchissement du seuil $t_{\text{adv-g}} = t_{\text{heat}}$; dans le cas sans dissociation la transition entre explosions oscillatoires et non-oscillatoires est obtenue pour ce même seuil. En revanche le seuil $t_{\text{adv-g}} = t_{\text{adv-c}}$ ne coïncide pas avec l’apparition des oscillations instables comme le montre l’analyse linéaire. On note que la dissociation a un effet important sur la valeur de χ obtenue pour un chauffage donné ; les rapports des temps sont également affectés mais dans une moindre mesure. En particulier, si $\chi = 3$ — seuil d’instabilité de la convection — était obtenu pour $t_{\text{adv-g}} = t_{\text{heat}}$ sans dissociation, il n’en est rien avec dissociation où l’on a plutôt $t_{\text{adv-g}} \simeq 0.1 \times t_{\text{heat}}$ à ce moment-là.

4. Rôles relatifs du chauffage et de la rotation pour les explosions de supernovæ

différentielle, et son rôle peut donc rester important pour un certain nombre de modèles.

Il semble donc pertinent qu'une prochaine étude s'intéresse à l'effet de la dissociation, sans ou avec recombinaison α , sur les résultats présentés dans ce chapitre.

4.5.2. Effets géométriques et de dimensionnalité

Un autre aspect qui doit être discuté est celui de la géométrie utilisée, à savoir l'accrétion cylindrique plutôt que sphérique, avec également en filigrane la question nécessairement liée de la dimensionnalité. Durant ce chapitre, nous avons déjà abordé les principales différences qui en découlent. Ici, nous revenons sur celles-ci et étendons la discussion en relation avec les résultats récents de SUMMA et al. (2018).

La première des différences concerne les caractéristiques de l'écoulement stationnaire : l'advection post-choc est plus rapide en coordonnées sphériques que cylindriques (KAZERONI et al., 2016), et par conséquent à luminosité des neutrons équivalente la valeur de χ est plus faible. Si l'on compare la partie droite de la figure 4.4 avec celle gauche de la figure 4.17, et en sachant que cette dernière correspond à $R = 2.5$ dans un modèle par ailleurs très similaire au nôtre, cela ne semble en revanche pas changer outre mesure les valeurs relatives de χ et du ratio $t_{\text{adv-g}}/t_{\text{heat}}$ (l'unité de ce dernier étant obtenue pour $\chi = 3$ dans l'étude de FERNÁNDEZ et al., 2014, contre ≈ 1.7 et ≈ 4.1 respectivement à $R = 2$ et 3 dans nos modèles). Aussi cela nous amène à penser que le choix des coordonnées ne joue pas un rôle important de ce point de vue-là sur nos résultats, puisque les frontières (instabilité convective et « explosabilité ») que délimitent ces deux paramètres ne bougent pas significativement l'une par rapport à l'autre en passant des coordonnées sphériques aux cylindriques.

La deuxième différence joue un rôle en revanche plus important dans nos résultats, à savoir la possibilité pour les modes spiraux de SASI de s'exprimer dans nos modèles contrairement à ceux — toujours 2D — en géométrie sphérique qui sont axisymétriques. Or comme montré par KAZERONI et al. (2017, 2018), ces modes sont importants pour que SASI ait un impact conséquent sur la dynamique du choc. En particulier, FERNÁNDEZ (2015) a observé que les modes spiraux à 3D donnent plus facilement lieu à des explosions que les modes de balancement à 2D car ils contiennent plus d'énergie cinétique transverse. Cette différence permet d'expliquer un certain nombre de résultats comme ceux de SUMMA et al. (2018)

4.5. *Limitations & perspectives*

qui observent un effet négatif de la rotation à 2D mais positif à 3D. En effet, dans leurs modèles 2D — axisymétriques donc — une rotation plus importante implique une luminosité des neutrinos plus faible toutes choses égales par ailleurs, et donc des modèles plus compliqués à faire exploser. Or l'apport principal de la rotation pour SASI se situe sur l'amplitude du mode spiral prograde, mais les modes spiraux ne peuvent se développer dans leurs modèles et la rotation ne peut donc jouer son rôle d'apport bénéfique à la dynamique du choc pour conduire à une explosion. En revanche, lors du passage à 3D ils observent que les modèles sans rotation sont plus difficiles à faire exploser (ce qui pour le coup semble être une tendance générale lors du passage de 2D à 3D), tandis que ceux avec rotation explosent relativement facilement.

Pour confirmer ces aspects, il serait souhaitable d'étendre notre étude à des modèles 3D en coordonnées sphériques qui garderaient la simplicité de notre description afin de permettre une étude — même si nécessairement restreinte en termes paramétriques — des effets de dimensionnalité et de coordonnées.



5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

Sommaire

5.1. Différents régimes d'explosions	134
5.1.1. Des explosions en présence de SASI	134
5.1.2. Deux types d'explosions liées au chauffage	136
5.1.3. Comparaison des différents types d'explosions	138
5.2. Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion .	147
5.2.1. Énergie cinétique non-axisymétrique	147
5.2.2. Asymétrie des explosions	154
5.3. Limitations & Perspectives	155
5.3.1. Stochasticité des résultats	155
5.3.2. Recherche de diagnostics plus discriminants	158
5.3.3. Instabilité de corotation	159

AU CHAPITRE PRÉCÉDENT, nous avons vu quelles étaient les influences relatives du chauffage et de la rotation pour l'obtention d'explosions, et ce en fonction des différents rapports de rayons/taux d'accrétion. Dans ce chapitre-ci, nous nous proposons d'identifier le rôle des différentes instabilités dans l'obtention de ces explosions, afin notamment de comprendre comment la rotation et le chauffage influent sur le devenir d'un cœur d'étoile en effondrement. Dans un premier temps, nous tâcherons de définir les différents mécanismes d'explosions observés (section 5.1), et nous montrerons un certain nombre de différences dans leur comportement temporel à travers des diagnostics standards. Puis, dans un second temps, nous nous intéressons à la caractérisation de ces mécanismes au travers d'une quantité moins usitée, le rapport des composantes

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

d'énergie cinétique non-axisymétrique (section 5.2.1). Enfin, nous nous penchons sur le caractère asymétrique des explosions liées à ces mécanismes (section 5.2.2).

5.1. Différents régimes d'explosions

Cette première section propose en premier lieu une description visuelle et qualitative des différents mécanismes types pouvant mener à une explosion réussie et observés dans nos simulations. En pratique, il n'existe pas de frontières nettes entre les différents régimes, mais pour un petit ensemble de cas identifiés comme emblématiques d'un mécanisme donné, nous comparons l'évolution de différentes grandeurs afin de dégager les caractéristiques de ces différents chemins vers l'explosion.

5.1.1. Des explosions en présence de SASI

La majorité des explosions obtenues sont au moins partiellement gouvernées par SASI. Cet état de fait n'est cependant pas général, et est lié au domaine de paramètres exploré : puisque nous nous sommes concentrés sur la zone de transition entre effondrements et explosions, située principalement dans les régions où la convection est linéairement stable, il est logique que cette dernière ne joue pas un rôle important dans la plupart des explosions que nous avons observées. Comme envisagé en fin de chapitre précédent, le constat pourrait s'avérer différent en incluant la dissociation dans notre modèle, ce qui aurait pour effet potentiel de décaler les seuils d'explosion vers des valeurs de χ plus élevées.

La plupart des explosions dominées par SASI peuvent être décrites de la façon suivante : dans un premier temps, l'instabilité se développe, soit sous la forme d'un mode de balancement (superposition de deux modes $m = \pm 1$, figure 5.1a) pour une partie des cas sans ou avec de faibles rotations, soit sous la forme d'un mode spiral (un unique mode $m = \pm 1$, figure 5.1b) pour les autres cas, éventuellement double ($m = 2$, figure 5.1c) pour les plus fortes rotations.

Puis, dans la phase non-linéaire, c'est quasi systématiquement un mode spiral prograde $m = 1$ qui prend le dessus, même si dans les cas sans rotation une alternance entre les deux sens de rotation ($m = \pm 1$) et le mode de balancement peut être observée, conformément aux observations de KAZERONI et al. (2016, 2017).

5.1. Différents régimes d'explosions

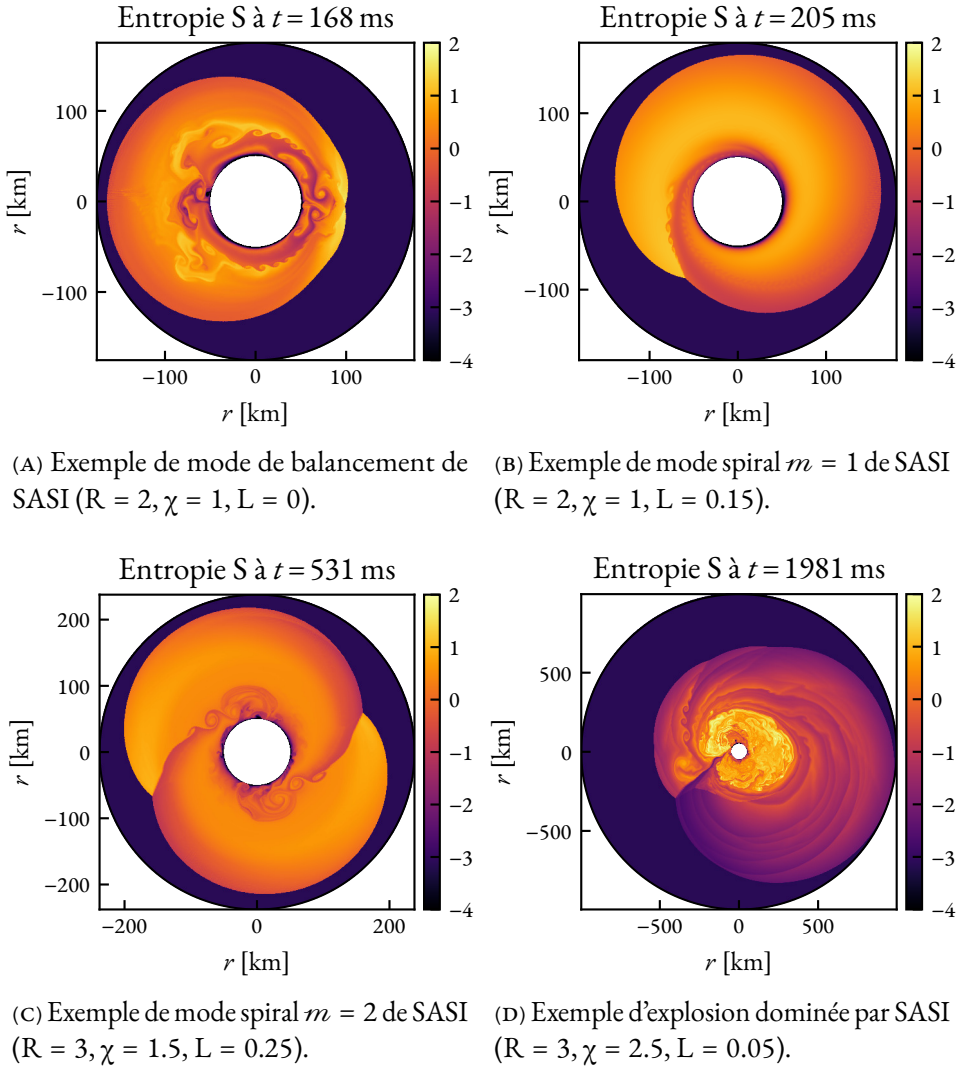


FIGURE 5.1. – Instantanés en entropie (la valeur zéro sur l'échelle de couleur représente la valeur initiale immédiatement après le choc) pour divers modes de SASI en début de phase non-linéaire et une explosion dominée par SASI. L'asymétrie du choc à grande échelle est bien visible; on observe également quelques instabilités parasites.

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

Ce mode spiral connaît la plupart du temps une alternance d'expansions et de récessions, qui finit par donner lieu à une explosion suite à une expansion suffisamment prolongée pour augmenter considérablement le temps de résidence de la matière dans la région de gain (*cf.* figure 5.14, case en haut à droite, pour une courbe typique d'évolution du choc). Ces explosions sont particulièrement asymétriques du fait du caractère spiral $m = 1$ de l'instabilité, le « départ » du choc se faisant par extension radiale du côté proéminent de l'instabilité. Une illustration typique de la morphologie du choc pour ces explosions est présentée figure 5.1d.

5.1.2. Deux types d'explosions liées au chauffage

Parfois cette alternance ne se présente pas, car l'augmentation de la taille du choc obtenue dès la phase faiblement non-linéaire est suffisante pour augmenter conséquemment l'efficacité du chauffage. Dans ce cas on parle plutôt d'explosions dominées par le chauffage, mais initiées par SASI.

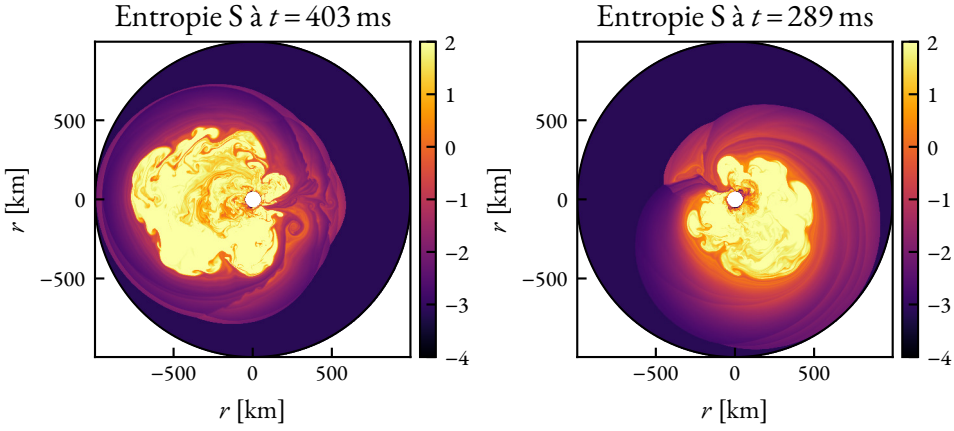
Ce cas correspond particulièrement aux simulations $R = 2$, où le taux d'accrétion et le taux de refroidissement sont élevés : le développement de la convection dans la région de gain $\chi \sim 3$ nécessite une luminosité des neutrinos plus élevée pour $R = 2$ que pour $R = 3$ (*cf.* figure 3.1). En conséquence, tout accroissement dynamique de la région de gain résulte en une augmentation relativement forte du taux de chauffage, *i.e.* de la quantité d'énergie déposée. Cela peut également mener au développement de convection dans le régime non-linéaire, la valeur de χ s'accroissant avec la taille de la région de gain.

Cependant la plupart des cas produisent plutôt une explosion « prompte » : dès que SASI a suffisamment augmenté la taille du choc, celui-ci connaît une inflation relativement axisymétrique qui s'emballe très rapidement pour mener à l'explosion. La figure 5.14, colonne de gauche, montre des exemples typiques d'évolution temporelle du rayon du choc pour ces cas.

Pour les valeurs de R plus grandes, donc un taux d'accrétion plus faible, le taux de chauffage stationnaire requis pour obtenir l'instabilité convective est plus faible, et cette sensibilité du chauffage vis-à-vis du déplacement du choc est moins marquée. On note sur les figures 3.1 et 4.4 que la luminosité requise pour $\chi = 3$ atteint 97 % du seuil d'explosion 1D pour $R = 2$, et seulement 45 % à $R = 4$.

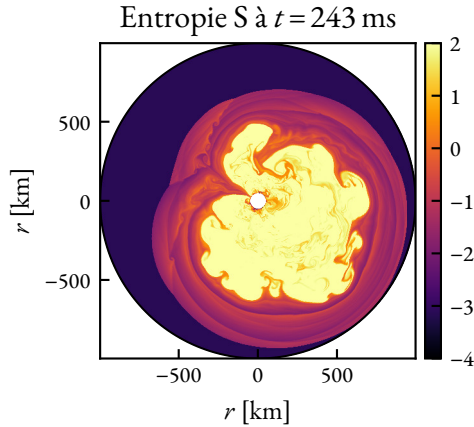
Il existe donc pour $R = 3$ et 4 une gamme de paramètres tels que la convection se développe dès la phase linéaire (*e.g.* figure 5.3b) et produit une expansion de

5.1. Différents régimes d'explosions



(A) Explosion liée au chauffage à partir d'un mode de balancement de SASI ($R = 2$, $\chi = 2$, $L = 0$).

(B) Explosion liée au chauffage à partir d'un mode spiral $m = 1$ de SASI ($R = 2$, $\chi = 1.5$, $L = 0.20$).



(C) Explosion liée au chauffage après développement convectif ($R = 2$, $\chi = 3$, $L = 0$). Le début de la phase non-linéaire correspondante est montrée figure 5.3a.

FIGURE 5.2. – Instantanés en entropie de différents types d'explosions dominées par le chauffage brut.

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

la région de gain favorable à l'explosion. Ces explosions sont dominées par le chauffage pour son rôle convectif. Elles sont caractérisées par une déformation initiale du choc selon un mode d'ordre beaucoup plus élevé et l'apparition de bulles convectives partant de la base de la région de gain. Après une phase d'évolution relativement chaotique, le choc, poussé par les bulles convectives, connaît une phase d'expansion à laquelle contribue souvent un mode spiral de SASI. Puis suivent une alternance de phases chaotiques et d'expansion, avec une présence plus ou moins intermittente de SASI. L'explosion peut alors être obtenue par le développement soutenu d'un mode spiral très asymétrique (*e.g.* figure 5.3d pour $R = 4, \chi = 4.5$), ou par une poussée convective plus étendue spatialement (*e.g.* figure 5.3c pour $R = 3, \chi = 3.5$).

5.1.3. Comparaison des différents types d'explosions

Dans cette partie, nous nous concentrons sur l'étude de six simulations emblématiques des types d'explosions identifiées précédemment. Les caractéristiques de l'ensemble choisi sont rappelées au tableau 5.1, ainsi que la couleur utilisée pour les identifier dans les graphiques de cette section.

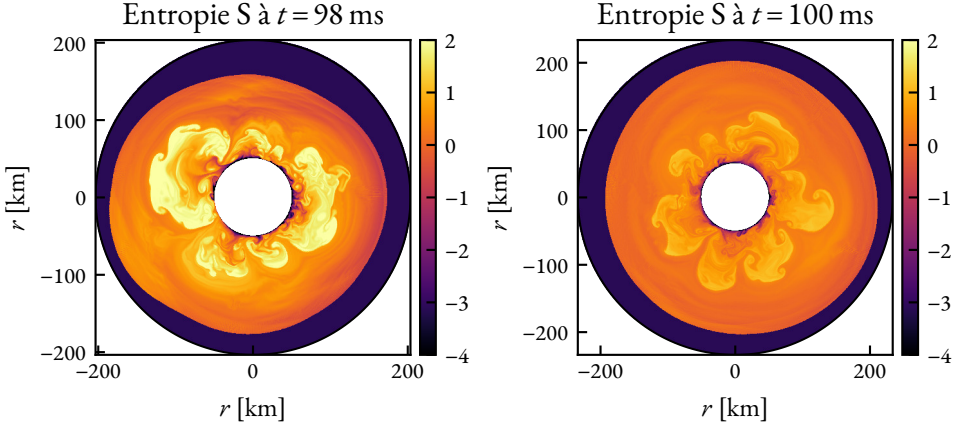
R	χ	L	Type	Explosion	Couleur
2	1.5	0.20	Chauffage + SASI	Figure 5.2b	bleu
2	2.0	0.00	Chauffage + SASI	Figure 5.2a	orange
2	3.0	0.00	Chauffage	Figure 5.2c	vert
3	2.5	0.05	SASI	Figure 5.1d	rouge
3	3.5	0.00	Convection + SASI	Figure 5.3c	violet
4	4.5	0.00	Convection + SASI	Figure 5.3d	marron

TABLE 5.1. – Simulations emblématiques étudiées. La couleur est celle des courbes correspondantes dans les figures suivantes.

Rayon moyen du choc

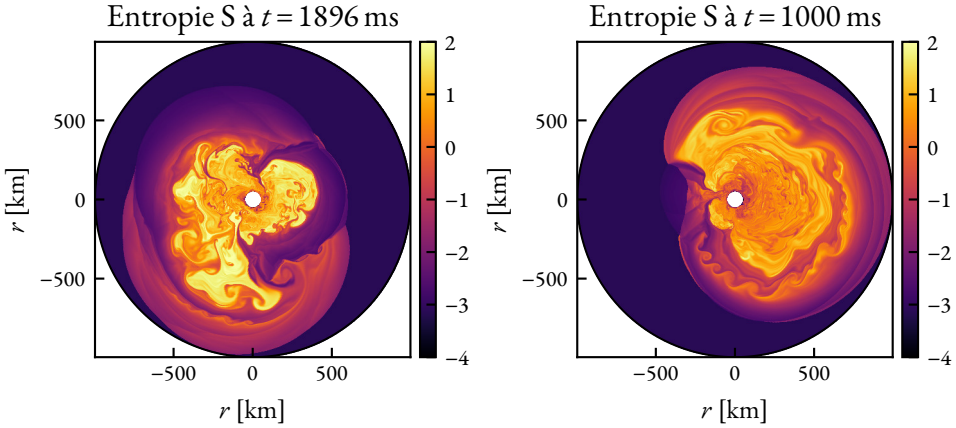
L'évolution temporelle du rayon du choc permet de distinguer les explosions rapides dominées par le chauffage de celles dépendantes de SASI ou de la convection. La figure 5.4a montre l'évolution du rayon moyen du choc pour les six cas

5.1. Différents régimes d'explosions



(A) Convection très marquée à $R = 2$ ($\chi = 3$, $L = 0$).

(B) Convection en début de phase non-linéaire à $R = 3$ ($\chi = 4$, $L = 0$).



(C) Explosion dans un modèle dominé par la convection — même si SASI est présent par intermittence durant l'évolution ($R = 3$, $\chi = 3.5$, $L = 0$).

(D) Explosion d'un modèle avec convection et SASI visible dans l'état final ($R = 4$, $\chi = 4.5$, $L = 0$).

FIGURE 5.3. – Différents instantanés (phase faiblement non-linéaire, explosion) en entropie de modèles dominés principalement par la convection.

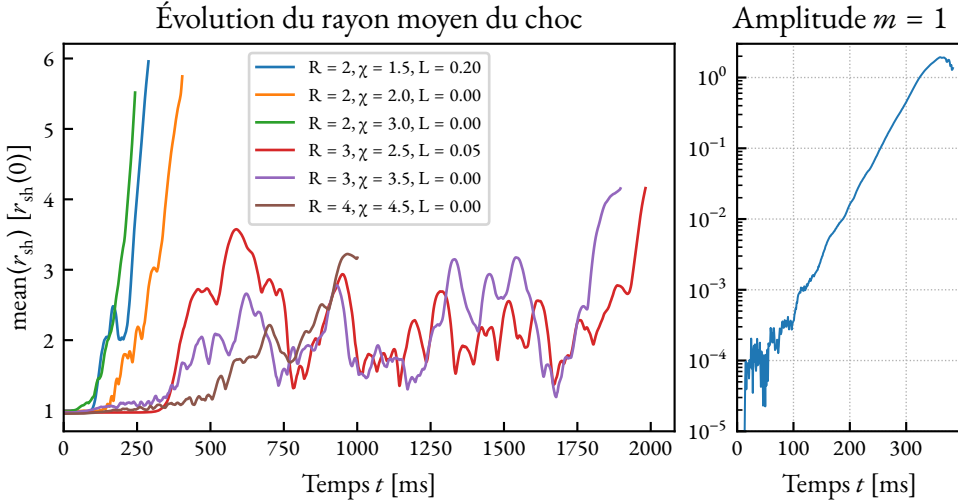
5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

emblématiques identifiés précédemment (tandis que la figure 5.14 montre le rayon minimum, moyen et maximum pour chacun des cas séparément). Les explosions dominées par le chauffage s'y distinguent par une augmentation brutale et quasi monotone du rayon moyen du choc. On différencie néanmoins les trois cas possibles : la courbe *verte*, correspondant au déclenchement convectif, montre une progression un peu irrégulière mais toujours monotone, tandis que le mode de balancement $m = 1$ est bien visible sur la courbe *orange* (succession de pics assez régulièrement espacés) et la progression très régulière puis saturée liée à un mode spiral (ici $m = 2$) de SASI est observable sur la courbe *bleue*. Ce type de progression initiale est également visible sur la courbe *rouge*, qui présente de plus le caractère typique des simulations dont l'évolution est dominée par SASI : une succession de pics assez « lisses » et régulièrement espacés (ici ~ 60 ms). Ce dernier trait se retrouve aussi de manière plus intermittente dans la courbe *violette*, modèle qui montre une alternance entre des phases dominées par SASI et d'autres par la convection. L'évolution du choc est généralement plus chaotique dans les phases où l'instabilité dominante est la convection induite par les neutrinos (courbes *violette* et *marron*).

Par ailleurs, les simulations dominées par SASI dans la phase linéaire se distinguent par une longue période de stagnation initiale du rayon du choc. Ceci est dû au faible taux de croissance de SASI, qui met un certain temps à atteindre une amplitude visible en partant des perturbations extrêmement faibles initiales. La figure 5.4b montre par exemple la croissance de l'amplitude du mode $m = 1$ pour la simulation de paramètres $R = 3$, $\chi = 2.5$ et $L = 0.05$ (courbe *rouge* sur les autres graphiques). Dans la suite et afin de rendre la comparaison entre les différents modèles plus claire, nous redéfinissons l'instant initial pour chaque simulation comme le moment où la déformation du choc atteint 3 km (différence entre les rayons extrêmes; ce qui avec notre résolution numérique spatiale correspond à 10 cellules).

Effets liés au chauffage

La différence principale de comportement entre les modèles où l'explosion est dominée par l'effet brut du chauffage et les autres a été mise sur le compte de l'importance très différente du chauffage pour les modèles concernés. Cet aspect est mis en évidence sur la figure 5.5a montrant l'évolution du chauffage net pour



(A) Évolution du rayon moyen du choc pour six cas emblématiques de comportements d'explosion. L'unité verticale est en fonction du rayon initial du choc, qui diffère pour chaque simulation. (B) Évolution de l'amplitude du mode $m = 1$ dans la phase linéaire ($R = 3, \chi = 2.5, L = 0.05$).

FIGURE 5.4. – Évolution du choc et croissance linéaire du mode $m = 1$ d'un cas SASI (courbe rouge de gauche). L'amplitude de ce mode est mesurée par la transformée de FOURIER azimutale de la vitesse v_θ à un rayon fixe situé entre la PNS et le choc. Cette croissance linéaire lente (qui peut parfois démarrer à partir de perturbations d'amplitude 10^{-12}) explique l'absence apparente d'évolution initiale des diverses quantités pour les modèles dominés linéairement par SASI. Dans les figures suivantes et afin de faciliter la comparaison des différents modèles, nous nous plaçons dans un cas plus réaliste où les inhomogénéités pré-effondrement du progéniteur vont entraîner une déformation initiale du choc. Nous choisissons son amplitude comme étant de 3 km (quelques pourcents) et définissons le t_0 des modèles à partir de ce point.

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

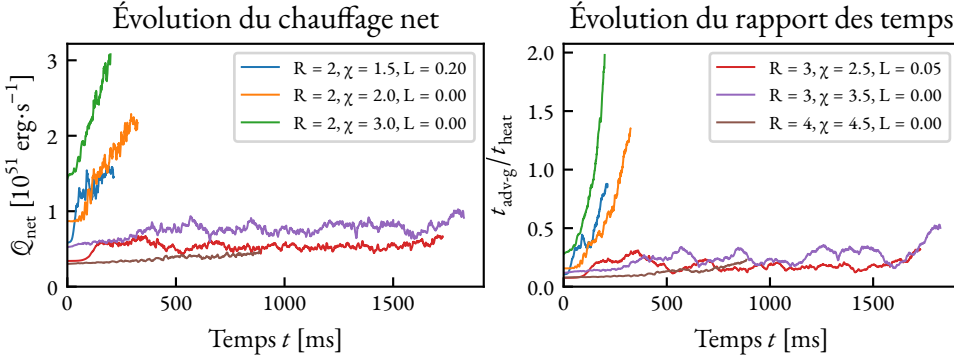
les différents modèles. Cette quantité est définie simplement comme suit :

$$\mathcal{Q}_{\text{net}} = \iiint_{r_g}^{r_{\text{sh}}} \mathcal{Q} d^3r. \quad (5.1)$$

Elle correspond ainsi à la variation non-adiabatique de l'énergie dans la région de gain, c'est-à-dire au différentiel entre le gain dû au chauffage et la perte due au refroidissement. On constate alors que les modèles dominés par l'effet du chauffage montrent une croissance et des valeurs plus importantes de cette quantité. Il est intéressant de noter que les valeurs initiales des modèles à $R = 2$, $\chi = 1.5$ (courbe *bleue*) et $R = 3$, $\chi = 3.5$ (courbe *violette*) sont similaires, mais que la différence se creuse rapidement quand le rayon du choc augmente. On retrouve ici l'effet introduit dans la section 5.1.2, à savoir l'impact de R sur la sensibilité du chauffage vis-à-vis d'un déplacement du choc. Cette différence peut se comprendre en regardant des profils radiaux initiaux de la contribution à \mathcal{Q}_{net} (figure 5.6a). On observe alors que pour une même valeur de χ la distribution spatiale de la contribution n'est pas du tout la même. En particulier, la valeur au niveau du choc a un poids bien différent (on peut par exemple la comparer à la valeur au pic situé au bas de la région de gain), et on comprend en extrapolant ces courbes pour les déplacements du choc que les variations ne seront pas du même ordre.

Finalement, cette différence dans le chauffage net impacte consécutivement le temps de chauffage (4.2) et par conséquent le ratio des temps d'advection (4.1) et de chauffage dans la région de gain (figure 5.5b). Le calcul de ces quantités dans la phase non-linéaire est défini de la façon suivante : le temps d'advection est défini en divisant la masse dans la région de gain par le taux d'accrétion. Le temps de chauffage est défini en divisant l'énergie gravitationnelle, plutôt que l'énergie totale, par le taux de chauffage. En effet, en l'absence de dissociation dans notre modélisation, l'énergie totale (la somme des énergies gravitationnelle, cinétique et interne) dans la région de gain est susceptible de devenir positive. Les variations observées correspondent principalement aux variations du volume de la région de gain, et conséquemment de la masse contenue dans celle-ci (lorsque le volume/la masse augmentent, le temps d'advection augmente) ainsi que du chauffage net (dont l'augmentation diminue le temps de chauffage et inversement). Ces deux variations agissent dans le même sens, d'où une amplification de l'effet observé pour le chauffage net seul. Nous constatons au passage qu'il ne semble pas exister de seuil pour le ratio de ces temps nécessaire à l'obtention d'une explosion dans notre cas, mais possiblement un seuil suffisant en ce qui concerne l'obtention

5.1. Différents régimes d'explosions



(A) Chauffage net (intégrale du chauffage \mathcal{Q} dans la région de gain, équation 5.1) en fonction du temps. (B) Évolution temporelle du rapport temps d'advection sur temps de chauffage dans la région de gain.

FIGURE 5.5. – Deux quantités directement liées au chauffage pour la série de modèles emblématiques.

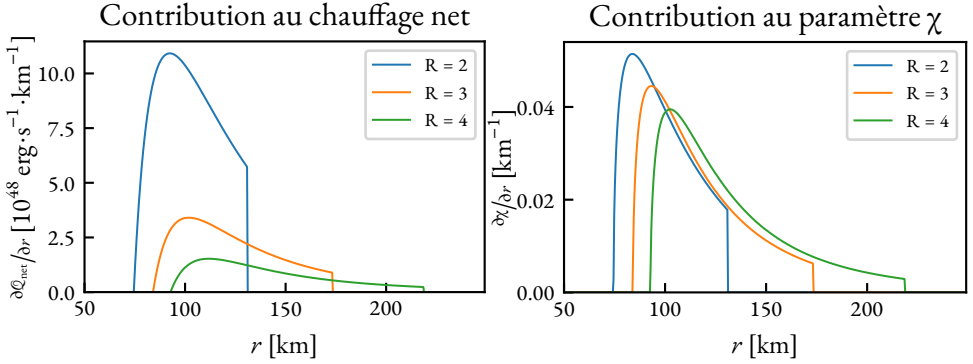
d'une explosion rapide (il faudrait néanmoins traiter l'ensemble de nos simulations pour pouvoir l'affirmer avec plus de certitude).

Une autre grandeur liée assez directement au chauffage est le paramètre de convection χ (2.3). Sa définition permet de le calculer aisément en régime stationnaire, mais il faut prendre quelques précautions en régime non-linéaire. En effet, cette quantité est elle-même non-linéaire envers les variables du flot, et la manière de la calculer a son importance. Pour ce faire, nous effectuons la moyenne azimutale des différentes quantités (S, v_r, \dots) du flot, mais en tenant compte uniquement de la contribution des régions situées sous le choc (moyenne notée $\langle \rangle_{\text{sh}}$). Puis nous calculons le gradient d'entropie à partir de ce flot moyenné (en entropie ou à partir des variables primaires P et ρ , les résultats étant très similaires), qui nous permet alors de calculer la fréquence de BRUNT-VÄISÄLÄ et enfin χ , ce qui numériquement se traduit ainsi :

$$\chi = \sum_{r_g < r_i \leq r_{\text{sh}}} \frac{\Im \left(\sqrt{\frac{\text{GM}_{\text{PNS}}}{r_i^2} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\langle S \rangle_{\text{sh}}(r_i) - \langle S \rangle_{\text{sh}}(r_{i-1})}{r_i - r_{i-1}}} \right)}{\langle v_r \rangle_{\text{sh}}(r_i)} (r_i - r_{i-1}) \quad (5.2)$$

Cette méthode atteint ses limites lorsqu'une région de vitesses radiales positives apparaît dans l'écoulement moyen : la présence de valeurs de v_r proches de zéro

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions



(A) Contribution locale au chauffage net (\mathcal{Q}_{net} , équation 5.1). (B) Contribution locale au paramètre de convection χ (équation 2.3).

FIGURE 5.6. – Comparaison des contributions locales aux grandeurs liées au chauffage \mathcal{Q}_{net} et χ à travers la région de gain pour les différentes valeurs de R ($\chi = 2$, $L = 0$). Les valeurs très différentes de la contribution locale au niveau du choc (représenté par les gradients abrupts) montrent qu'une augmentation de son rayon va avoir un effet beaucoup plus grand à $R = 2$ qu'aux plus grandes valeurs de ce paramètre.

(aux bords de la région positive) peut faire diverger l'intégrale définissant χ tandis que les valeurs positives peuvent la rendre négative. Par conséquent, nous limitons l'étude de cette évolution temporelle à la phase où les vitesses moyennes radiales sont strictement négatives. Nous notons que les variations non-monotones de l'entropie (même moyennée azimutalement) en fonction du rayon impliquent une surestimation de la valeur de χ . Il convient donc de rester prudent dans l'interprétation de cette grandeur en régime non-linéaire, en privilégiant l'analyse qualitative des tendances systématiques.

Néanmoins, nous pouvons observer sur la figure 5.7 un certain nombre de comportements caractéristiques des mécanismes sous-jacents. Les modèles principalement dominés par la convection (courbes *violette* et *marron*) ont tendance à rester vers des valeurs de χ faibles, en particulier proches du seuil linéaire. Cela correspond également aux observations de FERNÁNDEZ et al. (2014) ainsi que KAZERONI et al. (2018) qui expliquent ce résultat par le fait que la convection « ajuste » l'écoulement vers le seuil critique. D'autre part, les modèles dominés par SASI (courbe *rouge* et dans une moindre mesure *bleue*) montrent une croissance relativement importante de ce paramètre, vers des valeurs bien plus grandes

5.1. Différents régimes d'explosions

que celles atteintes par les modèles convectifs. Cet effet est également observé par FERNÁNDEZ et al. (2014) ainsi que CARDALL et BUDIARDJA (2015), même si dans de moins grandes proportions (cela dit, leur méthode de calcul du χ non-linéaire est probablement différente — cf. section 5.3.2). Cela correspond *a priori* au fait que SASI étend grandement la région de gain, mais sans que cela ne laisse nécessairement le temps à la convection de se développer. Cette idée permet également d'interpréter la courbe *verte* : cette fois c'est le chauffage qui est responsable de l'augmentation rapide du rayon du choc et avec celui-ci de la taille de la région de gain, à nouveau sans que la convection ait le temps de se développer (même si en l'occurrence elle est présente en phase linéaire).

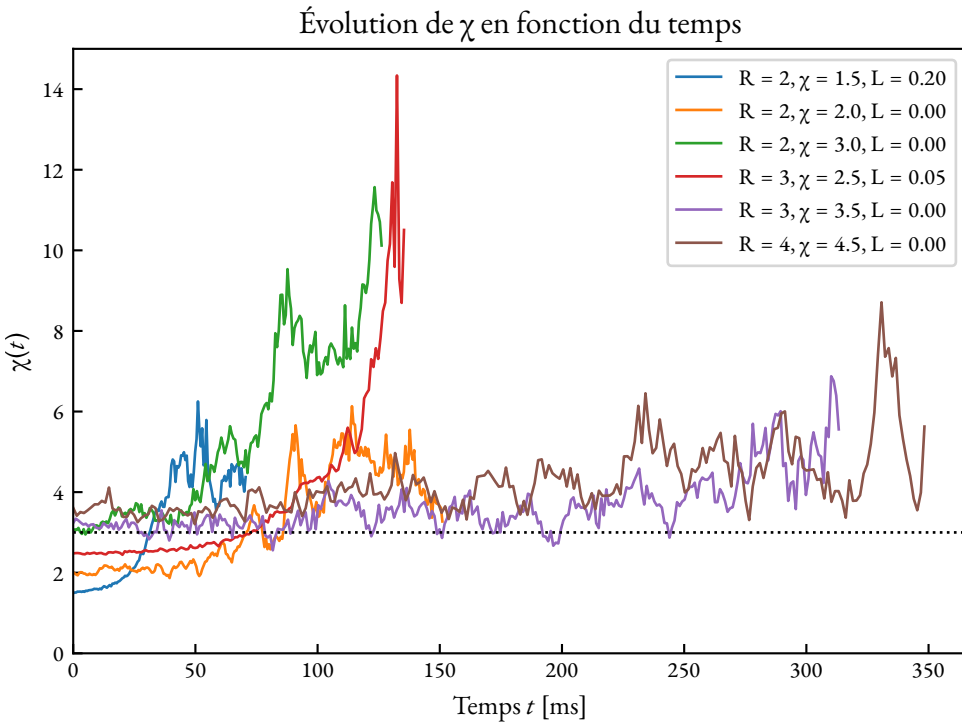


FIGURE 5.7. – Évolution de χ en fonction du temps, tel que calculé à l'aide de l'équation (5.2). La ligne pointillée noire indique le seuil d'instabilité linéaire, $\chi = 3$. Contrairement aux autres graphiques, les courbes ne se stoppent pas à l'instant de l'explosion mais à celui de l'apparition d'une région de vitesses radiales positives sur le flot moyenné azimuthalement.

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

Dynamique du point triple & SASI

Une des caractéristiques emblématiques des modes spiraux de SASI est l'existence d'un point triple du choc (ou plusieurs, en présence de modes d'ordre $m > 1$ ou de la superposition de deux modes $m = \pm 1$ par exemple), dont la vitesse de rotation est donnée par la fréquence de l'instabilité. Ce point triple coïncide généralement avec le rayon minimal du choc — même si ça n'est pas nécessairement le cas — et nous utilisons donc cela pour suivre l'évolution de sa position angulaire au fil du temps. Plutôt qu'une mesure d'angle dans l'intervalle $[-\pi; \pi]$, nous mesurons la position du point triple en comptant les tours qu'il effectue. Les discontinuités qui apparaissent dans la figure 5.8 sont dues aux croisements de minima locaux. Notre mesure pourrait être améliorée en suivant plusieurs minima locaux et en privilégiant la continuité de leur position et de leur vitesse angulaire.

D'après nos résultats présentés figure 5.8, le suivi de ce point triple semble permettre de détecter assez facilement la présence du mode spiral de SASI. En effet, les cas ne montrant pas d'instabilité SASI (courbe *verte*) ou dominés uniquement par la convection (partie initiale des courbes *marron* et *violette*, ainsi que d'autres portions de cette dernière comme entre 1200 et 1600 ms) présentent une évolution erratique de la position du point triple, tandis que les cas ou phases présentant une instabilité SASI observent une évolution régulière de la position angulaire du point triple. On peut également noter quelques particularités, comme un changement du sens de rotation du mode spiral dans le cas de la courbe *violette* (aux environs de 600 ms), ou la présence de sauts dans une évolution par ailleurs régulière pour la courbe *bleue*, ce qui correspond en fait à la présence d'un mode spiral $m = 2$ et conséquemment un basculement du rayon minimum du choc entre les deux points triples correspondants (cf. figure 5.1c pour une illustration d'un tel mode et de la présence de deux points triples).

On peut aussi observer sur la figure 5.8 la stagnation du point triple dans les phases finales des courbes *bleue* et *orange*, qui correspondent au fait — discuté au début de cette section — que le chauffage prend complètement le relais de l'expansion du choc à ce stade, le mode d'instabilité de SASI se retrouvant presque immobilisé en laissant son empreinte sur la géométrie du choc au moment de l'explosion.

5.2. Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion

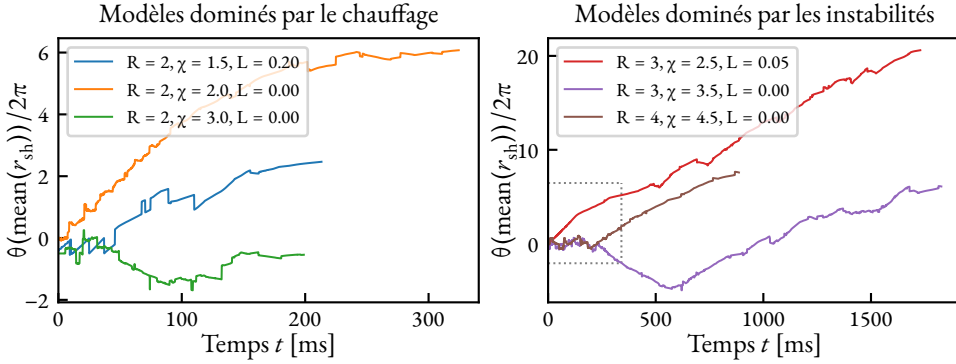


FIGURE 5.8. – Position angulaire (azimuth) du point triple — en nombre de tours parcourus en fonction du temps — pour les différents modèles emblématiques. Une évolution régulière et soutenue (à la hausse ou à la baisse) de cette grandeur indique la présence d'un mode spiral de SASI. Notons que les plages des axes sont très différentes entre les deux sous-figures, les *pointillés gris* dans celle de droite indiquent l'emplacement occupé par celle de gauche.

5.2. Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion

Après la discussion en grande partie qualitative de la section précédente, nous tenterons dans cette section de déterminer si des diagnostics quantitatifs de la structure de l'explosion pourraient permettre de déterminer l'instabilité dominante la dynamique. Nous discuterons successivement la répartition directionnelle de l'énergie cinétique non-axisymétrique (5.2.1) puis le degré d'asymétrie du choc au moment de l'explosion (5.2.2).

5.2.1. Énergie cinétique non-axisymétrique

Définitions et pré-connaissances

Une première idée pour tenter de caractériser le rôle des différents mécanismes dans l'obtention d'une explosion consiste à comparer les quantités d'énergie cinétique non-axisymétrique radiale et azimutale. On pourrait en effet s'attendre à ce que la convection et SASI aient des signatures différentes. Dans le cas de la convection qui est le mieux connu, les simulations numériques montrent qu'il

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

existe une équipartition approximative entre l'énergie cinétique radiale et l'énergie cinétique transverse totale (MURPHY et al., 2013; KAZERONI et al., 2018). Cette propriété se vérifie aussi bien pour les simulations numériques 2D (auquel cas l'énergie cinétique transverse contient une seule composante) que pour les simulations numériques 3D (auquel cas l'énergie cinétique transverse est la somme de deux composantes). Ce résultat peut s'interpréter par le fait que les modes de convection les plus instables correspondent à des cellules convectives approximativement circulaires (CHANDRASEKHAR, 1961; FOGLIZZO et al., 2006). Si l'on imagine une cellule convective circulaire parcourue à vitesse constante, une particule de fluide aura ainsi une différence de vitesse par rapport au flot moyen qui décrit toutes les directions possibles de manière équitable.

En ce qui concerne SASI, la distribution d'énergie cinétique entre les différentes directions n'a, à notre connaissance, jamais été discutée, mais on peut s'attendre à un résultat différent en appliquant le même raisonnement qualitatif. En effet, les dimensions λ_r , λ_θ des cellules de vorticités de SASI dans les directions radiale et azimutale sont données par :

$$\lambda_r \approx \frac{2\pi v_r}{\omega_{\text{SASI}}} \simeq \frac{2\pi v_r t_{\text{adv}}}{2\pi} \simeq r_{\text{sh}} - r_{\text{PNS}} \quad (5.3a)$$

$$\lambda_\theta \approx \frac{2\pi r}{m} \simeq \frac{\pi(r_{\text{sh}} + r_{\text{PNS}})}{m}. \quad (5.3b)$$

Ainsi, le ratio d'aspect λ_θ/λ_r des tourbillons engendrés par SASI est de l'ordre de 6 pour un mode $m = 1$ et des rayons typiques de $r_{\text{sh}} = 150$ km et $r_{\text{PNS}} = 50$ km (dans la phase non-linéaire, le rayon du choc sera plus grand — tandis que la PNS, elle, est supposée se contracter —, et ce ratio diminuera en conséquence). Si l'on suppose à nouveau que ces tourbillons sont parcourus à vitesse constante par les particules de fluide, on peut s'attendre à ce que l'énergie non-axisymétrique transverse soit plus élevée que l'énergie cinétique radiale. Naturellement, cette vision est un peu simpliste, notamment du fait de la présence additionnelle d'une onde acoustique dans le cycle advectif-acoustique. De plus, le développement non-linéaire de SASI s'accompagne d'instabilités parasites (de type RAYLEIGH-TAYLOR ou KELVIN-HELMHOLTZ; cf. GUILLET et al., 2010), qui génèrent des composantes avec un ratio λ_θ/λ_r , *a priori* plus proche de l'unité. Cette idée est cependant qualitativement confirmée par l'analyse des simulations 3D de FERNÁNDEZ (2015), pour lesquelles un mode spiral de SASI se développe : le rapport des énergies cinétiques radiale et transverse y est de l'ordre de ~ 0.6 en moyenne (voir leur figure 8). Des

5.2. Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion

valeurs plus proches de l'équipartition sont observées pour les simulations 2D dominées par un mode de balancement axisymétrique $m = 0$.

Pour appliquer ces idées à nos simulations, nous mesurons les énergies cinétiques non-axisymétriques radiales et transverses de la façon suivante :

$$\Delta E_{c,r} = \iiint_{r_g}^{r_{sh}} \rho (v_r^2 - \langle v_r \rangle_{sh}^2) d^3 r, \quad (5.4a)$$

$$\Delta E_{c,\theta} = \iiint_{r_g}^{r_{sh}} \rho (v_\theta^2 - \langle v_\theta \rangle_{sh}^2) d^3 r. \quad (5.4b)$$

$\langle \rangle_{sh}$ représente la valeur moyenne azimutale d'une quantité donnée, mais pour laquelle ne sont prises en compte que les régions sous le choc.

La figure 5.9 montre l'évolution temporelle du rapport d'énergie $\Delta E_{c,r}/\Delta E_{c,\theta}$ pour deux simulations typiques de SASI ($\chi = 0.5$, $R = 3$ et $L = 0$, en haut) et de la convection ($\chi = 3.5$, $R = 3$ et $L = 0$, en bas). On observe tout d'abord une grande variabilité temporelle qui suggère déjà qu'une stochasticité sera présente dans les résultats. Dans le cas dominé par SASI, la moyenne temporelle du rapport d'énergie $\Delta E_{c,r}/\Delta E_{c,\theta} \simeq 0.44$ est proche des simulations 3D de FERNÁNDEZ (2015) dominées par un mode spiral (~ 0.6). Le cas convectif est caractérisé par une moyenne de $\Delta E_{c,r}/\Delta E_{c,\theta} \simeq 0.67$, qui est supérieure à celle mesurée pour SASI, mais reste toutefois inférieure à la valeur attendue de l'ordre de l'unité. Ceci pourrait s'interpréter de deux façons différentes. La première interprétation repose sur le fait que les cellules convectives les plus instables peuvent être légèrement aplaties (par exemple CHANDRASEKHAR, 1961 trouve un intervalle de rapport d'aspect λ_θ/λ_r compris entre 1 et 1.5 selon les situations), ce qui pourrait abaisser le rapport d'énergie jusqu'à la valeur mesurée. Une interprétation alternative serait la subsistance d'une influence de SASI sur la dynamique (aussi suggérée par la dynamique du point triple, voir figure 5.8) qui ferait prendre des valeurs intermédiaires au rapport d'énergies.

Analyse de l'ensemble des simulations

Nous nous intéresserons maintenant à la valeur du ratio $\Delta E_{c,r}/\Delta E_{c,\theta}$ au moment de l'explosion (ce qui implique que nous nous restreignons aux modèles qui explosent). La raison principale de ce choix est que entre la phase linéaire initiale et l'explosion, le mécanisme dominant peut changer, et qu'il est parfois difficile de

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

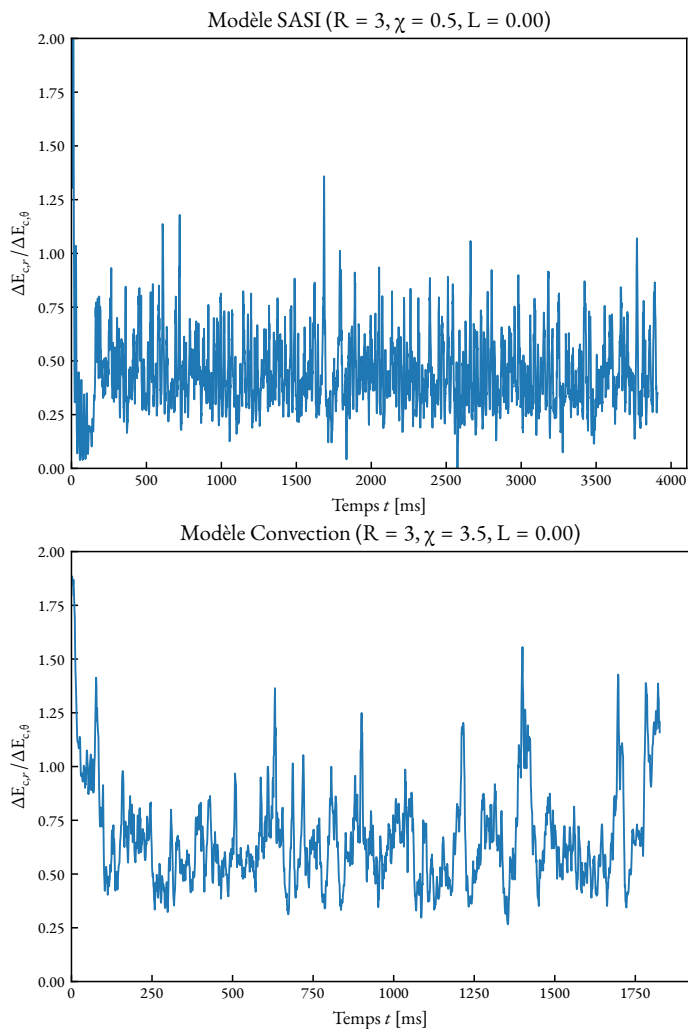


FIGURE 5.9. – Évolution temporelle du rapport des énergies cinétiques non-axisymétriques latérales et radiales. *Haut* : une simulation dominée par SASI avec les paramètres $\chi = 0.5$, $R = 3$ et $L = 0$. *Bas* : une simulation *a priori* dominée par la convection avec les paramètres $\chi = 3.5$, $R = 3$ et $L = 0$.

5.2. Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion

définir une phase non-linéaire pour y moyennant la valeur de ce ratio, notamment pour les explosions promptes. *A contrario*, le moment de l'explosion est bien défini pour toutes les simulations, puisqu'il s'agit de l'instant où le choc atteint 1000 km.

La figure 5.10 montre la distribution de ce rapport d'énergie en fonction du paramètre χ . Comme on pouvait s'y attendre au vu de l'évolution temporelle, on observe une forte stochasticité entre différentes simulations ayant le même jeu de paramètres. Bien que la dispersion associée soit grande, les moyennes sur des jeux de plusieurs simulations montrent une augmentation statistiquement significative en fonction du paramètre χ . Ainsi un ajustement linéaire tenant compte des barres d'erreur indique une pente positive de 0.128(18). Cette évolution est compatible avec une transition graduelle entre un régime dominé par SASI pour les petites valeurs de χ à un régime dominé par la convection pour les grandes valeurs de χ . Cet aspect graduel ainsi que la dispersion des résultats rend cependant difficile voire impossible l'identification d'un mécanisme pour une simulation donnée ou d'un seuil du paramètre χ séparant les deux régimes.

La difficulté de l'interprétation des résultats de simulations individuelles est visible en comparant avec une figure ne conservant qu'un sous-ensemble de simulations ne contenant qu'une réalisation par jeu de paramètres (figure 5.10, en bas). Sans tenir compte de la stochasticité, on serait tenté d'en conclure qu'il existe une transition vers $\chi \approx 3$ entre de faibles valeurs de $\Delta E_{c,r} / \Delta E_{c,\theta}$ (s'étalant entre 0.4 et 0.8) et des valeurs plus grandes que l'unité, une transition qu'il serait également tentant d'interpréter comme une transition entre un régime dominé par SASI et un régime dominé par la convection. L'analyse statistique d'un plus grand jeu de simulations montre que la réalité est plus complexe comme discuté plus haut.

La figure 5.11 montre des résultats préliminaires pour les rapports d'aspect $R = 2$ et $R = 4$ pour lesquels nous ne disposons pas encore d'analyse de la stochasticité. Même si cela devra être confirmé par plus de simulations, il semble se dégager un comportement qualitativement ou quantitativement différent de $R = 3$. À $R = 4$, les points restent concentrés entre 0.4 et 0.8 et aucune évolution ne semble se dessiner en fonction de χ malgré des valeurs allant jusqu'à $\chi = 4.5$ ¹. Ceci pourrait refléter le fait que SASI semble jouer un rôle important dans nos simulations à $R = 4$, même pour les plus grandes valeurs de χ explorées (correspondant au mécanisme mixte convection/SASI décrit à la section précédente, comme illustré par exemple à la figure 5.3d).

1. Pour le point $\chi = 4.5$, $L = 0.05$, voir figure 5.12

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

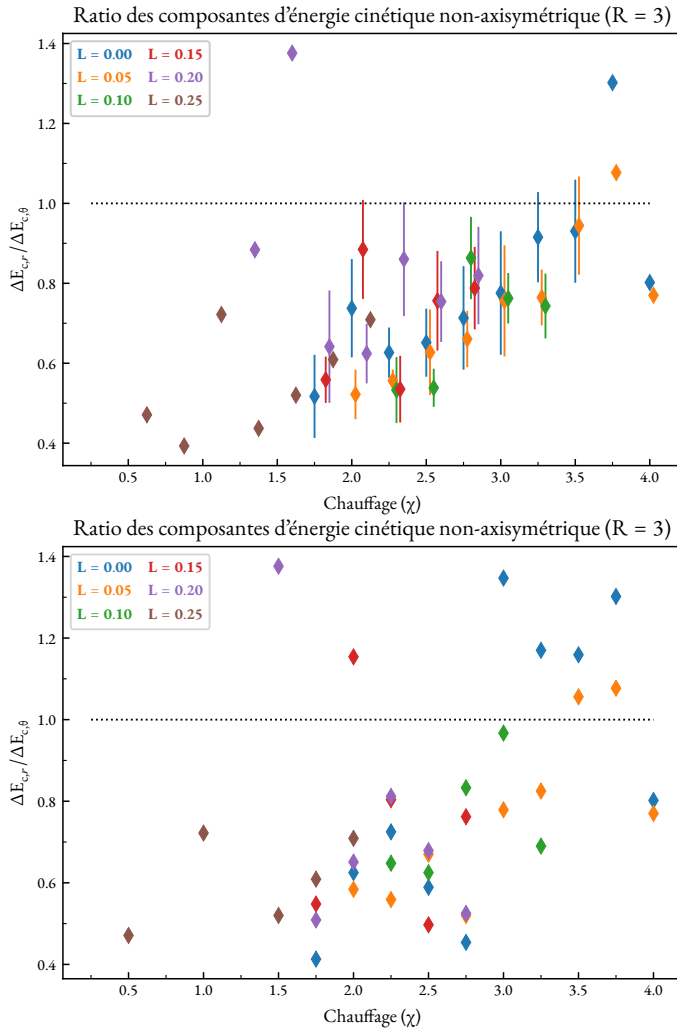


FIGURE 5.10. – Rapport des énergies cinétiques non-axisymétriques $\Delta E_{c,r} / \Delta E_{c,\theta}$ au moment de l'explosion en fonction du paramètre χ pour les simulations avec un rapport de rayons $R = 3$ et pour différentes valeurs du moment cinétique. *Haut* : la valeur moyenne pour différentes réalisations du même jeu de paramètres est représentée par les losanges tandis que l'erreur sur la mesure de cette moyenne est représentée par les traits verticaux. Afin d'améliorer la lisibilité du graphique, les modèles avec rotation ont été légèrement décalés vers la droite pour chaque valeur de χ (l'écartement maximal restant inférieur à la séparation entre deux valeurs de χ explorées). *Bas* : sous-ensemble de simulations contenant une seule réalisation par jeu de paramètres. Cette figure illustre la stochasticité qui rend l'interprétation délicate.

5.2. Diagnostics de l'instabilité dominante au moment de l'explosion

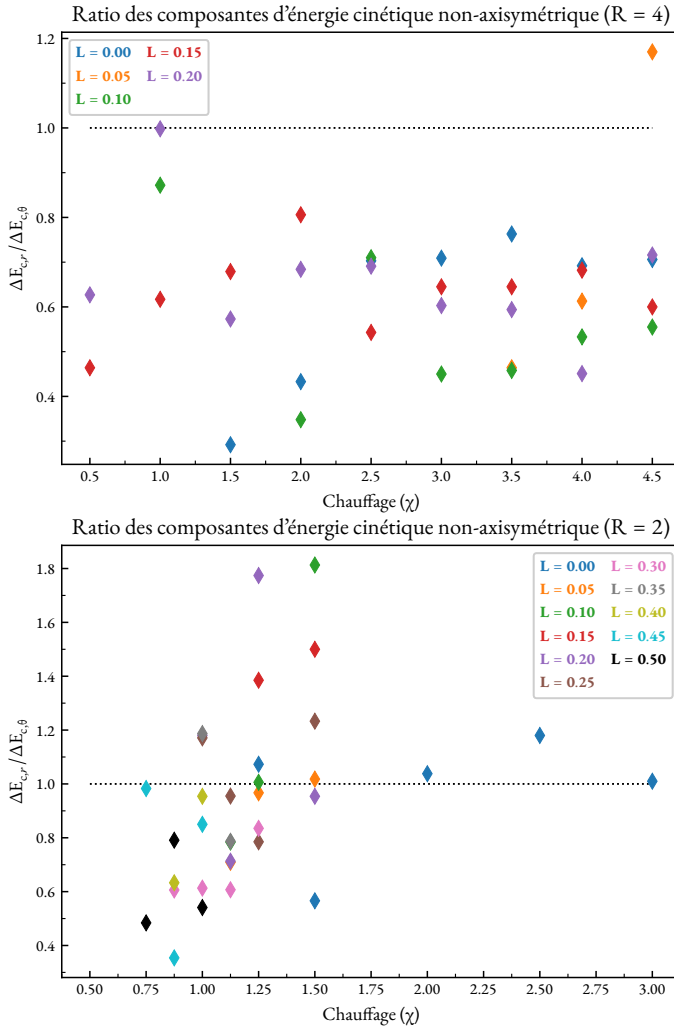


FIGURE 5.11. – Rapport des énergies cinétiques non-axisymétriques $\Delta E_{c,r}/\Delta E_{c,\theta}$ au moment de l'explosion en fonction du paramètre χ pour les simulations avec un rapport de rayons $R = 4$ (*haut*) et $R = 2$ (*bas*). À $R = 4$, on n'observe pas d'évolution notable et toutes les valeurs du ratio restent inférieures à l'unité, à une exception notable, le modèle $\chi = 4.5$, $L = 0.05$ (cf. figure 5.12). À $R = 2$, les valeurs sont plus étalées, et une transition entre des ratios sous l'unité et au-dessus de ce seuil semble se faire à faible valeur de χ (de l'ordre de 1.2).

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

À $R = 2$, il semble au contraire se dessiner une augmentation rapide de $\Delta E_{c,r} / \Delta E_{c,\theta}$ en fonction de χ dans l'intervalle $[0.75; 1.5]$. Les explosions correspondant aux valeurs du ratio plus grandes que l'unité semblent du type explosion liée au chauffage mais initiée par SASI, tandis que celles clairement au-dessous restent généralement dominées par SASI. Étant donné la dispersion observée et la stochasticité attendue, cette tendance devra cependant être confirmée (ou infirmée) par une analyse statistique plus détaillée.

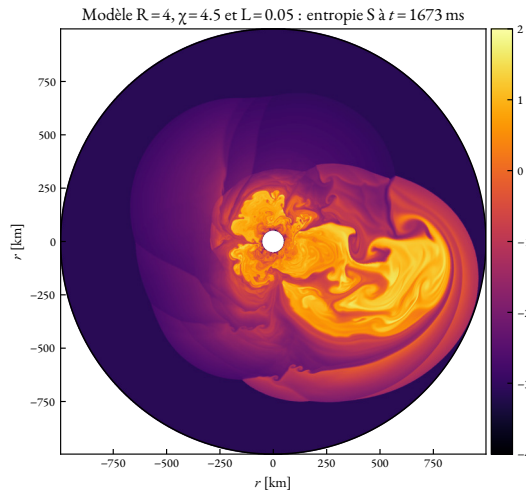


FIGURE 5.12. – Explosion du modèle de paramètres $R = 4, \chi = 4.5$ et $L = 0.05$. Celui-ci détone de par son ratio des composantes d'énergie cinétique non-axisymétrique en comparaison aux autres modèles $R = 4$. L'expansion due à SASI est en train de complètement s'essouffler (zone d'entropie marginalement différente de celle en amont du choc, responsable de la mesure d'une asymétrie modérée alors que l'explosion est au contraire la plus asymétrique observée), tandis que de l'autre côté c'est presque un « jet » qui vient de partir et de donner lieu à une explosion quasiment « directionnelle ».

5.2.2. Asymétrie des explosions

Dans cette section, nous analyserons les explosions sous l'angle de l'asymétrie du choc au moment de l'explosion. Cette asymétrie est mesurée par l'écart entre le rayon maximum et le rayon minimum, en relatif au rayon moyen. Ainsi une explosion parfaitement sphérique aurait une valeur nulle d'asymétrie, tandis qu'un

choc décrivant une spirale tendrait vers une valeur de 2 (pour un rayon minimum de choc petit devant celui maximum, ce qui ne sera jamais le cas ici). SASI impliquant une déformation à grande échelle du choc, on peut s'attendre à des valeurs d'asymétrie assez importantes pour les explosions que cette instabilité domine. En revanche, les explosions liées au chauffage ou à la convection pourraient impliquer des chocs plus sphériques ou déformés à plus petite échelle, donc des valeurs d'asymétrie plus faibles.

Les figures 5.13 et 5.14 montrent l'évolution temporelle des modes $m = 1$ et 2 ainsi que les rayons minimum, moyen et maximum du choc pour les six simulations emblématiques. On remarque que le mode $m = 1$ est toujours dominant par rapport au mode $m = 2$ (à l'exception du début de la simulation à $R = 2$, $\chi = 1.5$, $L = 0.2$ qui est dominée par la croissance d'un mode spiral $m = 2$). La simulation dont l'explosion est due au chauffage brut après déclenchement convectif ($R = 2$, $\chi = 3$, $L = 0$) est la seule qui semble se distinguer légèrement par une plus petite amplitude du mode $m = 1$ et de l'asymétrie du choc. Sur ce sous-ensemble de simulations, l'amplitude de l'asymétrie ne semble pas permettre de distinguer les simulations dominées par SASI de celles où la convection joue un grand rôle. Ceci est peut être dû à la présence de SASI y compris lorsque la convection est importante, comme notée dans la section 5.1. Les résultats de l'ensemble des simulations à $R = 3$ représentés sur la figure 5.15 ne montrent également aucune dépendance significative de l'asymétrie du choc en fonction de χ . Il semble donc à l'heure actuelle impossible de tirer des conclusions sur le mécanisme à l'œuvre au moment de l'explosion à l'aide de ce paramètre.

5.3. Limitations & Perspectives

5.3.1. Stochasticité des résultats

Le premier enseignement et la principale limitation de nos résultats résident probablement dans la stochasticité importante des différentes caractéristiques des modèles étudiés. Il est donc nécessaire de réaliser plusieurs simulations d'un même modèle (aux perturbations près) si l'on souhaite dégager des éléments caractérisant les explosions en fonction des divers paramètres. Pour un même jeu de paramètres et même à l'intérieur d'une même simulation, il semblerait qu'il y ait non seulement une stochasticité quantitative de la valeur d'un diagnostic donné, mais également

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

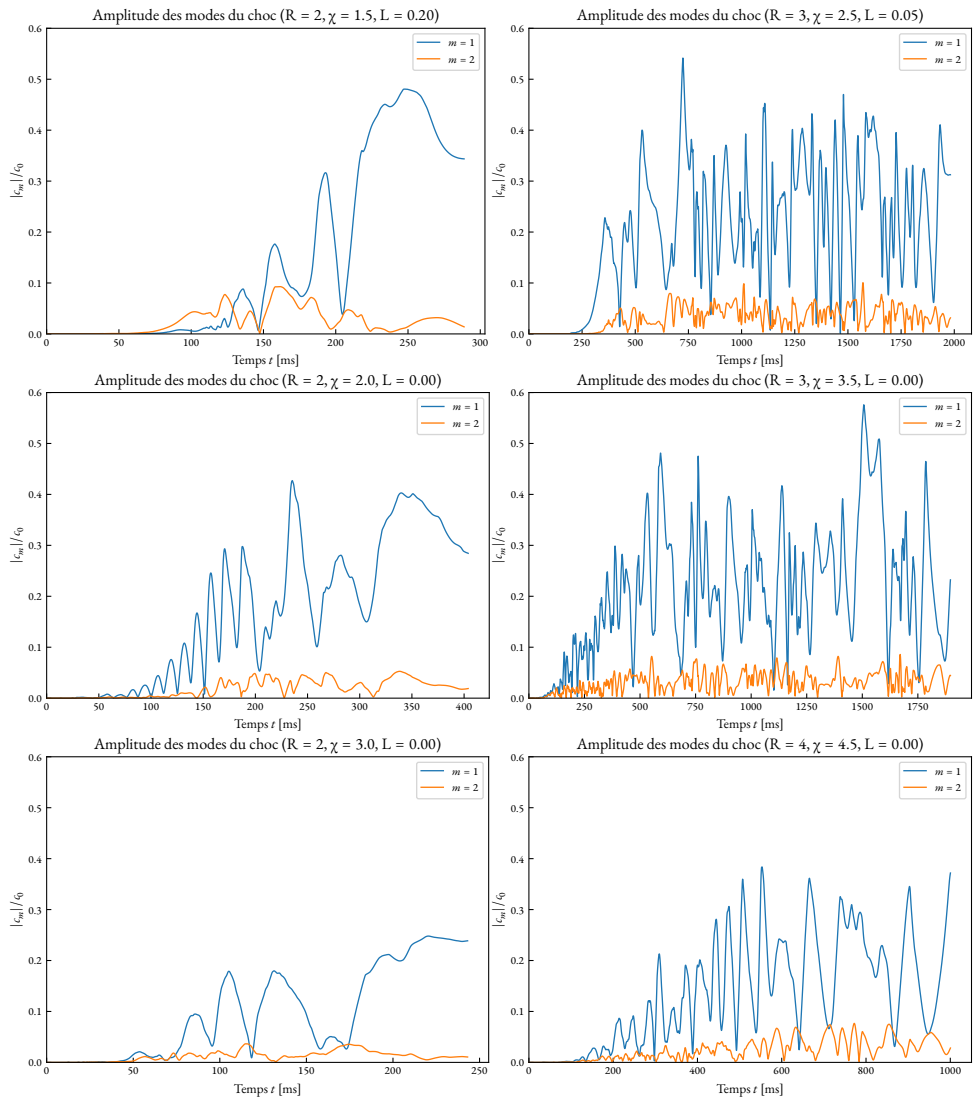


FIGURE 5.13. – Évolution temporelle de l'amplitude des modes $m = 1$ et $m = 2$ normalisés par le mode $m = 0$ mesurés sur la déformation du choc. Les six graphiques correspondent aux six simulations typiques décrites dans la section 5.1.

5.3. Limitations & Perspectives

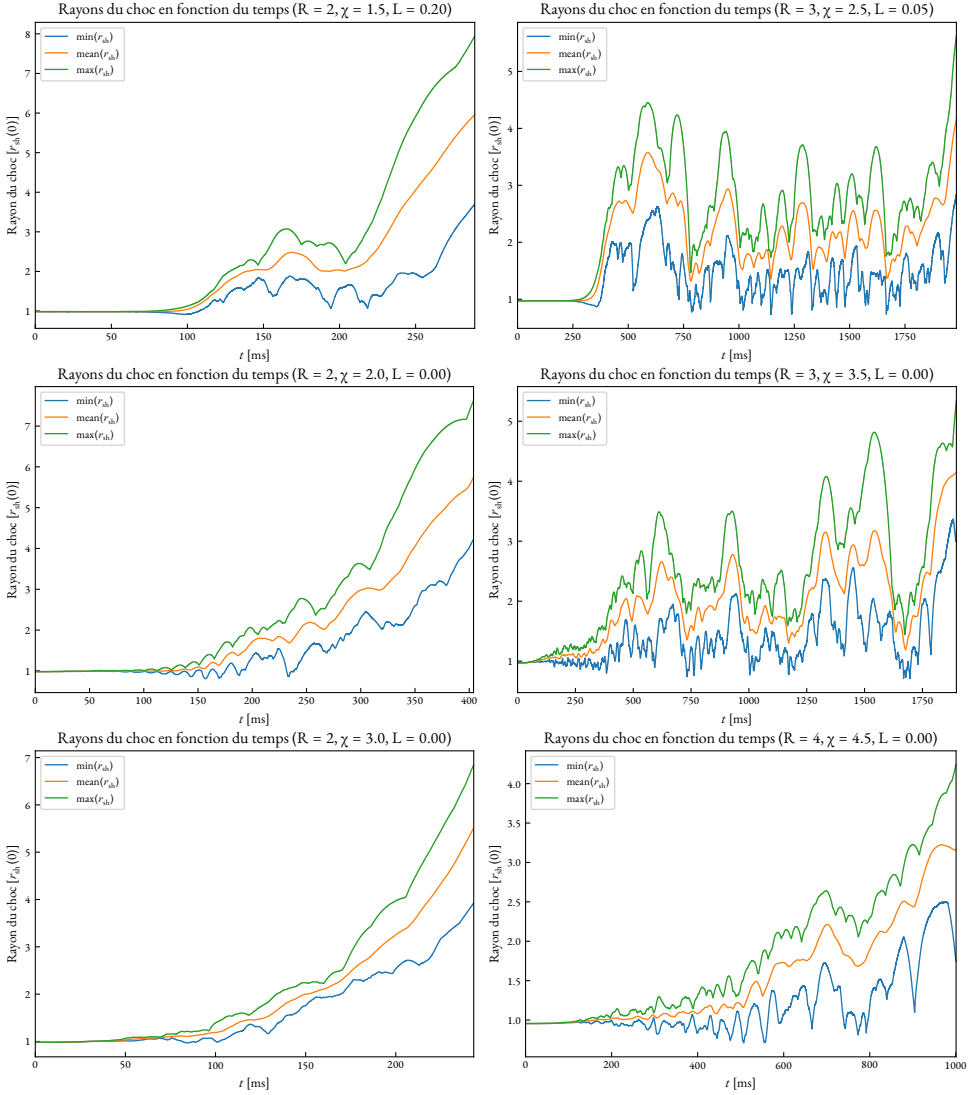


FIGURE 5.14. – Évolution temporelle des rayons du choc minimum, moyen et maximum. Les six graphiques correspondent aux six simulations typiques décrites dans la section 5.1.

5. Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions

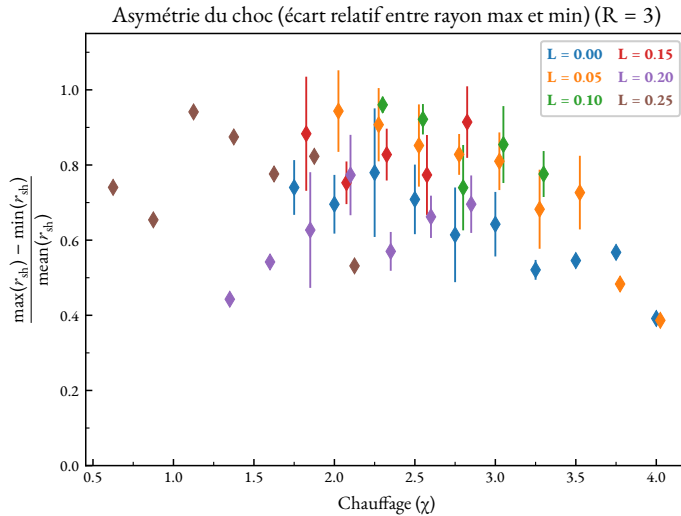


FIGURE 5.15. – Même chose que la figure 5.10 (figure du haut) mais représentant ici l'asymétrie du choc au lieu du rapport d'énergie cinétique.

une stochasticité qualitative car des phases dominées par SASI ou la convection semblent se succéder.

5.3.2. Recherche de diagnostics plus discriminants

La stochasticité décrite dans le paragraphe précédent souligne la nécessité d'améliorer les diagnostics à disposition pour distinguer les différentes instabilités pouvant se développer. Nous pourrions déjà améliorer la robustesse de mesure des deux diagnostics que nous utilisons. Ainsi, notre calcul du paramètre χ pose pour l'instant problème dans la phase non-linéaire, car des vitesses positives apparaissent rapidement dans l'écoulement moyen. Cela pourrait être amélioré en incluant dans la moyenne non seulement la région post-choc mais également l'écoulement pré-choc. D'autre part, la robustesse de la détection et du suivi du point triple pourrait être améliorée comme décrit dans la section 5.1.3.

Échelles spatiales de l'énergie cinétique

Notre étude de l'énergie cinétique s'est contentée de séparer la composante non-axisymétrique de l'écoulement moyen axisymétrique. Il serait important d'étudier

la distribution de l'énergie dans l'espace spectral, car il semble raisonnable d'attendre que les mouvements dus à SASI ou bien à la convection n'aient pas la même distribution d'échelles spatiales (comme observé par exemple par BURROWS et al., 2012; figure 8). L'analyse de l'évolution temporelle de ce spectre d'énergie pourrait permettre de distinguer les phases dominées par SASI et la convection. Il faudra cependant tenir compte dans les discussions des différences entre 2D et 3D; on sait notamment que la convection ne produit pas la même distribution d'échelles spatiales pour la turbulence selon que l'on est à 2D (où les grandes échelles sont favorisées) ou à 3D (où la cascade turbulente est dirigée vers les petites échelles; HANKE et al., 2012; KAZERONI et al., 2018).

Analyse temps-fréquence

Enfin les analyses temps-fréquence telles qu'utilisées pour l'analyse des ondes gravitationnelles (KAWAHARA et al., 2018) seront également un outil précieux. Ceci permettra de distinguer l'évolution temporelle du spectre de fréquence et ainsi de détecter des phases contenant une périodicité typique par exemple de SASI. Ces outils pourront être appliqués à différentes quantités extraites des simulations : le champ de vitesse, la densité ou encore l'émission des neutrinos que l'on peut estimer avec l'intensité du refroidissement.

5.3.3. Instabilité de corotation

Pour finir, un aspect important qu'il nous reste à comprendre est le rôle de l'instabilité de corotation dans la dynamique. Les figures 4.8 à 4.10 montrent qu'une corotation est attendue pour les rotations les plus élevées. Il est possible que l'apparition de la corotation soit intimement liée à la diminution de la luminosité critique observée sur la figure 4.15. KAZERONI et al. (2017) ont en effet montré que dans leurs modèles simplifiés sans chauffage l'apparition d'une corotation augmente l'amplitude de déformation du choc et son rayon moyen, deux effets qui devraient être bénéfiques à une explosion.

D'autre part, le mécanisme physique par lequel le rayon de corotation intervient est une autre question ouverte. L'absence de l'intérieur de l'étoile à neutrons dans nos simulations et celles de KAZERONI et al., 2017 implique qu'il ne s'agit pas ici de la déstabilisation du mode f , comme dans l'instabilité " $low T/|W|$ " d'une étoile

5. *Caractérisation des mécanismes d'instabilités et d'explosions*

à neutrons isolée. Il pourrait s'agir soit d'une modification des modes advectif-acoustiques de SASI soit d'une déstabilisation d'un mode purement acoustique.

Enfin, la possibilité d'une instabilité de corotation liée à la déstabilisation des modes de surface de la proto-étoile à neutrons comme dans TAKIWAKI et al. (2016) souligne l'importance de développer des modèles plus complets incluant l'intérieur de la proto-étoile à neutrons. Ceux-ci permettront non seulement d'inclure de nouveaux phénomènes physique pouvant influencer l'explosion mais également de calculer l'émission d'ondes gravitationnelles qui est dominée par les régions les plus denses.



Conclusions & Perspectives

La simplicité du modèle d'effondrement cylindrique nous a permis d'effectuer une étude numérique paramétrique systématique des interactions dynamiques entre l'instabilité du choc, la convection induite par l'absorption de neutrinos, et les effets de rotation différentielle. Ce large panorama éclaire la diversité des évolutions pouvant conduire à une explosion et réconcilie les résultats apparemment contradictoires de simulations plus réalistes. Cette exploration a aussi pris en compte le caractère stochastique de l'évolution et souligne la difficulté d'interprétation des diagnostics. Les résultats principaux sont rappelés dans la **première section**. L'ensemble des simulations produites constitue une archive qui pourra continuer à être exploitée selon des directions prioritaires exposées dans la **seconde section**. La comparaison aux simulations existantes a aussi mis en évidence les limites du modèle; la **dernière section** propose par conséquent des modifications qui permettraient d'élargir la portée des résultats.

Synthèse des résultats

Effet de la rotation sur le seuil d'explosion

Un des buts principaux de ce travail de thèse consiste à caractériser le développement des instabilités dans le plan équatorial de l'étoile, entre la surface de la proto-étoile à neutrons et l'onde de choc stationnaire, en fonction des paramètres de l'effondrement. La principale nouveauté par rapport aux études déjà publiées réside dans l'exploration systématique du paramètre de rotation dans une configuration où le mode spiral de SASI et l'instabilité convective sont susceptibles de se développer.

La figure 4.15 du chapitre 4 traduit de façon synthétique l'impact des instabilités 2D sur la dynamique de l'explosion en fonction de l'intensité du moment cinétique. Les simulations numériques ont révélé sans surprise que le seuil de

luminosité des neutrinos nécessaire à une explosion est peu affecté par des fréquences de rotation inférieures à 10 % de la limite képlérienne mesurée à la surface de la proto-étoile à neutrons. Plus surprenant, la magnitude de l'effet de rotation au-delà de ce seuil dépend fortement de la taille relative $R = r_{\text{sh}}/r_{\text{PNS}}$ du choc par rapport à l'étoile à neutrons. Le contraste est particulièrement saisissant entre $R = 2$ ($\Delta\mathcal{L}_\nu/\mathcal{L}_\nu < 15\%$) et $R = 3$ ($\Delta\mathcal{L}_\nu/\mathcal{L}_\nu > 50\%$). L'effet est encore plus fort dans le cas $R = 4$, où les effets de rotation sont responsables d'une expansion du choc au-delà de 1000 km pour des fréquences de rotation aussi faibles que 15 % de la fréquence képlérienne. Il ne s'agit pas d'une conséquence de la force centrifuge, dont l'effet est quadratique, mais plutôt de l'impact de la rotation différentielle sur le développement des instabilités. Cette sensibilité des effets de rotation vis-à-vis du rayon du choc a permis de proposer au chapitre 4 une explication qui réconcilie les résultats apparemment contradictoires de TAKIYAKI et al. (2016) et SUMMA et al. (2018).

Un nouvel éclairage du rôle du rayon du choc

Notre étude a éclairé sous un nouvel angle le rôle du rapport R entre le rayon du choc et celui de la proto-étoile à neutrons, d'autant plus petit que le taux d'accrétion est élevé. On savait qu'un petit rayon du choc conduit à un temps d'advection court, et donc un temps de croissance de SASI court. Inversement, un long temps d'advection favorise le développement de la convection comme indiqué par le paramètre χ , même si nous avons observé la présence de SASI y compris dans ce régime de paramètres. Nous avons mis en évidence au chapitre 4 la sensibilité du chauffage net vis-à-vis d'un déplacement du choc : cette différence est significative lorsque l'on compare $R = 2$ et $R = 3$ pour des valeurs de χ similaires. Comme l'absorption nette des neutrinos a lieu au bas de la région de gain, un déplacement du choc a d'autant plus d'impact que R est petit comme illustré par la figure 5.6.

Importance de la stochasticité

Nous avons testé la robustesse des résultats obtenus vis-à-vis des perturbations initiales et confirmé le caractère stochastique de l'évolution dynamique déjà constatée par BLONDIN et MEZZACAPPA (2007), KOTAKE et al. (2009), CARDALL et BUDIARDJA (2015) ainsi que KAZERONI et al. (2016). La magnitude de cette stochasticité a pu être caractérisée quantitativement au chapitre 4, révélant dans

l'espace R, χ, L , l'épaisseur de la frontière entre les simulations qui explosent et celles qui n'explosent pas. Nous avons découvert au chapitre 5 que la stochasticité concerne aussi la nature des instabilités dominantes au cours d'une même évolution. On savait qu'une évolution de SASI vers la convection pouvait être induite par l'augmentation de la taille de la région de gain (CARDALL et BUDIARDJA, 2015) ou par l'arrivée de l'interface Si/O (HANKE et al., 2013). L'étude du chapitre 5 montre l'existence de domaines de paramètres où l'évolution produit une succession stochastique de phases dominées par des effets différents, mode spiral de SASI droit, phase convective, mode spiral gauche alors que les paramètres d'injection ne changent pas. Cette stochasticité pose un problème majeur pour vérifier la validité des simulations 3D les plus réalistes les plus coûteuses en temps de calcul, et pour déduire les paramètres stellaires des futures observations en ondes gravitationnelles et neutrinos.

Des régimes dynamiques physiquement différents mais sans frontière nette

Dans le chapitre 5 nous avons cherché en vain une frontière stricte entre les différents régimes physiques d'instabilité. Le caractère stochastique de l'évolution brouille ces frontières.

Contrairement aux simulations 3D de SUMMA et al. (2018) le développement de l'instabilité convective ne semble pas empêcher le développement de SASI. Cette différence est peut être à mettre au compte du fait que notre modèle sans dissociation n'est pas favorable à un régime sans explosion où l'instabilité convective serait forte (*i.e.* $\chi > 3$ et $t_{\text{adv-g}}/t_{\text{heat}} < 1$). C'est peut être aussi une conséquence de la nature 2D de l'écoulement où les mouvements convectifs de la région de gain sont susceptibles de nourrir les grandes échelles plutôt qu'une cascade turbulente à petite échelle (*e.g.* KAZERONI et al., 2018). Le chapitre 5 a évalué plusieurs critères pour distinguer les mouvements convectifs des mouvements induits par SASI sans parvenir à révéler de signature nette mis à part la valeur de χ jusqu'au début de la phase non linéaire. Nous avons noté qu'un régime non-linéaire dominé par la convection tend à faire baisser la valeur de χ vers la valeur critique $\chi \sim 3$, alors qu'un régime dominé par SASI et la rotation peut conduire à une augmentation de la valeur de χ (initialement inférieure au seuil $\chi < 3$ jusqu'à des valeurs supérieures à 3) et une explosion dominée par l'absorption de neutrinos avant même que la convection ait le temps de se développer.

Exploitation future des simulations archivées

Ce travail de thèse a concentré l'analyse des simulations sur le seuil d'explosion et la caractérisation des propriétés stochastiques de l'évolution. L'ensemble des simulations produites constitue une archive prête à être analysée sous de multiples angles supplémentaires tels que les propriétés perturbatives, l'impact du phénomène de corotation, le mécanisme de saturation non linéaire de SASI, le spin de l'étoile à neutrons ou la signature en neutrinos.

Comparaison des simulations aux propriétés perturbatives du flot stationnaire

Les instabilités convective et SASI sont faciles à discriminer dans leur phase linéaire, à la fois par la valeur du nombre d'onde m azimutal le plus instable et par le caractère oscillatoire de SASI. L'effet de la rotation sur le taux de croissance des modes perturbatifs en géométrie cylindrique pourrait être calculé afin de segmenter l'espace des paramètres initiaux en fonction de la nature et du taux de croissance des instabilités. Cette approche perturbative est susceptible d'éclairer les différences entre les six simulations emblématiques identifiées au chapitre 5, et éventuellement de définir des régimes supplémentaires. L'évolution temporelle de la distribution spectrale d'énergie pourrait éclairer l'identification des mécanismes dominants dans la phase non linéaire des simulations dans les cas où différents régimes se succèdent.

Étude systématique des propriétés de corotation et de la redistribution du moment cinétique

Le rôle du rayon de corotation est essentiel pour le transport du moment cinétique et le mécanisme des instabilités de type "*low T/|W|*". L'évolution du rayon de corotation pourrait être mesuré dans les simulations non-linéaires et comparé à celui prédit par l'analyse perturbative. L'évolution du profil de moment cinétique pourrait être calculé en fonction des paramètres R, χ, L afin de caractériser l'impact des différentes instabilités et éventuellement distinguer la déstabilisation rotationnelle du mode advectif-acoustique de SASI et la déstabilisation rotationnelle du cycle acoustique. Le moment cinétique de l'étoile à neutrons pourrait être calculé comme KAZERONI et al. (2017) en prenant cette fois en compte l'impact de l'instabilité convective, et surtout en estimant la position de la coupure entre la

matière accrétée et la matière éjectée en cas d'explosion. Rappelons que les calculs de KAZERONI et al. (2017) ne fournissaient qu'une borne supérieure du moment cinétique de l'étoile à neutrons en supposant que l'explosion évacuerait l'intégralité du moment cinétique redistribué prograde.

Amplitude de saturation non-linéaire de SASI

Les idées théoriques sur la saturation non-linéaire de SASI reposent sur la croissance d'instabilités parasites (GUILLET et al., 2010) établies dans un écoulement sans chauffage et sans rotation dans le régime quasi linéaire. La caractérisation de l'amplitude de saturation non-linéaire commencée par KAZERONI et al. (2017) pourrait être complétée par les présentes simulations pour comprendre l'impact du chauffage sur ce processus. La théorie de GUILLET et al. (2010) pourrait éventuellement être appliquée à l'écoulement moyen défini par la moyenne temporelle de l'écoulement non-linéaire.

Signature des instabilités en neutrinos

L'interprétation du signal en neutrinos sera l'une des clés d'accès direct à la physique de l'explosion à condition de savoir distinguer l'impact des multiples paramètres de l'effondrement (TAMBORRA et al., 2013). Une première étape consisterait donc à calculer l'intégrale de la fonction de refroidissement dans un hémisphère et comparer son évolution dans les différents modèles, afin de discerner d'éventuelles différences entre les régimes d'instabilité. Notamment, une analyse temps-fréquence de cette quantité pourrait s'avérer judicieuse. Cette étude pourrait être complémentaire de l'étude de WALK et al. (2018, 2019) sur un échantillon plus réaliste mais également plus réduit de simulations 3D.

Perspectives

L'étude de notre modèle cylindrique et sa comparaison avec les simulations plus réalistes a mis en évidence les limitations qu'il faudrait surmonter en priorité tout en continuant de privilégier la simplicité du modèle.

De la géométrie 2D cylindrique à la géométrie 3D sphérique

Nous avons souligné au chapitre 4 l'impact de la différence de temps d'advection entre la géométrie cylindrique et la géométrie sphérique, qui rend difficile la comparaison avec les modèles plus réalistes. Un compromis pourrait consister à adopter une approximation 2D équatoriale en géométrie sphérique comme BLONDIN et SHAW (2007), approche qui fait l'hypothèse arbitraire mais finalement acceptable de dérivées nulles dans la direction latitudinale. Nous avons aussi noté que les propriétés de la turbulence à 2D étaient fondamentalement différentes de la turbulence à 3D (e.g. KAZERONI et al., 2018) et qu'il est nécessaire de vérifier la pertinence de chacune de nos conclusions par l'étude de modèles 3D.

Dissociation et recombinaison

Nous avons vu au chapitre 4 que le paramètre χ et le rapport $t_{\text{adv-g}}/t_{\text{heat}}$ déterminent respectivement le seuil de développement de l'instabilité convective et le seuil d'explosion 1D. Négliger la dissociation nucléaire à travers le choc revient à surestimer la valeur de la constante de BERNOULLI et favorise l'explosion. L'espace des paramètres de notre modèle actuel ne permet pas de développer l'instabilité convective sans explosion, alors que cela serait possible si la dissociation nucléaire était prise en compte. Compte tenu de cet effet sur la dynamique, il serait souhaitable d'incorporer cet ingrédient physique dans une étude paramétrique plus complète. Plutôt qu'un taux fixe de dissociation nucléaire, on a souligné qu'il faudrait indexer ce taux de dissociation sur la valeur de l'énergie cinétique incidente pour ne pas surestimer son effet lors des larges excursions radiales du choc.

Impact de la discontinuité de densité Si/O et des inhomogénéités convectives du progéniteur

La présente étude a abordé la question du mécanisme d'explosion comme conséquence du développement d'instabilités dans un flot d'accrétion stationnaire. Une partie de la diversité des scénarios d'explosion résulte des variations des conditions d'accrétion liées d'une part au profil radial de densité de l'étoile en effondrement, d'autre part aux inhomogénéités produites par la combustion des coquilles d'oxygène et de silicium. Même simplifiée et schématique, une description exhaustive de la physique de l'explosion nécessiterait d'introduire ces ingrédients et de caractériser leur impact sur le développement des instabilités. Par exemple, l'arrivée de

l'interface Si/O produit une accélération du choc qui peut stimuler le développement de l'instabilité de RICHTMEYER–MESHKOV dont la vigueur dépend de l'extension radiale de cette interface. Même dans sa formulation 2D cylindrique, le modèle que nous avons utilisé pourrait facilement être modifié pour inclure l'arrivée d'une telle interface, ou d'une modulation de vorticité, d'entropie et de pression représentative des inhomog nit s convectives.

Intérieur de la PNS, instabilité “ $low\ T/|W|$ ” et ondes gravitationnelles

Pour résoudre l'ambiguïté entre le développement du mode spiral de SASI en présence de rotation et le développement de l'instabilité “ $low\ T/|W|$ ” dans la proto-étoile à neutrons, il serait nécessaire d'inclure l'intérieur de la proto-étoile à neutrons dans notre modèle. Cela permettrait de décrire le mode f de la proto-étoile à neutrons et sa déstabilisation éventuelle en prenant en compte les pertes non-adiabatiques au voisinage de sa surface, ainsi que les pertes acoustiques en direction du choc. Le profil d'entropie de la proto-étoile à neutrons pourrait aussi incorporer l'instabilité convective interne et le flux acoustique qui en résulte. Ce formalisme serait adapté pour effectuer une étude paramétrique systématique de la signature en ondes gravitationnelles de ces instabilités, en complément de l'étude du signal en neutrinos. C'est en effet l'étude conjointe des neutrinos et des ondes gravitationnelles qui permettra de lever les dégénérescences et extraire les informations sur le mécanisme d'explosion ainsi que les paramètres stellaires.

Limitation magnétique des résultats

L'amplification turbulente du champ magnétique dans une étoile sans rotation ne semble pas impacter la dynamique de l'explosion (ENDEVE et al., 2013; OBERGAULINGER et al., 2014). Mais pour les taux de rotation les plus rapides envisagés dans notre étude, il est probable que l'amplification rotationnelle du champ magnétique devienne suffisamment importante pour modifier la dynamique des instabilités. Par exemple, l'instabilité de corotation dans un disque d'accrétion peut disparaître au profit de l'instabilité magn torotationnelle (BUGLI et al., 2018). Il serait donc souhaitable de vérifier l'influence du champ magnétique pour tester la validité des résultats obtenus pour les rotations les plus rapides. L'existence des magnétars suggère que la convection interne à la proto-étoile à neutrons et/ou le développement de l'instabilité magn torotationnelle peuvent être

Conclusions & Perspectives

suffisamment efficaces pour que le champ magnétique devienne dynamiquement dominant, élargissant la diversité des scénarios vers les hypernovæ, les supernovæ superlumineuses ou les sursauts gamma longs.



Annexes

Bibliographie

Livres & Thèses

- I. ALSABTI, Athem W. et MURDIN, Paul, éd. (2017). *Handbook of Supernovae*. Physics and Astronomy. Springer International Publishing. 2759 p. (cf. p. 24).
- II. BONNET-BIDAUD, Jean-Marc (2017). *4000 ans d'astronomie chinoise. Les officiers célestes*. Bibliothèque Scientifique. Paris : Belin. 192 p. (cf. p. 13).
- III. BRANCH, David et WHEELER, Craig J. (2017). *Supernova Explosions*. Physics and Astronomy, Astronomy and Astrophysics Library. Springer-Verlag. 721 p.
- IV. CHANDRASEKHAR, S. (1961). *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. International Series of Monographs on Physics. Oxford : Oxford University Press. 652 p. (cf. p. 63, 148, 149).
- V. FAMIANO, M. A. et BOYD, R. N. (2017). “Determining Amino Acid Chirality in the Supernova Neutrino Processing Model”. In : *Handbook of Supernovae*. Sous la dir. d'Athem W. ALSABTI et Paul MURDIN. Physics and Astronomy. Springer International Publishing, p. 2383-2399 (cf. p. 4).
- VI. KAZERONI, Rémi (2016). « Explosion asymétrique des supernovæ gravitationnelles ». Thèse de doct. Université Paris-Saclay (cf. p. 108).
- VII. REES, M. J. et STONEHAM, R. J., éd. (1982). *Supernovae: A Survey of Current Research. Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Cambridge, England, June 29-July 10, 1981*. T. 90. NATO Advanced Study Institutes (ASI) Series C: Mathematical and Physical Sciences. Dordrecht : D. Reidel Publishing Co. 603 p.
- VIII. STEPHENSON, Francis Richard et GREEN, David A. (2002). *Historical supernovae and their remnants*. International Series in Astronomy and Astrophysics. Oxford : Oxford University Press. 266 p. (cf. p. 15, 17).

- IX. YAMAOKA, H. (2017). “Discovery, Confirmation, and Designation of Supernovae”. In : *Handbook of Supernovae*. Sous la dir. d’Athem W. ALSABTI et Paul MURDIN. Physics and Astronomy. Springer International Publishing, p. 29-33 (cf. p. 30, 199).

Articles

1. ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ABERNATHY, M. R. et al. (fév. 2016). “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. *Physical Review Letters* 116.6, 061102 (cf. p. 2).
2. ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ACERNESE, F. et al. (oct. 2017a). “Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A”. *The Astrophysical Journal* 848.2, L13 (cf. p. 2).
3. ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ACERNESE, F. et al. (oct. 2017b). “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”. *Physical Review Letters* 119.16, 161101 (cf. p. 2).
4. ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ACERNESE, F. et al. (oct. 2017c). “Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”. *The Astrophysical Journal* 848.2, L12 (cf. p. 2).
5. ACHESON, D. J. (oct. 1976). “On over-reflexion”. *Journal of Fluid Mechanics* 77, p. 433-472 (cf. p. 76).
6. ADAMS, S. M., KOCHANEK, C. S., BEACOM, J. F., VAGINS, M. R. et al. (déc. 2013). “Observing the Next Galactic Supernova”. *The Astrophysical Journal* 778.2, 164 (cf. p. 4).
7. ANTONIADIS, J., FREIRE, P. C. C., WEX, N., TAURIS, T. M. et al. (avr. 2013). “A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary”. *Science* 340.6131, p. 448 (cf. p. 43, 48).
8. ARCONES, A. et THIELEMANN, F.-K. (jan. 2013). “Neutrino-driven wind simulations and nucleosynthesis of heavy elements”. *Journal of Physics G Nuclear Physics* 40.1, 013201 (cf. p. 51).
9. ARNETT, W. D. (jan. 1966). “Gravitational collapse and weak interactions”. *Canadian Journal of Physics* 44, p. 2553-2594 (cf. p. 25).
10. ARNETT, W. D. (jan. 1967). “Mass dependence in gravitational collapse of stellar cores”. *Canadian Journal of Physics* 45, p. 1621-1641 (cf. p. 25).

11. ARNETT, W. D. (juil. 1968). "On Supernova Hydrodynamics". *The Astrophysical Journal* 153, p. 341-348 (cf. p. 25).
12. ARNETT, W. D. (déc. 1977). "Neutrino trapping during gravitational collapse of stars." *The Astrophysical Journal* 218, p. 815-833 (cf. p. 25).
13. ARNETT, W. D., FRYXELL, B. et MÜLLER, E. (juin 1989). "Instabilities and Nonradial Motion in SN 1987A". *The Astrophysical Journal* 341, p. L63-L66 (cf. p. 29).
14. ARNETT, W. D. et MEAKIN, C. (juin 2011). "Toward Realistic Progenitors of Core-collapse Supernovae". *The Astrophysical Journal* 733.2, 78 (cf. p. 104).
15. ARZOUMANIAN, Z., CHERNOFF, D. F. et CORDES, J. M. (mar. 2002). "The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars". *The Astrophysical Journal* 568.1, p. 289-301 (cf. p. 52).
16. ASCHENBACH, B. (nov. 1998). "Discovery of a young nearby supernova remnant". *Nature* 396, p. 141-142 (cf. p. 17).
17. ASHWORTH Jr., W. B. (fév. 1980). "A Probable Flamsteed Observation of the Cassiopeia A Supernova". *Journal for the History of Astronomy* 11, p. 1-9 (cf. p. 17).
18. BAADE, W. (oct. 1938). "The Absolute Photographic Magnitude of Supernovae." *The Astrophysical Journal* 88, p. 285-304 (cf. p. 22).
19. BAADE, W. (sept. 1942). "The Crab Nebula." *The Astrophysical Journal* 96, p. 188-198 (cf. p. 25).
20. BAADE, W. (mar. 1943). "Nova Ophiuchi of 1604 as a Supernova." *The Astrophysical Journal* 97, p. 119-127 (cf. p. 17).
21. BAADE, W., BURBIDGE, G. R., HOYLE, F., BURBIDGE, E. M. et al. (août 1956). "Supernovae and Californium 254". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 68, p. 296-300 (cf. p. 24).
22. BAADE, W. et ZWICKY, F. (mai 1934a). "On Super-novae". *Proceedings of the National Academy of Science* 20.5, p. 254-259 (cf. p. 17, 20, 21).
23. BAADE, W. et ZWICKY, F. (mai 1934b). "Cosmic Rays from Super-novae". *Proceedings of the National Academy of Science* 20.5, p. 259-263 (cf. p. 21).
24. BAADE, W. et ZWICKY, F. (juil. 1934c). "Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays". *Physical Review* 46, p. 76-77 (cf. p. 21).
25. BAADE, W. et ZWICKY, F. (nov. 1938). "Photographic Light-Curves of the Two Supernovae in IC 4182 and NGC 1003." *The Astrophysical Journal* 88, p. 411-421 (cf. p. 22).

26. BALBUS, S. A. et HAWLEY, J. F. (juil. 1991). "A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis". *The Astrophysical Journal* 376, p. 214-233 (cf. p. 49).
27. BENZ, W., COLGATE, S. A. et HERANT, M. (oct. 1994). "Supernova explosions and hydrodynamical instabilities: from core bounce to 90 days". *Physica D Nonlinear Phenomena* 77.1-3, p. 305-319 (cf. p. 29).
28. BERTSCH, D. L., BRAZIER, K. T. S., FICHEL, C. E., HARTMAN, R. C. et al. (mai 1992). "Pulsed high-energy γ -radiation from Geminga (1E0630+178)". *Nature* 357, p. 306-307 (cf. p. 12).
29. BETHE, H. A. (oct. 1990). "Supernova mechanisms". *Reviews of Modern Physics* 62, p. 801-866 (cf. p. 60, 62).
30. BETHE, H. A., BROWN, G. E., APPLGATE, J. et LATTIMER, J. M. (juil. 1979). "Equation of state in the gravitational collapse of stars". *Nuclear Physics A* 324.2-3, p. 487-533 (cf. p. 26).
31. BETHE, H. A. et WILSON, J. R. (août 1985). "Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating". *The Astrophysical Journal* 295, p. 14-23 (cf. p. 27, 41).
32. BILLANT, P. et LE DIZÈS, S. (oct. 2009). "Waves on a columnar vortex in a strongly stratified fluid". *Physics of Fluids* 21.10, 106602, p. 9 (cf. p. 76).
33. BISNOVATYI-KOGAN, G. S., POPOV, Iu. P. et SAMOKHIN, A. A. (juin 1976). "The Magnetohydrodynamic Rotational Model of Supernova Explosion". *Astrophysics and Space Science* 41.2, p. 287-320 (cf. p. 26).
34. BLONDIN, J. M., GIPSON, E., HARRIS, S. et MEZZACAPPA, A. (fév. 2017). "The Standing Accretion Shock Instability: Enhanced Growth in Rotating Progenitors". *The Astrophysical Journal* 835.2, 170 (cf. p. 66, 71, 200).
35. BLONDIN, J. M. et MEZZACAPPA, A. (mai 2006). "The Spherical Accretion Shock Instability in the Linear Regime". *The Astrophysical Journal* 642.1, p. 401-409 (cf. p. 65, 66, 77, 86, 200).
36. BLONDIN, J. M. et MEZZACAPPA, A. (jan. 2007). "Pulsar spins from an instability in the accretion shock of supernovae". *Nature* 445, p. 58-60 (cf. p. 65, 71, 162).
37. BLONDIN, J. M., MEZZACAPPA, A. et DEMARINO, C. (fév. 2003). "Stability of Standing Accretion Shocks, with an Eye toward Core-Collapse Supernovae". *The Astrophysical Journal* 584.2, p. 971-980 (cf. p. 63, 65, 66).

38. BLONDIN, J. M. et SHAW, S. (fév. 2007). “Linear Growth of Spiral SASI Modes in Core-Collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 656.1, p. 366-371 (cf. p. 70, 166).
39. BONDI, H. (avr. 1952). “On spherically symmetrical accretion”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 112.2, p. 195-204 (cf. p. 90).
40. BOYD, R. N., KAJINO, T. et ONAKA, T. (juin 2010). “Supernovae and the Chirality of the Amino Acids”. *Astrobiology* 10.5, p. 561-568 (cf. p. 4).
41. BRUENN, S. W. et MEZZACAPPA, A. (sept. 1994). “Prompt Convection in Core Collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 433, p. L45-L48 (cf. p. 62).
42. BRUENN, S. W., MEZZACAPPA, A., HIX, W. R., LENTZ, E. J. et al. (avr. 2013). “Axisymmetric Ab Initio Core-collapse Supernova Simulations of 12-25 M_{\odot} Stars”. *The Astrophysical Journal* 767.1, L6 (cf. p. 41).
43. BUGLI, M., GUILLET, J., MÜLLER, E., DEL ZANNA, L. et al. (mar. 2018). “Papaloizou-Pringle instability suppression by the magnetorotational instability in relativistic accretion discs”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.1, p. 108-120 (cf. p. 167).
44. BURAS, R., JANKA, H.-Th., RAMPP, M. et KIFONIDIS, K. (oct. 2006). “Two-dimensional hydrodynamic core-collapse supernova simulations with spectral neutrino transport. II. Models for different progenitor stars”. *Astronomy and Astrophysics* 457.1, p. 281-308 (cf. p. 40, 61).
45. BURBIDGE, E. M., BURBIDGE, G. R., FOWLER, W. A. et HOYLE, F. (jan. 1957). “Synthesis of the Elements in Stars”. *Reviews of Modern Physics* 29, p. 547-650 (cf. p. 23).
46. BURGESS, C. P. et ZUBER, K. (août 2000). “Footprints of the newly discovered Vela supernova in Antarctic ice cores?” *Astroparticle Physics* 14, p. 1-6 (cf. p. 17).
47. BURROWS, A., DESSART, L., LIVNE, E., OTT, C. D. et al. (juil. 2007). “Simulations of Magnetically Driven Supernova and Hypernova Explosions in the Context of Rapid Rotation”. *The Astrophysical Journal* 664.1, p. 416-434 (cf. p. 49).
48. BURROWS, A., DOLENCE, J. C. et MURPHY, J. W. (nov. 2012). “An Investigation into the Character of Pre-explosion Core-collapse Supernova Shock Motion”. *The Astrophysical Journal* 759.1, 5 (cf. p. 159).
49. BURROWS, A. et GOSHY, J. (oct. 1993). “A Theory of Supernova Explosions”. *The Astrophysical Journal* 416, p. L75-L78 (cf. p. 105).

50. BURROWS, A., HAYES, J. et FRYXELL, B. A. (sept. 1995). “On the Nature of Core-Collapse Supernova Explosions”. *The Astrophysical Journal* 450, p. 830-850 (cf. p. 62).
51. CAIRNS, R. A. (mai 1979). “The role of negative energy waves in some instabilities of parallel flows”. *Journal of Fluid Mechanics* 92, p. 1-14 (cf. p. 76).
52. CARDALL, C. Y. et BUDIARDJA, R. D. (nov. 2015). “Stochasticity and Efficiency in Simplified Models of Core-collapse Supernova Explosions”. *The Astrophysical Journal* 813.1, L6 (cf. p. 83, 101, 117, 145, 162, 163).
53. CASSAM-CHENAÏ, G., DECOURCHELLE, A., BALLEST, J., SAUVAGEOT, J.-L. et al. (nov. 2004). “XMM-Newton observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946 and its central source”. *Astronomy and Astrophysics* 427, p. 199-216 (cf. p. 13).
54. CHA, A. N., SEMBACH, K. R. et DANKS, A. C. (avr. 1999). “The Distance to the Vela Supernova Remnant”. *The Astrophysical Journal* 515, p. L25-L28 (cf. p. 12).
55. CHADWICK, J. (fév. 1932). “Possible Existence of a Neutron”. *Nature* 129, p. 312 (cf. p. 21).
56. CHAKRABORTI, S., CHILDS, F. et SODERBERG, A. (mar. 2016). “Young Remnants of Type Ia Supernovae and Their Progenitors: A Study of SNR G1.9+0.3”. *The Astrophysical Journal* 819, 37, p. 1-9 (cf. p. 18).
57. CHANDRASEKHAR, S. (mar. 1931a). “The highly collapsed configurations of a stellar mass”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 91, p. 456-466 (cf. p. 38).
58. CHANDRASEKHAR, S. (juil. 1931b). “The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs”. *The Astrophysical Journal* 74, p. 81-82 (cf. p. 38).
59. CHANDRASEKHAR, S. (jan. 1935). “The highly collapsed configurations of a stellar mass (Second paper)”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 95, p. 207-225 (cf. p. 38).
60. CHATTERJEE, S. et CORDES, J. M. (août 2002). “Bow Shocks from Neutron Stars: Scaling Laws and Hubble Space Telescope Observations of the Guitar Nebula”. *The Astrophysical Journal* 575.1, p. 407-418 (cf. p. 200).
61. CHORNOCK, R., FILIPPENKO, A. V., LI, W. et SILVERMAN, J. M. (avr. 2010). “Large Late-Time Asphericities in Three Type IIP Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 713.2, p. 1363-1375 (cf. p. 53).

62. COLELLA, P. et WOODWARD, P. R. (sept. 1984). "The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations". *Journal of Computational Physics* 54, p. 174-201 (cf. p. 26, 97).
63. COLGATE, S. A. (juil. 1968). "Mass Ejection from Supernova". *The Astrophysical Journal* 153, p. 335-339 (cf. p. 25).
64. COLGATE, S. A., GRASBERGER, W. H. et WHITE, R. H. (mar. 1961). "The Dynamics of Supernova Explosions". *The Astronomical Journal* 70, p. 280-281 (cf. p. 24).
65. COLGATE, S. A. et JOHNSON, M. H. (sept. 1960). "Hydrodynamic Origin of Cosmic Rays". *Physical Review Letters* 5, p. 235-238 (cf. p. 24).
66. COLGATE, S. A. et MCKEE, C. (août 1969). "Early Supernova Luminosity". *The Astrophysical Journal* 157, p. 623-643 (cf. p. 24).
67. COLGATE, S. A. et WHITE, R. H. (mar. 1966). "The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions". *The Astrophysical Journal* 143, p. 626-68 (cf. p. 24, 41).
68. CORDES, J. M., ROMANI, R. W. et LUNDGREN, S. C. (mar. 1993). "The Guitar nebula: a bow shock from a slow-spin, high-velocity neutron star". *Nature* 362.6416, p. 133-135 (cf. p. 52).
69. COURANT, R., FRIEDRICHS, K. et LEWY, H. (jan. 1928). „Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik“. *Mathematische Annalen* 100, p. 32-74 (cf. p. 97). Trad. sous le titre "On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics". *IBM Journal of Research and Development* 11 (2), p. 215-234.
70. CURTIS, H. D. (oct. 1917). "Novae in Spiral Nebulae and the Island Universe Theory". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 29, p. 206-207 (cf. p. 19).
71. CURTIS, H. D. (oct. 1920). "Modern Theories of the Spiral Nebulae". *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada* 14.8, p. 317-327 (cf. p. 19).
72. DEMOREST, P. B., PENNUCCI, T., RANSOM, S. M., ROBERTS, M. S. E. et al. (oct. 2010). "A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay". *Nature* 467.7319, p. 1081-1083 (cf. p. 43, 48).
73. DESSART, L., BURROWS, A., LIVNE, E. et OTT, C. D. (juil. 2006). "Multidimensional Radiation/Hydrodynamic Simulations of Proto-Neutron Star Convection". *The Astrophysical Journal* 645.1, p. 534-550 (cf. p. 61).

74. DUNCAN, J. C. (juin 1921). “Changes Observed in the Crab Nebula in Taurus”. *Proceedings of the National Academy of Science* 7.6, p. 179-180.1 (cf. p. 20).
75. EL EID, M. F. et HILLEBRANDT, W. (nov. 1980). “A new equation of state of supernova matter.” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 42, p. 215-226 (cf. p. 26).
76. ENDEVE, E., CARDALL, C. Y., BUDIARDJA, R. D., MEZZACAPPA, A. et al. (juil. 2013). “Turbulence and magnetic field amplification from spiral SASI modes in core-collapse supernovae”. *Physica Scripta Volume T* 155, 014022 (cf. p. 167).
77. EPSTEIN, R. I. (août 1979). “Lepton-driven convection in supernovae.” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 188, p. 305-325 (cf. p. 61).
78. FAMIANO, M. A., BOYD, R. N., KAJINO, T., ONAKA, T. et al. (juin 2018). “Amino Acid Chiral Selection Via Weak Interactions in Stellar Environments: Implications for the Origin of Life”. *Scientific Reports* 8, 8833 (cf. p. 4).
79. FERNÁNDEZ, R. (déc. 2010). “The Spiral Modes of the Standing Accretion Shock Instability”. *The Astrophysical Journal* 725.2, p. 1563-1580 (cf. p. 65).
80. FERNÁNDEZ, R. (avr. 2012). “Hydrodynamics of Core-collapse Supernovae at the Transition to Explosion. I. Spherical Symmetry”. *The Astrophysical Journal* 749.2, 142 (cf. p. 105, 106, 108, 118).
81. FERNÁNDEZ, R. (sept. 2015). “Three-dimensional simulations of SASI- and convection-dominated core-collapse supernovae”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 452.2, p. 2071-2086 (cf. p. 87, 130, 148, 149).
82. FERNÁNDEZ, R., MÜLLER, B., FOGLEZZO, T. et JANKA, H.-Th. (mai 2014). “Characterizing SASI- and convection-dominated core-collapse supernova explosions in two dimensions”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 440.3, p. 2763-2780 (cf. p. 106, 108, 118, 129, 130, 144, 145, 201).
83. FERNÁNDEZ, R. et THOMPSON, C. (juin 2009a). “Stability of a Spherical Accretion Shock with Nuclear Dissociation”. *The Astrophysical Journal* 697.2, p. 1827-1841 (cf. p. 85, 87, 105).

84. FERNÁNDEZ, R. et THOMPSON, C. (oct. 2009b). “Dynamics of a Spherical Accretion Shock with Neutrino Heating and Alpha-Particle Recombination”. *The Astrophysical Journal* 703.2, p. 1464-1485 (cf. p. 105, 128).
85. FESEN, R. A., HAMILTON, A. J. S. et SAKEN, J. M. (juin 1989). “Discovery of the remnant of S Andromedae (SN 1885) in M31”. *The Astrophysical Journal* 341, p. L55-L57 (cf. p. 18).
86. FOGLIZZO, T. (mar. 2001). “Entropic-acoustic instability of shocked Bondi accretion I. What does perturbed Bondi accretion sound like?” *Astronomy and Astrophysics* 368.1, p. 311-324 (cf. p. 66).
87. FOGLIZZO, T. (sept. 2002). “Non-radial instabilities of isothermal Bondi accretion with a shock: Vortical-acoustic cycle vs. post-shock acceleration”. *Astronomy and Astrophysics* 392.1, p. 353-368 (cf. p. 66).
88. FOGLIZZO, T. (avr. 2009). “A Simple Toy Model of the Advective-Acoustic Instability. I. Perturbative Approach”. *The Astrophysical Journal* 694.2, p. 820-832 (cf. p. 66, 70, 200).
89. FOGLIZZO, T., GALLETTI, P., SCHECK, L. et JANKA, H.-Th. (jan. 2007). “Instability of a Stalled Accretion Shock: Evidence for the Advective-Acoustic Cycle”. *The Astrophysical Journal* 654.2, p. 1006-1021 (cf. p. 67, 70, 86).
90. FOGLIZZO, T., KAZERONI, R., GUILLET, J., MASSET, F. et al. (mar. 2015). “The Explosion Mechanism of Core-Collapse Supernovae: Progress in Supernova Theory and Experiments”. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 32, e009 (cf. p. 50, 71).
91. FOGLIZZO, T., MASSET, F., GUILLET, J. et DURAND, G. (fév. 2012). “Shallow Water Analogue of the Standing Accretion Shock Instability: Experimental Demonstration and a Two-Dimensional Model”. *Physical Review Letters* 108.5, 051103 (cf. p. 71).
92. FOGLIZZO, T., SCHECK, L. et JANKA, H.-Th. (déc. 2006). “Neutrino-driven Convection versus Advection in Core-Collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 652.2, p. 1436-1450 (cf. p. 63, 64, 148, 200).
93. FOGLIZZO, T. et TAGGER, M. (nov. 2000). “Entropic-acoustic instability in shocked accretion flows”. *Astronomy and Astrophysics* 363.1, p. 174-183 (cf. p. 66).
94. FROMANG, S., HENNEBELLE, P. et TEYSSIER, R. (oct. 2006). “A high order Godunov scheme with constrained transport and adaptive mesh

- refinement for astrophysical magnetohydrodynamics”. *Astronomy and Astrophysics* 457.2, p. 371-384 (cf. p. 93).
95. FULLER, G. M. (jan. 1982). “Neutron shell blocking of electron capture during gravitational collapse”. *The Astrophysical Journal* 252, p. 741-764 (cf. p. 26).
 96. GAMOW, G. et SCHOENBERG, M. (avr. 1941). “Neutrino Theory of Stellar Collapse”. *Physical Review* 59.7, p. 539-547 (cf. p. 23).
 97. GARDNER, F. F. et MILNE, D. K. (nov. 1965). “The supernova of A.D. 1006”. *The Astronomical Journal* 70, p. 754 (cf. p. 15).
 98. GLAS, R., JANKA, H.-Th., MELSON, T., STOCKINGER, G. et al. (août 2019). “Effects of LESA in Three-dimensional Supernova Simulations with Multidimensional and Ray-by-ray-plus Neutrino Transport”. *The Astrophysical Journal* 881.1, 36 (cf. p. 47).
 99. GLASHOW, S. L. (fév. 1961). “Partial-symmetries of weak interactions”. *Nuclear Physics* 22 (4), p. 579-588 (cf. p. 25).
 100. GODUNOV, S. K. (1959). «Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики». *Математический сборник (Matematicheskii Sbornik)* 47.3, p. 271-306 (cf. p. 95). Trad. sous le titre “A Difference Scheme for Numerical Solution of Discontinuous Solution of Hydrodynamic Equations”. *Joint Publications Research Service* 7226.
 101. GOLDREICH, P. et NARAYAN, R. (mar. 1985). “Non-axisymmetric instability in thin discs”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 213.1, 7P-10P (cf. p. 74).
 102. GORIELY, S., BAUSWEIN, A. et JANKA, H.-Th. (sept. 2011). “r-process Nucleosynthesis in Dynamically Ejected Matter of Neutron Star Mergers”. *The Astrophysical Journal* 738.2, L32 (cf. p. 51).
 103. GOSSAN, S. E., FULLER, J. et ROBERTS, L. F. (fév. 2020). “Wave heating from proto-neutron star convection and the core-collapse supernova explosion mechanism”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 491.4, p. 5376-5391 (cf. p. 61).
 104. GREEN, D. A. et GULL, S. F. (déc. 1984). “Two new young galactic supernova remnants”. *Nature* 312, p. 527-529 (cf. p. 18).
 105. GREENING, Dan (1995). *1054 Supernova Petrograph*. (Cf. p. 15).
 106. GREFENSTETTE, B. W., HARRISON, F. A., BOGGS, S. E., REYNOLDS, S. P. et al. (fév. 2014). “Asymmetries in core-collapse supernovae from maps of

- radioactive ^{44}Ti in Cassiopeia A". *Nature* 506.7488, p. 339-342 (cf. p. 51, 52, 200).
107. GUILLET, J. et FOGLIZZO, T. (mar. 2012). "On the linear growth mechanism driving the standing accretion shock instability". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 421.1, p. 546-560 (cf. p. 67).
 108. GUILLET, J., SATO, J. et FOGLIZZO, T. (avr. 2010). "The Saturation of SASI by Parasitic Instabilities". *The Astrophysical Journal* 713.2, p. 1350-1362 (cf. p. 54, 148, 165).
 109. HANBURY BROWN, R. et HAZARD, C. (août 1952). "Radio-Frequency Radiation from Tycho Brahe's Supernova (A.D. 1572)". *Nature* 170, p. 364-365 (cf. p. 15).
 110. HANKE, F., MAREK, A., MÜLLER, B. et JANKA, H.-Th. (août 2012). "Is Strong SASI Activity the Key to Successful Neutrino-driven Supernova Explosions?" *The Astrophysical Journal* 755.2, 138 (cf. p. 159).
 111. HANKE, F., MÜLLER, B., WONGWATHANARAT, A., MAREK, A. et al. (juin 2013). "SASI Activity in Three-dimensional Neutrino-hydrodynamics Simulations of Supernova Cores". *The Astrophysical Journal* 770.1, 66 (cf. p. 54, 70, 163).
 112. HARNIK, N. et HEIFETZ, E. (jan. 2007). "Relating Overreflection and Wave Geometry to the Counterpropagating Rossby Wave Perspective: Toward a Deeper Mechanistic Understanding of Shear Instability". *Journal of Atmospheric Sciences* 64.7, p. 2238-2261 (cf. p. 76).
 113. HARTEN, A., LAX, P. D. et LEER, B. van (1983). "On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws". *SIAM Review* 25.1, p. 35-61 (cf. p. 96).
 114. HASERT, F. J., KABE, S., KRENZ, W., VON KROGH, J. et al. (sept. 1973). "Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment". *Physics Letters B* 46, p. 138-140 (cf. p. 25).
 115. HEGER, A., WOOSLEY, S. E. et SPRUIT, H. C. (juin 2005). "Presupernova Evolution of Differentially Rotating Massive Stars Including Magnetic Fields". *The Astrophysical Journal* 626.1, p. 350-363 (cf. p. 49).
 116. HEMPEL, M. et SCHAFFNER-BIELICH, J. (juin 2010). "A statistical model for a complete supernova equation of state". *Nuclear Physics A* 837.3-4, p. 210-254 (cf. p. 48).

117. HERANT, M. et BENZ, W. (avr. 1991). “Hydrodynamical Instabilities and Mixing in SN 1987A: Two-dimensional Simulations of the First 3 Months”. *The Astrophysical Journal* 370, p. L81-L84 (cf. p. 29).
118. HERANT, M., BENZ, W. et COLGATE, S. A. (août 1992). “Postcollapse Hydrodynamics of SN 1987A: Two-dimensional Simulations of the Early Evolution”. *The Astrophysical Journal* 395.2, p. 642-653 (cf. p. 62).
119. HERANT, M., BENZ, W., HIX, W. R., FRYER, C. L. et al. (nov. 1994). “Inside the Supernova: A Powerful Convective Engine”. *The Astrophysical Journal* 435.1, p. 339-361 (cf. p. 62).
120. HEWISH, A., BELL, S. J., PILKINGTON, J. D. H., SCOTT, P. F. et al. (fév. 1968). “Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source”. *Nature* 217, p. 709-713 (cf. p. 25).
121. HILLEBRANDT, W. (juin 1982). “An exploding $10 M_{\odot}$ star: a model for the Crab supernova.” *Astronomy and Astrophysics* 110, p. L3-L6 (cf. p. 27).
122. HILLEBRANDT, W., NOMOTO, K. et WOLFF, R. G. (avr. 1984). “Supernova explosions of massive stars - The mass range 8 to 10 solar masses”. *Astronomy and Astrophysics* 133.1, p. 175-184 (cf. p. 27).
123. HOBBS, G., ARCHIBALD, A., ARZOUMANIAN, Z., BACKER, D. et al. (avr. 2010). “The International Pulsar Timing Array project: using pulsars as a gravitational wave detector”. *Classical and Quantum Gravity* 27.8, 084013 (cf. p. 2).
124. HOBBS, G., LORIMER, D. R., LYNE, A. G. et KRAMER, M. (juil. 2005). “A statistical study of 233 pulsar proper motions”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 360.3, p. 974-992 (cf. p. 52, 199).
125. HOUCK, J. C. et CHEVALIER, R. A. (août 1992). “Linear Stability Analysis of Spherical Accretion Flows onto Compact Objects”. *The Astrophysical Journal* 395.2, p. 592-603 (cf. p. 86).
126. HOYLE, F. (jan. 1946). “The synthesis of the elements from hydrogen”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 106, p. 343-383 (cf. p. 23).
127. HOYLE, F. et FOWLER, W. A. (nov. 1960). “Nucleosynthesis in Supernovae.” *The Astrophysical Journal* 132, p. 565-590 (cf. p. 23).
128. HUBBLE, E. P. (mai 1926). “A spiral nebula as a stellar system: Messier 33”. *The Astrophysical Journal* 63 (cf. p. 19).
129. HUBBLE, E. P. (jan. 1928). “Novae or Temporary Stars”. *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific* 1.14, p. 55-58 (cf. p. 20).

130. HUBBLE, E. P. (mar. 1929). "A spiral nebula as a stellar system, Messier 31". *The Astrophysical Journal* 69 (cf. p. 19).
131. HULSE, R. A. et TAYLOR, J. H. (jan. 1975). "Discovery of a pulsar in a binary system." *The Astrophysical Journal* 195, p. L51-L53 (cf. p. 2).
132. IWAKAMI, W., KOTAKE, K., OHNISHI, N., YAMADA, S. et al. (juil. 2009). "Effects of Rotation on Standing Accretion Shock Instability in Nonlinear Phase for Core-Collapse Supernovae". *The Astrophysical Journal* 700.1, p. 232-242 (cf. p. 71).
133. IWAKAMI, W., NAGAKURA, H. et YAMADA, S. (mai 2014a). "Parametric Study of Flow Patterns behind the Standing Accretion Shock Wave for Core-Collapse Supernovae". *The Astrophysical Journal* 786.2, 118 (cf. p. 125, 127).
134. IWAKAMI, W., NAGAKURA, H. et YAMADA, S. (sept. 2014b). "Critical Surface for Explosions of Rotational Core-collapse Supernovae". *The Astrophysical Journal* 793.1, 5 (cf. p. 83, 101, 125-127).
135. IYUDIN, A. F., SCHÖNFELDER, V., BENNETT, K., BLOEMEN, H. et al. (nov. 1998). "Emission from ^{44}Ti associated with a previously unknown Galactic supernova". *Nature* 396, p. 142-144 (cf. p. 17).
136. JANKA, H.-Th. (mar. 2001). "Conditions for shock revival by neutrino heating in core-collapse supernovae". *Astronomy and Astrophysics* 368.2, p. 527-560 (cf. p. 43, 86-89).
137. JANKA, H.-Th. (nov. 2012). "Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae". *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 62.1, p. 407-451 (cf. p. 34, 40).
138. JANKA, H.-Th., LANGANKE, K., MAREK, A., MARTÍNEZ-PINEDO, G. et al. (avr. 2007). "Theory of core-collapse supernovae". *Physics Reports* 442.1-6, p. 38-74 (cf. p. 39, 40).
139. JANKA, H.-Th., MELSON, T. et SUMMA, A. (oct. 2016). "Physics of Core-Collapse Supernovae in Three Dimensions: A Sneak Preview". *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 66.1, p. 341-375 (cf. p. 50, 58).
140. JANKA, H.-Th. et MÜLLER, E. (fév. 1996). "Neutrino heating, convection, and the mechanism of Type-II supernova explosions." *Astronomy and Astrophysics* 306, p. 167-198 (cf. p. 29, 62).
141. JOGLEKAR, H., VAHIA, M. N. et SULE, A. (2011). "Oldest Sky-Chart with Supernova Record". *Puratattva. Bulletin of the Indian Archaeological Society* 41, p. 207-211 (cf. p. 13, 199).

142. JONES, K. G. (1976). “S Andromedae, 1885: An Analysis of Contemporary Reports and a Reconstruction”. *Journal for the History of Astronomy* 7, p. 27 (cf. p. 18).
143. JUST, O., OBERGAULINGER, M. et JANKA, H.-Th. (nov. 2015). “A new multidimensional, energy-dependent two-moment transport code for neutrino-hydrodynamics”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 453.4, p. 3386-3413 (cf. p. 47).
144. KAWAHARA, H., KURODA, T., TAKIWAKI, T., HAYAMA, K. et al. (nov. 2018). “A Linear and Quadratic Time-Frequency Analysis of Gravitational Waves from Core-collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 867.2, 126 (cf. p. 159).
145. KAZERONI, R., GUILLET, J. et FOGLIZZO, T. (fév. 2016). “New insights on the spin-up of a neutron star during core collapse”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 456.1, p. 126-135 (cf. p. 71, 87, 118, 123, 130, 134, 162).
146. KAZERONI, R., GUILLET, J. et FOGLIZZO, T. (oct. 2017). “Are pulsars spun up or down by SASI spiral modes?” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 471.1, p. 914-925 (cf. p. 71, 72, 77, 83, 87, 114, 117, 118, 123, 127, 130, 134, 159, 164, 165, 200).
147. KAZERONI, R., KRUEGER, B. K., GUILLET, J., FOGLIZZO, T. et al. (oct. 2018). “The non-linear onset of neutrino-driven convection in two- and three-dimensional core-collapse supernovae”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 480.1, p. 261-280 (cf. p. 85, 130, 144, 148, 159, 163, 166).
148. KITaura, F. S., JANKA, H.-Th. et HILLEBRANDT, W. (avr. 2006). “Explosions of O-Ne-Mg cores, the Crab supernova, and subluminous type II-P supernovae”. *Astronomy and Astrophysics* 450.1, p. 345-350 (cf. p. 33).
149. KOTAKE, K. (avr. 2013). “Multiple physical elements to determine the gravitational-wave signatures of core-collapse supernovae”. *Comptes Rendus Physique* 14.4, p. 318-351 (cf. p. 58).
150. KOTAKE, K., IWAKAMI, W., OHNISHI, N. et YAMADA, S. (juin 2009). “Stochastic Nature of Gravitational Waves from Supernova Explosions with Standing Accretion Shock Instability”. *The Astrophysical Journal* 697.2, p. L133-L136 (cf. p. 162).
151. KOWAL, C. T. (déc. 1968). “Absolute magnitudes of supernovae.” *The Astronomical Journal* 73, p. 1021-1024 (cf. p. 22).

152. KURODA, T., KOTAKE, K. et TAKIWAKI, T. (août 2012). “Fully General Relativistic Simulations of Core-collapse Supernovae with an Approximate Neutrino Transport”. *The Astrophysical Journal* 755.1, 11 (cf. p. 45, 47).
153. KURODA, T., KOTAKE, K. et TAKIWAKI, T. (sept. 2016). “A New Gravitational-wave Signature from Standing Accretion Shock Instability in Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 829.1, L14 (cf. p. 57, 58, 200).
154. KURODA, T., TAKIWAKI, T. et KOTAKE, K. (fév. 2014). “Gravitational wave signatures from low-mode spiral instabilities in rapidly rotating supernova cores”. *Physical Review D* 89.4, 044011 (cf. p. 77).
155. KURODA, T., TAKIWAKI, T. et KOTAKE, K. (fév. 2016). “A New Multi-energy Neutrino Radiation-Hydrodynamics Code in Full General Relativity and Its Application to the Gravitational Collapse of Massive Stars”. *The Astrophysical Journal Supplement* 222.2, 20 (cf. p. 46).
156. LAMB, D. Q., LATTIMER, J. M., PETHICK, C. J. et RAVENHALL, D. G. (déc. 1978). “Hot dense matter and stellar collapse”. *Physical Review Letters* 41.23, p. 1623-1626 (cf. p. 26).
157. LATTIMER, J. M. et SWESTY, D. F. (déc. 1991). “A generalized equation of state for hot, dense matter”. *Nuclear Physics A* 535.2, p. 331-376 (cf. p. 48).
158. LE DIZÈS, S. et BILLANT, P. (sept. 2009). “Radiative instability in stratified vortices”. *Physics of Fluids* 21.9, 096602 (cf. p. 76).
159. LEAVITT, H. S. et PICKERING, E. C. (mar. 1912). “Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud.” *Harvard College Observatory Circular* 173, p. 1-3 (cf. p. 19).
160. LEBLANC, J. M. et WILSON, J. R. (août 1970). “A Numerical Example of the Collapse of a Rotating Magnetized Star”. *The Astrophysical Journal* 161, p. 541-551 (cf. p. 26).
161. LEDOUX, P. (mar. 1947). “Stellar Models with Convection and with Discontinuity of the Mean Molecular Weight”. *The Astrophysical Journal* 105, p. 305-321 (cf. p. 60).
162. LEER, B. van (1973). “Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. I. The Quest of Monotonicity”. In : *Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics, Universities of Paris VI and XI, France, July 3-7, 1972. Vol. I. General Lectures. Fundamental Numerical Techniques*. Sous la dir. de H. CABANNES et R.

- TEMAM, T. 18. Lecture Notes in Physics. Berlin & Heidelberg : Springer Verlag, p. 163-168 (cf. p. 97).
163. LEER, B. van (mar. 1974). “Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme. II. Monotonicity and Conservation Combined in a Second-Order Scheme”. *Journal of Computational Physics* 14.4, p. 361-370 (cf. p. 97).
164. LEER, B. van (mar. 1977a). “Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. III. Upstream-Centered Finite-Difference Schemes for Ideal Compressible Flow”. *Journal of Computational Physics* 23.3, p. 263-275 (cf. p. 97).
165. LEER, B. van (mar. 1977b). “Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A New Approach to Numerical Convection”. *Journal of Computational Physics* 23.3, p. 276 (cf. p. 97).
166. LEER, B. van (juil. 1979). “Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V. A Second-Order Sequel to Godunov’s Method”. *Journal of Computational Physics* 32.2, p. 101-136 (cf. p. 26, 97).
167. LENTZ, E. J., BRUENN, S. W., HIX, W. R., MEZZACAPPA, A. et al. (juil. 2015). “Three-dimensional Core-collapse Supernova Simulated Using a $15 M_{\odot}$ Progenitor”. *The Astrophysical Journal* 807.2, L31 (cf. p. 47).
168. LEONARD, D. C., FILIPPENKO, A. V., GANESHALINGAM, M., SERDUKE, F. J. D. et al. (mar. 2006). “A non-spherical core in the explosion of supernova SN 2004dj”. *Nature* 440.7083, p. 505-507 (cf. p. 53).
169. LIEBENDÖRFER, M. (nov. 2005). “A Simple Parameterization of the Consequences of Deleptonization for Simulations of Stellar Core Collapse”. *The Astrophysical Journal* 633.2, p. 1042-1051 (cf. p. 37, 38).
170. LIEBENDÖRFER, M., MEZZACAPPA, A., THIELEMANN, F.-K., MESSER, O. E. et al. (mai 2001). “Probing the gravitational well: No supernova explosion in spherical symmetry with general relativistic Boltzmann neutrino transport”. *Physical Review D* 63.10, 103004 (cf. p. 123).
171. LIEBENDÖRFER, M., WHITEHOUSE, S. C. et FISCHER, T. (juin 2009). “The Isotropic Diffusion Source Approximation for Supernova Neutrino Transport”. *The Astrophysical Journal* 698.2, p. 1174-1190 (cf. p. 47).
172. LSST SCIENCE COLLABORATION (déc. 2009). *LSST Science Book, Version 2.0*. arXiv : 0912.0201 [astro-ph. IM] (cf. p. 31).
173. LUND, T., MAREK, A., LUNARDINI, C., JANKA, H.-Th. et al. (sept. 2010). “Fast time variations of supernova neutrino fluxes and their detectability”. *Physical Review D* 82.6, 063007 (cf. p. 56).

174. LUND, T., WONGWATHANARAT, A., JANKA, H.-Th., MÜLLER, E. et al. (nov. 2012). “Fast time variations of supernova neutrino signals from 3-dimensional models”. *Physical Review D* 86.10, 105031 (cf. p. 56).
175. LUNDMARK, K. (jan. 1920). “The relations of the globular clusters and spiral nebulae to the stellar system - An attempt to estimate their parallaxes”. *Kungl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar* 60, p. 1-78 (cf. p. 20).
176. LUNDMARK, K. (oct. 1921). “Suspected New Stars Recorded in Old Chronicles and Among Recent Meridian Observations”. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 33.195, p. 225-238 (cf. p. 20).
177. LUNDMARK, K. (juin 1925). “The Motions and the Distances of Spiral Nebulae”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 85.8, p. 865-894 (cf. p. 20).
178. MAEDA, K., KAWABATA, K., MAZZALI, P. A., TANAKA, M. et al. (fév. 2008). “Asphericity in Supernova Explosions from Late-Time Spectroscopy”. *Science* 319.5867, p. 1220-1223 (cf. p. 53).
179. MAREK, A., DIMMELMEIER, H., JANKA, H.-Th., MÜLLER, E. et al. (jan. 2006). “Exploring the relativistic regime with Newtonian hydrodynamics: an improved effective gravitational potential for supernova simulations”. *Astronomy and Astrophysics* 445.1, p. 273-289 (cf. p. 45).
180. MAREK, A. et JANKA, H.-Th. (mar. 2009). “Delayed Neutrino-Driven Supernova Explosions Aided by the Standing Accretion-Shock Instability”. *The Astrophysical Journal* 694.1, p. 664-696 (cf. p. 65, 70, 106).
181. MATTOX, J. R., BERTSCH, D. L., FICHEL, C. E., HARTMAN, R. C. et al. (déc. 1992). “SAS 2 Observation of Pulsed High-Energy Gamma Radiation from Geminga”. *The Astrophysical Journal* 401, p. L23-L26 (cf. p. 12).
182. MAUNDER, E. W. (nov. 1885a). “Observations of the Spectrum of the New Star in the Great Nebula in Andromeda, made at the Royal Observatory, Greenwich”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 46.1, p. 19-21 (cf. p. 18).
183. MAUNDER, E. W. (oct. 1885b). “The new star in the Great Nebula in Andromeda”. *The Observatory* 8, p. 321-325 (cf. p. 18).
184. MAYALL, N. U. (jan. 1939). “The Crab Nebula, a Probable Supernova”. *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific* 3.119, p. 145-154 (cf. p. 22).
185. MAZUREK, T. J. (nov. 1974). “Degeneracy effects on neutrino mass ejection in supernovae”. *Nature* 252, p. 287-289 (cf. p. 25).

186. MAZUREK, T. J., BROWN, G. E. et LATTIMER, J. M. (avr. 1979). “Nuclear forces, partition functions, and dissociation in stellar collapse.” *The Astrophysical Journal* 229, p. 713-727 (cf. p. 26).
187. MAZUREK, T. J., COOPERSTEIN, J. et KAHANA, S. (1982). “Shock stagnation and neutrino losses in stellar collapse”. In : *Supernovae: A Survey of Current Research. Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Cambridge, England, June 29-July 10, 1981*. Sous la dir. de M. J. REES et R. J. STONEHAM. T. 90. NATO Advanced Study Institutes (ASI) Series C: Mathematical and Physical Sciences. Dordrecht : D. Reidel Publishing Co., p. 71-77 (cf. p. 27).
188. MELSON, T., JANKA, H.-Th., BOLLIG, R., HANKE, F. et al. (août 2015). “Neutrino-driven Explosion of a 20 Solar-mass Star in Three Dimensions Enabled by Strange-quark Contributions to Neutrino-Nucleon Scattering”. *The Astrophysical Journal* 808.2, p. L42-L49 (cf. p. 48, 65).
189. MILISAVLJEVIC, D., FESEN, R. A., GERARDY, C. L., KIRSHNER, R. P. et al. (fév. 2010). “Doublets and Double Peaks: Late-Time [O I] $\lambda\lambda 6300, 6364$ Line Profiles of Stripped-Envelope, Core-Collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 709.2, p. 1343-1355 (cf. p. 53).
190. MINKOWSKI, R. (mar. 1939). “The Spectra of the Supernovae in IC 4182 and in NGC 1003.” *The Astrophysical Journal* 89, p. 156 (cf. p. 22).
191. MINKOWSKI, R. (juin 1940). “Spectra of the Supernova in NGC 4725”. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 52, p. 206-207 (cf. p. 22).
192. MINKOWSKI, R. (août 1941). “Spectra of Supernovae”. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 53, p. 224-225 (cf. p. 23).
193. MINKOWSKI, R. (sept. 1942). “The Crab Nebula.” *The Astrophysical Journal* 96, p. 199-213 (cf. p. 25).
194. MINKOWSKI, R. (jan. 1959). “Optical observations of nonthermal galactic radio sources”. In : *URSI Symposium 1: Paris Symposium on Radio Astronomy*. Sous la dir. de Ronald N. BRACEWELL. T. 9. IAU Symposium. Stanford : Stanford University Press, p. 315-322 (cf. p. 17).
195. MIYOSHI, T. et KUSANO, K. (sept. 2005). “A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics”. *Journal of Computational Physics* 208.1, p. 315-344 (cf. p. 96).

196. MOUGEL, J., FABRE, D., LACAZE, L. et BOHR, T. (août 2017). “On the instabilities of a potential vortex with a free surface”. *Journal of Fluid Mechanics* 824, p. 230-264 (cf. p. 76).
197. MÜLLER, B. (sept. 2016). “The Status of Multi-Dimensional Core-Collapse Supernova Models”. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 33, e048 (cf. p. 50).
198. MÜLLER, B., JANKA, H.-Th. et DIMMELMEIER, H. (juil. 2010). “A New Multi-dimensional General Relativistic Neutrino Hydrodynamic Code for Core-collapse Supernovae. I. Method and Code Tests in Spherical Symmetry”. *The Astrophysical Journal Supplement* 189.1, p. 104-133 (cf. p. 46).
199. MÜLLER, B., JANKA, H.-Th. et HEGER, A. (déc. 2012). “New Two-dimensional Models of Supernova Explosions by the Neutrino-heating Mechanism: Evidence for Different Instability Regimes in Collapsing Stellar Cores”. *The Astrophysical Journal* 761.1, 72 (cf. p. 54, 70).
200. MÜLLER, B., JANKA, H.-Th. et MAREK, A. (sept. 2012). “A New Multi-dimensional General Relativistic Neutrino Hydrodynamics Code for Core-collapse Supernovae. II. Relativistic Explosion Models of Core-collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 756.1, 84 (cf. p. 45).
201. MÜLLER, B., JANKA, H.-Th. et MAREK, A. (mar. 2013). “A New Multi-dimensional General Relativistic Neutrino Hydrodynamics Code of Core-collapse Supernovae. III. Gravitational Wave Signals from Supernova Explosion Models”. *The Astrophysical Journal* 766.1, 43 (cf. p. 58).
202. MÜLLER, B., MELSON, T., HEGER, A. et JANKA, H.-Th. (nov. 2017). “Supernova simulations from a 3D progenitor model - Impact of perturbations and evolution of explosion properties”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 472.1, p. 491-513 (cf. p. 104).
203. MÜLLER, E., FRYXELL, B. et ARNETT, D. (nov. 1991). “Instability and clumping in SN 1987A.” *Astronomy and Astrophysics* 251, p. 505-514 (cf. p. 29).
204. MÜLLER, E. et HILLEBRANDT, W. (déc. 1979). “A magnetohydrodynamical supernova model.” *Astronomy and Astrophysics* 80, p. 147-154 (cf. p. 26).
205. MÜLLER, E. et HILLEBRANDT, W. (nov. 1981). “The collapse of rotating stellar cores”. *Astronomy and Astrophysics* 103, p. 358-366 (cf. p. 26).

206. MURPHY, J. W. et BURROWS, A. (déc. 2008). “Criteria for Core-Collapse Supernova Explosions by the Neutrino Mechanism”. *The Astrophysical Journal* 688.2, p. 1159-1175 (cf. p. 105, 106, 123, 124).
207. MURPHY, J. W., DOLENCE, J. C. et BURROWS, A. (juil. 2013). “The Dominance of Neutrino-driven Convection in Core-collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 771.1, 52 (cf. p. 148).
208. NOMOTO, K., SPARKS, W. M., FESEN, R. A., GULL, T. R. et al. (oct. 1982). “The Crab Nebula’s progenitor”. *Nature* 299.5886, p. 803-805 (cf. p. 33).
209. NORDHAUS, J., BRANDT, T. D., BURROWS, A. et ALMGREN, A. (juin 2012). “The hydrodynamic origin of neutron star kicks”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 423.2, p. 1805-1812 (cf. p. 51).
210. NORDHAUS, J., BURROWS, A., ALMGREN, A. et BELL, J. (sept. 2010). “Dimension as a Key to the Neutrino Mechanism of Core-collapse Supernova Explosions”. *The Astrophysical Journal* 720.1, p. 694-703 (cf. p. 51).
211. O’CONNOR, E. et OTT, C. D. (juin 2010). “A new open-source code for spherically symmetric stellar collapse to neutron stars and black holes”. *Classical and Quantum Gravity* 27.11, 114103 (cf. p. 46).
212. O’CONNOR, E. et OTT, C. D. (avr. 2011). “Black Hole Formation in Failing Core-Collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 730.2, 70 (cf. p. 43).
213. OBERGAULINGER, M., CERDÁ-DURÁN, P., MÜLLER, E. et ALOY, M. A. (avr. 2009). “Semi-global simulations of the magneto-rotational instability in core collapse supernovae”. *Astronomy and Astrophysics* 498.1, p. 241-271 (cf. p. 49).
214. OBERGAULINGER, M., JANKA, H.-Th. et ALOY, M. A. (déc. 2014). “Magnetic field amplification and magnetically supported explosions of collapsing, non-rotating stellar cores”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445.3, p. 3169-3199 (cf. p. 167).
215. OSTRIKER, J. P. et TASSOUL, J. L. (mar. 1969). “On the Oscillations and Stability of Rotating Stellar Models. II. Rapidly Rotating White Dwarfs”. *The Astrophysical Journal* 155, p. 987 (cf. p. 73).
216. OTT, C. D. (oct. 2009). “Probing the core-collapse supernova mechanism with gravitational waves”. *Classical and Quantum Gravity* 26.20, 204015 (cf. p. 58).

217. OTT, C. D., ABDIKAMALOV, E., MÖSTA, P., HAAS, R. et al. (mai 2013). “General-relativistic Simulations of Three-dimensional Core-collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 768.2, 115 (cf. p. 58).
218. OTT, C. D., OU, S., TOHLINE, J. E. et BURROWS, A. (juin 2005). “One-armed Spiral Instability in a Low- $T/|W|$ Postbounce Supernova Core”. *The Astrophysical Journal* 625.2, p. L119-L122 (cf. p. 73).
219. PACINI, F. (nov. 1967). “Energy Emission from a Neutron Star”. *Nature* 216, p. 567-568 (cf. p. 25).
220. PAPALOIZOU, J. C. B. et PRINGLE, J. E. (juin 1984). “The dynamical stability of differentially rotating discs with constant specific angular momentum”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 208.4, p. 721-750 (cf. p. 74).
221. PARK, J. et BILLANT, P. (juin 2013). “The stably stratified Taylor-Couette flow is always unstable except for solid-body rotation”. *Journal of Fluid Mechanics* 725, p. 262-280 (cf. p. 76).
222. PASSAMONTI, A. et ANDERSSON, N. (jan. 2015). “The intimate relation between the low T/W instability and the corotation point”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 446.1, p. 555-565 (cf. p. 74).
223. PERLMUTTER, S., ALDERING, G., GOLDHABER, G., KNOP, R. A. et al. (juin 1999). “Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 517, p. 565-586 (cf. p. 22).
224. PERRY, S. J. (nov. 1885). “The Outburst in Andromeda”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 46.1, p. 22 (cf. p. 18).
225. POPOV, S. B. et TUROLLA, R. (oct. 2012). “Initial spin periods of neutron stars in supernova remnants”. *Astrophysics and Space Science* 341.2, p. 457-464 (cf. p. 73).
226. PRITCHARD, C. (nov. 1885). “Photometric Observations of the Nova in the Andromeda Nebula, made at the Oxford University Observatory”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 46.1, p. 18-19 (cf. p. 18).
227. RAN, L. et GAO, S. (jan. 2007). “A Three-Dimensional Wave-Activity Relation for Pseudomomentum”. *Journal of Atmospheric Sciences* 64.6, p. 2126-2134 (cf. p. 76).
228. REYNOLDS, S. P., BORKOWSKI, K. J., GREEN, D. A., HWANG, U. et al. (juin 2008). “The Youngest Galactic Supernova Remnant: G1.9+0.3”. *The Astrophysical Journal* 680, p. L41-L44 (cf. p. 18).

229. RIESS, A. G., FILIPPENKO, A. V., CHALLIS, P., CLOCCHIATTI, A. et al. (sept. 1998). “Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant”. *The Astronomical Journal* 116, p. 1009-1038 (cf. p. 22).
230. ROE, P. L. (oct. 1981). “Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes”. *Journal of Computational Physics* 43.2, p. 357-372 (cf. p. 96).
231. SAIJO, M. (juil. 2018). “Determining the stiffness of the equation of state using low T/W dynamical instabilities in differentially rotating stars”. *Physical Review D* 98.2, 024003 (cf. p. 76).
232. SAIJO, M., BAUMGARTE, T. W. et SHAPIRO, S. L. (sept. 2003). “One-armed Spiral Instability in Differentially Rotating Stars”. *The Astrophysical Journal* 595.1, p. 352-364 (cf. p. 73).
233. SAIJO, M. et YOSHIDA, S. (mai 2006). “Low $T/|W|$ dynamical instability in differentially rotating stars: diagnosis with canonical angular momentum”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 368.3, p. 1429-1442 (cf. p. 76).
234. SALAM, A. (1968). “Weak and Electromagnetic Interactions”. In : *Proceedings of the 8th Nobel Symposium on Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity, Aspenäs garden, Lerum, Sweden, May 19-25, 1968*. Sous la dir. de Nils SVARTHOLM. Stockholm : Almqvist et Wiksell, p. 367-377 (cf. p. 25).
235. SANA, H., MINK, S. E. de, KOTER, A. de, LANGER, N. et al. (juil. 2012). “Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars”. *Science* 337.6093, p. 444-446 (cf. p. 2, 31).
236. SATO, K. (nov. 1975). “Supernova Explosion and Neutral Currents of Weak Interaction”. *Progress of Theoretical Physics* 54.5, p. 1325-1338 (cf. p. 25).
237. SCHECK, L., JANKA, H.-Th., FOGLEZZO, T. et KIFONIDIS, K. (jan. 2008). “Multidimensional supernova simulations with approximative neutrino transport. II. Convection and the advective-acoustic cycle in the supernova core”. *Astronomy and Astrophysics* 477.3, p. 931-952 (cf. p. 67).
238. SCHECK, L., KIFONIDIS, K., JANKA, H.-Th. et MÜLLER, E. (oct. 2006). “Multidimensional supernova simulations with approximative neutrino transport. I. Neutron star kicks and the anisotropy of neutrino-driven

- explosions in two spatial dimensions”. *Astronomy and Astrophysics* 457.3, p. 963-986 (cf. p. 51, 65, 70).
239. SCHECK, L., PLEWA, T., JANKA, H.-Th., KIFONIDIS, K. et al. (jan. 2004). “Pulsar Recoil by Large-Scale Anisotropies in Supernova Explosions”. *Physical Review Letters* 92.1, 011103 (cf. p. 50, 65, 70).
240. SCHRAMM, D. N. et ARNETT, W. D. (jan. 1975). “Neutral currents and supernovas”. *Physical Review Letters* 34.2, p. 113-116 (cf. p. 25).
241. SCINOCCA, J. F. et SHEPHERD, T. G. (jan. 1992). “Nonlinear wave-activity conservation laws and Hamiltonian structure for the two-dimensional anelastic equations”. *Journal of Atmospheric Sciences* 49, p. 5-27 (cf. p. 76).
242. SHAPLEY, H. et CURTIS, H. D. (mai 1921). “The Scale of the Universe”. *Bulletin of the National Research Council* 2.11, p. 171-217 (cf. p. 19).
243. SHEN, H., TOKI, H., OYAMATSU, K. et SUMIYOSHI, K. (juil. 1998a). “Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star”. *Nuclear Physics A* 637.3, p. 435-450 (cf. p. 48).
244. SHEN, H., TOKI, H., OYAMATSU, K. et SUMIYOSHI, K. (nov. 1998b). “Relativistic Equation of State of Nuclear Matter for Supernova Explosion”. *Progress of Theoretical Physics* 100.5, p. 1013-1031 (cf. p. 48).
245. SHIBATA, M., KARINO, S. et ERIGUCHI, Y. (août 2002). “Dynamical instability of differentially rotating stars”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 334.2, p. L27-L31 (cf. p. 73).
246. SHIBATA, M., KARINO, S. et ERIGUCHI, Y. (août 2003). “Dynamical bar-mode instability of differentially rotating stars: effects of equations of state and velocity profiles”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 343.2, p. 619-626 (cf. p. 73).
247. SMARTT, S. J. (avr. 2015). “Observational Constraints on the Progenitors of Core-Collapse Supernovae: The Case for Missing High-Mass Stars”. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 32, e016 (cf. p. 31).
248. STAELIN, D. H. et REIFENSTEIN E. C., III (déc. 1968). “Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula”. *Science* 162, p. 1481-1483 (cf. p. 25).
249. SUKHBOLD, T., ERTL, T., WOOSLEY, S. E., BROWN, J. M. et al. (avr. 2016). “Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions”. *The Astrophysical Journal* 821.1, 38 (cf. p. 44).
250. SUMMA, A., JANKA, H.-T., MELSON, T. et MAREK, A. (jan. 2018). “Rotation-supported Neutrino-driven Supernova Explosions in Three Dimensions

- and the Critical Luminosity Condition”. *The Astrophysical Journal* 852.1, 28 (cf. p. 54, 55, 70, 83, 101, 125, 130, 162, 163, 200).
251. SYMBALISTY, E. M. D. (oct. 1984). “Magnetorotational iron core collapse.” *The Astrophysical Journal* 285, p. 729-746 (cf. p. 26).
252. SYMBALISTY, E. M. D., SCHRAMM, D. N. et WILSON, J. R. (avr. 1985). “An expanding vortex site for the r-process in rotating stellar collapse”. *The Astrophysical Journal* 291, p. L11-L14 (cf. p. 26).
253. TAKEHIRO, S.-I. et HAYASHI, Y.-Y. (mar. 1992). “Over-reflection and shear instability in a shallow-water model”. *Journal of Fluid Mechanics* 236, p. 259-279 (cf. p. 76).
254. TAKIWAKI, T., KOTAKE, K. et SUWA, Y. (avr. 2012). “Three-dimensional Hydrodynamic Core-collapse Supernova Simulations for an 11.2 M_{\odot} Star with Spectral Neutrino Transport”. *The Astrophysical Journal* 749.2, 98 (cf. p. 47).
255. TAKIWAKI, T., KOTAKE, K. et SUWA, Y. (sept. 2016). “Three-dimensional simulations of rapidly rotating core-collapse supernovae: finding a neutrino-powered explosion aided by non-axisymmetric flows”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 461.1, p. L112-L116 (cf. p. 54, 55, 77, 83, 101, 125, 160, 162, 200).
256. TAMBORRA, I., HANKE, F., JANKA, H.-Th., MÜLLER, B. et al. (sept. 2014). “Self-sustained Asymmetry of Lepton-number Emission: A New Phenomenon during the Supernova Shock-accretion Phase in Three Dimensions”. *The Astrophysical Journal* 792.2, 96 (cf. p. 56).
257. TAMBORRA, I., HANKE, F., MÜLLER, B., JANKA, H.-Th. et al. (sept. 2013). “Neutrino Signature of Supernova Hydrodynamical Instabilities in Three Dimensions”. *Physical Review Letters* 111.12, 121104 (cf. p. 56, 57, 165, 200).
258. TAMBORRA, Irene, RAFFELT, Georg, HANKE, Florian, JANKA, Hans-Thomas et al. (août 2014). “Neutrino emission characteristics and detection opportunities based on three-dimensional supernova simulations”. *Physical Review D* 90.4, 045032 (cf. p. 50, 56).
259. TAUBENBERGER, S., VALENTI, S., BENETTI, S., CAPPELLARO, E. et al. (août 2009). “Nebular emission-line profiles of Type Ib/c supernovae - probing the ejecta asphericity”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 397.2, p. 677-694 (cf. p. 53).

260. TAYLOR, J. H., FOWLER, L. A. et McCULLOCH, P. M. (fév. 1979). “Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR1913 + 16”. *Nature* 277.5696, p. 437-440 (cf. p. 2).
261. TEYSSIER, R. (avr. 2002). “Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES”. *Astronomy and Astrophysics* 385.1, p. 337-364 (cf. p. 93).
262. THOMPSON, C. et DUNCAN, R. C. (mai 1993). “Neutron Star Dynamos and the Origins of Pulsar Magnetism”. *The Astrophysical Journal* 408, p. 194-217 (cf. p. 49, 61).
263. TORO, E. F., SPRUCE, M. et SPEARES, W. (juil. 1994). “Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver”. *Shock Waves* 4.1, p. 25-34 (cf. p. 96).
264. TRIMBLE, V. (oct. 1982). “Supernovae. Part I: the events”. *Reviews of Modern Physics* 54.4, p. 1183-1224 (cf. p. 22).
265. VAUCOULEURS, G. de et CORWIN Jr., H. G. (août 1985). “S Andromedae 1885 - A centennial review”. *The Astrophysical Journal* 295, p. 287-304 (cf. p. 18).
266. VINK, J., BLEEKER, J., HEYDEN, K. van der, BYKOV, A. et al. (sept. 2006). “The X-Ray Synchrotron Emission of RCW 86 and the Implications for Its Age”. *The Astrophysical Journal* 648, p. L33-L37 (cf. p. 13).
267. WALK, L., TAMBORRA, I., JANKA, H.-Th. et SUMMA, A. (déc. 2018). “Identifying rotation in SASI-dominated core-collapse supernovae with a neutrino gyroscope”. *Physical Review D* 98.12, 123001 (cf. p. 165).
268. WALK, L., TAMBORRA, I., JANKA, H.-Th. et SUMMA, A. (sept. 2019). “Effects of the standing accretion-shock instability and the lepton-emission self-sustained asymmetry in the neutrino emission of rotating supernovae”. *Physical Review D* 100.6, 063018 (cf. p. 58, 165).
269. WANG, L., BAADE, D., HÖFLICH, P. et WHEELER, J. C. (juil. 2003). “Spectropolarimetry of the Type Ic Supernova SN 2002ap in M74: More Evidence for Asymmetric Core Collapse”. *The Astrophysical Journal* 592.1, p. 457-466 (cf. p. 53).
270. WANG, L., HOWELL, D. A., HÖFLICH, P. et WHEELER, J. C. (avr. 2001). “Bipolar Supernova Explosions”. *The Astrophysical Journal* 550.2, p. 1030-1035 (cf. p. 53).
271. WANG, Z.-R. (mar. 1987). “Two Gamma-Ray Sources and Ancient Guest Stars”. *Science* 235, p. 1485-1486 (cf. p. 13, 199).

272. WANG, Z.-R., QU, Q.-Y. et CHEN, Y. (fév. 1997). “Is RX J1713.7-3946 the remnant of the AD393 guest star?” *Astronomy and Astrophysics* 318, p. L59-L61 (cf. p. 13).
273. WATTS, A. L., ANDERSSON, N. et JONES, D. I. (jan. 2005). “The Nature of Low T/|W| Dynamical Instabilities in Differentially Rotating Stars”. *The Astrophysical Journal* 618.1, p. L37-L40 (cf. p. 74).
274. WEINBERG, S. (nov. 1967). “A Model of Leptons”. *Physical Review Letters* 19, p. 1264-1266 (cf. p. 25).
275. WILSON, O. C. (nov. 1939). “Possible Applications of Supernovae to the Study of the Nebular Red Shifts.” *The Astrophysical Journal* 90, p. 634-636 (cf. p. 22).
276. WINTELER, C., KÄPPELI, R., PEREGO, A., ARCONES, A. et al. (mai 2012). “Magnetorotationally Driven Supernovae as the Origin of Early Galaxy r-process Elements?” *The Astrophysical Journal* 750.1, L22 (cf. p. 51).
277. WONGWATHANARAT, A., JANKA, H.-Th. et MÜLLER, E. (déc. 2010). “Hydrodynamical Neutron Star Kicks in Three Dimensions”. *The Astrophysical Journal* 725.1, p. L106-L110 (cf. p. 51, 65, 70).
278. WONGWATHANARAT, A., JANKA, H.-Th. et MÜLLER, E. (avr. 2013). “Three-dimensional neutrino-driven supernovae: Neutron star kicks, spins, and asymmetric ejection of nucleosynthesis products”. *Astronomy and Astrophysics* 552, A126 (cf. p. 51, 52, 65, 70, 200).
279. WOOSLEY, S. E. et HEGER, A. (sept. 2015). “The Remarkable Deaths of 9-11 Solar Mass Stars”. *The Astrophysical Journal* 810.1, 34 (cf. p. 36).
280. WOOSLEY, S. E., HEGER, A. et WEAVER, T. A. (nov. 2002). “The evolution and explosion of massive stars”. *Reviews of Modern Physics* 74.4, p. 1015-1071 (cf. p. 35, 37, 49).
281. WOOSLEY, S. E. et JANKA, H.-Th. (déc. 2005). “The physics of core-collapse supernovae”. *Nature Physics* 1.3, p. 147-154 (cf. p. 38).
282. XU, J. J., WANG, Z.-R. et QU, Q.-Y. (mar. 1992). “2CG 353+16 and the fourteenth century B.C. supernova”. *Astronomy and Astrophysics* 256, p. 483-486 (cf. p. 13).
283. YAMASAKI, T. et FOGLIZZO, T. (mai 2008). “Effect of Rotation on the Stability of a Stalled Cylindrical Shock and Its Consequences for Core-Collapse Supernovae”. *The Astrophysical Journal* 679.1, p. 607-615 (cf. p. 70, 77, 117).

284. YOSHIDA, S. et SAIJO, M. (avr. 2017). "On the role of corotation radius in the low T/W dynamical instability of differentially rotating stars". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 466.1, p. 600-612 (cf. p. 76).
285. ZWICKY, F. (nov. 1938a). "On Collapsed Neutron Stars." *The Astrophysical Journal* 88, p. 522-525 (cf. p. 22).
286. ZWICKY, F. (déc. 1938b). "On the Frequency of Supernovae." *The Astrophysical Journal* 88, p. 529-541 (cf. p. 22).
287. ZWICKY, F. (avr. 1939). "On the Theory and Observation of Highly Collapsed Stars". *Physical Review* 55.8, p. 726-743 (cf. p. 22).
288. ZWICKY, F. (jan. 1940). "Types of Novae". *Reviews of Modern Physics* 12, p. 66-85 (cf. p. 20).
289. ZWICKY, F., BERGER, J., GATES, H. S. et RUDNICKI, K. (juin 1963). "The 1962 Palomar Supernova Search". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 75.444, p. 236 (cf. p. 29).
290. "Observations of the Magnitude of Nova Andromedæ, at the Radcliffe Observatory, Oxford" (déc. 1885). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 46.2, p. 56-58 (cf. p. 18).
291. „Über eine Veränderung des grossen Andromedanebels“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.13-14, p. 246-248 (cf. p. 18).
292. „Über den neuen Stern im grossen Andromeda-Nebel“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.16-17, p. 283-288 (cf. p. 18).
293. „Über den neuen Stern im grossen Andromeda-Nebel“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.18, p. 300-302 (cf. p. 18).
294. „Über den neuen Stern im grossen Andromeda-Nebel“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.19, p. 322-326 (cf. p. 18).
295. „Über den neuen Stern im grossen Andromeda-Nebel“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.20-21, p. 356-360 (cf. p. 18).
296. „Über den neuen Stern im grossen Andromeda-Nebel“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.23, p. 388-392 (cf. p. 18).
297. „Über den neuen Stern im grossen Andromeda-Nebel“ (1885). *Astronomische Nachrichten* 112.24, p. 403-404 (cf. p. 18).

Crédits des figures

0.1.	CC-BY-SA, CMG Lee	3
1.1.	Z.-R. WANG, 1987	13
1.2.a.	Indira Gandhi National Centre for the Arts	14
1.2.b.	Adapté de JOGLEKAR et al., 2011	14
1.3.	X : NASA / CXC / SAO & ESA; Infrarouge : NASA / JPL-Caltech / B. Williams (NCSU)	14
1.4.a.	X : NASA / CXC / Rutgers / G. Cassam-Chenai, J. Hughes <i>et al.</i> ; Radio : NRAO / AUI / NSF / GBT / VLA / Dyer, Maddalena & Cornwell; Optique : Middlebury College / F. Winkler, NOAO / AURA / NSF / CTIO Schmidt & DSS	16
1.4.b.	NASA, ESA, J. Hester and A. Loll (Arizona State University)	16
1.4.c.	X : NASA / CXC / SAO; Infrarouge : NASA / JPL-Caltech; Optique : MPIA, Calar Alto, O. Krause <i>et al.</i>	16
1.4.d.	X : NASA / CXC / SAO / D. Patnaude; Optique : DSS	16
1.5.	X : NASA / CXC / SAO; Optique : NASA / STScI; Infrarouge : NASA / JPL-Caltech / Steward / O. Krause <i>et al.</i>	18
1.6.	X : NASA / CXC / SAO; Optique : NASA / STScI; Infrarouge : NASA / JPL / Caltech; Radio : NSF / NRAO / VLA; Ultraviolet : ESA / XMM-Newton	26
1.7.	David Malin / Australian Astronomical Observatory	28
1.8.a.	NASA, ESA, and R. Kirshner (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics and Gordon and Betty Moore Foundation) and P. Challis (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics)	28
1.8.b.	NASA / STScI / CfA / P. Challis	28
1.9.	DR (basé sur le catalogue CBAT et YAMAOKA, 2017)	30
1.10.	DR	41
1.11.	DR	42
1.12.a.	HOBBS et al., 2005	52

Crédits des figures

1.12.b.	CHATTERJEE et CORDES, 2002	52
1.12.c.	WONGWATHANARAT et al., 2013	52
1.12.d.	GREFENSTETTE et al., 2014	52
1.13.a.	Adapté de TAKIWAKI et al., 2016	55
1.13.b.	Adapté de SUMMA et al., 2018	55
1.13.c.	Adapté de SUMMA et al., 2018	55
1.13.d.	Adapté de TAKIWAKI et al., 2016	55
1.13.e.	Adapté de SUMMA et al., 2018	55
1.14.a.	Adapté de TAMBORRA et al., 2013	57
1.14.b.	KURODA, KOTAKE et al., 2016	57
2.1.	FOGLIZZO et al., 2006	64
2.2.	BLONDIN et MEZZACAPPA, 2006	65
2.3.	BLONDIN et al., 2017	66
2.4.a.	DR (basé sur FOGLIZZO, 2009)	67
2.4.b.	DR (basé sur FOGLIZZO, 2009)	67
2.5.	BLONDIN et al., 2017	71
2.6.a.	Adapté de KAZERONI et al., 2017	72
2.6.b.	Adapté de KAZERONI et al., 2017	72
2.7.	DR (basé sur FOGLIZZO)	75
3.1.	DR	93
4.1.a.	DR	103
4.1.b.	DR	103
4.2.	DR	107
4.3.	DR	109
4.4.	DR	110
4.5.	DR	112
4.6.	DR	113
4.7.	DR	113
4.8.	DR	114
4.9.	DR	115
4.10.	DR	116
4.11.	DR	119
4.12.	DR	120

4.13.	DR	121
4.14.	DR	122
4.15.	DR	124
4.16.	DR	126
4.17.	FERNÁNDEZ et al., 2014	129
5.1.a.	DR	135
5.1.b.	DR	135
5.1.c.	DR	135
5.1.d.	DR	135
5.2.a.	DR	137
5.2.b.	DR	137
5.2.c.	DR	137
5.3.a.	DR	139
5.3.b.	DR	139
5.3.c.	DR	139
5.3.d.	DR	139
5.4.a.	DR	141
5.4.b.	DR	141
5.5.a.	DR	143
5.5.b.	DR	143
5.6.a.	DR	144
5.6.b.	DR	144
5.7.	DR	145
5.8.	DR	147
5.9.	DR	150
5.10.	DR	152
5.11.	DR	153
5.12.	DR	154
5.13.	DR	156
5.14.	DR	157
5.15.	DR	158

Titre : Explosion asymétrique des supernovæ gravitationnelles

Mots clés : supernovæ, instabilités hydrodynamiques, SASI, convection, rotation, simulations numériques

Résumé : L'histoire de l'observation des supernovæ remonte à plusieurs millénaires, mais cela fait moins de cent ans que l'on sait que certaines d'entre elles marquent la fin de vie des étoiles massives. L'effondrement gravitationnel du cœur de fer de ces étoiles peut conduire à la formation d'une étoile à neutrons et au déclenchement d'une de ces explosions spectaculaires, ainsi appelées supernovæ gravitationnelles. Les mécanismes à l'œuvre dans la région la plus interne de l'étoile durant les quelques centaines de millisecondes suivant l'effondrement initial jouent un rôle clé dans le succès ou non de l'explosion. En particulier, les instabilités multi-dimensionnelles telles que l'instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI) ou la convection induite par les neutrinos sont susceptibles d'augmenter efficacement le chauffage de la matière par les neutrinos émis depuis la proto-étoile à neutrons et de donner lieu à des explosions fortement asymétriques.

Dans cette thèse, ces phénomènes sont étudiés à l'aide de simulations numériques d'un modèle simplifié à deux dimensions. Cela permet une vaste exploration de l'espace

des paramètres qui serait inaccessible pour les modèles plus réalistes.

La frontière entre explosion et effondrement en trou noir est déterminée dans un espace à trois paramètres que sont la rotation stellaire, le chauffage par les neutrinos et le taux d'accrétion — qui est relié à la masse du progéniteur. La surface critique ainsi définie permet de caractériser l'impact des instabilités multi-dimensionnelles sur le seuil d'explosion. Les effets de la rotation sont importants pour les modèles présentant un faible taux d'accrétion. Ces résultats permettent de réconcilier ceux de différents modèles réalistes. Le caractère stochastique des résultats à proximité de la transition est mis en évidence; celui-ci est d'autant plus important que la rotation et le taux d'accrétion sont faibles. Les différents chemins vers l'explosion observés dans nos simulations sont décrits et illustrés par l'analyse d'un échantillon emblématique de modèles. Les rôles respectifs des différentes instabilités et leurs signatures sont discutés. L'ensemble des ~600 simulations réalisées constitue une base offrant de nombreuses perspectives d'analyses futures.

Title: Asymmetric explosion of core-collapse supernovæ

Keywords: supernovæ, hydrodynamic instabilities, SASI, convection, rotation, numerical simulations

Abstract: The observational history of supernovæ dates back to several millennia, but it has been less than one hundred years since we know that some of them mark the death of massive stars. The gravitational collapse of the iron core at the centre of those stars can lead to the birth of a neutron star and the onset of one of those spectacular explosions, thus called core-collapse supernovæ. The mechanisms at work in the innermost part of the star during the first few hundred milliseconds after the initial collapse play a key role in the success or the failure of the explosion. In particular, multi-dimensional instabilities like the standing accretion shock instability (SASI) or the neutrino-driven convection are likely to increase efficiently the matter heating by neutrinos emitted from the proto-neutron star and yield highly asymmetric explosions.

In this thesis, those phenomena are studied with the help of numerical simulations of a simplified two dimensional model. This allows for a vast exploration of the parameter space that would be unreachable for more realistic models.

The boundary between explosion and collapse into a black hole is established in a three parameter space, namely the stellar rotation, the neutrino heating and the accretion rate — which relates to the progenitor mass. The critical surface so defined allows us to characterise the impact of multi-dimensional instabilities on the explosion threshold. The effects of rotation are important for models with a low accretion rate. These results allow us to reinterpret the seemingly contradictory results of more realistic models. The stochasticity of the results near the explosion threshold is highlighted. This effect is more pronounced for low rotation and accretion rates. The different paths to explosion observed in our simulations are described and illustrated with the analysis of a representative sample of models. The respective roles of the different instabilities and their signatures are discussed. The set of ~600 simulations constitutes a database offering numerous perspectives for future analysis.

